



HAL
open science

Mécanismes de transport dans les disques protoplanétaires et impact sur la formation des premiers solides

Nicolas Cuello

► **To cite this version:**

Nicolas Cuello. Mécanismes de transport dans les disques protoplanétaires et impact sur la formation des premiers solides. Astrophysique [astro-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2015. Français. NNT : 2015LYO10154 . tel-01259815

HAL Id: tel-01259815

<https://theses.hal.science/tel-01259815v1>

Submitted on 21 Jan 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Numéro d'ordre : 154-2015

Année : 2015

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1**

Spécialité

Astrophysique

École doctorale de Physique et Astrophysique (PHAST 52)

Présentée par

M. Nicolás CUELLO

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN PHYSIQUE
(arrêté du 7 août 2006)

Sujet de la thèse :

**Mécanismes de transport dans les disques protoplanétaires
et impact sur la formation des premiers solides**

soutenue publiquement le 25 septembre 2015

Membres du jury :

M. Bernard BOURDON	Président
M. Sébastien CHARNOZ	Rapporteur
M. Bruno LOPEZ	Rapporteur
M. Aurélien CRIDA	Examineur
M. Jean-François GONZALEZ	Directeur de thèse

Résumé

L'objectif principal de cette thèse est de proposer de nouveaux mécanismes de transport de solides dans les disques protoplanétaires afin de résoudre le problème de la dérive radiale des solides causée par la friction du gaz. En effet, malgré d'importants efforts théoriques et expérimentaux, il reste difficile à expliquer comment de petites particules de poussière sub-millimétriques forment des blocs kilométriques dans les conditions qui règnent au sein des disques protoplanétaires. Je montre que les mécanismes de transport proposés dans cette thèse sont en mesure de résoudre ce problème de dérive et j'étudie leurs effets sur la formation des premiers solides.

Dans un premier temps, je considère les effets de la photophorèse et des jets magnétiques sur le mouvement radial des grains dans les disques protoplanétaires. Le premier est dû aux effets thermiques du rayonnement stellaire sur la surface des grains, tandis que le deuxième est provoqué par les lignes de champ magnétique stellaire qui traversent le disque. Les résultats sont obtenus en résolvant les équations du mouvement des particules de façon numérique. Le transport induit par ces mécanismes a d'importantes conséquences pour la composition des météorites qui sont discutées dans le contexte de la nébuleuse solaire.

Dans un deuxième temps, j'étudie la formation de pièges à particules causés par la présence de plusieurs planètes dans le disque grâce des simulations hydrodynamiques. Ces résultats incluent la croissance des grains et sont directement comparés aux travaux similaires considérant une seule planète dans le disque. Le cas de l'étoile HD 100546, pour lequel les observations récentes suggèrent la présence de deux planètes dans le disque, est examiné en détail. L'évolution du disque en considérant différentes tailles de grain est étudiée au moyen de simulations hydrodynamiques SPH. Les distributions de la poussière et du gaz dans le disque sont particulièrement révélatrices car elles permettent de mettre à l'épreuve les différents scénarios proposés par les observations.

L'étude de ces mécanismes montre que, selon leur taille et leur composition, les grains s'accumulent à différentes distances radiales dans le disque. Ces processus empêchent donc l'accrétion des solides par l'étoile et résolvent ainsi le problème de la barrière de dérive radiale. Les futures observations avec des instruments tels que ALMA, SPHERE et MATISSE permettront de mieux contraindre l'efficacité de ces mécanismes dans les disques protoplanétaires.

Mots clés : disques protoplanétaires, poussière, simulations numériques, photophorèse, jet magnétique, piège à particules, HD 100546.

Abstract

The main goal of this work is to study new transport mechanisms of solids in protoplanetary disks and its implications for the composition of the first solids. The motion of solids inside the disk leads to the so-called radial-drift barrier caused by the gas aerodynamic drag, which is a severe problem for planet formation theory. In this context, it is hard to explain how sub-mm grains reach planetesimal sizes during the disk lifespan.

First of all, I study the effects of photophoresis on the dust grains illuminated by the stellar radiation and quantify the efficiency of radial transport as a function of the particle properties. Then, I study the ejection of particles from the inner regions of the disk via the so-called stellar fountain model. Due to the stellar magnetic field which threads the disk, solid particles enter a jet that sends them outwards up to a few astronomical units. Both processes, photophoresis and jets, have important implications for the composition of meteorites which are discussed within the Solar Nebula scenario.

In the last chapter, I study dust dynamics in multi-planetary systems through SPH simulations. The formation of particle traps in a disk with two planets is treated in detail and compared to previous work considering a single planet. Then I consider the case of HD 100546, a star with a disk which might harbor two planets according to recent observations, and study the disk evolution in different scenarios. By considering different grains sizes it is then possible to establish a link with interferometric observations of the system. We consider models with different planetary masses and radial distances in order to better constrain these quantities.

The study of these mechanisms reveals that, according to particle size and composition, grains can pile up at different radial distances in the disk. This prevents the accretion by the central star by stopping the radial drift of solids, which shows that these mechanisms are good candidates to solve the radial-drift barrier. Future observations using ALMA, SPHERE and MATISSE will provide insights into the efficiency of these transport processes in protoplanetary disks.

Key words : protoplanetary disk, dust, numerical simulations, SPH, photophoresis, stellar jet, particle trap, HD 100546.

Remerciements

*Nous devons une part de notre être
à notre ville natale.*
ALBERT EINSTEIN

Je remercie tout d’abord Jean-François qui a cru en moi malgré un début administratif très difficile (merci pour ta confiance!) et qui m’a beaucoup appris tout au long du doctorat. Je n’ai pas seulement découvert les secrets des disques protoplanétaires sous sa direction mais un véritable style de vie : les conférences, les écoles et les voyages à l’autre bout du monde ont indéniablement rendu ces trois années inoubliables. Je remercie également mes collaborateurs Francesco Pignatale, Serena Arena, Kurt Liffman, Sarah Maddison et Farzana Meru avec qui j’ai eu beaucoup de plaisir à travailler et qui sont aujourd’hui devenus des amis.

Permettez-moi de supposer que la citation d’Albert Einstein ci-dessus soit vraie. Je peux alors ajouter le corollaire suivant : “l’environnement dans lequel on grandit définit notre caractère, nos valeurs et nos goûts”¹. On s’accordera alors sur le fait que ceci a un impact non négligeable sur le reste de la vie d’un individu. Dans ce sens, je dois beaucoup à la ville de San Carlos de Bariloche en Argentine où j’ai passé les premières années de ma vie et dont je garde des souvenirs indélébiles. Cependant, de par ma vie un peu “mouvementée”, c’est comme si j’avais plusieurs villes natales aujourd’hui : Grenoble, Barcelone, Córdoba, Luque, Torino et Lyon. Mes remerciements vont donc à toutes les personnes qui m’ont accompagné, que ce soit de près ou de loin, depuis le début et qui ont joué un rôle décisif pour mener à bien cette expérience doctorale.

Par souci de synthèse, je remercierai seulement un sous-ensemble (non exhaustif) des gens qui devraient figurer ici :

- Je tiens à remercier par dessus tout mes parents Gabriela et Gabriel qui, au prix d’innombrables efforts, ont toujours souhaité que j’aie la meilleure éducation possible et qui ont été d’un soutien inconditionnel pendant mes études. Deux personnes m’ont épaulé à tout moment et m’ont permis de surmonter les défis de ces trois dernières années : ma “petite” soeur Valentina avec sa bonne humeur et Célia qui est décidément la femme de ma vie. D’ailleurs, je souhaite pouvoir continuer l’aventure avec elle dans l’hémisphère sud.

1. J’en ai découvert une démonstration véritablement merveilleuse que cette thèse est trop étroite pour contenir.

- La “famille grenobloise” constituée essentiellement de Gaëtan, Pierre, Suriya, Lukas, Charlotte, Joris, François, Clara, Léo, Anna, tous les PMMb, Miguel, Pablo, Thomas, Felipe et Gigi. Ce sont tous des amis extraordinaires qui ont ajouté une grande dose de bonheur et/ou d’adrénaline dans ma vie.

- La “famiglia italiana” composée par Dio, Alberto, Stefano et Sir Colucci. Grazie ragazzi! À cette liste j’ajoute également l’illustre professeur Michele “Baffo” Caselle qui est en grande partie responsable de ma passion pour la physique théorique et qui est une source d’inspiration au quotidien.

- Ma famille qui se trouve en Argentine pour leur énorme affection et leurs encouragements. J’inclue dans cette catégorie Leandro et Cristian qui sont comme des “frères” pour moi. ¡Muchísimas gracias por el aguante!

- Rafa, Elise, Pato, Luis, Hectorín, Michel et Maryline qui grâce à leur hospitalité et leur amitié m’ont fait sentir comme à la maison dès mon premier jour à Lyon

- Enfin, l’ensemble du personnel de l’Observatoire de Lyon et tout particulièrement Nathalie, Sylvie et Alice qui m’ont guidé à travers les tortueux méandres de l’administration académique. Un énorme merci à tous les jeunes² de l’Obs avec qui j’ai vécu de formidables soirées et des parties épiques de babyfoot à 14h. Cet environnement a grandement contribué à ma formation scientifique et à mon bien être. J’espère sincèrement pouvoir y revenir dans un futur proche!

2. Rappel : la “jeunesse” est un état d’esprit non corrélé avec l’âge.

Table des matières

Introduction	15
1 Contexte astrophysique	17
1.1 Formation de disques et d'objets stellaires jeunes	17
1.1.1 Processus de formation des disques protoplanétaires	17
1.1.2 Observations d'objets stellaires jeunes	19
1.1.3 Le cas de notre système solaire	21
1.1.4 Les premiers solides du système solaire	23
1.2 Structure et évolution des disques protoplanétaires	27
1.2.1 Propriétés générales	27
1.2.2 Modèle stationnaire de disque d'accrétion visqueux	28
1.2.3 Structure de densité verticale	30
1.2.4 Transport de moment cinétique	30
1.3 Dynamique des grains dans le disque	32
1.3.1 Force de friction	32
1.3.2 Dérive radiale des solides	34
1.3.3 Sédimentation verticale	34
1.3.4 Concentration de solides dans le disque	35
1.4 Formation planétaire : des grains de poussière aux planètes	37
1.4.1 Formation des planétésimaux et des protoplanètes	37
1.4.2 Scénario de formation des planètes	39
1.5 Interactions disque-planète	39
1.5.1 Sillons planétaires dans le disque	39
1.5.2 Différents types de migration planétaire	41
1.5.3 Structure des systèmes planétaires multiples	43
1.6 La photophorèse : une "nouvelle" force	45
1.6.1 Description du phénomène physique	45
1.6.2 Expression de la force de photophorèse	46
1.6.3 Effets de la photophorèse dans les disques protoplanétaires	47
2 Simulations SPH de disques protoplanétaires	53
2.1 Méthodes numériques en astrophysique	54
2.2 Formalisme SPH	55
2.2.1 Interpolations des champs physiques	57
2.2.2 Équations du mouvement	58
2.2.3 Chocs et viscosité artificielle	60
2.3 Traitement d'un mélange bifluide	61
2.3.1 Équations du mouvement	62

2.3.2	Améliorations récentes	63
2.4	Structure du code SPH	64
2.4.1	Initialisation et fonctions de lissage utilisées	64
2.4.2	Intégrateur numérique et pas de temps	64
2.4.3	Croissance des grains dans le code	66
2.5	Inclusion de nouveaux phénomènes dans le code	67
2.5.1	Implementation de la force de photophorèse	67
2.5.2	Ajout d'une deuxième planète dans le disque	68
2.5.3	Modification de la masse stellaire	70
2.5.4	Simulations SPH multi-espèces	71
3	Effets dynamiques de la photophorèse dans les disques protoplanétaires	73
3.1	Propriétés de la force de photophorèse	73
3.1.1	Conditions de force maximale	73
3.1.2	La porosité : un ingrédient fondamental	75
3.2	Calcul de la vitesse radiale des solides	77
3.2.1	Modèles de disques unidimensionnels	77
3.2.2	Modèle bi-dimensionnel de disque irradié	81
3.3	Simulations hydrodynamiques incluant la force de photophorèse	83
3.3.1	Modèle de disque	83
3.3.2	Ensemble de simulations	84
3.4	Effets dynamiques de la force de photophorèse	86
3.4.1	Transport vers l'extérieur par photophorèse	86
3.4.2	Régions d'accumulation pour différentes tailles et densités	88
3.4.3	Sédimentation verticale	90
3.5	Photophorèse, météorites et planètes : un scénario complexe	91
3.5.1	Zones d'accumulation dues à la photophorèse	91
3.5.2	Fractionnement chimique de la poussière	92
3.5.3	Transport de matériel chaud vers l'extérieur	94
3.6	Conclusions et perspectives	95
4	Les jets magnétiques : une solution pour le transport des CAIs	97
4.1	Propriétés et mécanismes de formation des CAIs	97
4.1.1	Contraintes observationnelles	97
4.1.2	Scénario proposé pour la formation des CAIs	100
4.2	Modèle de la fontaine stellaire	102
4.2.1	Échelles de longueur caractéristiques	102
4.2.2	Échelles de temps caractéristiques	105
4.2.3	Équations du mouvement des CAIs	106
4.2.4	Mouvement radial des particules	108
4.3	Calcul de la température à la surface des CAIs	110
4.3.1	Taux de refroidissement et température d'équilibre	110
4.3.2	Méthode de résolution des équations	111
4.4	Quantité de CAIs produits	111
4.5	Étude pour différents cas d'accrétion	113
4.5.1	Cas d'accrétion élevée : $\dot{M}_a = 3 \times 10^{-7} M_\odot \text{an}^{-1}$	114
4.5.2	Cas d'accrétion intermédiaire : $\dot{M}_a = 10^{-7} M_\odot \text{an}^{-1}$	117
4.5.3	Cas d'accrétion faible : $\dot{M}_a = 3 \times 10^{-8} M_\odot \text{an}^{-1}$	118

4.6	Conclusion et perspectives	119
5	Sillons planétaires au sein de systèmes multiples	123
5.1	Simulations SPH avec deux planètes	123
5.1.1	Études précédentes avec 1 planète	124
5.1.2	Simulations avec 2 planètes	124
5.1.3	Structure des sillons planétaires	126
5.2	Etude du système HD 100546	132
5.2.1	Observations du système	132
5.2.2	Simulations hydrodynamiques de HD 100546	136
5.2.3	Simulations avec croissance des grains dans le disque	142
5.3	Pistes de recherche pour le futur	145
5.3.1	Formation séquentielle de planètes dans HD 100546	145
5.3.2	Croissance avec fragmentation dans HD 100546	146
5.3.3	Comportement dynamique de différentes espèces chimiques	146
	Conclusion	148
A	Le paramètre visqueux α	149
B	Matériel supplémentaire du Chap. 4	151
B.1	Temperature d'équilibre pour $S \gg 1$	151
B.2	Figures supplémentaires	151

Introduction

Le nombre d'exoplanètes détectées à ce jour (Fig. 1) dépasse le nombre de 2000 candidats confirmés³ et il ne fait aucun doute que ce nombre va continuer de croître dans les prochaines années. L'avènement de télescopes de plus en plus performants couplé au progrès spectaculaire en traitement d'images laisse présager un futur prometteur pour cette discipline. Il est important de rappeler que la première détection confirmée d'exoplanète date de 1992 lorsque deux planètes ont été découvertes orbitant le pulsar PSR B1257+12⁴. Ce n'est qu'en 1995 qu'a été découverte 51 Peg b, la première exoplanète orbitant une étoile de la séquence principale par Mayor & Queloz (1995), et qu'aujourd'hui il est possible de mesurer la composition chimique de certaines atmosphères exoplanétaires.

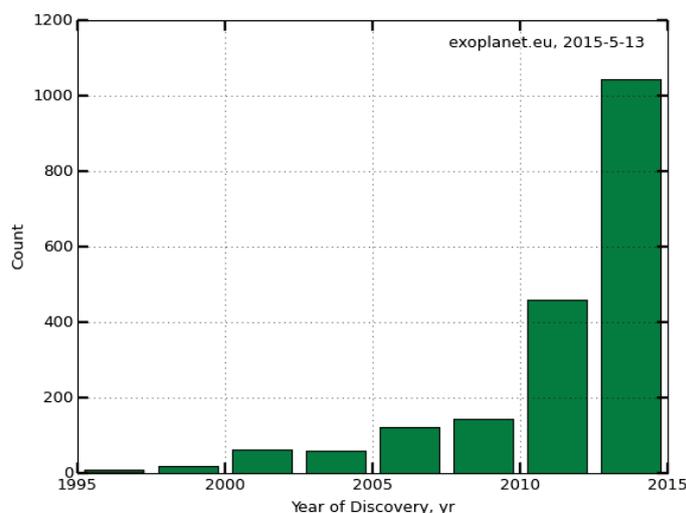


FIGURE 1 – Histogramme du nombre d'exoplanètes détectées depuis 1994 jusqu'au 13/05/2015. *Source* : www.exoplanet.eu

Les premiers savants à proposer, de façon indépendante, un modèle de formation du Système Solaire basé sur les lois de la physique ont été Emmanuel Kant et Pierre-Simon de Laplace. Il s'agit d'une proposition osée et qui, dans la même lignée que la révolution copernicienne, a permis une avancée conceptuelle significative. Dans le modèle de la Nébuleuse Solaire proposé, le Soleil se forme suite à l'effondrement d'un nuage de gaz et de poussière qui, par conservation du moment cinétique, forme un disque en rotation autour de l'étoile. Les planètes se forment alors au sein de ce disque approximativement

3. www.exoplanet.eu

4. plus tard, une troisième planète a été détectée orbitant le pulsar.

sur le même plan, appelé plan de l'écliptique. D'autres modèles plus exotiques, comme par exemple la formation des planètes suite à la collision du Soleil avec une autre étoile, étaient également étudiés à l'époque. Cependant, les confrontations aux observations et les avancées théoriques successives ont permis de l'écarter en laissant le scénario de la Nébuleuse Solaire comme le seul candidat cohérent. Il constitue aujourd'hui un modèle puissant qui permet d'étudier la formation et l'évolution de systèmes planétaires autour d'autres étoiles. Cependant, il reste encore de nombreuses lacunes quant à la compréhension des premières phases de la formation planétaire.

L'objectif principal de cette thèse est de proposer de nouveaux mécanismes de transport dans les disques protoplanétaires. Il s'agit de résoudre le problème de la dérive radiale des solides causée par la friction du gaz qui constitue une véritable barrière pour la formation des planétésimaux. En effet, malgré d'importants efforts théoriques et expérimentaux, les mécanismes de croissance des solides ayant des tailles comprises entre le millimètre et le mètre restent mal compris. Ceci soulève des problèmes quant à la formation des embryons planétaires dans les conditions qui règnent au sein des disques protoplanétaires et c'est pourquoi il s'agit d'un domaine très actif de recherche actuellement. Dans cette thèse, je considère des mécanismes variés tels que la photophorèse, le jet magnétique et les pièges à particules causés par les planètes qui permettent aux grains de poussière de se découpler du gaz en évitant ainsi l'accrétion par l'étoile. J'étudie la structure des systèmes planétaires multiples et en particulier le cas avec deux planètes. J'examine enfin le cas de HD 100546 grâce à des simulations hydrodynamique afin de mieux contraindre les paramètres du système. En effet, des observations récentes suggèrent la présence de deux planètes dans le disque en orbite autour de HD 100546. Cependant à ce jour les masses et les demi-grands axes des supposées planètes restent mal contraints.

Dans la mesure du possible, j'adopterai toujours une approche théorique en me servant de modèles analytiques ou semi-analytiques avant de traiter les équations de façon numérique ou à travers des simulations hydrodynamiques. Étant donné le grand nombre de particules impliquées et la complexité des phénomènes ayant lieu dans les disques protoplanétaires, les simulations se révèlent être un outil indispensable afin d'explorer la dynamique des systèmes considérés. Enfin, j'espère que les résultats présentés dans cette thèse amèneront de nouveaux éléments de réponse pour l'interprétation des structures observées autour des objets stellaires jeunes par des instruments tels que ALMA (Fig. 2), SPHERE et bientôt MATISSE.



FIGURE 2 – Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA). Crédits : ESO.

Plan de cette thèse

Le **premier chapitre** présente nos connaissances sur les disques protoplanétaires ainsi que les fondements physiques qui sont à la base des modèles couramment utilisés. En couplant les observations avec les modèles théoriques, on peut mieux contraindre les échelles temporelles et spatiales des processus qui opèrent au sein de ceux-ci.

Le **chapitre 2** est voué à la description des méthodes numériques utilisées en astrophysique et plus particulièrement celles qui permettent de simuler la dynamique des disques protoplanétaires. Une explication détaillée de la méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) et de ses derniers développements permet de comprendre la façon dont les résultats présentés ici ont été obtenus. Une attention particulière est portée aux parties du code que j'ai modifiées afin d'inclure de nouveaux phénomènes physiques.

Le **chapitre 3** présente la force de photophorèse qui agit dans les régions internes des disques sur les grains illuminés par l'étoile centrale. J'explore les effets dynamiques de la photophorèse dans les disques de transition grâce à des modèles analytiques et des simulations hydrodynamiques. Je traite enfin les implications du transport par photophorèse pour la composition des météorites dans le Système Solaire.

Dans le **chapitre 4**, je considère l'éjection de particules par le jet magnétique dans les régions proches de l'étoile ($< 0.1 \text{ UA}^5$). Ce mécanisme agit sur des particules ayant la même taille et les mêmes propriétés que les inclusions riches en Aluminium et en Calcium (CAIs) dans le cas de la Nébuleuse Solaire. Par ailleurs, les variations thermiques de la surface de la particule ont un rôle crucial pour évaluer les altérations minéralogiques que subissent les solides après leur éjection par le jet.

Finalement, le **chapitre 5** est consacré à l'étude de la structure des disques autour d'étoiles ayant deux planètes. Mes résultats sont directement comparés avec ceux obtenus précédemment avec une seule planète par Fouchet et al. (2010). On montre ainsi que l'on peut former des pièges à particules à différents endroits du disque selon la masse et l'espacement des planètes. On présente enfin des simulations en utilisant les paramètres stellaires de HD 100546 et les caractéristiques observées dans ce système qui ont pour but de mieux contraindre les orbites et les masses des planètes dans le disque.

5. Par définition, 1 Unité Astronomique (UA) équivaut à la distance moyenne Terre-Soleil et vaut $1.49 \times 10^{11} \text{ m}$.

Chapitre 1

Contexte astrophysique

Somewhere, something incredible is waiting to be known.
CARL SAGAN

Ce chapitre a pour but de présenter l'état de l'art des théories de formation planétaire et d'aborder les problématiques qui sont au coeur de la recherche actuelle. Dans un premier temps, nous présenterons le lien étroit qu'il existe entre les disques protoplanétaires et la formation de l'étoile hôte. Ceci nous conduira à l'étude de la structure et de l'évolution des disques depuis leur formation jusqu'à leur dissipation quelques millions d'années plus tard. Nous porterons ensuite une attention particulière au comportement dynamique et à la croissance des grains de poussière soumis à la friction aérodynamique du gaz au sein des disques. Nous présenterons également l'évolution des planètes dans le disque ainsi que les interactions planète-disque et les structures qui en découlent. En dernier lieu, nous examinerons l'ensemble des travaux portant sur le transport de solides par photophorèse. Il s'agit d'un mécanisme prometteur pour rompre la barrière de dérive radiale dont il sera question en détail dans le Chap. 3.

Ce panorama nous permettra de dégager les perspectives de cette thèse, qui a pour but d'étudier de nouveaux mécanismes de transport radial et les sillons planétaires dans les disques protoplanétaires. Je tâcherai, autant que possible, de comparer les modèles théoriques de disques avec les observations afin de présenter une vision exhaustive de cette discipline.

1.1 Formation de disques et d'objets stellaires jeunes

1.1.1 Processus de formation des disques protoplanétaires

Le scénario communément accepté pour la formation planétaire stipule que les planètes se forment en quelques millions d'années dans des disques de gaz et de poussière autour d'objets stellaires jeunes (Von Weizsäcker, 1944; Gamow & Hynke, 1945). Pour comprendre comment se forment ces disques, il faut étudier l'effondrement d'un nuage

moléculaire composé de gaz et de poussière interstellaire. Parmi les exemples de nuages moléculaires les plus célèbres on peut citer ceux d'Orion, du Taureau et d'Ophiucus qui se trouvent dans la Voie Lactée à quelques centaines de parsecs¹ de la Terre. Leurs tailles caractéristiques et leurs masses sont comprises entre 1 – 100 pc et $10 - 10^6 M_{\odot}$ respectivement, où $M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30}$ kg correspond à une masse solaire. On parle de berceaux stellaires car les étoiles se forment au sein de ces nuages. La Figure 1.1 montre par exemple une image de la nébuleuse d'Orion où l'on voit des étoiles en formation avec des structures en forme de disque qui diffusent la lumière stellaire. Celle-ci peut être occultée par une bande lorsque le système est observé par la tranche, elle peut être diffusée par un anneau si le système est observée de face ou bien une combinaison des deux selon l'inclinaison et l'étendue du disque.



FIGURE 1.1 – Zone de formation stellaire dans la nébuleuse d'Orion et zoom sur certains objets stellaires jeunes.

Considérons par exemple un nuage de gaz moléculaire avec un densité de $n \sim 10^{11} \text{ m}^{-3}$ et un diamètre de l'ordre de 200.000 UA qui commence son effondrement gravitationnel autour d'une sur-densité locale. Ce phénomène hautement non linéaire mène à une accumulation de masse au centre qui dure entre 10.000 et 100.000 ans (Kennicutt & Evans, 2012). Lorsque la densité numérique de molécules au centre atteint $n \sim 10^{30} \text{ m}^{-3}$, les réactions thermonucléaires se déclenchent et une proto-étoile se forme. Il est important de noter que l'excès de moment cinétique initial empêche le nuage de s'effondrer directement sur la sur-densité. Or le moment cinétique total doit être conservé pendant l'effondrement (Terebey et al., 1984) et le moment cinétique d'une particule augmente avec sa distance au centre. Il est donc nécessaire d'avoir un transport de moment cinétique vers l'extérieur dans le disque afin de permettre l'accumulation de matière au centre. On supposera ici que ce transport a effectivement lieu et on expliquera en détail les différents mécanismes

1. Par définition : 1 parsec = $3.08567758 \times 10^{16}$ m = 3.262 années lumière.

proposés pour ce transport dans la Sect. 1.2.4.

L'effondrement gravitationnel résulte donc en la formation d'un disque à symétrie cylindrique qui entoure la proto-étoile. À ce stade, la masse du disque est comparable à la masse de l'étoile centrale et on parle alors de disque proto-stellaire. Cependant l'accrétion du corps central entraîne une diminution significative de la masse du disque qui, après quelques centaines de milliers d'années, a une masse d'environ 1% de la masse de l'étoile et s'étend sur quelques centaines d'UA. Ce type de disque est communément appelée disque protoplanétaire et il constitue l'objet d'étude central de cette thèse. L'évolution de la poussière au sein de celui-ci conduit à la formation de planétésimaux qui forment ensuite des planètes par collisions successives où par accrétion du gaz environnant. Dans la Sect. 1.4 on détaillera la phase de formation des protoplanètes et des coeurs planétaires qui dure environ 10^5 ans et qui est suivie par la dissipation du gaz dans le disque. Lorsqu'une cavité centrale apparaît dans les régions internes du disque avant la dissipation totale du gaz, on parle de disque de transition. Les objets stellaires appartenant à cette catégorie tels que TW Hya (Calvet et al., 2002; Rosenfeld et al., 2012), MWC 758 (Isella et al., 2008, 2010) et HD 142527 (Casassus et al., 2013; Perez et al., 2015) ont été amplement étudiés ces dernières années et leur dynamique est activement débattue par les observateurs.

Les disques protoplanétaires se forment autour d'étoiles de différentes masses de la pré-séquence principale parmi lesquelles on distingue 3 grandes catégories selon la masse (M_*) et le type spectral de l'étoile :

- **Ae/Be Herbig** : $2 \leq M_* \leq 8M_\odot$, l'étoile a une température de surface supérieure à 7500 K et une luminosité supérieure à $5 L_\odot$. Les types spectraux de ces objets sont A et B typiquement.
- **T-Tauri** : $0.08 \leq M_* \leq 2M_\odot$. Dans ce cas, l'étoile a une température de surface comprise entre 2500 et 7500 K et une luminosité entre 0.08 et $5 L_\odot$. Ces objets sont de type spectral F, G, K et M.
- **Naines brunes** : $0.013 \leq M_* \leq 0.08M_\odot$. Contrairement aux deux catégories précédentes, ces étoiles ne déclenchent pas les réactions thermonucléaires et par conséquent n'atteignent jamais la séquence principale. Dans ce cas les températures typiques de surface sont comprises entre 600 et 2500 K et la luminosité est inférieure à $0.08 L_\odot$. Les types spectraux de ces objets sont M, L et T. Des observations récentes avec ALMA ont permis de mieux contraindre les paramètres caractéristiques de ce type de disques (Ricci et al., 2014).

1.1.2 Observations d'objets stellaires jeunes

Les disques protoplanétaires sont détectés lorsque le rayonnement stellaire qui les atteint est absorbé et/ou diffusé mettant en évidence l'environnement de l'étoile centrale. Il y a d'une part les méthodes directes de détection qui sondent le disque à différentes longueurs d'onde et permettent de caractériser divers aspects dont le rapport d'aspect ainsi que d'évaluer la distribution en taille des grains à partir de contraintes sur leur opacité ; et d'autre part, les méthodes indirectes qui déduisent certaines propriétés du disque à partir

du spectre de l'étoile.

La distribution spectrale d'énergie (SED²) mesure la distribution du flux en fonction de la fréquence ou de la longueur d'onde. Les objets stellaires jeunes sont souvent classifiés en fonction de la pente de leur SED dans l'intervalle [0.1 μm - 20 μm] définie de la façon suivante :

$$\alpha_{\text{IR}} \equiv \frac{\Delta \log(\lambda F_\lambda)}{\Delta \lambda} \quad (1.1)$$

où λ est la longueur d'onde, F_λ le flux spectral et l'indice IR veut dire infrarouge. La valeur de α_{IR} est corrélée avec les différents stades évolutifs du disque. Par convention, il existe 4 classes d'objets stellaires jeunes (Lada & Wilking, 1984; Andre et al., 1993; Andre & Montmerle, 1994) dont les SEDs typiques sont représentées sur la Fig. 1.2.

- **Classe 0** : la proto-étoile est cachée par le nuage de gaz environnant qui diffuse la lumière stellaire dans le lointain IR et/ou le millimétrique. Dans ce cas, $\alpha_{\text{IR}} = 0$ car le spectre ne montre aucun flux dans le proche IR. L'âge du système est d'environ 10^4 ans.
- **Classe I** : la SED est approximativement plate ou légèrement croissante avec $\alpha_{\text{IR}} < -0.3$ pour les longueurs d'onde comprises entre le proche et le moyen IR. À ce stade, après $\sim 10^5$ années d'évolution, la proto-étoile accrète du gaz et de la poussière de façon significative.
- **Classe II** : la SED se situe entre le proche et le moyen IR avec une pente telle que $-1.6 \leq \alpha_{\text{IR}} < -0.6$. On appelle ces objets des étoiles T Tauri classiques³. Dans ce cas, le spectre peut être interprété comme la somme de deux corps noirs : celui de l'étoile et celui du disque de poussière chauffé par le rayonnement stellaire. Il y a également une quantité importante d'énergie dans le proche IR⁴ qui fournit des informations sur la structure des parties internes du disque (Dullemond & Monnier, 2010).
- **Classe III** : la SED dans l'IR est essentiellement celle de la photosphère avec $\alpha_{\text{IR}} < -1.6$ et il est alors très difficile d'obtenir de l'information sur les environnements stellaires. Ces spectres correspondent à des étoiles qui sont sur le point de rentrer dans la séquence principale. Certaines sont entourées des disques de débris caractérisés par une faible densité de gaz et de la poussière issue des collisions entre les solides de taille de l'ordre du km. Ces objets ont $\sim 10^7$ ans d'évolution et sont appelés étoiles T Tauri à raies faibles⁵.

Les raies d'absorption et d'émission des spectres permettent d'obtenir des informations sur la composition chimique du disque. Le gaz est majoritairement constitué de H_2 (non observable) et en moindre proportion de H_2O , CO , NH_3 et CH_4 ; tandis que la poussière est principalement constituée de deux classes : d'une part les poussières carbonées

2. SED pour "Spectral Energy Distribution" en anglais.

3. CTTS pour "Classical T Tauri Star" en anglais.

4. "near-IR bump" en anglais.

5. "weak-lined T Tauri star" en anglais.

(graphite, carbone amorphe) et les molécules de grande taille contenant des cycles aromatiques (PAHs⁶), et d'autre part les grains riches en oxygène (SiO_2 , Mg_2SiO_4 , MgSiO_3 , H_2O et CH_3OH). Les premiers émettent dans le continuum entre 3 et 12 μm , tandis que les deuxièmes ont aussi des bandes d'absorption à 9.6 et à 18 μm et entre 3 et 16 μm dues aux silicates amorphes et aux vibrations des molécules volatiles condensées à la surface des grains. Le concept de ligne de gel est particulièrement important dans les disques car il permet de définir la région au delà de laquelle une espèce chimique se trouve à l'état solide. Il serait plus pertinent de l'appeler surface de condensation mais par convention on utilisera ici le terme de ligne de gel. La position de cette ligne a des conséquences importantes pour la croissance des grains qui seront discutées dans la Sect. 1.4.1.

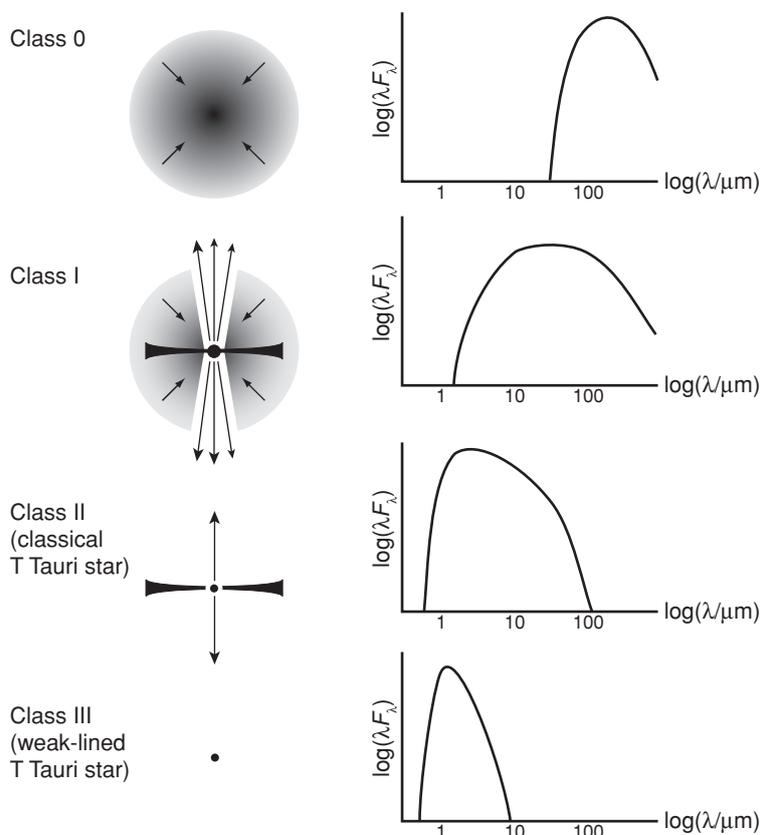


FIGURE 1.2 – Classification des objets stellaires jeunes en fonction de leur distribution de énergie spectrale (SED) : l'évolution temporelle suit l'ordre croissant des classes. Crédits : Armitage (2010)

1.1.3 Le cas de notre système solaire

La structure du système solaire

Le système solaire représente pour des raisons évidentes le système planétaire le plus étudié à ce jour. L'étude de sa structure et de son évolution permet d'établir un parallélisme avec les systèmes planétaires autour d'autres étoiles dont l'un des exemple les plus

6. "Polycyclic Aromatic Hydrocarbons" en anglais.

connus est 55 Cancri A où cinq exoplanètes ont été découvertes à ce jour. Les planètes étant le stade ultime de la formation planétaire, leur position et leur composition permet d'imposer des contraintes sur les mécanismes qui opèrent au sein des disques protoplanétaires.

Le Soleil est une étoile âgée de 4.567 milliards d'années de type spectral G2V et de masse $M_{\odot} = 1.99 \times 10^{30}$ kg qui appartient à la séquence principale. On note X , Y et Z les fractions massiques d'hydrogène, d'hélium et d'éléments plus lourds (appelés métaux en astrophysique) respectivement. Le Soleil est constitué essentiellement d'hydrogène ($X=73$) et d'hélium ($Y=25$) mais contient aussi un faible pourcentage de métaux ($Z=2$). Dans la Table 1.1 sont reportés les masses (M_p), les demi grand-axes des planètes du système solaire (a_p) et les rayons planétaires (R_p). Il existe deux grandes familles de planètes dans le système solaire :

- **les planètes telluriques** : Mercure, Vénus, la Terre et Mars. Ces planètes ont un noyau riche en fer au centre, un manteau et une croûte essentiellement constitués de roches silicatées et granites.
- **les planètes géantes** : Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Les deux premières sont composées essentiellement de hydrogène et d'hélium, tandis que les deux dernières ont une composition riche en eau, ammoniacque, silicates et méthane mais contenant également dans leur atmosphère de l'hydrogène et de l'hélium en moindre proportion.

L'importante dichotomie en taille et en masse entre les planètes telluriques et les géantes provient du fait que ces dernières se sont formées au delà de la ligne de gel dans la Nébuleuse Solaire. Les mécanismes de formation des planètes sont détaillés en Sect. 1.4.2 et permettent de comprendre cette différence. Il existe également deux structures axisymétriques d'intérêt dans le système solaire : la ceinture d'astéroïdes située entre l'orbite jovienne et celle de Mars, et la ceinture de Kuiper qui se trouve entre 30 et 55 UA. Ces ceintures imposent des conditions sur la zone de formation des planètes géantes car si celles-ci s'étaient formées ailleurs qu'entre 4 et 35 UA, alors ces ceintures auraient été détruites (cf. Sect. 1.5.3). Les millions de corps qui composent ces ceintures sont des témoins des processus de formation planétaire dans le système solaire et occupent un large

Planète	a_p (AU)	M_p (M_{\oplus})	R_p (r_{\oplus})
Mercure	0.39	0.06	0.382
Vénus	0.72	0.82	0.949
La Terre	1.00	1.00	1.00
Mars	1.52	0.11	0.532
Jupiter	5.20	317.8	11.209
Saturne	9.54	95.12	9.449
Uranus	19.22	14.6	4.007
Neptune	30.06	17.2	3.883

TABLE 1.1 – Demi grand-axes, masses et rayons des planètes du système solaire. On note M_{\oplus} et r_{\oplus} la masse et le rayon de la Terre respectivement.

spectre de tailles allant de la poussière sub-millimétrique jusqu'aux planétoïdes de plusieurs centaines de kilomètres.

La distribution de solides dans la ceinture d'astéroïdes est fortement affectée par la présence de Jupiter à cause des effets de résonance qui déstabilisent les orbites de ceux-ci, ce qui forme les lacunes de Kirkwood par exemple. Ces solides sont essentiellement composés de corps rocheux et métalliques. L'astéroïde de plus grande taille de cette ceinture, découverte en 1801 par Giuseppe Piazzi, s'appelle Cérès et elle est à ce jour la plus petite planète naine du système solaire. La sonde spatiale Dawn de la NASA a récemment retourné des images spectaculaires de cet astre révélant sa forme sphérique et une surface criblée d'impacts. En revanche, la ceinture de Kuiper se trouvant au delà des lignes de gel d'espèces tels que le méthane, l'ammoniac et l'eau est majoritairement composée de composés volatils gelés. On y trouve de nombreuses comètes périodiques (dont la période n'excède pas les 200 ans) et des planètes naines telles que Pluton, Makémaké et Hauméa. Raymond et al. (2009) ont récemment effectué des simulations numériques visant à mieux contraindre la migration planétaire dans le système solaire et reproduisent la composition et la structure actuelle de ces ceintures. Le scénario du "Grand Tack" (cf. Sect. 1.5.3) tient compte de l'évolution de la distribution de ces corps dans le système solaire.

1.1.4 Les premiers solides du système solaire

Lors de l'étude de la composition météorites de type "chondrites"⁷, on observe des solides de différentes natures liés dans une matrice amorphe : il y a d'une part les chondres qui sont de petites sphères de quelques centaines de microns, voire quelques millimètres, composés essentiellement de silicates ; et d'autre part, les inclusions réfractaires telles que les CAIs constituées principalement de pérovskite, spinelle et melilite. Ces deux types de solides se forment à des températures différentes, les CAIs à environ 1500 K et les chondres à des températures moins élevées, ce qui suggère un mécanisme efficace de transport de matériel "chaud" vers l'extérieur du disque (cf. Chaps. 3 et 4).

Âge des chondrites et méthodes de datation

Du fait de l'évolution du Système Solaire et de la formation des planètes, il ne reste aujourd'hui presque aucune trace des premiers solides qui composaient la nébuleuse solaire qui entourait le proto-Soleil. Cependant, l'étude de la composition des chondrites, considérées parmi les météorites les plus primitives du Système Solaire, permet d'estimer leur âge avec grande précision. Ainsi, des méthodes basées sur la désintégration radioactive estiment l'âge de ces roches et donnent une valeur de 4.56 milliards d'années. Ce résultat montre que les chondres sont de véritables témoins de l'état du disque quelques centaines de milliers d'années après la formation du proto-Soleil. En ce sens, ce matériel constitue la matière plus primitive du système solaire connue à ce jour.

La méthode de datation la plus utilisée en cosmochimie est la mesure des rapports isotopiques pour différents éléments et pour différents échantillons d'une même météorite. Les isotopes radioactifs se transforment au cours du temps en perdant des neutrons, des

7. les chondrites représentent environ 80% des météorites.

protons et des électrons pour devenir des éléments plus stables. Les corps parents se désintègrent à des vitesses fixes (mesurées en laboratoire) ce qui rend possible la datation de la roche en mesurant la quantité de l'isotope-parent qui s'est désintégré ou bien celle de l'isotope-fils produit. Le problème fondamental de cette méthode est que cette sorte de chronomètre radioactif est remis à zéro par n'importe quel épisode géologique capable de fondre le solide, même de façon partielle. Ainsi, les phénomènes géologiques liées à la formation de la Terre ont effacé toutes les traces isotopiques des solides primordiaux. C'est pourquoi il faut étudier les météorites qui n'ont subi aucune modification thermique importante depuis leur formation.

Afin d'illustrer ceci, considérons un échantillon de météorite avec des traces de l'élément radioactif ^{87}Rb appelé rubidium qui se désintègre en ^{87}Sr , un isotope du strontium. Le temps de demi-vie du ^{87}Rb est d'environ 49 milliards d'années. Ainsi, si on connaît ce taux de désintégration et la quantité de ^{87}Rb qui s'est convertie en ^{87}Sr , on peut alors calculer l'âge de l'échantillon en question. Ce problème est cependant plus complexe car il faut aussi tenir compte de la désintégration d'autres éléments radioactifs qui peut produire du ^{87}Sr dans l'échantillon. Si on néglige ceci, la quantité de ^{87}Sr mesurée est exprimée par la relation suivante :

$$^{87}\text{Sr}_{\text{auj}} = ^{87}\text{Sr}_{\text{origine}} + (^{87}\text{Rb}_{\text{origine}} - ^{87}\text{Rb}_{\text{auj}}) , \quad (1.2)$$

où le terme entre parenthèses correspond à la quantité de ^{87}Rb qui s'est désintégrée qui est égale à la quantité de ^{87}Sr produite. Les indices *auj* et *origine* font référence à la quantité de matière aujourd'hui et au moment de la formation respectivement. La loi de décroissance radioactive permet de réécrire l'Eq. (1.2) comme suit :

$$\frac{^{87}\text{Sr}_{\text{auj}}}{^{86}\text{Sr}} = \frac{^{87}\text{Sr}_{\text{origine}}}{^{86}\text{Sr}} + \frac{^{87}\text{Rb}_{\text{auj}}}{^{86}\text{Sr}} (e^{\lambda t} - 1) . \quad (1.3)$$

où λ est la constante de décroissance radioactive du ^{87}Rb . De plus, on a divisé les deux termes par ^{86}Sr , ce qui n'affecte pas l'égalité car il s'agit d'un isotope non radioactif du strontium.

Les rapports isotopiques $^{87}\text{Sr}_{\text{auj}}/^{86}\text{Sr}$ et $^{87}\text{Rb}_{\text{auj}}/^{86}\text{Sr}$ sont mesurables en laboratoire. On peut alors placer les valeurs obtenues pour différents fragments du météorite qui contiennent vraisemblablement différents minéraux. Si l'on se représente un rapport isotopique en fonction de l'autre et on place les points correspondant aux différentes mesures, on a alors qu'ils sont tous sur une même droite appelée isochrone (car ces solides se sont formés au même moment). La pente de cette droite donne alors $(e^{\lambda t} - 1)$ et l'abscisse à l'origine le rapport $^{87}\text{Sr}_{\text{original}}/^{86}\text{Sr}$ cherché. Ceci montre donc que, même s'il est impossible de mesurer la quantité de ^{87}Rb présente au moment de la formation du solide, on peut calculer l'âge du météorite en mesurant deux rapports isotopiques. On note enfin que d'après l'Eq. (1.3), plus un solide est jeune plus la pente de la courbe est faible.

Classification des chondrites

Des études sur l'abondance des éléments dans les chondrites montrent que celles-ci sont presque en parfait accord avec la composition de la photosphère solaire, à quelques exceptions près (H, He, C, N, O, Li, Ne, Ar). Or, malgré le fait que la composition

chimique des chondrites soit sensiblement la même, il existe des différences qui sont à la base de la classification des chondrites en groupes et en clans. Les chondrites appartenant à un même groupe ont des compositions chimiques qui indiquent qu'ils se sont formés sur le même corps parent, tandis que les clans sont des ensembles de groupes qui ont des propriétés communes qui suggèrent qu'ils se sont formés dans la même région du système solaire. On divise enfin les clans en deux supers clans représentées dans la Fig. 1.3 : les chondrites ordinaires, rumurutites et enstatites d'une part, et les chondrites carbonées de l'autre. Les chondrites carbonées auront une importance particulière dans le Chap. 4 car ce sont celles qui contiennent les CAIs dont il sera question.

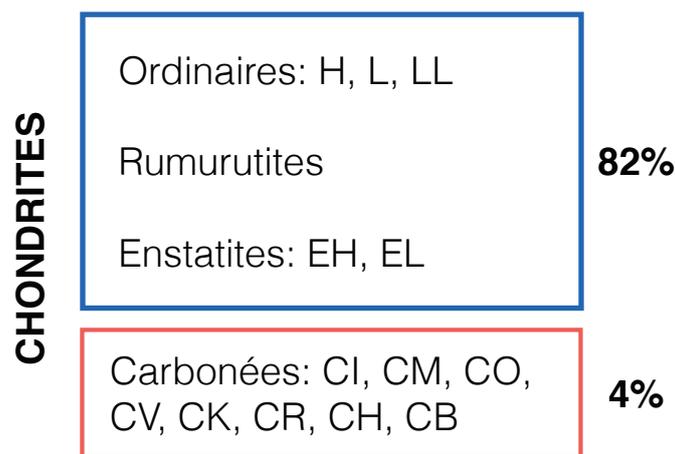


FIGURE 1.3 – Les deux supers clans parmi les clans de chondrites avec les groupes de chondrites respectifs.

Un dernier aspect qui diffère selon les différents groupes, et dont il sera question dans le Chap. 3, est la fraction de fer contenue dans les chondrites. Dans la Fig. 1.4 on voit que la plupart des groupes sont pauvres en fer et que seulement les chondrites EH, EL et H présentent un excès de fer. De plus, l'état d'oxydation varie selon les groupes avec les plus réduits en haut à gauche (EH, EL, H) et les plus oxydés en bas à droite (CO, CI/CM). Ceci met en évidence un contenu en fer et un état d'oxydation variables entre les différents groupes de chondrites qui requiert une séparation chimique du fer et des silicates au sein de la Nébuleuse Solaire. Dans ma thèse, la photophorèse est proposée comme un mécanisme favorisant le fractionnement chimique de la poussière (cf. Chap. 3).

Mécanismes de formation des chondrites

Divers mécanismes ont été proposés dans la littérature pour expliquer la présence de matériel formé à haute température (et donc proche de l'étoile) dans les météorites qui se sont vraisemblablement formées à plusieurs UA. Les CAIs et les chondres observés dans la météorite Allende par exemple soulèvent de nombreuses questions quant aux mécanismes ayant lieu dans les régions internes des disques. En effet, ils sont incorporés dans les corps parents et mélangés alors à du matériel "froid" suggérant un transport radial de ces solides dans le disque. En se basant essentiellement sur composition chimique de ces premiers solides, voici les processus proposés à ce jour afin d'expliquer leur formation :

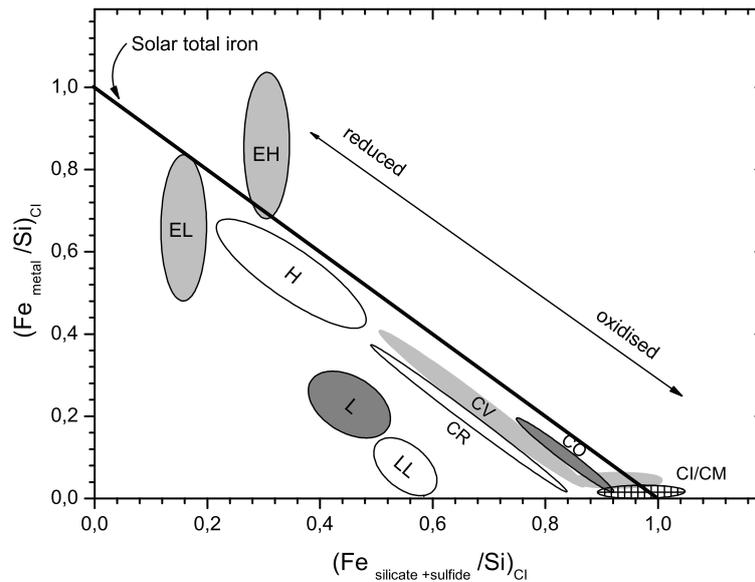


FIGURE 1.4 – Diagramme de Urey-Craig montrant la variabilité du contenu total en métal ainsi que les degrés d'oxydation parmi les chondrites provenant des astéroïdes (indifférenciées). En ordonnée le contenu de fer réduit et en abscisse le contenu de fer oxydé dans les silicates. Les valeurs sont données par rapport aux valeurs de référence du groupe CI. Crédits : Trieloff & Palme (2006)

- **Les ondes de choc** : les matériaux réfractaires se forment à l'endroit où se forment les météorites suite à la propagation d'une onde de choc qui chauffe le matériau à des températures comprises entre 1500 et 2000 K. Ceci permet d'expliquer la présence de CAIs dans les chondrites carbonées. Cependant, des études théoriques récentes (Liffman et al., 2012) ainsi que la non-détection de ces ondes de choc dans les disques soulève d'importantes questions quant à l'efficacité de ce mécanisme (cf. Chap. 4).
- **Les éruptions stellaires** : lorsque l'étoile accrete de façon épisodique une grande quantité de matière comme dans le cas de EX Lupi (Ábrahám et al., 2009), la luminosité de l'étoile augmente d'au moins un ordre de grandeur. Ceci produit un chauffage soudain des régions internes où peuvent alors se former les gouttelettes de roche liquide qui, après refroidissement, forment des chondres.
- **Les éclairs dans le disque** : lorsque les particules de poussière sont ionisées, les différences de potentiel dues aux effets couplés de la turbulence et des champs magnétiques qui traversent le disque peuvent séparer les charges négatives et les charges positives. Lorsque la tension critique est atteinte, il se produit alors une décharge dans le disque qui peut résulter en la formation de solides, comme la fulgurite par exemple.
- **Les vents stellaires et l'éjection par jet magnétique** : dans ce modèle les CAIs sont éjectés des régions internes de la nébuleuse solaire et suivent des trajectoires balistiques jusqu'à leur entrée à nouveau dans le disque à plusieurs UA. Dans le Chap. 4 je détaillerai le modèle d'éjection par jet magnétique et montrerai qu'il propose un scénario de formation des CAIs en accord avec les compositions chimiques observées dans les météorites et avec les observations de disques protoplanétaires.

La Fig. 1.5 est un schéma qui montre les effets combinés de ces mécanismes au sein du disque afin de produire des matériaux à haute température in situ ou par transport radial (jets magnétiques et vents stellaires). Ces solides "chauds" sont alors mélangés avec de la poussière amorphe et froide afin de former des météorites.

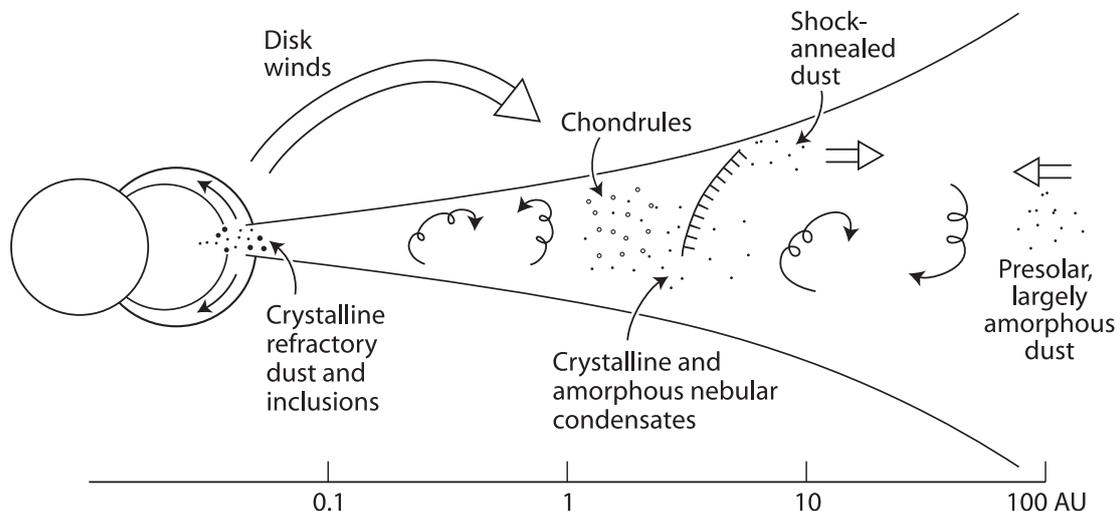


FIGURE 1.5 – Mécanismes de formation des premiers solides dans la nébuleuse solaire. Crédits : Scott & Krot (2005)

1.2 Structure et évolution des disques protoplanétaires

1.2.1 Propriétés générales

Du fait de la structure axisymétrique du disque par rapport à l'axe vertical (Oz) nous adoptons par la suite, sauf mention contraire, le système de coordonnées cylindriques (r, z, θ) . On résout dans un premier temps les équations dans le plan et on traite ensuite la dimension verticale. En deux dimensions, les équations de la conservation de la masse et du moment cinétiques s'écrivent respectivement de la façon suivante :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) = 0, \quad (1.4)$$

$$r^3 \Omega \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (r^3 \Sigma v_r \Omega) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^3 \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right), \quad (1.5)$$

où Σ est la densité surfacique, v_r la vitesse radiale d'un élément de fluide, Ω la vitesse angulaire et ν la viscosité cinématique de cisaillement. Ces deux équations permettent de calculer l'évolution du disque et notamment l'étalement qui résulte des effets visqueux (Barrière-Fouchet, 2005). Ceci dépend grandement du modèle de disque considéré et des dépendances radiales correspondantes. Typiquement, les modèles unidimensionnels de disques considèrent des lois de puissance pour la densité de surface et la température verticalement isotherme :

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 (r/r_0)^{-p}, \quad (1.6)$$

$$T(r) = T_0 (r/r_0)^{-q}, \quad (1.7)$$

où les quantités avec des indices 0 correspondent à des valeurs de référence.

1.2.2 Modèle stationnaire de disque d'accrétion visqueux

Parmi les modèles théoriques développés pour étudier la structure des disques protoplanétaires, le modèle de la Nébuleuse Solaire de Masse Minimale (MMSN⁸) est sans doute le plus répandu. Ce modèle se construit en redistribuant radialement la quantité de masse actuelle des planètes pour former un disque (Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981). La valeur de l'exposant de la loi de puissance de densité surfacique est $p = 3/2$ et souvent la valeur de Σ_0 est augmentée au delà d'une certaine distance radiale afin de mimer la ligne de glace de l'eau. En dépit de sa formulation simple, ce modèle est largement utilisé dans la littérature et constitue un modèle de référence.

Considérons un disque d'accrétion axisymétrique géométriquement mince. Si on note H l'échelle verticale du disque qui tient compte de la diminution de la densité lorsqu'on s'éloigne du plan médian, on a alors que H est très petite par rapport à la distance à l'étoile r ($H \ll r$). Dans cette section nous décrivons la structure du disque en fonction de r en se servant de la température dans le plan médian $T(r)$ et de la densité surfacique $\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho dz$, ρ étant la densité volumique. Si le gaz est parfaitement non-visqueux et s'il orbite de façon képlérienne autour de l'étoile, alors chaque élément de fluide a un moment cinétique spécifique $l = \Omega_K r^2$. Ω_K est la fréquence képlérienne définie comme suit :

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}}, \quad (1.8)$$

où G est la constante de gravitation universelle et M_* la masse stellaire. On a donc $l \propto \sqrt{r}$. Ainsi, pour qu'une particule puisse être accrétée par l'étoile il faut nécessairement qu'elle perde du moment cinétique. Autrement dit, si aucun couple n'est exercé sur l'élément de fluide, il ne sera jamais accrété et restera indéfiniment sur une orbite circulaire autour de l'étoile. Or, si on prend en compte la viscosité, le transport de moment cinétique peut avoir lieu dans le disque ce qui se traduit par un étalement du disque au cours du temps. La démonstration rigoureuse de ce point à partir des Eqs. (1.4) et (1.5) se trouve dans Frank et al. (2002).

On cherche ici à construire un modèle de disque d'accrétion simple qui soit basé sur une prescription donnée pour la viscosité au sein de celui-ci. Or la viscosité moléculaire ν_{mol} dans les disques est extrêmement faible, ce qui implique que la période d'accrétion devrait durer plusieurs milliards d'années contrairement à ce qui est observé. Cependant, Shakura & Sunyaev (1973) ont proposé une prescription pour la viscosité basée sur des considérations théoriques portant sur les effets de la turbulence dans le disque (cf. Sect. 1.2.4) qui s'écrit comme suit :

$$\nu = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega_K}, \quad (1.9)$$

où

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_p}} \quad (1.10)$$

est la vitesse isotherme du son, k_B la constante de Boltzmann, μ la masse moléculaire moyenne ($\mu = 2.3$) et m_p la masse du proton. Le paramètre α est un nombre sans dimension qui mesure l'intensité de la turbulence dans le disque. Il s'agit d'un facteur contraint

8. "Minimum Mass Solar Nebula" en anglais.

par les observations (King et al., 2007), aussi appelé paramètre d'ignorance, qui est typiquement pris entre 10^{-3} et 10^{-2} selon le modèle de disque considéré. Malgré la forme quelque peu arbitraire de l'Eq. (1.9), cette expression dépend de la taille et de la vitesse des tourbillons dans le disque comme expliqué dans l'Annexe A.

Considérons maintenant un disque d'accrétion stationnaire, dans ce cas il peut être démontré (Laibe, 2009) que la vitesse radiale du gaz s'écrit :

$$v_r = -\frac{3\nu}{2r} . \quad (1.11)$$

En prenant des valeurs typiques à 1 UA de l'étoile ($T = 300$ K, $M_* = M_\odot$ et $\alpha = 0.01$) on obtient $v_r \sim 0.5 \text{ m s}^{-1}$. Cette vitesse est petite comparée à la vitesse azimutale ($v_K = \Omega_K r \sim 10 \text{ km s}^{-1}$) et à la vitesse du son ($c_s = 1 \text{ km s}^{-1}$). Ayant calculé v_r , on peut définir le taux d'accrétion \dot{M} comme suit :

$$\dot{M} = -2\pi r \Sigma v_r \quad (1.12)$$

Or il s'agit d'un disque stationnaire, par conséquent il faut que \dot{M} soit indépendant du rayon. En effet, si ce n'était pas le cas, il y aurait une accumulation de matière ou une perte de masse (qui dépendrait du temps) du fait de la conservation de la masse dans le disque. Si l'on injecte alors l'Eq. (1.11) dans l'Eq. (1.12), on obtient l'expression du taux d'accrétion pour un disque stationnaire :

$$\dot{M} = 3\pi \Sigma \nu = \text{constante} . \quad (1.13)$$

Afin d'obtenir un ordre de grandeur de cette quantité, on prend des valeurs typiques à 1 UA pour les modèles de MMSN ($\Sigma \sim 10^4 \text{ kg m}^{-2}$, $\nu \sim 10^{11} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), et on obtient alors une valeur de $\dot{M} = 8 \times 10^{-8} M_\odot/\text{an}$ qui est une valeur en accord avec les observations de disques protoplanétaires (King et al., 2007).

Si on suppose les dépendances radiales des Eqs. (1.6) et (1.7), on a alors :

$$\nu \propto \frac{T}{\Omega_K} \propto r^{-q+3/2} . \quad (1.14)$$

On déduit la dépendance radiale de la v_r :

$$v_r \propto r^{-q+1/2} . \quad (1.15)$$

Or, si on injecte l'Eq. (1.15) dans l'Eq. (1.13) on obtient :

$$r^{-p-q+3/2} \propto \text{constante} , \quad (1.16)$$

et par conséquent :

$$p + q = \frac{3}{2} . \quad (1.17)$$

Si on applique cette relation au modèle de MMSN où $p = 3/2$, l'Eq. (1.17) donne $q = 0$ ce qui veut dire que la température est constante avec le rayon. Ceci montre clairement que le modèle de MMSN n'est pas cohérent avec la théorie stationnaire des disques d'accrétion visqueux. Étant donné le nombre de simplifications faites ci-dessus, il faut garder à l'esprit que ce modèle ne peut pas rendre compte de la structure radiale du disque de façon détaillée. Les observations de disques suggèrent plutôt des lois de puissance avec $q = 1/2$ et $p = 1$ avec une dispersion autour de ces valeurs qui indique que tous les disques ne sont pas stationnaires.

1.2.3 Structure de densité verticale

Tout comme la structure radiale, la structure verticale de densité dépend de la structure verticale de température. Faisons l'hypothèse que la température $T(r, z)$ est indépendante de z , c'est-à-dire $\partial T/\partial z = 0$. Si de plus on suppose que le gaz se trouve à l'équilibre, on peut écrire l'équation de l'équilibre hydrostatique verticale dans le disque comme suit :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho \frac{GM_*}{r^3} z \equiv \rho \Omega_K^2 z . \quad (1.18)$$

Or en utilisant l'expression $p = \rho c_s^2$ et étant donné que $\partial c_s^2/\partial z = 0$, on obtient :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\Omega_K^2}{c_s^2} z . \quad (1.19)$$

La solution de cette équation différentielle est triviale :

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right) , \quad (1.20)$$

où $H = c_s/\Omega_K$. Il est important de noter que H est proportionnelle à $r^{-q/2+6/4}$. Ainsi, si $q < 1$, l'exposant de la loi de puissance de H est strictement positif et le disque est évasé. On remarque que si l'on prend un profil de température comme celui de l'Eq. (1.7) avec $q = 1/2$, on a alors $c_s \propto r^{-1/4}$ et donc :

$$H \propto r^{-1/4+6/4} \propto r^{5/4} \quad (1.21)$$

Ce qui correspond bien à une structure de disque évasée comme celle suggérée par les observations des disques observées par la tranche notamment. Cette géométrie est particulièrement importante lorsque les phénomènes d'absorption stellaire sont pris en compte car elle détermine l'angle d'incidence du rayonnement stellaire dans le disque. D'Alessio et al. (1998) calculent par exemple de façon détaillée la structure verticale du disque en tenant compte du chauffage par effet visqueux et par le rayonnement stellaire. Je reviendrai sur ce modèle dans le Chap. 3 où on étudiera les effets de la photophorèse dans les disques.

1.2.4 Transport de moment cinétique

Dans la Sect. 1.1.1, on a abordé brièvement la question de la distribution du moment cinétique lors de l'effondrement du nuage moléculaire qui est à l'origine de la formation de la proto-étoile et du disque. Au sein de ce disque se forment des planètes ce qui donne naissance après quelques millions d'années à un système planétaire. Or d'après Bodenheimer (1995), il y a une décroissance de 6 ordres de grandeur du moment cinétique par unité de masse lors de la formation d'un système planétaire à partir d'un nuage moléculaire. Ainsi, pour que ce processus puisse avoir effectivement lieu il faut qu'il y ait une redistribution et une perte de moment cinétique au sein de ce système. Cet aspect est activement étudié car il s'agit d'un problème fondamental des théories de formation planétaire. Il existe essentiellement deux mécanismes capables de transporter du moment cinétique dans les disques : les instabilités magnéto-rotationnelles⁹ et la turbulence hydrodynamique.

9. aussi connues sous le nom d'instabilité de Balbus-Hawley.

Instabilité magnétorotationnelle

Afin de comprendre ce mécanisme, considérons deux particules P1 et P2, massives et de charge de signe contraire, placées initialement sur des orbites de rayon r_1 et r_2 respectivement telles que $r_1 < r_2$. On suppose qu’il existe un champ magnétique dans le disque qui relie P1 et P2 par une ligne de champ. L’interaction magnétique entre les deux particules peut être modélisée par un ressort avec une constante de raideur donnée. Si l’on admet que les particules solides ont des vitesses képlériennes, P1 a une vitesse angulaire supérieure à celle de P2 car $r_1 < r_2$. Par conséquent la distance entre les particules augmente en allongeant le “ressort” ce qui a pour effet d’augmenter la force de rappel exercée sur les particules. Par conséquent, P1 est ralentie tandis que P2 est accélérée ce qui se traduit par un transport de moment de P1 vers P2. Dans ce cas, P1 doit se rapprocher de l’étoile et P2 s’en éloigner ce qui a pour effet de tendre d’avantage le “ressort” ce qui emballe le processus. Ce mécanisme simple est à la base de l’instabilité magnéto-rotationnelle dans les disques faiblement magnétisés.

Ce type de transport de moment cinétique dépend fortement de l’intensité et de la géométrie du champ magnétique ainsi que de l’état d’ionisation du disque. Il s’agit d’un problème particulièrement complexe où interviennent de nombreux phénomènes qui sont plus ou moins dominants selon l’endroit du disque considéré. En effet, l’équation qui décrit l’évolution du champ magnétique contient des termes non-idéaux (ohmique, ambipolaire et terme de Hall). Armitage (2011) revoit de façon détaillée les effets de chacun de ces termes et compare leurs effets en fonction des conditions de température et de densité dans le disque. De plus, la présence de zones “mortes” (DZ)¹⁰ (Gammie, 1996) où la viscosité diminue drastiquement d’au moins un ordre de grandeur a également d’importants effets sur le transport de moment cinétique dans le disque. Ces DZ apparaissent dans le plan médian du disque si le gaz est suffisamment froid et écranté du rayonnement qui cause l’ionisation. Dans ce cas, les conditions ne correspondent pas à celles requises pour développer une instabilité magnéto-rotationnelle (Armitage, 2011) et il se forme une zone de faible turbulence dans le disque. Turner et al. (2014) donnent un critère local qui permet de délimiter la DZ et discutent en détail les effets de la turbulence dans un disque magnétisé.

Turbulence hydrodynamique

Le mécanisme d’instabilité magnéto-rotationnelle requiert un état d’ionisation important du disque afin de provoquer les turbulences capables de transporter le moment cinétique et qui sont qualifiées de magnéto-hydrodynamiques. Cependant, il existe une grande partie du disque dont la fraction d’ionisation est suffisamment faible pour que les lignes de champs soient découplées de la dynamique du gaz. La question est donc de savoir s’il peut y avoir un transport de moment cinétique efficace dans les régions du disque qui ne sont pas affectées par le champ magnétique. Il existe principalement trois mécanismes pour ce transport : l’auto-gravité du disque, les instabilités d’écoulement au sein du fluide et les vortex.

L’auto-gravité est souvent considérée dans le contexte de la formation de planètes géantes lors de la fragmentation des disques très massifs. Cependant, ce mécanisme est

10. “Dead Zone” en anglais.

aussi capable de transporter du moment cinétique dans le disque. Pour que des surdensités puissent se former au sein du fluide il faut que les forces de gravité (qui tendent à les former) soient localement plus fortes que les forces de pression et de viscosité (qui s'opposent à la concentration de matière). Toomre (1964) définit le paramètre $Q \equiv \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma}$ qui permet d'estimer les conditions nécessaires pour qu'une instabilité de ce type ait lieu dans le disque. Si $Q \leq 1$, alors il y a formation d'une surdensité. Il y a deux issues possibles : soit l'effondrement s'emballe et on forme des objets gravitationnellement liés à l'origine des embryons planétaires, soit le chauffage adiabatique lors de la compression de la surdensité évite l'effondrement (Armitage, 2010). Dans ce dernier cas, des ondes spirales de densité capables de transporter du moment cinétique se forment dans le disque. Ce phénomène est étroitement lié aux taux de refroidissement et de chauffage par élément de volume des régions où se forment les surdensités en question. Cet aspect est abordé en détail dans Gammie (2001).

Les deux autres mécanismes sont étroitement liés au développement d'instabilités non-linéaires au sein du fluide. Le critère de stabilité de Rayleigh stipule que les perturbations des équations linéarisées du fluide décroissent exponentiellement au cours du temps. Cependant, à des nombres élevés de Reynolds, des instabilités non-linéaires peuvent se créer dans le fluide et le rendre turbulent. Dans ce cas, on peut redistribuer localement du moment cinétique dans le disque. Les vortex constituent une classe particulière d'instabilité hydrodynamique car ils sont capables de transporter du moment cinétique et de concentrer des particules solides. Meheut et al. (2012) étudient à travers des simulations numériques la formation et l'évolution des vortex causés par l'instabilité de Rossby dans des disques en 3D et trouvent que ces structures ont des durées de vie de plusieurs centaines d'années. Un exemple très spectaculaire de vortex dans le système solaire est la tache rouge de Jupiter qui maintient sa structure au cours du temps.

1.3 Dynamique des grains dans le disque

1.3.1 Force de friction

Considérons un grain de poussière en orbite autour de l'étoile centrale avec une vitesse képlérienne et en interaction avec le gaz qui l'entoure. Étant donné que le gaz ressent sa propre pression, il orbite à une vitesse sous-képlérienne et il y a une différence de vitesse angulaire entre la particule solide et les molécules de gaz : $\Delta \vec{v} = \vec{v}_d - \vec{v}_g$, où \vec{v}_d et \vec{v}_g sont les vitesses du grain et du gaz respectivement. Ainsi, si on se place dans le référentiel de la particule, elle ressent un vent de face qui la freine et provoque une diminution de sa vitesse. Selon la taille du grain, il subira les effets de friction de façon plus ou moins importante.

L'expression de la force de friction dépend du rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, appelé nombre de Reynolds et noté Re , et du rapport entre le libre parcours moyen des molécules de gaz λ et la taille du grain s , appelé nombre de Knudsen et noté Kn . L'expression de Re est donnée par :

$$Re = \frac{2s\rho_g|\Delta\vec{v}|}{\eta}, \quad (1.22)$$

où $\eta = \rho_g \lambda c_s / 2$ est la viscosité moléculaire du gaz. Re et Kn sont donc reliés par :

$$\text{Re} = 4 |\Delta \vec{v}| / c_s \text{Kn}.$$

On distingue deux régimes de friction aérodynamique selon la valeur de Kn. Si $\text{Kn} < 4/9$, alors on est dans le régime de Stokes où la friction est due au sillon causé par les particules qui se déplacent dans le gaz. L'expression de la force dépend du nombre de Reynolds comme suit :

$$F_D = \begin{cases} 24 \text{Re}^{-1} F & \text{si } \text{Re} < 1 \text{ ,} \\ 24 \text{Re}^{-0.6} F & \text{si } 1 \leq \text{Re} \leq 800 \text{ ,} \\ 0.44 F & \text{si } \text{Re} > 800 \text{ ,} \end{cases} \quad (1.23)$$

avec

$$F = \frac{\pi s^2 \rho_g |\Delta \vec{v}|^2}{2} . \quad (1.24)$$

En revanche, si $\text{Kn} > 4/9$ alors on est dans le régime de Epstein et la friction est due à l'agitation thermique des molécules de gaz et la force est donnée par :

$$F_D = \frac{4\pi}{3} \rho_g s^2 |\Delta \vec{v}| c_s . \quad (1.25)$$

Le nombre de Stokes est une quantité sans dimension qui mesure le couplage du grain avec le gaz. Dans le cas du régime d'Epstein, son expression est donnée par :

$$\text{St} \equiv \frac{t_s}{t_{\text{orb}}} = \frac{\Omega_K \rho_d s}{\rho_g c_s} , \quad (1.26)$$

où t_{orb} est la période orbitale et t_s est le temps d'arrêt. Cette dernière quantité est définie comme le temps nécessaire pour qu'une particule initialement avec une vitesse v_d acquière la même vitesse v_g que le gaz. Pour le cas d'un grain fortement couplé au gaz $\text{St} \ll 1$, tandis que pour un grain découplé du gaz $\text{St} \gg 1$. Par définition, les grains qui ont $\text{St} = 1$ acquièrent la même vitesse que le gaz (sous-képlérien) en un temps qui est de l'ordre du temps orbital. Dans ce cas, les effets de friction sont maximaux et on a alors une dérive radiale optimale. Laibe et al. (2012) contient les expressions du St et t_s dans le cas du régime de Stokes. Ainsi, si on connaît les conditions de densité du disque, on peut calculer localement quelle est la taille de dérive optimale au sein du disque. Pour une particule se trouvant sur le plan médian ($z = 0$) cette taille s'écrit comme suit (Fouchet et al., 2010) :

$$s_{\text{opt}}(r, z = 0) = \frac{\Sigma_g(r)}{\sqrt{2\pi\rho_d}} . \quad (1.27)$$

À 1 UA, cette taille est typiquement comprise entre le mm et le cm pour des disques CTTS (Barrière-Fouchet et al., 2005) et elle est de l'ordre du mètre pour des disques MMSN (Weidenschilling, 1977; Fouchet et al., 2007). Cette dérive rapide entraîne de sérieux problèmes quant à la survie des grains de poussière en orbite autour de l'étoile. En effet, il faut que les grains aient le temps de croître suffisamment afin de se découpler du gaz pour éviter l'accrétion par l'étoile. Or, si celle-ci est trop efficace alors tous les grains seront accrétés et il ne sera pas possible de former des planétésimaux dans le disque.

1.3.2 Dérive radiale des solides

Weidenschilling (1977) traite le mouvement des grains soumis aux régimes de friction d'Epstein et de Stokes en considérant un modèle de MMSN et trouve que les grains d'environ un mètre subissent une dérive radiale vers l'étoile sur une échelle temporelle comparable à la période orbitale. En effet, les grains de cette taille à 1 UA ont un nombre de Stokes proche de 1 et ressentent les effets de la friction de façon maximale ; tandis que les très petits grains, fortement couplés au gaz ($St \ll 1$), et les gros grains, pratiquement découplés du gaz ($St \gg 1$), ressentent peu les effets de la friction. Ceci constitue le problème de la barrière de dérive radiale qui est un obstacle important pour la formation de planétésimaux dans le disque (Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981; Desch, 2007; Crida, 2009). Cependant, l'observation de planètes autour d'objets stellaires jeunes et l'existence de notre Système Solaire montre que certains solides sont capables de briser cette barrière dans le disque pour former des planètes. De plus, si la poussière de taille millimétrique était accrétée de manière aussi efficace par l'étoile, les objets stellaires jeunes auraient une émission très faible dans le millimétrique, ce qui n'est pas le cas des disques observés. Cette différence importante entre la théorie et les observations suggère qu'il faut approfondir l'étude du mouvement radial des grains dans le disque afin de comprendre dans quelles conditions ils peuvent se découpler du gaz et éviter l'accrétion.

Plus récemment, Laibe et al. (2012) ont dérivé les expressions analytiques des vitesses radiales des solides soumis aux forces de friction pour différents types de disque en considérant un grand intervalle de valeurs de p et de q . Ils généralisent ainsi l'approche de Weidenschilling (1977) et Hayashi (1981) en considérant à la fois les effets des profils de température et de densité du disque et établissent deux régimes de dérive : le mode A pour lequel la force de friction est dominante et le mode B pour lequel la gravité est dominante. Il est important de noter que le comportement asymptotique des expressions obtenues est en accord les résultats précédemment trouvés par Weidenschilling (1977) et Nakagawa et al. (1986). De façon intéressante, les auteurs proposent un critère analytique dépendant du régime de friction qui permet d'estimer si les solides sont accrétés ou pas par l'étoile. Dans le régime d'Epstein, si $-p + q + \frac{1}{2} \geq 0$ la particule est accrétée, tandis que si $-p + q + \frac{1}{2} \leq 0$ le temps d'accrétion devient infini et la particule survit dans le disque. Dans le régime de Stokes et pour Re petit, si $q \leq \frac{2}{3}$, alors la particule n'est pas accrétée et reste dans le disque. Cette étude montre en détail les différences qu'il existe entre les régimes d'Epstein et de Stokes et met en évidence que la taille de dérive radiale optimale dépend fortement du modèle de disque considéré. Enfin, ces résultats indiquent que, à condition d'avoir une combinaison adéquate de p et q , il n'est pas nécessaire d'avoir des maxima de pression dans le disque (cf. Sect. 1.3.4) afin d'arrêter la dérive radiale des solides. Parmi tous les modèles explorés, la plupart vérifient simultanément les conditions $-p + q + \frac{1}{2} \leq 0$ et $q \leq \frac{2}{3}$ ce qui indique que la barrière de dérive radiale est un problème moins sévère lorsqu'on considère des modèles différents des modèles de type MMSN. Enfin, Laibe (2014) a montré qu'il est encore plus facile pour des grains en croissance de survivre à la dérive radiale.

1.3.3 Sédimentation verticale

La sédimentation verticale des grains a été étudiée en détail par Garaud et al. (2004) où les auteurs étudient le mouvement vertical de grains de poussière soumis à la force

de friction aérodynamique de la Sect. 1.3.2. Cet étude est une extension de travaux de Weidenschilling (1977) dans la direction verticale du disque et montre l'évolution de la hauteur au cours du temps des petits grains (régime d'Epstein) et des gros grains (régime de Stokes). Les expressions analytiques trouvées pour le mouvement des particules ont été implémentées dans un code à N corps afin d'étudier l'évolution collective des grains. Leurs résultats indiquent que la sédimentation des grains dépend fortement de la taille : les grains de tailles intermédiaire pour lesquels $St = 1$ sédimentent très rapidement vers le plan médian en quelques orbites seulement, tandis que les petits grains et les gros grains ne sédimentent que marginalement. En effet, les très petits grains sont fortement couplés au gaz de sorte que la pression du gaz empêche leur sédimentation. Par ailleurs, les gros grains marginalement couplés au gaz continuent à osciller verticalement avec une faible atténuation de leur amplitude au cours du temps.

Ces résultats ont été vérifiés à travers des simulations SPH (cf. Chap. 2) par Laure Fouchet au cours de sa thèse (Barrière-Fouchet, 2005). Dans ces simulations, le gaz et la poussière sont modélisés comme deux fluides en interaction aérodynamique orbitant une étoile de type solaire. Barrière-Fouchet et al. (2005) contient le détail du modèle de disque considéré et des simulations effectuées. La Fig. 1.6 montre la distribution des grains après 8000 ans d'évolution. On voit que les grains ayant des tailles comprises entre le mètre et le millimètre subissent une sédimentation rapide, tandis que les autres tailles (10m, 100 μ m, 10 μ m et 1 μ m) restent pratiquement à la même hauteur pendant toute la simulation pour les raisons évoquées dans le paragraphe précédent.

1.3.4 Concentration de solides dans le disque

On a donc vu que les particules dérivent vers l'intérieur du disque et s'accumulent au niveau du plan médian à cause des effets de friction du gaz. Afin de former des planétésimaux, il faut que pendant le mouvement de dérive et de sédimentation les grains puissent s'accumuler pour croître de façon efficace. On a les équations du mouvement suivantes pour la poussière et le gaz respectivement :

$$\frac{d\vec{v}_d}{dt} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{1}{t_s} \Delta\vec{v} , \quad (1.28)$$

$$\frac{d\vec{v}_g}{dt} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla}P , \quad (1.29)$$

où Φ est le potentiel gravitationnel de l'étoile. Les particules de poussière sentent la force de friction due au gaz mais ne sentent pas de pression car elles sont beaucoup plus massives que les particules de gaz. De plus, on fait l'hypothèse ici que le gaz ne sent pas la friction de la poussière. Si on soustrait les deux équations ci-dessus, on obtient :

$$\frac{d\Delta\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{t_s} \Delta\vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla}P = 0 . \quad (1.30)$$

Lorsque les forces de friction et la force due au gradient de pression s'équilibrent ($\frac{d(\vec{v}_d - \vec{v}_g)}{dt} = 0$), la vitesse relative de la particule par rapport au gaz est égale à :

$$\Delta\vec{v} = \frac{t_s}{\rho} \vec{\nabla}P . \quad (1.31)$$

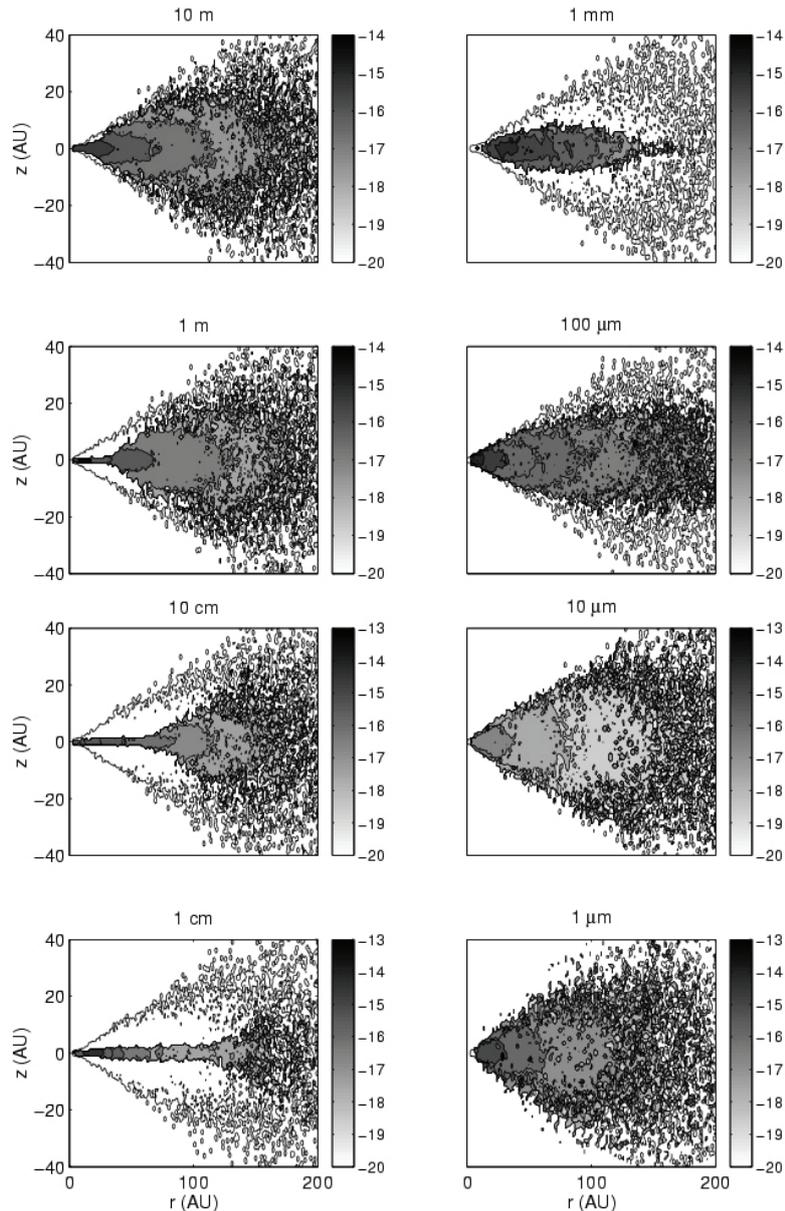


FIGURE 1.6 – Coupe méridienne des distributions de gaz et de poussière. De haut en bas et de gauche à droite sont représentés les grains de 10m, 1m, 10cm, 1cm, 1mm, 100 μm , 10 μm et 1 μm . Crédits : Barrière-Fouchet et al. (2005)

Par conséquent, les particules vont se déplacer vers le maximum de pression dans le disque et s'accumuler à cet endroit là. Ce mécanisme augmente localement la densité de solides dans le disque ce qui a pour effet de réduire la vitesse relative des solides. À condition que la croissance soit suffisamment efficace dans ces zones d'accumulation, les grains peuvent croître et se découpler du gaz en évitant ainsi l'accrétion par l'étoile.

Plusieurs mécanismes ont été proposés ces dernières années afin de créer des maxima de pression dans le disque, aussi appelés pièges à particules. Ces maxima se forment au niveau des vortex anticycloniques (Barge & Sommeria, 1995; Regály et al., 2012; Meheut et al., 2012), de la ligne de gel et des DZ (Kretke & Lin, 2007; Dzyurkevich et al., 2010), d'un sillon planétaire (Paardekooper & Mellema, 2004; Fouchet et al., 2007, 2010; Ayliffe

et al., 2012; Gonzalez et al., 2012) ou de tout type de maximum de pression induit dans la distribution de gaz (Pinilla et al., 2012). Par exemple, le mécanisme d'instabilité d'écoulement proposé par Youdin & Goodman (2005) est capable de concentrer des particules autour d'une surdensité où la pression est maximale localement. Ceci a été vérifié numériquement par Youdin & Johansen (2007) et Johansen & Youdin (2007) qui observent une accumulation spontanée de matière dans les disques due à l'instabilité d'écoulement. La présence de pièges à particules dans les disques a été confirmée à travers des observations récentes (Casassus et al., 2013; van der Marel et al., 2013). Dans le Chap. 3, j'étudierai le mécanisme d'accumulation par photophorèse dans le disque et discuterai ses implications pour la croissance des grains.

1.4 Formation planétaire : des grains de poussière aux planètes

L'hypothèse de formation planétaire à partir de planétésimaux a été proposée pour la première fois par Safronov (1972). Par planétésimal on entend un corps solide formé dans le disque protoplanétaire et dont la gravité est suffisamment élevée pour attirer et accréter d'autres corps solides. La dynamique de ces corps, d'environ 1 km de diamètre dans la nébuleuse solaire, n'est que marginalement affectée par les effets de friction du gaz. Cette hypothèse suggère que la formation des planètes a lieu au sein des disques protoplanétaires à partir de planétésimaux produits par la collision de grains de poussière et de glace. Cette piste a depuis été très étudiée du point de vue théorique et expérimental.

1.4.1 Formation des planétésimaux et des protoplanètes

Les expériences en laboratoire de collision de solides, ayant des tailles comprises entre le micron et le décimètre essentiellement, permettent de mieux contraindre l'efficacité des régimes de croissance dans les disques protoplanétaires (Blum, 2010). Güttler et al. (2010) ont compilé récemment tous les résultats des collisions à différentes vitesses relatives entre deux particules de taille et de porosité variables. Les auteurs montrent que l'issue d'une collision de deux particules peut être classifiée en trois catégories : collage/sticking (S), rebond/bouncing (B) et fragmentation (F). Dans chaque catégorie on peut définir des sous-catégories (cf. Fig. 1.7) : collision et collage (S1), collage dû aux effets de surface (S2), collage par pénétration (S3), transfert de masse (S4), rebond avec compaction (B1), rebond avec transfert de masse (B2), fragmentation (F1), érosion (F2) et fragmentation avec transfert de masse (F3). Les expériences cherchent à établir les limites des différents régimes de collision en fonction des masses et des vitesses relatives. Cependant, étant donné que ces limites dépendent fortement des propriétés du grain cible et du projectile, il est difficile d'établir un critère simple pour estimer l'état final des collisions (Blum, 2010).

Dans la plupart des études considérant la croissance des grains dans le disque, la valeur seuil prise pour la vitesse relative au delà de laquelle il y a fragmentation des solides est de l'ordre du m s^{-1} pour des silicates (Birnstiel et al., 2010) et de l'ordre de 10 m s^{-1} pour les particules de glace (Pinilla et al., 2012), en accord avec les expériences menées en laboratoire (Blum & Wurm, 2008). Des travaux récents (Gonzalez et al., 2013; Meru et al., 2013; Pinilla et al., 2015; Gonzalez et al., 2015) ont considéré des valeurs plus élevées comprises entre 20 et 30 m s^{-1} suite à l'étude des collisions de grains poreux (Wada et al., 2009;

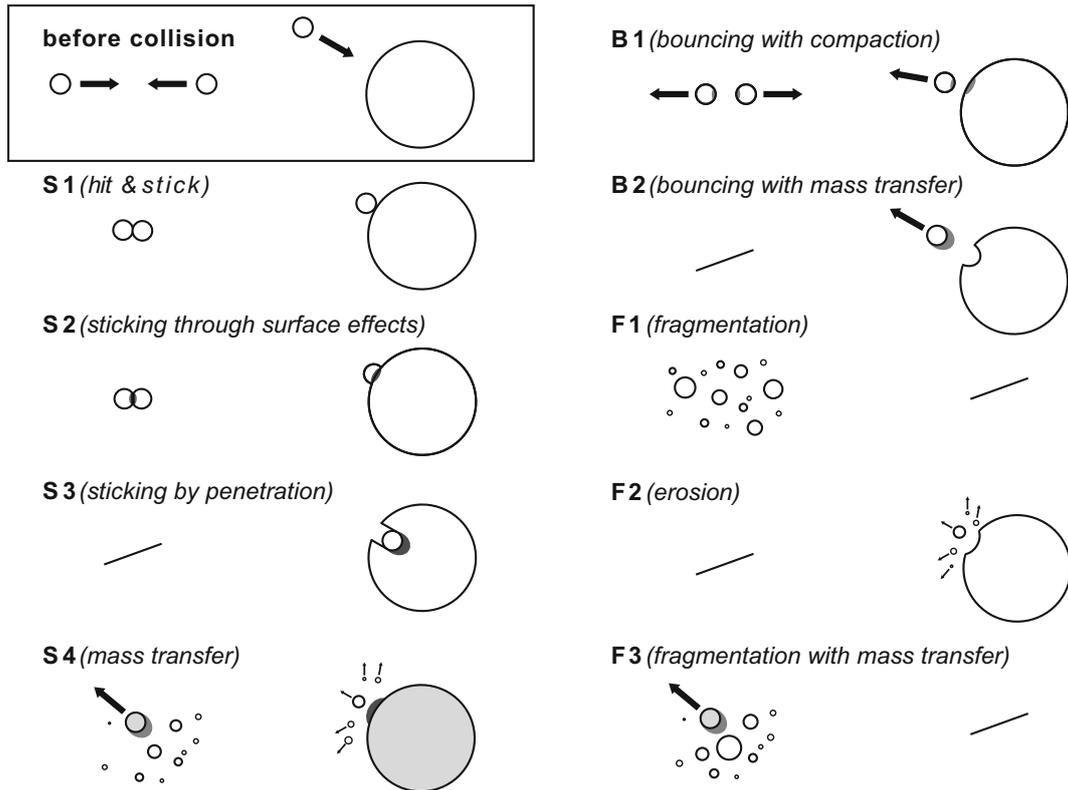


FIGURE 1.7 – Types de collisions entre solides. Crédits : Güttler et al. (2010)

Teiser & Wurm, 2009; Wada et al., 2013) qui montre que les vitesses de fragmentation peuvent atteindre $\sim 30\text{-}40 \text{ m s}^{-1}$ pour les silicates et $\sim 80 \text{ m s}^{-1}$ pour les particules de glace.

Lors des collisions de grains de tailles comprises entre $1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$, les forces de contact sont responsables de la croissance de ceux-ci. Ce processus reste efficace pour une gamme de tailles plus grande et, à condition que les solides puissent éviter l'accrétion par l'étoile, il permet de former des corps ayant des tailles de l'ordre du kilomètre. Il est important de noter que la glace joue un rôle très important ici car elle augmente de façon significative la probabilité de collage lors de la collision des grains (Blum, 2010). Plus récemment, Kataoka et al. (2013) ont suggéré qu'il est également possible de former des planétésimaux à partir d'agrégats poreux qui sont comprimés lors des collisions successives.

Lorsqu'un corps solide atteint une taille de l'ordre du kilomètre, les effets gravitationnels deviennent dominants et affectent les particules solides environnantes qui, à condition d'être suffisamment proches, sont incorporées par celui-ci. Les pièges à particules (cf. Sect. 1.3.4) sont des régions du disque où les conditions locales sont particulièrement favorables pour ce type de croissance car les vitesses relatives sont faibles. De cette façon les planétésimaux peuvent continuer à croître en accrétant de la matière jusqu'à former des protoplanètes ayant des tailles typiques de l'ordre du millier de kilomètres.

1.4.2 Scénario de formation des planètes

La collision entre deux protoplanètes et l'accrétion de matière qui suit par l'un des deux corps forme une protoplanète plus massive. Ainsi, après plusieurs impacts de ce genre, il est possible de former des planètes à partir de protoplanètes dans le disque. À travers ce mécanisme, les planètes se forment en 10^{7-8} ans pouvant atteindre plusieurs masses terrestres. La formation de géantes gazeuses a lieu lorsque la masse de la planète dépasse les $10 M_{\oplus}$, on parle alors de coeur planétaire, car celle-ci est capable d'accréter le gaz environnant. Lambrechts & Johansen (2012) ont récemment proposé un scénario d'accrétion de "cailloux" par le coeur planétaire qui accélère de façon significative la croissance de celui-ci. Dans ce cas, l'échelle temporelle pour la formation de la planète est d'environ 10^6 ans et la migration de la planète a un impact très important sur l'accrétion planétaire (Alibert et al., 2005). Par contre, si l'embryon planétaire reste en dessous de $\sim 10 M_{\oplus}$, on parle d'embryon planétaire, la croissance ralentit et se poursuit épisodiquement lors de la collision avec d'autres corps de moindre masse.

Le schéma de la Fig. 1.8 montre l'ensemble des phases de croissance des coeurs et des embryons planétaires et la dichotomie qui existe entre les planètes géantes et les planètes telluriques. En effet, après la formation des planétésimaux, il y a une phase de croissance relativement lente qui est suivie par une phase de croissance emballée qui peut avoir deux issues radicalement différentes comme mentionné ci-dessus. Il est important de noter que pour que la formation de géantes ait lieu il faut que le disque contienne une quantité importante de gaz, ce qui impose une limite temporelle pour la formation des géantes gazeuses. À la fin de la croissance emballée, les embryons planétaires rentrent dans la phase de croissance oligarchique, appelée ainsi car les corps les plus grands et les plus massifs ont tendance à incorporer les petits corps solides qui les entourent. Enfin, ces corps croissent d'avantage lors d'impacts avec d'autres embryons planétaires et on parle alors d'accrétion tardive. Notons enfin, qu'il existe une façon alternative de former des géantes gazeuses dans le disque à travers le mécanisme d'instabilité gravitationnelle (Boss, 2011), mais que ceci a lieu seulement pour des disques ayant des masses de l'ordre de 10% de la masse de l'étoile.

1.5 Interactions disque-planète

1.5.1 Sillons planétaires dans le disque

On vient de voir comment se forment les planètes à partir de grains de petite taille. Ces corps massifs ont des effets importants sur le disque en altérant localement le mouvement des particules. En effet, lorsqu'une planète se forme dans le disque, la perturbation gravitationnelle de celle-ci lance une onde spirale de densité dans le disque qui se déplace en rotation rigide et qui ne se déforme pas au cours de la rotation de la planète. Si on note Ω_P la vitesse angulaire de la structure spirale et r_P le demi-grand axe de la planète, on a $\Omega_P = \Omega_K(r_P)$. Les ondes spirales sont à l'origine de deux types de résonances : il y a d'une part la résonance de corotation au niveau de l'orbite de la planète ; et d'autre part, la résonance de Lindblad qui vérifie la condition $\Omega_P = \Omega(r) \pm \frac{k_e}{m_F}$, où k_e est la fréquence épicyclique et m_F le mode de Fourier. Dans cette dernière expression, le signe $-$ correspond à la résonance interne et le signe $+$ à la résonance externe à la planète. On note que plus l'ordre des résonances est grand, plus les résonances se rapprochent de l'orbite

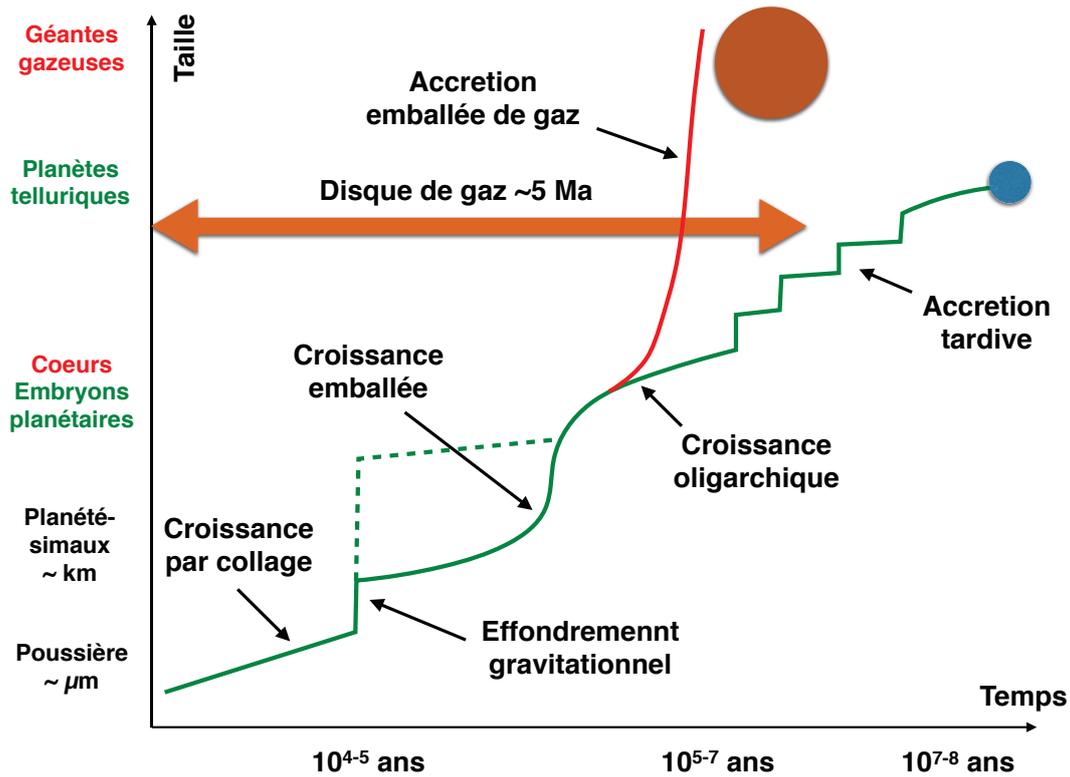


FIGURE 1.8 – Scénario de formation planétaire présenté par Sean Raymond à l'École des Houches "From the first solids to the first planetesimals" (Février 2013)

de la planète. Les couples de marée résultants de l'onde spirale ont pour effet d'échanger du moment cinétique lorsque l'onde se dissipe dans le disque par effet visqueux. L'onde à l'extérieur de la planète a un excès de moment cinétique par rapport au disque, ce qui provoque une augmentation locale de son moment cinétique lorsque l'onde est dissipée. Ceci a pour effet de repousser les particules vers l'extérieur. A contrario, l'onde à l'intérieur de la planète a un déficit de moment cinétique ce qui se traduit, pour les mêmes raisons, par le déplacement vers l'étoile des particules se trouvant à l'intérieur de la planète. L'effet combiné de ces deux ondes provoque la formation d'un sillon planétaire autour de la planète.

Pour que ce sillon se maintienne au cours du temps, il faut qu'il y ait un équilibre entre les couples de marée (τ_m) qui ont tendance à vider le sillon et le couple visqueux (τ_v) qui a tendance à remplir le sillon (Lin & Papaloizou, 1979). Si le disque est non visqueux, le critère pour la formation du sillon est que le rayon de Hill de la planète, noté R_H , soit plus grand que l'échelle de hauteur H du disque. Dans ce cas, le sillon ne peut pas se refermer après le passage de la planète car celle-ci repousse la matière environnante sur toute la hauteur du disque. L'expression du rayon de Hill est donnée par :

$$R_H = r_p \left(\frac{M_p}{3M_*} \right)^{1/3}, \quad (1.32)$$

où M_p est la masse de la planète. Le critère de formation du sillon peut s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{M_p}{M_*} \geq 3 \left(\frac{H}{r_p} \right)^3, \quad (1.33)$$

Si le disque est visqueux, il faut que la condition $\tau_m > \tau_v$ soit vérifiée afin que le sillon se maintienne au cours du temps. Le critère s'écrit alors comme suit (Papaloizou & Lin, 1984; Bryden et al., 1999) :

$$\frac{M_p}{M_*} > 40 \alpha \left(\frac{H}{r_p} \right)^2 . \quad (1.34)$$

Plus récemment, Crida et al. (2006) ont donné une expression analytique de la densité de surface du sillon causé par une planète dans le disque. Cette expression est obtenue en étudiant le flux de moment cinétique évacué par les ondes spirales de la planète et dépend simultanément de M_p , la viscosité et le rapport d'aspect du disque. Ce résultat est en bon accord les résultats de simulations numériques hydrodynamiques pour un large choix de paramètres. De plus, les auteurs proposent un nouveau critère pour l'ouverture d'un sillon, très largement utilisé ces dernières années, qui s'écrit :

$$\frac{3}{4} \frac{H}{R_H} + \frac{50 M_*}{M_p \text{Re}} \leq 1 , \quad (1.35)$$

Baruteau et al. (2014) présentent de façon détaillée l'état de l'art de l'étude des interactions planète-disque. Ils montrent en particulier les résultats récemment obtenus à travers des simulations numériques et qui apportent des éléments de réponse pour comprendre l'architecture des systèmes planétaires et la distribution de masse des exoplanètes détectées à ce jour.

1.5.2 Différents types de migration planétaire

On a vu que la planète a un effet important sur le disque, essentiellement dû aux couples exercés sur les particules proches de l'orbite planétaire. Ceci est vrai aussi dans l'autre sens car le disque affecte de façon significative le mouvement de la planète. En effet, l'interaction entre le disque et la planète se traduit par un échange de moment cinétique responsable de la migration de la planète dans le disque. Kley & Nelson (2012) revoient les dernières avancées analytiques dans ce domaine ainsi que les résultats de simulations numériques de disques en 3D. On distingue essentiellement trois types de migration planétaire selon la façon dont l'échange de moment cinétique entre la planète et le disque a lieu.

- **Type 1** : ce type de migration a lieu lorsque la planète n'est pas assez massive pour ouvrir un sillon. La migration de la planète est rapide et résulte essentiellement de l'interaction entre la planète et le disque à travers les résonances de Lindblad (cf. Sect. 1.5.1). Le couple différentiel de Lindblad est défini comme la différence entre les couples dus aux sillages interne et externe. Le premier est en avance par rapport à la planète causant un couple positif qui la fait migrer vers l'extérieur, tandis que le deuxième est en retard par rapport à la planète causant un couple négatif qui la fait migrer vers l'intérieur. Les deux couples sont du même ordre de grandeur mais ne s'annulent pas totalement et le couple résultant est négatif. Ceci est à l'origine de la migration rapide de la planète vers l'intérieur du disque (Goldreich & Tremaine, 1979). Si le disque est isotherme, la vitesse de migration

de la planète ne dépend pas explicitement de la viscosité du disque et elle est proportionnelle à la masse de la planète M_P , à la densité de surface du disque et au le rapport $(r/H)^2$. Cependant, des études plus détaillées considérant des disques en 3D avec différents processus physiques (variations verticales de température, transitions d'opacité, champs magnétiques, couples de corotation dans des disques irradiés, etc.) montrent que la vitesse de migration dépend des conditions locales du disque. Kley & Nelson (2012) présentent une vision exhaustive des dernières avancées et montrent que sous certaines conditions il est même possible d'avoir une migration de type 1 vers l'extérieur.

- **Type 2** : lorsque la planète devient suffisamment massive, un sillon se forme dans le disque et les résonances de Lindblad se trouvent à l'intérieur de celui-ci et cessent de piloter la migration de la planète (cf. Sect. 1.5.1). Dans ce cas, la planète migre avec le gaz sur l'échelle de temps visqueuse du disque. De ce fait, la migration de type 2 est plus lente par rapport à celle de type 1. Le critère d'ouverture d'un sillon dans le disque est donné par l'Eq. (1.33) si le disque est non visqueux et par l'Eq. (1.35) si le disque est visqueux.
- **Type 3** : ce type de migration, aussi appelée migration emballée, est liée à la résonance de corotation (cf. Sect. 1.5.1). Dans ce cas, la planète est moins massive que pour la migration de type 2 et échange du moment cinétique avec les particules qui effectuent un demi tour sur une orbite en fer à cheval. Les particules sont en résonance (1 : 1) avec la planète¹¹ et, même si leurs vitesses sont légèrement différentes de celle de la planète, elles ont le même mouvement moyen. Les particules ayant des vitesses angulaires plus grandes que celle de la planète s'approchent suffisamment de celle-ci et, à cause de l'accélération gravitationnelle de la planète, se retrouvent sur des orbites légèrement plus grandes. Ces particules ont alors des vitesses angulaires plus petites que celle de la planète et sont rattrapées par celle-ci ultérieurement. Lorsque cela arrive, la planète les envoie à nouveau sur des orbites plus petites. On voit donc que ces particules sont piégées sur l'orbite de la planète et décrivent des orbites en forme de fer à cheval dans le référentiel en corotation avec celle-ci. Masset & Papaloizou (2003) délimitent l'espace des paramètres pour lequel les valeurs du rapport de masse disque/étoile et de la masse de la planète sont telles que la migration de type 3 a lieu. Il est important de noter que si la planète est en migration vers l'intérieur ou vers l'extérieur ce type de résonance aura pour effet d'accentuer cette migration qui devient alors très rapide, c'est pourquoi on parle de migration emballée.

Bitsch et al. (2015) ont récemment étudié à travers des simulations numériques en 3D la migration des planètes proches de l'étoile dans un disque traité de manière cohérente du point de vue thermodynamique. En effet, leurs calculs tiennent compte du chauffage visqueux, du rayonnement stellaire et du transport radiatif. Les auteurs montrent ainsi qu'il est possible d'expliquer la formation des super-Terres (aussi appelés mini-Neptunes) et des Jupiters "chauds" dans ce type de disque et étudient l'espace des paramètres afin de déterminer les différents types de migration dans le disque.

11. c'est-à-dire que les particules et la planète se déplacent en même temps autour de l'étoile centrale sur la même orbite.

1.5.3 Structure des systèmes planétaires multiples

Dans des systèmes ayant plusieurs planètes les effets de résonance planétaires sont à prendre en compte également. Masset & Snellgrove (2001) ont montré qu’une paire de planète initialement en migration vers l’intérieur peut migrer vers l’extérieur lorsque les planètes rentrent en résonance. Les auteurs considèrent le cas où une planète géante comme Jupiter migrant vers l’intérieur est rattrapée par une planète moins massive comme Saturne par exemple. Lorsque ces deux planètes rentrent dans la résonance (2 : 3), il y a formation d’un sillon commun qui contient les deux planètes et la paire de planètes migre alors vers l’extérieur. Ce mécanisme est à la base du modèle du “Grand Tack” expliqué dans la suite.

Plus récemment, Duffell & Dong (2015) et Pinilla et al. (2015) ont étudié les sillons causés par plusieurs planètes dans le disque de gaz à travers des simulations hydrodynamiques en 2D. Ces résultats montrent que les perturbations des autres planètes dans le disque peuvent dans certains cas empêcher de creuser des sillons. De plus, lorsque plusieurs planètes ouvrent un sillon commun, le sillon est plus profond dans la densité de surface de gaz par rapport au cas avec une planète seule ayant la somme des masses de ces planètes. Pinilla et al. (2015) considèrent également l’évolution de la poussière dans ces systèmes multiplanétaires où des pièges à particules se forment au bord externe des sillons ouverts par les planètes. Les auteurs considèrent dans ce cas un modèle de croissance de la poussière à 1D en prenant une distribution de gaz moyennée azimutalement. La distribution des poussières résultante montre que des structures en forme d’anneau se forment dans le disque au niveau des pièges à particules. Il est important de noter que cette accumulation de poussière localisée et la croissance qui en découle produisent des structures détectables dans l’infrarouge en principe. Dans le Chap. 5 je propose une approche en 3D pour étudier la croissance des grains dans un système multiple en considérant la croissance des grains. Récemment, une image du disque autour de l’étoile HL Tau (cf. Fig. 1.9) obtenue pendant la phase de validation d’ALMA (cf. Fig. 2) a révélé des structures en forme d’anneau dans la poussière qui pourraient être interprétées comme étant des sillons planétaires. Cependant, il faut éviter de tirer des conclusions trop hâtives quant à la présence de plusieurs planètes dans ce système car d’autres mécanismes sont capables de produire des structures semblables. Ceci alimente actuellement le débat très actif qui a lieu entre les observateurs et les théoriciens sur l’interprétation de cette observation.

Modèles d’évolution du Système Solaire

Le modèle du “Grand Tack” développé par Walsh et al. (2011, 2012) et Pierens & Raymond (2011) a pour but d’expliquer la troncature du disque de planétésimaux à 1 UA avant la formation des planètes telluriques. Ceci est possible à condition que Jupiter migre vers l’intérieur, s’arrête et reparte ensuite vers l’extérieur. Ce mode de migration a été observé dans des simulations hydrodynamiques avec des planètes ayant la masse de Jupiter et de Saturne immergées dans un disque de gaz (Masset & Snellgrove, 2001; Pierens & Raymond, 2011). Étant donné les incertitudes concernant l’évolution du disque et la formation des géantes gazeuses, il est difficile de prédire a priori où s’est arrêté Jupiter avant de repartir vers l’extérieur dans le Système Solaire. Cependant, si Jupiter migre vers l’intérieur dans un premier temps et s’arrête à une distance du Soleil de l’ordre de 1.5

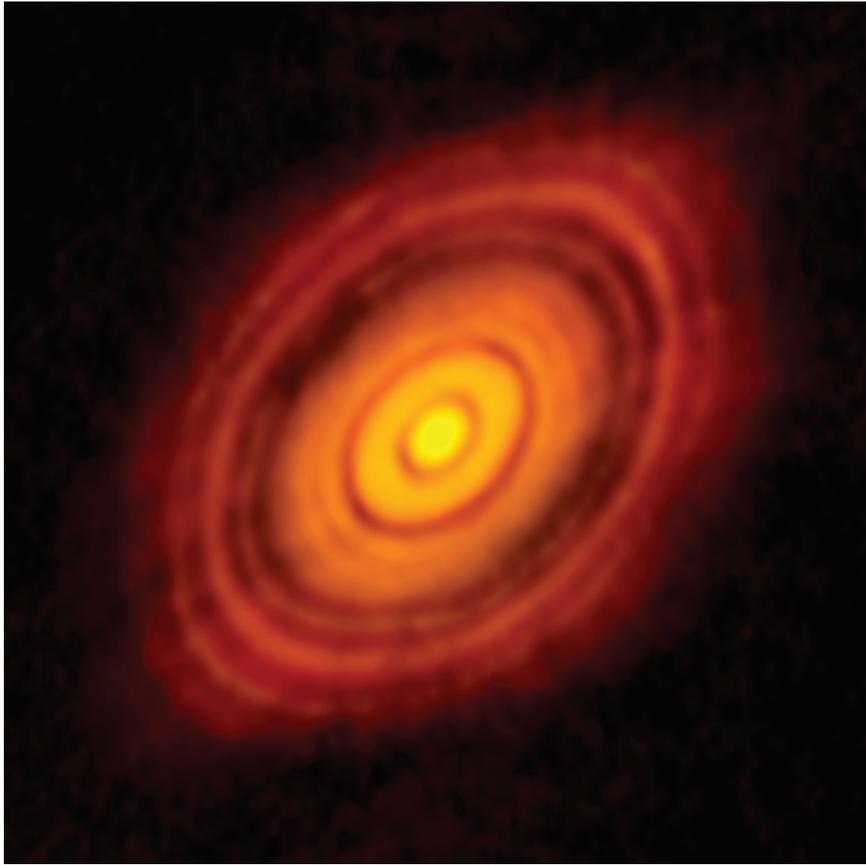


FIGURE 1.9 – Image du disque autour de HL Tau. Crédits : ESO.

UA, le disque interne est alors tronqué à 1 UA. Ceci correspond aux conditions initiales proposées par Hansen (2009) qui reproduisent le meilleur rapport de masses entre Mars et la Terre. Ce scénario a d'importantes implications pour la formation et la composition des planètes rocheuses ainsi que pour la distribution de la ceinture d'astéroïdes explorées en détail par Sean Raymond et son équipe.

L'état final du modèle du "Grand Tack" correspond à l'état initial du modèle de Nice développé par Morbidelli et al. (2005), Tsiganis et al. (2005) et Gomes et al. (2005) et qui contraint les positions où se seraient formées les planètes géantes et la ceinture de Kuiper. Dans ce modèle, l'une des configurations proposées pour l'ordre des planètes est Jupiter - Saturne - Neptune - Uranus qui se trouvent sur des orbites compactes (5.45, 8.2, 11-13, 14-17 UA respectivement). De plus un disque de planétésimaux de $35 M_{\oplus}$ est situé à environ 35 UA. Pendant l'évolution du système, Jupiter migre vers l'intérieur alors que les autres planètes se déplacent vers l'extérieur. Cependant, lorsque Saturne rentre en résonance avec Jupiter¹², le système devient instable et Neptune et Uranus migrent vers l'extérieur et l'ordre des planètes est alors Jupiter - Saturne - Uranus - Neptune. Cette phase est caractérisée par d'importantes perturbations dans la ceinture de planétésimaux qui sont alors envoyés vers les régions internes du système solaire où se trouvent les planètes telluriques. Ces dernières subissent alors une période de bombardement intensif¹³ dont certains astres tels que la Lune gardent encore des traces.

12. Résonance (1 : 2) où la période orbitale de Saturne est deux fois plus grande que celle de Jupiter.

13. "Late Heavy Bombardment" (LHB) en anglais.

1.6 La photophorèse : une “nouvelle” force

1.6.1 Description du phénomène physique

La force de photophorèse a été étudiée pour la première fois en détail au début du XX^{ème} siècle par Ehrenhaft (1918) en étudiant le mouvement de particules solides dans un milieu gazeux soumises à un rayonnement donné. Lors des premières expériences, il a été constaté que les particules illuminées se déplaçaient en direction opposée au rayonnement. Ceci s’explique par l’échange de moment entre la particule solide et les molécules de gaz environnantes. En effet, les particules solides ne sont pas illuminées de façon uniforme ce qui favorise le développement d’un gradient thermique à la surface de la particule entre la face illuminée et la face à l’ombre (Fig. 1.10a). On suppose ici que la particule solide se trouve au repos dans le référentiel du laboratoire et que toutes les molécules de gaz ont la même masse et sont à l’équilibre thermique. Lorsque les molécules de gaz rentrent en collision avec la particule elles acquièrent la même température que la surface avant d’être diffusées. À cause du gradient de température, celles qui quittent la surface illuminée repartent avec une quantité de mouvement plus grande que celles qui sont à l’ombre. Ainsi, si on considère que la diffusion par la surface du grain est isotrope, par conservation de la quantité de mouvement, le grain ressent une force nette dans le sens décroissant du gradient thermique à sa surface (Fig. 1.10b). Cette force est appelée force de photophorèse et on la notera F_{ph} .

La photophorèse a trouvé un excellent champ d’application au début des années 90 dans le domaine de la physique de l’atmosphère. En effet, elle a été appliquée avec succès à l’étude du mouvement des particules d’aérosol en suspension dans un gaz dans les strates supérieures de l’atmosphère (Rohatschek, 1995).

Cette force dépend des paramètres de la particule tels que la taille, la forme et ses propriétés thermiques mais aussi de l’état du gaz. La pression p est un paramètre particulièrement important car il existe trois régimes déterminés par la valeur du nombre de Knudsen. Ce nombre sans dimension est défini comme le rapport entre le libre parcours moyen λ d’une molécule de gaz et la taille s de la particule solide. Il constitue un bon indicateur de l’efficacité de la force de photophorèse. Les régimes de pression sont les

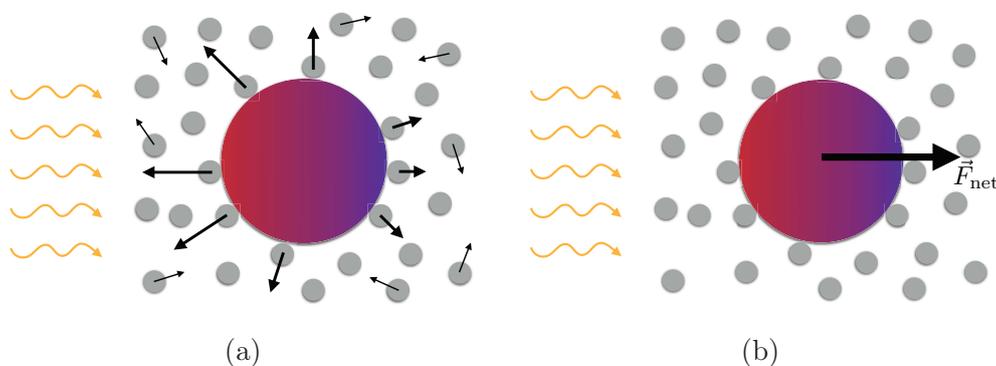


FIGURE 1.10 – *Figure de gauche* : échange de moment entre les molécules de gaz (gris) et la particule solide. *Figure de droite* : force de photophorèse ressentie par la particule solide. Dans les deux cas la source de rayonnement se trouve à gauche.

suivants :

- **Basse pression** ($\text{Kn} \gg 1$) : F_{ph} est proportionnelle à p .
- **Transition** ($\text{Kn} \sim 1$) : F_{ph} atteint sa valeur maximale lorsque $\lambda \sim s$.
- **Haute pression** ($\text{Kn} \ll 1$) : F_{ph} est inversement proportionnelle à p .

Je détaillerai dans le chapitre 3 les régimes de pression correspondant aux différentes parties du disque et je préciserai les conditions locales nécessaires pour que la force de photophorèse agisse sur les grains de poussière.

1.6.2 Expression de la force de photophorèse

La surface d'un corps solide peut présenter des variations de température entre la face illuminée et la face à l'ombre, mais également des variations de forme et de composition chimique. Le deuxième type d'inhomogénéités se traduit par une variation locale de l'albédo et de la conductivité thermique qui est équivalente à une variation de température. La force de photophorèse peut alors être décomposée en deux termes :

- **La force ΔT** : due au gradient de température sur la surface du grain.
- **La force $\Delta\alpha$** : due aux inhomogénéités dans la composition du grain.

La première force est toujours orientée dans le sens de la lumière incidente car elle est directement liée au gradient de température qui se crée entre la face illuminée (plus chaude) et la face à l'ombre (plus froide). La force $\Delta\alpha$ dépend du coefficient d'accommodation thermique, communément appelé α , qui permet de quantifier l'énergie transférée entre une surface d'atomes excités thermiquement et une molécule de gaz incidente sur celle-ci. Ce coefficient est défini de la façon suivante :

$$\alpha \equiv \frac{E_0 - E_i}{E_s - E_i} \quad (1.36)$$

où $E_0 - E_i$ est la différence d'énergie entre le flux de molécules incident et celui diffusé, et $E_s - E_i$ est l'échange d'énergie maximal permis par les lois de la thermodynamique entre le grain et le milieu gazeux. Ce dernier est calculé en considérant que le gaz et la particule solide sont en équilibre thermique.

À travers l'étude de l'interaction entre le gaz et les grains de poussière dans le milieu interstellaire, Burke & Hollenbach (1983) construisent un modèle numérique robuste qui permet de calculer α en fonction de la température. Dans le cas d'une particule présentant une face avec un coefficient d'accommodation thermique plus élevé que le reste, la force de photophorèse est orientée de la face avec un haut coefficient vers celle à faible coefficient. Étant donné que cette force ne dépend que des propriétés du grain, elle est toujours orientée dans le même sens pour un grain donné et elle est indépendante du champ de rayonnement. Dans la suite de cette thèse, je ne considère que la force ΔT car je ferai l'hypothèse que les grains sont sphériques et homogènes en termes de composition chimique et albédo.

Rohatschek (1995) donne la première expression semi-analytique de la force de photophorèse valable pour les 3 régimes de pression mentionnés dans la Sect 1.6.1 :

$$F_{\text{ph}} = \frac{2F_{\text{max}}}{p/p_{\text{max}} + p_{\text{max}}/p} \quad (1.37)$$

avec :

$$F_{\max} = \frac{s^2}{2} D \sqrt{\frac{\alpha I}{2k}}, \quad (1.38)$$

$$p_{\max} = \frac{3T}{\pi s} D \sqrt{\frac{2}{\alpha}}, \quad (1.39)$$

$$D = \frac{\pi \bar{c} \eta}{2T} \sqrt{\frac{\pi \kappa}{3}}, \quad (1.40)$$

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}, \quad (1.41)$$

où I est le flux de rayonnement incident, k la conductivité thermique de la particule, T la température du gaz, η la viscosité du gaz, $\kappa = 1.14$ le coefficient de déplacement thermique (Rohatschek, 1995), R la constante universelle des gaz parfaits et μ la masse moléculaire du gaz. Si on fait l’hypothèse que la photophorèse est un processus physique avec un haut rendement thermodynamique, on peut alors prendre $\alpha \approx 1$ (Rohatschek, 1995).

La rotation des particules dans le disque peut affecter le transport par photophorèse. En effet, une rotation suffisamment rapide pourrait diminuer de façon significative le gradient de température entre la face illuminée et la face à l’ombre. Ceci aurait pour effet de diminuer l’intensité de la force de photophorèse. Loesche & Wurm (2012) identifient trois principaux mécanismes responsables de la rotation des grains dans le disque : les processus de rotation aléatoires, les collisions avec d’autres grains et le mouvement brownien. Cependant, des études théoriques (Loesche et al., 2013) et expérimentales (Loesche et al., 2014) montrent que, sous les conditions typiques de pression et de température des disques protoplanétaires, la rotation des particules a peu d’effet sur le transport par photophorèse. Ils trouvent que l’échelle de temps caractéristique de rotation est plus longue que celle de conduction thermique à travers les particules (~ 1 s). Ceci signifie que le gradient de température se rétablit à la surface d’un grain en rotation suffisamment vite pour que la rotation n’ait pas d’effets sur le transport par photophorèse. Par conséquent, la rotation des grains sera négligée dans cette étude.

1.6.3 Effets de la photophorèse dans les disques protoplanétaires

Transport radial et zones d’accumulation

Krauss & Wurm (2005) considèrent pour la première fois la photophorèse dans un contexte astrophysique en étudiant ses effets dans les disques de transition. Ils incluent la force de photophorèse dans un modèle unidimensionnel afin d’expliquer les anneaux concentriques observées dans le disque autour de l’étoile HR 4791A. Cet article est très important car il stipule que les effets de la photophorèse sont suffisamment forts pour influencer la dynamique des grains et former des structures annulaires autour de l’étoile. En effet, étant données les conditions d’illumination par l’étoile dans les disques protoplanétaires, la force résultant de la somme des forces de photophorèse, de friction et de la gravité entraîne un mouvement radial des particules solides vers l’extérieur qui n’aurait pas lieu en l’absence de celle-ci.

Il est important de noter que ce transport a lieu seulement dans les parties optiquement minces du disque. En considérant différentes tailles de grains, Krauss & Wurm (2005) calculent la distance pour laquelle la force de photophorèse, la pression de rayonnement, la gravité et la force de friction s'équilibrent. Cette dernière est la force ressentie par une particule solide en rotation képlérienne autour de l'étoile étant freinée par les molécules de gaz qui l'entourent. Ils obtiennent que les zones d'accumulation se situent à des distances de l'ordre de la dizaine d'UA de l'étoile dans le cas de HR 4791A. Pour les petites particules (1-100 μm) la pression de rayonnement est dominante alors que pour des tailles plus grandes (1 mm - 1 m) la photophorèse est le mécanisme responsable du mouvement vers l'extérieur. Dans leur étude, ils varient un nombre limité de paramètres pour étudier l'efficacité du transport par rapport aux propriétés des particules de poussière. Un traitement plus détaillé en incluant les effets d'absorption de la lumière stellaire par le disque donnerait des résultats quelque peu différents des leurs. Cependant, d'après les auteurs, le mécanisme d'accumulation dû à la photophorèse opère de façon inévitable dans les parties optiquement minces des disques provoquant un transport de grains de poussière vers les régions externes.

Séparation chimique par photophorèse

La photophorèse est invoquée à nouveau par Wurm & Krauss (2006) pour expliquer la séparation chimique des chondres observée dans les météorites indifférenciées. En effet, on observe dans les chondrites carbonnées des particules réfractaires de taille millimétrique riches en fer mélangées à des silicates de l'ordre du centimètre (Scott & Krot, 2014). Il est important de noter que des particules de même taille et de conductivité thermique différente ne s'accumulent pas à la même distance par rapport à l'étoile. Étant donné que la conductivité thermique est anticorrélée au gradient thermique développé à la surface de la particule, les auteurs montrent qu'il y a une séparation radiale où les grains à faible conductivité thermique se retrouvent le plus loin de l'étoile. Ainsi, les particules de fer qui sont de bons conducteurs thermiques sont moins bien transportées par rapport aux particules de silicate de même taille. Par conséquent, les chondres et les CAIs soumis à la force de photophorèse sont transportés différemment pendant les premières phases de la Nébuleuse Solaire ce qui a des conséquences sur la composition des météorites.

Des travaux postérieurs (Krauss et al., 2007; Mousis et al., 2007; Wurm & Haack, 2009; Moudens et al., 2011) reprennent cette idée afin de calculer le flux de silicates cristallins provenant des parties internes du disque, tels que la forsterite (Mg_2SiO_4) et l'enstatite (MgSiO_3), dans les réservoirs cométaires à plusieurs UA. Krauss et al. (2007) calculent les vitesses de dérive vers l'extérieur en fonction de la distance à l'étoile et obtiennent des valeurs de l'ordre de la dizaine de mètres par seconde. L'illumination par l'étoile étant une condition nécessaire, le transport de solides a lieu essentiellement dans les régions optiquement minces des disques. Mousis et al. (2007) étudient la dépendance qu'il existe entre l'efficacité du transport radial dû à la photophorèse et la taille de la cavité centrale des disques de transition, supposée optiquement mince. Pour une cavité de 1 UA, ils trouvent à l'aide d'un modèle unidimensionnel de disque que les particules ayant des tailles comprises entre le mm et le dm atteignent des distances d'environ 10 UA en moins de 1 milliard d'années. Moudens et al. (2011) considèrent aussi des modèles de disques turbulents unidimensionnels de type MMSN avec différentes masses (0.01, 0.02 et 0.1 M_\odot). Les auteurs calculent analytiquement la position d'équilibre des grains au cours du temps,

c’est à dire la distance à l’étoile pour laquelle les forces orientées vers l’extérieur et celles orientées vers l’intérieur s’annulent. Pour une cavité centrale de 1 UA, ils obtiennent des résultats en accord avec ceux de Mousis et al. (2007).

Enfin, Wurm & Haack (2009) étudient le transport de CAIs pendant des épisodes extrêmes tels que les FU-Orionis (Herbig, 1977; Bell & Lin, 1994; Hartmann & Kenyon, 1996; Malbet et al., 2005) où l’étoile centrale augmente sa luminosité d’au moins un ordre de grandeur. Les particules se trouvant à proximité de l’étoile subissent alors un chauffage extrême atteignant des températures proches de la température typique de sublimation des silicates (~ 1500 K) à 1 UA pour le cas d’une étoile de type solaire. Les particules qui reçoivent un intense rayonnement stellaire sont transportées efficacement vers l’extérieur dans les parties optiquement minces. Ce mécanisme transporte les particules se trouvant à ~ 0.5 AU jusqu’à des distances comprises entre 5 et 10 UA selon la luminosité stellaire et les propriétés des grains. Un aspect particulièrement intéressant de cet article est le mécanisme de transport vertical par photophorèse dû au rayonnement émis par le disque, analogue à celui produit par le rayonnement stellaire.

Preuves expérimentales du transport par photophorèse

Une série d’expériences en laboratoire (Wurm et al., 2010; von Borstel & Blum, 2012; van Eymeren & Wurm, 2012; Duermann et al., 2013; Loesche et al., 2014) mettent en évidence le transport de particules dans des conditions de pression et température similaires à celles caractéristiques des régions internes des disques. Toutes ces expériences sont faites dans des conditions de micro-gravité (grâce aux “drop towers” et aux vols paraboliques) sous des conditions de pression de l’ordre du dixième de mbar, des températures autour de 300 K et des flux de 10 kW m^{-2} . Ces valeurs correspondent aux valeurs typiques à 1 UA dans les modèles de MMSN.

Wurm et al. (2010) présentent 16 expériences sur des particules de taille sub-millimétrique et millimétrique de composition différente ayant de “filling factors”¹⁴ compris entre 0.33 et 0.64. Leurs résultats confirment les prédictions théoriques énoncées dans Wurm & Krauss (2006) et indiquent en plus que les chondres recouverts de poussière sont transportés plus efficacement que les chondres nus (Fig. 1.11). En effet, il est probable que lors des collisions avec d’autres grains dans le disque les chondres acquièrent une fine couche de poussière qui les recouvre (Metzler & Bischoff, 1996; Connolly & Love, 1998). Ceci a pour effet d’augmenter la force de photophorèse et donc l’efficacité du transport vers l’extérieur. von Borstel & Blum (2012) mettent aussi en évidence une séparation chimique et minéralogique en conduisant des expériences semblables sur des silicates sombres, des silicates clairs et des olivines. De plus, ils établissent empiriquement la relation de proportionnalité entre les vitesses mesurées et la taille des particules.

La rotation solide des particules peut représenter température un facteur limitant pour le transport par photophorèse car il diminue le gradient de température qui s’établit à la surface du solide. Cependant, van Eymeren & Wurm (2012) prouvent empiriquement que l’axe de rotation des particules s’aligne avec la direction du rayonnement. Dans ces conditions, la rotation n’a pas d’effet sur l’intensité et la direction de la force de photophorèse.

14. défini comme rapport entre l’espace occupé par la particule et le volume de la sphère minimale qui contient la particule.

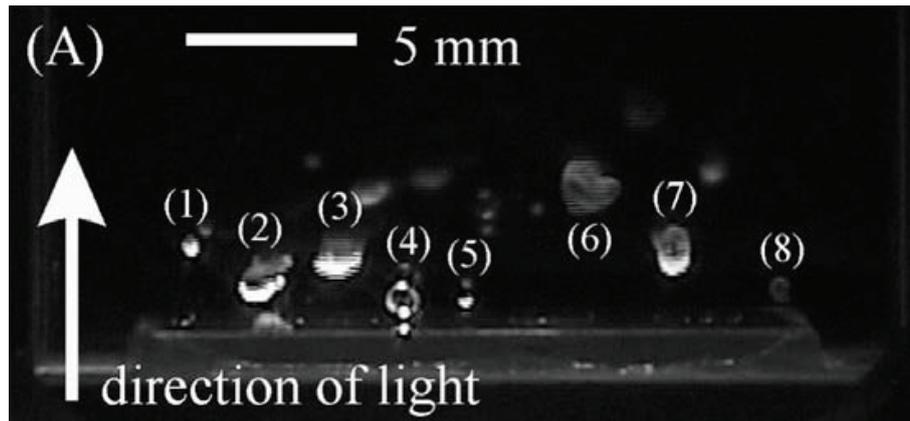


FIGURE 1.11 – Figure d’après Wurm et al. (2010) montrant des particules illuminées par le bas au cours d’une expérience en micro-gravité. Les particules (1) et (5) sont des chondres, (3) et (6) sont des sphères de verre recouvertes de poussière, (2) est une sphère de métal recouverte de poussière, (4) est une sphère de verre chondreet (8) est un chondre sombre de forme irrégulière. (7) est une particule non identifiée.

Loesche et al. (2014) conduisent des expériences avec des particules en rotation qui sont soumises à la force de photophorèse. Malgré la courte durée des expériences (quelques secondes), leur analyse montre que la rotation diminue de façon significative la force de photophorèse. Cependant, ils estiment que la rotation est rapidement supprimée dans les disques à cause de l’effet de friction dû au gaz. Ces considérations sont en accord avec les résultats théoriques de Loesche & Wurm (2012) qui montrent que des types différents de rotations (aléatoire, collisions intra-particules et mouvement Brownien) sont rapidement supprimées dans le disque.

Erosion par photophorèse

La photophorèse a aussi un effet d’érosion sur les planétésimaux dans les parties internes des disques protoplanétaires (Wurm & Krauss, 2006; Wurm, 2007; Kelling et al., 2011; Kelling & Wurm, 2011; de Beule et al., 2013). Wurm & Krauss (2006) montrent de façon expérimentale que le rayonnement provoque l’éjection de particules par les surfaces illuminées. Ce phénomène est appelé thermophorèse. Les auteurs stipulent qu’il peut avoir des effets importants sur les embryons planétaires dans les parties internes des disques protoplanétaires mais aussi sur la surface martienne. En effet, l’éjection de particules sub-millimétriques est observée en laboratoire pour des pressions comprises entre 1 et 10 mbar. Wurm (2007) propose ce mécanisme d’érosion pour expliquer la présence de particules sub-millimétriques pendant toute la durée de vie du disque protoplanétaire. En se basant sur des expériences sous des conditions typiques d’illumination ($\sim 10 \text{ kW m}^{-2}$), de température ($\sim 500 \text{ K}$) et de pression ($\sim 1 \text{ mbar}$), Kelling et al. (2011) estiment qu’un corps de 100 m peut avoir des taux d’érosion de l’ordre de 1 kg s^{-1} . Enfin, de Beule et al. (2013) conduisent des expériences du même genre sur des surfaces solides sous différentes conditions de gravité (0.16 g, 0.38 g, 1 g, 1.7 g) et mettent en évidence la forte dépendance entre la matière éjectée et l’intensité de la gravité (Fig. 1.12). De plus, ils considèrent l’effet de la photophorèse sur les petits grains éjectés qui sont alors transportés vers les régions externes du disque en évitant ainsi d’être accrétés par l’étoile. Ainsi, les auteurs concluent que l’érosion par photophorèse a des conséquences sur la croissance des grains car, même

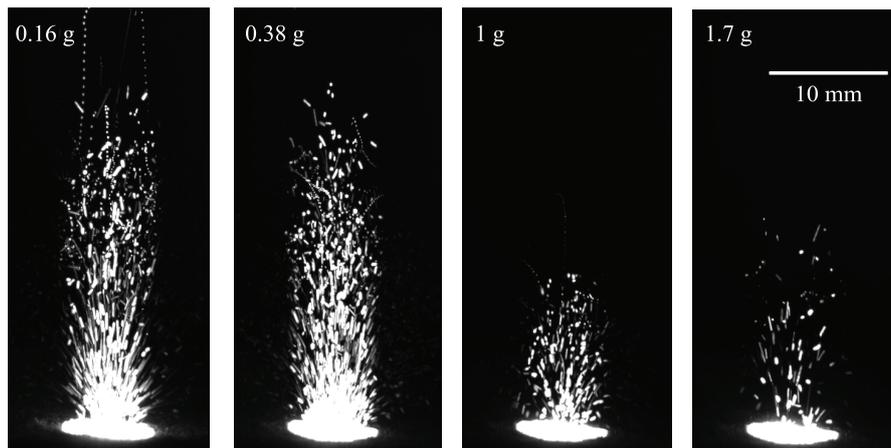


FIGURE 1.12 – Figure d’après de Beule et al. (2013) montrant l’éjection de particules sur un lit de grains de poussières sous différentes conditions de gravité.

si les corps de grande taille sont érodés, la production de grains de petite taille peut favoriser la croissance dans ces régions.

En résumé, on voit que la photophorèse a des effets importants sur la dynamique des grains dans les disques protoplanétaires. Ces effets ont été amplement prouvés du point de vue expérimental sous des conditions de pression, température et rayonnement similaires à celles des régions internes des disques protoplanétaires. De plus, l’ensemble des travaux théoriques publiés à ce jour suggère que le transport par photophorèse est un mécanisme capable de briser la barrière de dérive radiale. Dans le chapitre 3, je montrerai le résultat de simulations hydrodynamiques qui soutiennent cette idée.

Chapitre 2

Simulations SPH de disques protoplanétaires

*Les recherches insensées sont parentes
de découvertes imprévues.*

PAUL VALÉRY

Étant donné la complexité des systèmes astrophysiques, due essentiellement au grand nombre de phénomènes qui opèrent à différentes échelles, les simulations numériques sont devenues aujourd'hui un outil incontournable en sciences. On peut se représenter le monde des simulations numériques comme un grand laboratoire de la pensée où les différents modèles sont mis à l'épreuve. Ainsi, à condition que la physique soit implémentée de façon satisfaisante, on peut discriminer les théories qui ne reproduisent pas les observations. De plus, l'étude de l'évolution des objets étudiés en astronomie est difficile car les mesures se font à un moment donné et pendant une durée courte par rapport au temps d'évolution. La répétabilité n'existe que rarement dans cette discipline. Il faut alors pouvoir remonter et avancer dans le temps grâce aux équations qui décrivent le système en question afin de comprendre sa dynamique. Cependant, cette tâche est extrêmement ardue si le nombre de particules et/ou de degrés de liberté est grande et si les dimensions du système sont multiples. En effet, dans la plupart des cas, il n'existe pas de solution analytique exacte pour ces problèmes et par conséquent il devient indispensable de recourir aux simulations par ordinateur. Ce sera l'approche suivie dans cette thèse pour l'étude des mécanismes de transport de solides et des sillons planétaires dans les disques protoplanétaires

Dans ce chapitre, je présente brièvement les différentes techniques de simulation communément utilisées en astrophysique. Le code utilisé pour produire les résultats des chapitres 3 et 5 calcule l'évolution d'un mélange bi-fluide gaz+poussière au sein d'un disque protoplanétaire. Ce code est basé sur le formalisme Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) que je détaillerai à la suite. Je décrirai après la structure du code développé au sein de l'équipe dirigée par Jean-François Gonzalez à l'Observatoire de Lyon. Enfin, j'expliquerai comment j'ai modifié le code afin d'inclure de nouveaux phénomènes physiques.

2.1 Méthodes numériques en astrophysique

Il existe deux approches fondamentalement différentes qui peuvent être illustrées à travers l'analogie suivante. Imaginons que l'on se trouve sur un pont au dessus d'une rivière dans laquelle on arrive à voir les poissons qui y nagent. On peut soit décider de choisir un poisson et suivre son mouvement dans la rivière au cours du temps ; ou bien compter le nombre de poissons qui entrent et qui sortent par unité de temps dans un volume donné. La première approche, où l'on suit le mouvement, est appelée lagrangienne tandis que la deuxième, où il est question de flux dans un volume, est appelée eulérienne. Les noms font référence aux deux mathématiciens qui ont développé les concepts et les outils propres à ces formalismes.

Afin de comprendre les différentes approches, il convient de détailler le calcul de la densité pour une distribution arbitraire de particules massives. La façon la plus simple d'échantillonner l'espace est de le discrétiser à l'aide d'une grille et de compter le nombre de particules à l'intérieur de chacune des cellules (Fig. 2.1-a). La densité est alors simplement obtenue en divisant la quantité de masse dans la cellule par le volume constant de celle-ci. Cette approche est à la base des méthodes eulériennes où l'on discrétise sur une grille les équations hydrodynamiques dans le temps et l'espace. De cette façon, on résout des équations aux différences finies qui sont une approximation des équations différentielles du problème. Il existe deux méthodes différentes : les grilles alternées et les schémas de type Godunov. Dans le premier cas, les quantités scalaires sont évaluées au centre des cellules et les grandeurs vectorielles au niveau des interfaces ; tandis que dans le deuxième cas, on résout les problèmes de Riemann à chacune des interfaces afin de calculer le flux au niveau des interfaces. Les méthodes hybrides¹ appelées "particle-cell", comme par exemple Marker-in-Cell (Harlow & Welch, 1965) et Particle-in-Cell (Hockney & Eastwood, 1988), sont basées sur cette approche. La simplicité de sa formulation cache les méthodes sophistiquées d'interpolation, telles que Cloud-in-Cell et Triangular-Shaped-Cloud, qui permettent d'améliorer la précision numérique de ces schémas. Cependant, pour des systèmes ayant de fortes variations de densité, cette méthode est inappropriée car on sur-échantillonne les régions denses tandis que celles de faible densité sont mal résolues. Même s'il existe des astuces basées sur le développement multipolaire, ces algorithmes nécessitent beaucoup de puissance de calcul et ne seront pas considérés ici.

La deuxième méthode consiste à calculer la densité moyenne en un point donné du système en effectuant un échantillonnage local autour de ce point (Fig. 2.1-b). Notons que cette méthode ne requiert pas de grille. Soit P le point pour lequel on veut calculer la densité moyenne. On considère alors une sphère de rayon R centrée en P qui contient un nombre fixe de voisins N_v . La façon la plus simple d'estimer la densité est de diviser la masse contenue dans cette sphère par son volume :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\sum_{b=1}^{N_v} m_b}{\frac{4}{3}\pi R^3} . \quad (2.1)$$

où m_b est la masse de la particule d'indice b . Ainsi, si on fixe le nombre de voisins N_v , l'échantillonnage s'ajuste à la densité locale au point P . En effet, le rayon de la sphère qui contient N_v particules est choisi plus petit dans une région dense par rapport à une

1. c'est-à-dire qui utilisent une approche eulérienne pour certaines quantités (courant, densités, etc.) et une méthode lagrangienne pour d'autres (position, vitesse, etc.).

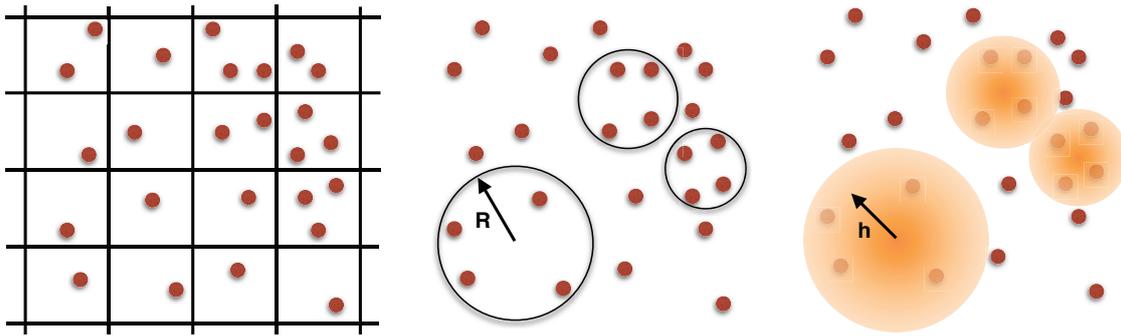


FIGURE 2.1 – Méthodes d'échantillonnage : à gauche avec une grille (a), au centre avec un échantillonnage local non pondéré (b) et à droite avec un échantillonnage local pondéré (c).

région de faible densité. On parle alors de méthode adaptative. Le désavantage majeur de cette approche est qu'elle présente un bruit numérique important. Ceci est dû au fait que la densité change de façon brusque selon que l'on compte ou pas une particule qui se trouve au bord de la zone d'échantillonnage définie par l'Eq. (2.1).

La troisième et dernière méthode consiste à pondérer la masse des particules voisines par la distance au centre de la sphère d'échantillonnage dans le calcul de la densité (Fig. 2.1-b). Ainsi, on réduit de façon significative le bruit dû au choix du nombre voisins car les particules se trouvant au bord de la zone d'échantillonnage ont peu d'effet sur la valeur de l'interpolation. Cette méthode est au coeur du SPH qui sera détaillé dans la prochaine section.

2.2 Formalisme SPH

Le formalisme SPH adopte la dernière méthode pour l'échantillonnage des quantités physiques du système étudié. Comme son nom l'indique, on utilise des fonctions de lissage appropriées pour évaluer les propriétés locales d'un fluide. Elle a été formulée pour la première fois par Lucy (1977) et Gingold & Monaghan (1977) et depuis elle a trouvé de nombreux champs d'application en sciences et en ingénierie.

Ce formalisme se base sur une méthode lagrangienne (sans grille) où l'on divise le fluide en un ensemble d'éléments discrets en interaction appelés particules SPH. Il est important de noter que les particules SPH représentent les propriétés locales du fluide et par conséquent ce ne sont pas des particules physiques *stricto sensu*. De plus, cette méthode est adaptative et ne requiert pas de conditions artificielles aux limites. Cet aspect rend cette approche très puissante car le raffinement et le pavage des grilles, qui est un aspect numérique délicat des méthodes eulériennes, n'est pas requis.

Cette approche nécessite une fonction de lissage W qui dépend de la distance au centre de la sphère et dont la dimension correspond à l'inverse d'un volume. La densité peut être

alors exprimée comme suit :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{b=1}^{N_v} m_b W(\vec{r} - \vec{r}_b, h) \quad (2.2)$$

où h est l'échelle qui quantifie la diminution des contributions des particules avec la distance au point P . La conservation de la masse totale impose la condition de normalisation suivante :

$$\int_V W(\vec{r}' - \vec{r}_b, h) dV' = 1 \quad (2.3)$$

La densité dépend donc du choix de la fonction de lissage. Price (2012) donne des exemples variés de fonctions de lissage et décrit une méthode qui permet de générer la famille de fonctions de lissage appelée B-splines grâce à la transformée de Fourier. Pour être considérée comme une fonction de lissage, une fonction W donnée doit avoir les propriétés suivantes :

1. la fonction doit être positive, monotone et décroissante avec la distance au centre,
2. la fonction de lissage doit être continue et dérivable au moins deux fois,
3. la fonction doit être suffisamment plate autour du centre pour éviter de fortes variations de la densité pour de petits déplacements d'une des particules voisines.

De plus, on impose la limite suivante :

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{r}, \vec{r}', h) = \delta(|\vec{r} - \vec{r}'|) \quad , \quad (2.4)$$

où δ est la fonction de Dirac. Une fonction qui vérifie par exemple toutes ces conditions est la fonction de Gauss :

$$W(\vec{r}, \vec{r}', h) = \frac{\sigma}{h^d} \exp\left(-\frac{(\vec{r} - \vec{r}')^2}{h^2}\right) \quad (2.5)$$

où σ est une constante de normalisation et d est le nombre de dimensions considérées. Cependant, pour des raisons pratiques, il convient d'utiliser une fonction à support compact afin de faire une somme sur un nombre limité de voisins et réduire le coût de temps de calcul. Ainsi, à condition de choisir un nombre suffisant de voisins N_v , l'équation (2.2) donne un résultat rapide à calculer et avec peu de bruit numérique. En termes de complexité algorithmique, on passe de $O(N^2)$ à $O(N_v N)$ où N est le nombre total de particules lorsque l'on utilise une fonction à support compact.

En général $W(\vec{r}, \vec{r}', h) = W(\vec{r} - \vec{r}', h)$ et même $W(\vec{r}, \vec{r}', h) = W(|\vec{r} - \vec{r}'|, h)$. La dernière égalité implique la propriété de symétrie suivante : $W(\vec{r}, \vec{r}', h) = W(\vec{r}', \vec{r}, h)$. Afin de conserver le moment cinétique et l'énergie, il faut alors imposer la condition d'antisymétrie qui suit :

$$\frac{\partial W(\vec{r}, \vec{r}', h)}{\partial \vec{r}'} = -\frac{\partial W(\vec{r}, \vec{r}', h)}{\partial \vec{r}} \quad . \quad (2.6)$$

La fonction de lissage utilisée dans le code que j'ai utilisé est un polynôme de troisième ordre appelé spline cubique défini par morceaux de la manière suivante :

$$W(\vec{r}, \vec{r}'; h) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} \frac{3}{2} \left(\frac{2}{3} - u + \frac{1}{2} u^3 \right) & \text{si } 0 \leq u < 1 \quad , \\ \frac{1}{4} (2 - u)^3 & \text{si } 1 \leq u \leq 2 \quad , \\ 0 & \text{si } u > 2 \quad , \end{cases} \quad (2.7)$$

où $u = |\vec{r} - \vec{r}'|/h$. Le choix de cette fonction est basé sur les propriétés de continuité et de dérivabilité aux points où on connecte les différents polynômes qui la définissent. On utilise également la fonction de lissage à double bosse² (Laibe & Price, 2012b) pour le calcul de la friction dans un mélange bi-fluide. Ceci sera abordé lors dans la Sect. 2.3.

2.2.1 Interpolations des champs physiques

Échantillonnage

Grâce à la fonction de lissage introduite en Sect. 2.2, il est possible de calculer toutes les quantités physiques d'intérêt dans le système étudié. Si on considère un champ physique f quelconque, sa valeur en un point \vec{r} donné est égale au produit de convolution de la fonction par la fonction δ de Dirac :

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = \int f(\vec{r}') \delta(|\vec{r} - \vec{r}'|) d\vec{r}' \quad . \quad (2.8)$$

En SPH, on définit une version lissée du champ physique, notée $f_s(\vec{r})$, en remplaçant la fonction δ de Dirac par la fonction de lissage W :

$$f_s(\vec{r}) = \int f(\vec{r}') W(\vec{r}, \vec{r}', h) d\vec{r}' \quad , \quad (2.9)$$

L'hypothèse majeure qui résume la puissance de la méthode SPH est le fait d'approcher l'intégrale de l'Eq. (2.9) par une somme sur un nombre fini de particules SPH voisines. Ainsi, la valeur moyenne du champ physique au point \vec{r}_a est approximativement égale à :

$$\langle f_s(\vec{r}_a) \rangle \approx \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} f_b W(\vec{r}_a, \vec{r}_b, h) \quad , \quad (2.10)$$

où ρ_b est la densité de la particule d'indice b . Le fait d'imposer une somme sur un nombre fini de voisins pour l'échantillonnage assure une valeur finie pour la longueur de lissage h . Dans la suite, sauf mention du contraire, on supposera que toutes les interpolations sont effectuées à l'aide de l'Eq. (2.10) et on n'écrira plus l'indice s , pour "smoothed", pour l'expression du champ lissé.

Les fonctions de lissage utilisées dans les algorithmes de calcul ont la propriété de symétrie sphérique par rapport à la variable $|\vec{r} - \vec{r}'|$. Si de plus la fonction est suffisamment piquée en son centre, ce qui est le cas du spline cubique utilisé dans le code SPH utilisé ici, on a alors :

$$\langle f(\vec{r}) \rangle = f(\vec{r}) + a_f (\nabla^2 f) h^2 + O(h^3) \quad , \quad (2.11)$$

2. "double-hump shaped kernel" en anglais

où a_f est un facteur qui ne dépend pas de h et O est l'erreur introduite. Le lissage induit une erreur au second ordre en h pour un champ donné f . On peut alors déduire les expressions des produits et des quotients en SPH (Price, 2012) :

$$\langle f(\vec{r}) \cdot g(\vec{r}) \rangle = \langle f(\vec{r}) \rangle \cdot \langle g(\vec{r}) \rangle + O(h^2) \quad . \quad (2.12)$$

On remarque que le lissage d'un produit (d'un quotient) peut être approché par le produit des lissages (du quotient des lissages). Il est donc aisé de calculer de nouvelles quantités physiques à partir d'un ensemble donné de champs lissés du fluide.

Dérivées en SPH

La méthode SPH est particulièrement intéressante lorsqu'il s'agit de calculer la dérivée d'un champ physique donné. En effet, grâce aux propriétés de la fonction de lissage, il suffit de connaître la valeur de la dérivée de la fonction de lissage pour calculer n'importe quelle dérivée. On démontre ceci en effectuant une intégration par parties du produit de convolution de la dérivée de f par la fonction de lissage (qui est par définition au moins deux fois dérivable) :

$$\left\langle \frac{df(\vec{r})}{d\vec{r}} \right\rangle = \int \frac{df(\vec{r}')}{d\vec{r}'} W(\vec{r}, \vec{r}', h) d\vec{r}' \quad (2.13)$$

$$= [f(\vec{r}')W(\vec{r}, \vec{r}', h)]_{-\infty}^{+\infty} - \int f(\vec{r}') \frac{\partial W(\vec{r}, \vec{r}', h)}{\partial \vec{r}'} d\vec{r}' \quad (2.14)$$

$$= 0 + \int f(\vec{r}') \frac{\partial W(\vec{r}, \vec{r}', h)}{\partial \vec{r}} d\vec{r}' \quad . \quad (2.15)$$

On peut alors approcher l'intégrale par une somme comme précédemment :

$$\left\langle \frac{df(\vec{r})}{d\vec{r}} \right\rangle \approx \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} f_b \frac{\partial W(\vec{r}, \vec{r}_b, h)}{\partial \vec{r}} \quad . \quad (2.16)$$

Ce calcul peut être aisément étendu aux opérateurs différentiels tels que le gradient, la divergence et le rotationnel :

$$\nabla f = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} f_b \nabla_r W(\vec{r}, \vec{r}_b, h) \quad , \quad (2.17)$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} \vec{v}_b \cdot \nabla_r W(\vec{r}, \vec{r}_b, h) \quad , \quad (2.18)$$

$$\nabla \times \vec{v} = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} \vec{v}_b \times \nabla_r W(\vec{r}_b, h) \quad . \quad (2.19)$$

Ainsi, à condition de connaître la dérivée de la fonction de lissage³, il est peu coûteux d'appliquer un quelconque opérateur différentiel à un champ physique donné.

2.2.2 Équations du mouvement

Jusqu'ici il a été essentiellement question du calcul de la densité en SPH sans prêter d'attention aux équations du mouvement des fluides. Je montré ici qu'il est possible de

3. qui peut être facilement tabulée du point de vue pratique.

dérivée ces équations à partir de l'interpolation SPH de la densité du fluide. Le lagrangien L d'un système donné est défini comme suit :

$$L = T - V \quad , \quad (2.20)$$

où T et V sont les énergies cinétique et potentielle du fluide respectivement. Le lagrangien d'un système constitué de masses ponctuelles avec des vitesses $\vec{v} \equiv d\vec{r}/dt$ et avec une énergie interne par unité de masse u s'écrit :

$$L = \sum_b m_b \left[\frac{1}{2} v_b^2 - u_b(\rho_b, s_b) \right] \quad , \quad (2.21)$$

où s_b est l'entropie de la particule d'indice b . L'application du principe de moindre action, $\delta S = 0$ où l'action $S = \int L dt$, permet de d'obtenir l'équation d'Euler-Lagrange pour le système considéré (Price, 2012) :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \vec{v}_a} \right) - \frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a} = 0 \quad (2.22)$$

Afin d'obtenir les équation du mouvement, il faut exprimer les dérivées de l'Eq. (2.22) en fonction des positions et des vitesses des particules SPH. L'Eq. (2.21) permet d'écrire :

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{v}_a} = m_a \vec{v}_a \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a} = - \sum_b m_b \frac{\partial u_b}{\partial \rho_b} \frac{\partial \rho_b}{\partial \vec{r}_a} \quad (2.24)$$

Les équations du mouvement expriment le lien entre l'accélération, la masse et l'ensemble des forces qui s'exercent sur le système. En ce sens, les équations ci-dessus ne sont pas encore sous une forme convenable car on cherche l'expression de $\frac{d\vec{v}}{dt}$. Considérons alors la première loi de la thermodynamique :

$$dU = TdS - PdV \quad (2.25)$$

qui relie la variation d'énergie dU avec la quantité de chaleur ajoutée au système TdS et le travail dû à l'expansion et/ou contraction du fluide PdV . Ces trois quantités sont exprimées par unité de volume. En SPH on peut estimer le volume comme le rapport entre la masse de la particule divisée par sa densité ($V = m/\rho$), ce qui permet d'exprimer la variation du volume de la manière suivante : $dV = -m/\rho^2 d\rho$. On peut alors réécrire l'Eq. (2.25) par unité de masse :

$$du = Tds + \frac{P}{\rho^2} d\rho \quad . \quad (2.26)$$

A entropie constante, la variation en énergie interne vaut alors :

$$\left. \frac{\partial u_b}{\partial \rho_b} \right|_s = \frac{P_b}{\rho_b^2} \quad (2.27)$$

Le gradient de densité est un peu plus délicat à calculer car il faut tenir compte des variations de la longueur de lissage h . On note h_a la longueur de lissage de la particule d'indice a . Un peu d'algèbre permet d'écrire ce gradient sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho_b}{\partial \vec{r}_a} = \frac{1}{\Omega_b} \sum_c m_c \frac{\partial W_{bc}(h_b)}{\partial \vec{r}_a} (\delta_{ba} - \delta_{ca}) \quad (2.28)$$

où on utilise la notation compacte $W_{bc}(h_b) = W(\vec{r}_b, \vec{r}_c, h_b)$, δ_{ab} est le symbole de Kronecker pour les indices a et b et où l'on définit :

$$\Omega_a \equiv \left[1 - \frac{\partial h_a}{\partial \rho_a} \sum_c m_c \frac{\partial W_{ab}(h_a)}{\partial h_a} \right] \quad (2.29)$$

En injectant les Eqs. (2.27) et (2.28) dans l'Eq. (2.24) on obtient :

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{r}_a} = - \sum m_b \frac{P_b}{\Omega_b \rho_b^2} \sum_c m_c \frac{\partial W_{bc}(h_b)}{\partial \vec{r}_a} (\delta_{ba} - \delta_{ca}) \quad (2.30)$$

Après simplification, on obtient l'équation d'Euler Lagrange sous la forme suivante :

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = - \sum_b m_b \left[\frac{P_a}{\Omega_a \rho_a^2} \frac{\partial W_{ab}(h_a)}{\partial \vec{r}_a} + \frac{P_b}{\Omega_b \rho_b^2} \frac{\partial W_{ab}(h_b)}{\partial \vec{r}_a} \right] \quad (2.31)$$

Enfin, si on prend une longueur de lissage constante, cette équation s'écrit :

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} = - \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} \quad (2.32)$$

À partir de cette équation il peut être aisément démontré⁴ que cette méthode conserve la quantité de mouvement ($\frac{d}{dt} \sum_a m_a \vec{v}_a = \vec{0}$) et le moment angulaire ($\frac{d}{dt} \sum_a \vec{r}_a \times m_a \vec{v}_a = \vec{0}$).

Il existe néanmoins un problème lié au traitement des chocs dans le fluide car l'Eq. (2.32) ne reproduit pas de façon satisfaisante la propagation de ces chocs. Il faut donc ajouter un terme capable d'améliorer la simulation du fluide afin d'obtenir des résultats réalistes. Le terme en question est connu sous le nom de viscosité artificielle et il est traité à continuation en Sect. 2.2.3.

2.2.3 Chocs et viscosité artificielle

La viscosité est étroitement liée à la propagation des chocs dans le fluide. On entend par choc un changement brusque des propriétés locales du système. Afin de reproduire au mieux la physique du problème il convient d'adapter la résolution des simulations à l'échelle caractéristique de ces chocs. Le traitement de la viscosité constitue sans doute l'aspect le plus débattu de l'approche SPH comme discuté dans Arena & Gonzalez (2013). La prescription pour la viscosité en SPH consiste à ajouter un terme de viscosité artificielle, Π_{ij} , qui empêche les particules SPH de s'interpénétrer et qui étale le choc sur plusieurs longueurs de lissage. Cependant, lorsque les variations induites par ces discontinuités ont lieu sur des échelles de longueur du même ordre de grandeur que la longueur de lissage, la méthode d'interpolation SPH n'est plus assez précise et d'importants artefacts numériques apparaissent. Arena & Gonzalez (2013) ont récemment montré que la méthode SPH, en dépit de la viscosité artificielle, est capable de reproduire le comportement dynamique des fluides turbulents avec un haut degré de précision tout en conservant les avantages de l'approche lagrangienne.

4. En utilisant la propriété d'anti-symétrie du gradient de la fonction de lissage

Dans le code SPH utilisé ici, on utilise la viscosité artificielle donnée par Monaghan (1992) et qui est définie de la façon suivante :

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} \frac{\alpha_{\text{SPH}} \bar{c}_{ab} \mu_{ab} + \beta_{\text{SPH}} \mu_{ab}^2}{\bar{\rho}_{ab}} & \text{si } \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} < 0 \\ 0 & \text{sinon ,} \end{cases} \quad (2.33)$$

avec $\mu_{ab} \equiv \frac{h \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab}}{r_{ab}^2 + \eta^2}$. α_{SPH} et β_{SPH} sont des paramètres libres, \bar{c}_{ab} la moyenne de la vitesse du son des particules, $\bar{\rho}_{ab}$ la densité volumique moyenne des particules, $\vec{v}_{ab} = \vec{v}_a - \vec{v}_b$ est la différence de leurs vitesses, $\vec{r}_{ab} = \vec{r}_a - \vec{r}_b$ est la différence de leurs positions et $\eta = 0.1 h$ est simplement un facteur qui empêche le dénominateur de devenir nul. Ce terme est ajouté aux termes entre parenthèses dans l'Eq. (2.32) afin d'obtenir des équations du mouvement qui tiennent compte de la propagation des chocs dans le fluide (cf. Sect. 2.3.1).

Les simulations de disques considèrent très souvent la prescription α de Shakura & Sunyaev (1973) pour la viscosité (cf. Annexe A). On peut adapter les coefficients α_{SPH} et β_{SPH} de sorte à obtenir une valeur $\alpha \sim 0.01$ comme suggéré par les observations de disques protoplanétaires (King et al., 2007). Ainsi si on prend par exemple ($\alpha_{\text{SPH}} = 0.1$, $\beta_{\text{SPH}} = 0$), on a alors que :

$$\Pi_{ab} = \frac{\alpha_{\text{SPH}} \bar{c}_{ab} \mu_{ab}}{\bar{\rho}_{ab}} . \quad (2.34)$$

Dans la limite continue, la viscosité artificielle produit une viscosité de cisaillement (Barrière-Fouchet, 2005) égale à :

$$\nu = \frac{1}{8} \alpha_{\text{SPH}} c_s L , \quad (2.35)$$

où L est une longueur caractéristique de la simulation prise égale à $L = \max(h, H)$ avec H étant défini par l'équation $\nu = \alpha c_s H$. Dans ce cas, on a $H \propto c_s r^{3/2}$ et la viscosité SPH est équivalente à une viscosité turbulente telle que :

$$\alpha = \frac{1}{8} \alpha_{\text{SPH}} \frac{L}{H} \quad (2.36)$$

Enfin, si on prend $L = H$, on obtient que $\alpha = \frac{1}{8} \alpha_{\text{SPH}} = 0.0125$ qui est bien de l'ordre de grandeur voulu. Notons néanmoins que cette valeur dépend du rayon et qu'il faut donc choisir une extension radiale du disque et une résolution suffisamment élevée afin d'éviter des variations entre le bord interne et le bord externe pouvant atteindre plusieurs ordres de grandeur.

2.3 Traitement d'un mélange bifluide

On traite le gaz et la poussière dans le disque comme deux fluides de nature différente en interaction aérodynamique. Il est important de noter que le gaz est soumis aux forces de pression, tandis que la poussière ne l'est pas. Dans la suite, on adopte les mêmes notations que Barrière-Fouchet et al. (2005) qui contient la description détaillée du code. Les indices g et d correspondent aux fluides de gaz et de poussière respectivement. Les indices a et b se réfèrent aux particules de gaz, alors que les indices i et j à celles de poussière. On

calcule les densités $\hat{\rho}_g$ et $\hat{\rho}_d$ en sommant sur les voisins proches grâce à l'Eq. (2.10) :

$$\hat{\rho}_a = \sum_b m_b W_{ab} \quad (2.37)$$

$$\hat{\rho}_i = \sum_j m_j W_{ij} \quad (2.38)$$

Enfin, on note θ la fraction d'occupation par unité de volume de chaque fluide qui, par définition, vérifie la condition de normalisation suivante : $\theta_g + \theta_d = 1$.

Les équations pour la conservation de la densité et du moment pour les fluides de gaz et de poussière sont les suivantes :

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \vec{v}_g) = 0 , \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \vec{v}_d) = 0 , \quad (2.40)$$

$$\rho_g \left(\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial t} + \vec{v}_g \cdot \nabla \vec{v}_g \right) = \rho_g \vec{f} + K(\vec{v}_d - \vec{v}_g) - \nabla P_g , \quad (2.41)$$

$$\rho_d \left(\frac{\partial \vec{v}_d}{\partial t} + \vec{v}_d \cdot \nabla \vec{v}_d \right) = \rho_d \vec{f} - K(\vec{v}_d - \vec{v}_g) , \quad (2.42)$$

où K est coefficient de friction qui dépend des conditions locales dans le disque et des propriétés des grains (cf. Sect. 1.3.1) et \vec{f} les autres forces qui agissent sur le fluide (gravité, photophorèse, etc.).

2.3.1 Équations du mouvement

L'équation du mouvement pour le gaz s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \mathbf{P}_{ab,g} + \mathbf{M}_{aj,d} + \mathbf{D}_{aj,d} + \mathbf{G}_a , \quad (2.43)$$

Dans l'ordre, cette équation contient les termes de pression, de pression mixte (Monaghan & Kocharyan, 1995), de friction aérodynamique (Monaghan & Kocharyan, 1995), et enfin la gravité de l'étoile centrale. Leurs expressions sont données respectivement par les équations suivantes :

$$\mathbf{P}_{ab,g} = - \sum_b m_b \left(\frac{P_a \theta_a}{\hat{\rho}_a^2} + \frac{P_b \theta_b}{\hat{\rho}_b^2} + \Pi_{ab,g} \right) \nabla_a W_{ab} \quad (2.44)$$

$$\mathbf{M}_{aj,d} = - \sum_j m_j \frac{P_a \theta_j}{\hat{\rho}_a \hat{\rho}_j} \nabla_a W_{aj} \quad (2.45)$$

$$\mathbf{D}_{aj,d} = - \frac{1}{\nu} \sum_j m_j \left(\frac{\rho_a \theta_j c_{s,a}}{s_a} \right) \left(\frac{1}{\hat{\rho}_a \hat{\rho}_j} \right) \left(\frac{\vec{v}_{ja} \cdot \vec{r}_{ja}}{r_{ja}^2 + \eta^2} \right) \vec{r}_{ja} W_{ja} \quad (2.46)$$

$$\mathbf{G}_a = \frac{G M_*}{|r_a^3|} \vec{r}_a . \quad (2.47)$$

En ce qui concerne les particules de poussière, leur équation du mouvement s'écrit comme suit :

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{M}_{ib,g} + \mathbf{D}_{ib,g} + \mathbf{G}_i \quad (2.48)$$

Dans l'ordre, cette équation contient les termes de pression mixte, de friction aérodynamique, et enfin la gravité de l'étoile centrale. Leurs expressions sont données respectivement par les équations suivantes :

$$\mathbf{M}_{ib,g} = -\theta_i \sum_b m_b \frac{P_i}{\hat{\rho}_i \hat{\rho}_b} \nabla_i W_{ib} \quad (2.49)$$

$$\mathbf{D}_{ib,g} = -\frac{1}{\nu} \sum_b m_b \left(\frac{\rho_i \theta_b c_{s,i}}{s_i} \right) \left(\frac{1}{\hat{\rho}_i \hat{\rho}_b} \right) \left(\frac{\vec{v}_{ib} \cdot \vec{r}_{ib}}{r_{ib}^2 + \eta^2} \right) \vec{r}_{ib} W_{ib} \quad (2.50)$$

$$\mathbf{G}_i = \frac{G M_*}{|r_i^3|} \vec{r}_i . \quad (2.51)$$

2.3.2 Améliorations récentes

Laibe & Price (2014a) ont récemment proposé une nouvelle approche pour résoudre les équations du mouvement de deux fluides en interaction. Au lieu de considérer deux fluides distincts, il s'agit de considérer un mélange de gaz et de poussière se déplaçant à la vitesse barycentrique du fluide. Pour ce faire, il faut opérer le changement de variables suivant :

$$\vec{v} \equiv \frac{\rho_g \vec{v}_g + \rho_d \vec{v}_d}{\rho_g + \rho_d} , \quad (2.52)$$

$$\Delta \vec{v} \equiv \vec{v}_d - \vec{v}_g . \quad (2.53)$$

Dans le référentiel barycentrique, il est possible alors d'étudier l'évolution de la densité totale $\rho = \rho_g + \rho_d$ et le ratio poussière sur gaz $\epsilon = \rho_d / \rho_g$. En écrivant :

$$\vec{v}_g = \vec{v} - \frac{\rho_d}{\rho} \Delta \vec{v} , \quad (2.54)$$

$$\vec{v}_d = \vec{v} + \frac{\rho_g}{\rho} \Delta \vec{v} , \quad (2.55)$$

on peut alors réécrire les Eqs. (2.39), (2.40), (2.41) et (2.42) comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 , \quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \vec{f} - \frac{\nabla P_g}{\rho} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left(\frac{\rho_g \rho_d}{\rho} (\Delta \vec{v})^2 \right) , \quad (2.57)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \epsilon = -\frac{\rho}{\rho_g^2} \nabla \cdot \left(\frac{\rho_g \rho_d}{\rho} \Delta \vec{v} \right) , \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial \Delta \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \Delta \vec{v} = -\frac{\Delta \vec{v}}{t_s} + \frac{\Delta P_g}{\rho_g} - (\Delta \vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{1}{2} \nabla \cdot \left(\frac{\rho_d - \rho_g}{\rho_d + \rho_g} \Delta \vec{v}^2 \right) . \quad (2.59)$$

L'expression de cet ensemble d'équations dans le formalisme SPH est donné dans Laibe & Price (2014b) où les auteurs discutent les avantages de cette méthode. Cette approche mono-fluide résout de façon élégante deux problèmes majeurs de l'approche bi-fluide : d'une part, lorsqu'on considère le cas extrême où $t_s \rightarrow 0$, la résolution spatiale et temporelle tendent vers infini ; et d'autre part, la résolution de la simulation est fixée par la phase la moins résolue ce qui a de lourdes implications en termes de temps de calcul. Le code SPH appelé PHANTOM, développé principalement par Daniel Price en collaboration avec Guillaume Laibe pour le traitement de la poussière, considère cette approche

mono-fluide parmi toutes les versions existantes. Ce code sera bientôt rendu public⁵ et on peut d’ores et déjà prédire qu’il sera très largement utilisé dans les prochaines années pour la simulation de disques.

2.4 Structure du code SPH

Le code SPH que j’ai utilisé pour mes simulations hydrodynamiques a été développé depuis 2001 au sein de l’équipe dirigée par Jean-François Gonzalez à l’Observatoire de Lyon. Au cours de sa thèse, Laure Fouchet a adapté le code de Murray (1996) initialement développé pour l’étude des disques d’accrétion dans les variables cataclysmiques au cas des disques protoplanétaires. La nouveauté majeure a été l’ajout d’un deuxième fluide qui simule la poussière (Barrière-Fouchet, 2005). Cette approche est particulièrement intéressante car elle est auto-cohérente dans le sens où on traite simultanément l’évolution du gaz et de la poussière. En particulier, les effets de la poussière sur le gaz sont inclus dans ce schéma numérique. Dans un deuxième temps, Guillaume Laibe a implémenté la croissance des grains dans le disque (Laibe, 2009). Ce code a été amélioré dans un troisième temps par Elisabeth Crespe et Serena Arena qui ont raffiné l’initialisation du disque et le rendement du code. Plus récemment, Jean-François Gonzalez a ajouté la fragmentation des grains, définie comme une variation négative de la taille, afin d’étudier différents régimes de croissance dans le disque.

2.4.1 Initialisation et fonctions de lissage utilisées

La phase d’initialisation se divise en deux parties : on construit d’abord le profil de densité voulu pour le disque en fonction des paramètres du fichier d’entrée grâce à la méthode d’échantillonnage aléatoire et on tabule les fonctions de lissage utilisées. Ensuite, on effectue un premier calcul des forces de pression et de la viscosité pour le gaz. Il est important de noter que dans les simulations la poussière est injectée une fois que le disque de gaz a atteint un état stationnaire et que les forces de friction sont calculées à ce moment là. Une fois ces deux étapes achevées on calcule alors la densité volumique pour les deux fluides en utilisant l’Eq. (2.2) et on commence le calcul de l’évolution de deux fluides.

Le code utilise la fonction de lissage cubique de la Sect. 2.2 pour l’interpolation des champs physiques et la fonction de lissage à double bosse pour le calcul des forces de friction. Ce choix est motivé par Laibe & Price (2012a) qui montrent que de cette façon l’interpolation des forces de friction est améliorée d’un facteur de plusieurs centaines comparé à celle obtenue avec une fonction de lissage cubique. De plus, ce gain spectaculaire en précision ne nécessite aucun coût supplémentaire en termes de temps de calcul.

2.4.2 Intégrateur numérique et pas de temps

Il existe dans le disque deux échelles de temps différentes qui ne sont pas du même ordre de grandeur : d’une part, il y a l’échelle de temps dynamique, notée t_{dyn} , due à la gravité ; et d’autre part, l’échelle de temps qui correspond aux forces de pression et à la viscosité du fluide, notée t_{pr} , qui est nettement plus coûteuse en temps de calcul. Ainsi, il convient de faire le calcul de t_{pr} que lorsque cela est vraiment nécessaire en appliquant la technique

5. <http://users.monash.edu.au/~dprice/phantom/>

de séparation des variables. Lors du développement du code, Laure Fouchet a implémenté un schéma numérique symétrique symplectique développé par James Murray (Barrière-Fouchet, 2005). Il s'agit de résoudre le système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{cases} \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \\ \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}_{\text{grav}} + \vec{a}_{\text{pr}} \end{cases} \quad (2.60)$$

où \vec{a}_{grav} est l'accélération gravitationnelle et \vec{a}_{pr} est l'accélération due aux forces de pression et de viscosité. Étant donné un pas de temps Δt , ce schéma numérique intègre une première fois l'équation du mouvement sur un demi pas de temps $\Delta t/2$ en ne tenant compte que des forces de pression et de viscosité de la façon suivante :

$$\frac{\vec{v}_i(t + \Delta t/2) - \vec{v}_i(t)}{\Delta t/2} = \vec{a}_{\text{pr}}(\vec{r}_i(t), \vec{v}_i(t)) . \quad (2.61)$$

À l'issue de cette étape appelée poussée (ou kick en anglais), seule les vitesses ont été mises à jour. L'étape suivante, appelée dérive (ou drift en anglais) consiste à intégrer l'équation du mouvement sur un pas de temps complet en tenant compte des forces de gravité seulement :

$$\begin{cases} \frac{r_i(t + \Delta t) - r_i(t)}{\Delta t} = \vec{v}_i(t + \Delta t/2) , \\ \frac{\vec{v}_i^*(t + \Delta t) - \vec{v}_i(t + \Delta t/2)}{\Delta t/2} = \vec{a}_{\text{grav}}(\vec{r}_i(t), \vec{v}_i(t + \Delta t/2)) . \end{cases} \quad (2.62)$$

À ce stade, la vitesse a été modifiée avec un demi pas de temps pour la pression et avec un pas de temps entier pour la gravité, et les positions ont été mises à jour en tenant compte des forces de gravité. Enfin, il y a une dernière étape de poussée sur un demi pas de temps :

$$\frac{\vec{v}_i(t + \Delta t) - \vec{v}_i^*(t + \Delta t)}{\Delta t/2} = \vec{a}_{\text{pr}}(\vec{r}_i(t + \Delta t), \vec{v}_i^*(t + \Delta t)) . \quad (2.63)$$

L'implémentation de ce schéma numérique rend le code environ 10 plus rapide et, à condition de prendre le plus petit pas de temps déterminé par la condition de Courant⁶, il donne des résultats numériques stables.

Ce choix de pas de temps est à faire parmi les deux qui sont impliqués dans la simulation et qui sont définis selon la force considérée : le pas de temps de pression (δt_{pr}) et celui de gravité (δt_{grav}). Ces deux pas de temps sont données par les expressions suivantes (Monaghan & Kocharyan, 1995) :

$$\begin{cases} \delta t_{\text{pr}} = \min_a \left(\frac{h}{c_a + 0.6\alpha_{\text{SPH}}\bar{c}_{ab}} \right) , \\ \delta t_{\text{grav}} = \min_a \sqrt{\frac{h}{|\vec{a}_a|}} , \end{cases} \quad (2.64)$$

où les indices a et b font référence aux particules SPH et \vec{a}_a est l'accélération de la particule a . Dans les simulations, le pas de temps de friction aérodynamique est fixé en

6. la condition de Courant est définie comme la borne supérieure du nombre de Courant $C = v\Delta t/\Delta x$ requis pour la résolution de l'équation différentielle en question.

en choisissant le nombre de cycles fait sur la routine qui calcule cette force. Le pas de temps de gravité est établi dans la méthode de la technique de séparation de variables en faisant un nombre d'itérations suffisant pour que la solution soit en dessous d'un certain seuil de précision fixé à la main. Tous les détails numériques ainsi que les limitations du code sont présentés en détail dans Barrière-Fouchet (2005).

2.4.3 Croissance des grains dans le code

On décrit ici de façon succincte l'implémentation du modèle de croissance de Stepinski & Valageas (1997) dans le code faite par Guillaume Laibe pendant sa thèse et décrite en détail dans (Laibe, 2009). Ce modèle est basé sur l'évolution radiale des solides composés essentiellement de glace dans des disques géométriquement minces, turbulents, non auto-gravitants et verticalement isothermes. Les phases de gaz et de poussière sont considérées en interaction aérodynamique dans le régime d'Epstein (cf. Sect. ??). Physiquement, les grains croissent par coagulation lors de collisions successives comme discuté dans la Sect. 1.4.1. Dans le modèle de Stepinski & Valageas (1997) la distribution de tailles à un rayon et à un temps donnés est piquée autour d'une valeur moyenne locale $s(r, t)$. En ce sens, la méthode SPH où les particules représentent les propriétés moyennes du fluide traite de façon cohérente la croissance des grains suggérée par ce modèle.

L'expression analytique pour l'évolution de la taille s d'une particule est donnée par :

$$\frac{ds}{dt} = \sqrt{2^{2/3} \text{Ro}} \alpha \frac{\hat{\rho}_d}{\rho_d} c_s \frac{\sqrt{\text{Sc} - 1}}{\text{Sc}}, \quad (2.65)$$

où Ro est le nombre de Rossby qui quantifie la turbulence du disque, α est le paramètre de viscosité de Shakura & Sunyaev (1973) et Sc est le nombre de Schmidt du fluide qui estime l'effet de la turbulence du gaz sur les grains. Les auteurs définissent Sc comme suit :

$$\text{Sc} = (1 + \Omega_K t_s) \sqrt{1 + \frac{\bar{v}^2}{V_t^2}}, \quad (2.66)$$

où \bar{v} est la vitesse relative moyenne entre le gaz et la poussière et V_t une vitesse turbulente caractéristique. Au premier abord, il semblerait que le taux de croissance des grains de l'Eq. (2.65) ne dépende pas explicitement de la taille des grains. Cependant, il est important de remarquer que le nombre de Schmidt défini par l'Eq. (2.66) dépend du temps d'arrêt $t_s = \rho_d s / \rho_g c_s$, qui lui dépend explicitement de la taille.

Du point de vue du code, le calcul du taux de croissance pour une particule donnée se fait en évaluant les conditions locales du gaz à l'endroit où se trouve la particule et notamment la vitesse relative moyenne entre le gaz et la poussière. Ainsi à chaque pas de temps, la taille de la particule SPH augmente en fonction de la position de la particule. Plus récemment, suite aux expériences en laboratoire sur les vitesses de fragmentation lors des collisions entre les grains (cf. Sect. 1.4.1), Gonzalez et al. (2015) ont exploré les différents régimes de croissance en ajoutant la fragmentation des grains. Celle-ci a lieu lorsque les vitesses relatives entre la particule et le gaz dépasse une certaine valeur limite fixée qui dépend des propriétés chimiques des grains considérés.

2.5 Inclusion de nouveaux phénomènes dans le code

Au cours de ma thèse, j'ai apporté trois modifications dans le code dans le but de considérer de nouveaux processus physiques : l'inclusion de la force de photophorèse, l'ajout d'une deuxième planète dans le disque et la mise à l'échelle du système. Ces trois modifications sont de nature différente et m'ont requis de nombreuses vérifications afin de certifier la validité des résultats obtenus par la suite. Je ne mentionnerai ces "tests" que dans la mesure du nécessaire car ils ne constituent pas des résultats scientifiques au sens strict.

2.5.1 Implementation de la force de photophorèse

Dans la Sect. 1.6.2 j'ai décrit en détail les paramètres qui interviennent dans l'expression de la force de photophorèse. Il s'agit d'une force due à l'échange de moment qui a lieu à la surface d'un corps solide immergé dans un milieu gazeux soumis à un champ de rayonnement. Le gradient thermique à la surface de la particule provoque un échange de moment avec les molécules de gaz qui résulte en un mouvement de la particule en direction opposée au rayonnement.

J'ai ajouté le calcul de la force de photophorèse dans la même section du code où sont calculées les différents termes de l'Eq. (2.48). Les paramètres thermiques de la poussière tels que la conductivité et la densité des grains sont définis préalablement et sont maintenus constants tout au long de la simulation car on simule une seule espèce de grains à la fois (cf. Chap 3). Pour une particule de poussière SPH d'indice i se trouvant à une distance r_i et de taille s_i on calcule la force de la façon suivante :

$$F_{\text{ph},i}(r_i, s_i, T_i, \langle \rho_{\text{g},i} \rangle) = \frac{2F_{\text{max},i}}{\langle p_i \rangle / p_{\text{max},i} + p_{\text{max},i} / \langle p_i \rangle} \quad , \quad (2.67)$$

où $F_{\text{max},i}$ et $p_{\text{max},i}$ sont calculées à l'aide des Eqs. (1.38), (1.39), (1.40) et (1.41). T_i est la température à la distance r_i et p_i la pression de gaz ressentie par la particule de poussière i . Toutes les quantités entre crochets sont moyennées grâce au lissage SPH de l'Eq. (2.10). On fait l'hypothèse que le flux radiatif reçu par la particule n'est pas atténué par les processus d'absorption dans le disque. Ceci permet d'éviter le calcul du transfert radiatif dans le disque (non implémenté dans le code) qui est une tâche ardue et coûteuse en temps de calcul. Afin de me placer dans le domaine de validité de cette hypothèse, j'ai décidé de simuler des disques de transition qui sont suffisamment ténus au niveau des parties internes pour pouvoir être considérés optiquement minces sur plusieurs unités astronomiques (cf. Sect. 3.3.1). Ainsi, le flux radiatif I est simplement calculé comme la luminosité de l'étoile centrale L_* divisée par la surface de la sphère de rayon r_i : $I(r_i) = L_*/(4\pi r_i^2)$.

Contrairement à d'autres études qui prennent une valeur constante pour la viscosité du gaz, on calcule η de la façon suivante (Barrière-Fouchet et al., 2005) :

$$\eta(r_i) = \frac{\langle \rho_{\text{g}} \rangle \lambda c_s(r_i)}{2} \quad , \quad (2.68)$$

où c_s est la vitesse du son qui ne dépend que de r_i pour le cas d'un disque isotherme. Étant donné que la pression dépend de la hauteur par rapport au plan médian (cf. Sect. 1.2.3), cette façon d'implémenter la force induit des variations verticales également dont les effets sont discutés dans le Chap. 3.

2.5.2 Ajout d'une deuxième planète dans le disque

Le but de cette modification est d'inclure une deuxième planète dans le disque afin d'étendre l'étude réalisée par Fouchet et al. (2010) avec une seule planète et d'étudier le disque autour de l'étoile HD 100546 (cf. Sect. 5.2). L'ajout d'une deuxième planète, qui peut sembler en apparence trivial, a nécessité une modification importante du code (initialement écrit pour un système binaire) afin de tenir compte des effets gravitationnels entre les planètes et l'étoile (négligés auparavant).

Dans la suite de cette section, on se place dans le référentiel du centre de masse et on donne les positions par rapport au centre de masse du système que l'on note G . Dans le cas considéré ici, il y a trois corps en interaction : l'étoile centrale au point S à une distance R_S , la planète au point P_1 à R_1 et la planète au point P_2 à R_2 avec $R_1 < R_2$ (cf. Fig 2.2) sur des orbites presque circulaires. La position du centre de masse G est donnée par la relation vectorielle suivante :

$$M_* \vec{G}S + M_1 G\vec{P}_1 + M_2 G\vec{P}_2 = \vec{0} . \quad (2.69)$$

On peut alors exprimer la position de l'étoile comme suit :

$$\vec{G}S = \frac{M_1 \vec{P}_1 S + M_2 \vec{P}_2 S}{M_* + M_1 + M_2} . \quad (2.70)$$

Il existe une relation du même type pour la vitesse des trois corps :

$$M_* \vec{v}_S + M_1 \vec{v}_1 + M_2 \vec{v}_2 = \vec{0} , \quad (2.71)$$

qui donne la vitesse de S en fonction des vitesses de P_1 et P_2 :

$$\vec{v}_S = - \frac{M_1 \vec{v}_1 + M_2 \vec{v}_2}{M_S} . \quad (2.72)$$

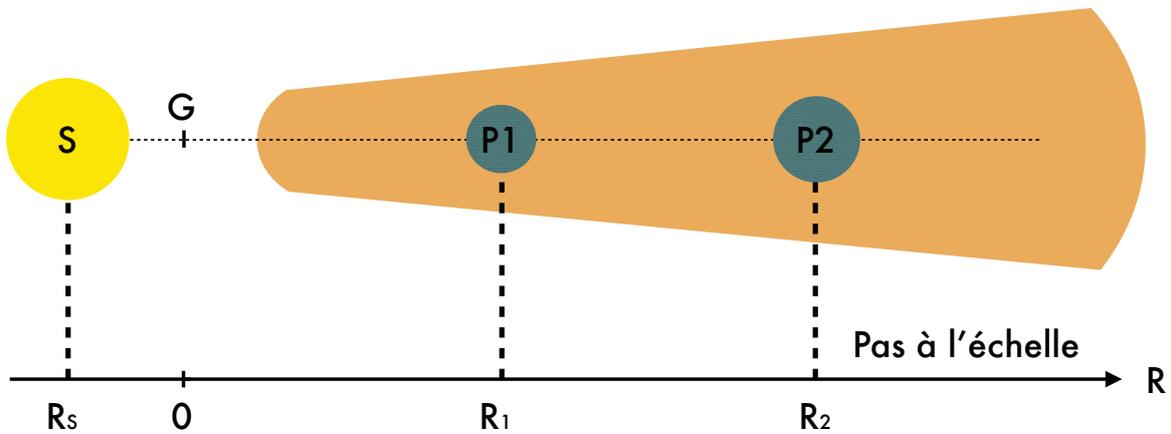


FIGURE 2.2 – Schéma du disque avec deux planètes P_1 et P_2 orbitant l'étoile S . Les distances sont données par rapport au point G qui correspond au centre de masse du système.

Dans Fouchet et al. (2010), l'orbite de la seule planète dans le disque est une orbite strictement circulaire. Étant donné que l'on souhaite ici tenir compte de effets gravitationnels des deux planètes, il faut résoudre l'équation du mouvement pour chaque corps. Ceci est un problème à trois corps classique qui a été très amplement étudié au cours du dernier siècle en mécanique céleste. Étant donné qu'il n'existe pas de solution analytique exacte, sauf dans des cas particuliers (Boccaletti & Pucacco, 1996), il faut utiliser des méthodes numériques afin de calculer les trajectoires des trois corps.

Le calcul des forces de gravité se fait à l'aide de la loi de gravitation universelle pour n corps qui s'écrit comme suit :

$$\vec{F}_i = G \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{m_i m_j}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) . \quad (2.73)$$

La deuxième loi de Newton permet alors d'exprimer les n équations différentielles vectorielles qui décrivent l'accélération des n corps :

$$\vec{a}_i = \ddot{\vec{r}}_i = G \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{m_j}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^3} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) . \quad (2.74)$$

Ce sont ces équations qu'il faut résoudre numériquement dans le code en prenant $n = 3$. Pour ce faire j'ai utilisé la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 déjà implementée dans le code et utilisée pour la mise à jour de la position de particules pendant le pas de temps gravitationnel (cf. Sec. 2.4.2). Afin de vérifier la validité du calcul des trajectoires, j'ai comparé les trajectoires obtenues avec d'autres méthodes de résolution d'équations différentielles sur Matlab (fonctions ode45 et ode113). Il est important de noter que la modification du code que j'ai effectuée permet d'ajouter de nouvelles planètes de façon simple en déclarant de nouveaux vecteurs contenant leurs positions et leurs vitesses.

Le choix du référentiel du centre de masse est motivé par le fait que lorsqu'on intègre les équations du mouvement dans un référentiel fixe, le centre de masse G se déplace au cours du temps suivant la droite définie par l'équation vectorielle suivante : $r_{\text{CM}} = \vec{a}t + \vec{b}$, où \vec{a} et \vec{b} sont des vecteurs définis par les conditions initiales du problème. Dans ce référentiel fixe, S, P1 et P2 ont par conséquent un mouvement de translation aussi car ils orbitent autour de G . Pour se placer dans le référentiel du centre de masse, on place les planètes à deux distances données orbitant à des vitesses keplériennes autour de G et on calcule alors la position et la vitesse de S grâce aux Eqs. (2.70) et (2.72). Dans cette configuration, $\vec{a} = \vec{0}$ et $\vec{b} = \vec{0}$ et il n'est pas besoin de tenir compte du mouvement de translation de G .

Pour illustrer les effets gravitationnels entre les planètes, considérons par exemple le cas où l'on place P1 à 40 UA et P2 à 80 UA et où les trois corps sont initialement alignés suivant l'axe (Ox). La masse de l'étoile est prise égale à $1 M_\odot$ et les masses des planètes égales à $1 M_J$, où M_J est la masse de Jupiter. La Fig. 2.3 montre la variation de la distance de P2 par rapport à G au cours du temps lorsque l'on prend en compte les effets gravitationnels de P1 et lorsqu'on les néglige. On voit que dans le dernier cas la planète décrit une orbite circulaire en accord avec le cas à 2 corps, ce qui constitue une vérification de la méthode. De plus, j'ai vérifié qu'en mettant la masse de P2 égale à 0 cette version du code produit les mêmes résultats que les simulations de Fouchet et al. (2010) avec une seule planète.

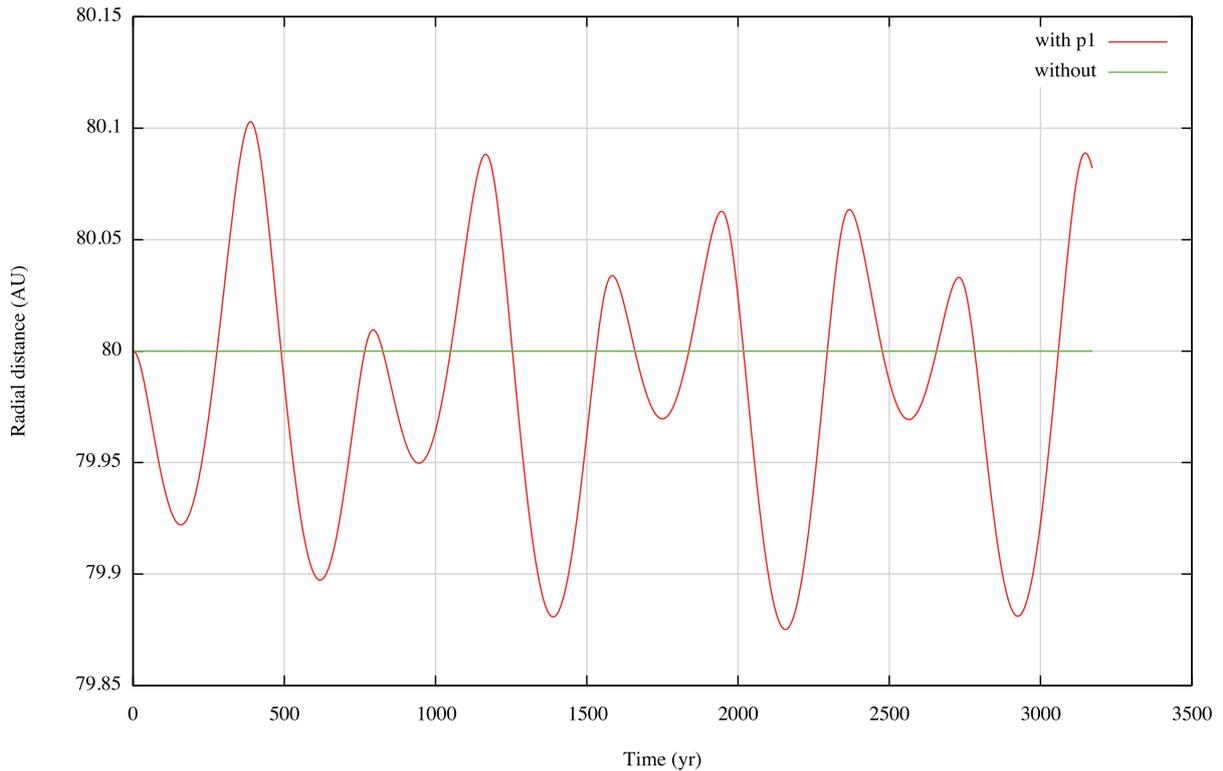


FIGURE 2.3 – Distance entre G et P2 au cours du temps : en vert lorsqu'on néglige les effets gravitationnels de P1 et en rouge lorsqu'ils sont pris en compte.

2.5.3 Modification de la masse stellaire

Le code a été initialement développé pour simuler des disques protoplanétaires autour d'étoiles de type solaire. Par conséquent, l'unité de masse par défaut du code a été prise égale à $1 M_{\odot}$. De plus, la masse du disque et celles des planètes dans le disque sont définies comme une fraction de la masse de l'étoile hôte. Afin de considérer un système avec une masse stellaire différente de $1 M_{\odot}$ il faut donc changer l'unité de masse en question. Encore une fois, ce changement qui peut sembler trivial ne l'est pas car de nombreuses quantités telles que l'unité de temps, les vitesses et les accélérations dépendent du choix de l'unité de masse. Or, étant donné que celle-ci était prise égal à 1 en unités de masse solaire, ce terme était totalement ignoré dans bon nombre d'endroits du code. J'ai donc introduit une nouvelle variable, notée M_{sys} , qui permet de varier la masse de l'étoile définie comme une fraction de la masse totale du système. Cette variable est prise en compte de manière cohérente pour le calcul des échelles temporelles et des masses des planètes dans le disque.

Une bonne pratique pour faire des simulations numériques consiste à utiliser des unités de code qui soient proche de l'unité afin d'éviter des erreurs liées à la précision numérique. En pratique, une fois fixée M_{sys} , il faut définir une unité de longueur, notée R_{sys} , qui soit adaptée au système que l'on souhaite étudier. On prend par exemple $R_{\text{sys}} = 100 \text{ UA}$ pour des disques classiques de T Tauri qui ont une extension de plusieurs centaines d'UA et $R_{\text{sys}} = 1 \text{ UA}$ pour l'étude des régions internes de la nébuleuse solaire. À ce stade, il est possible de définir l'unité de temps, notée t_{sys} , en fonction de M_{sys} et R_{sys} . Un choix astucieux est de définir t_{sys} comme étant égal à la période orbitale divisée par 2π d'une particule à R_{sys} qui orbite de façon képlérienne un corps de masse M_{sys} . La période orbitale

en question est égale à :

$$T_{\text{orb}} = 2\pi \sqrt{\frac{R_{\text{sys}}^3}{GM_{\odot}}} . \quad (2.75)$$

Or, $t_{\text{sys}} = T_{\text{orb}}/2\pi$. On a donc :

$$t_{\text{sys}} = \sqrt{\frac{R_{\text{sys}}^3}{GM_{\odot}}} \quad (2.76)$$

Ce choix d'unités revient à prendre la constante universelle de gravitation G égale à 1 et on parle alors d'unités naturelles⁷. Dans la table 2.1 on donne les valeurs de t_{sys} pour différents choix de M_{sys} et R_{sys} correspondant à différentes études effectuées dans le cadre de cette thèse.

Simulation	$M_{\text{sys}} (M_{\odot})$	$R_{\text{sys}} (\text{AU})$	$t_{\text{sys}} (\text{ans})$
T Tauri classique	1	100	159
Photophorèse	1	1	0.16
Sillon planétaire	1	40	40
HD 100546	2.4	40	26

TABLE 2.1 – Unités de code pour les différentes simulations effectuées.

Ainsi, une fois définies ces trois échelles caractéristiques du disque, il est possible de convertir tous les paramètres de la simulation (exprimés en unités physiques) en unités de code. On peut alors construire le disque et ajouter les planètes. J'ai réalisé une série de vérifications (rapport d'aspect, profil de vitesses, forces gravitationnelles, etc.) afin de m'assurer que le disque est bien mis à l'échelle lorsqu'on modifie M_{sys} et/ou R_{sys} . La version du code actuelle permet donc de considérer des étoiles de différentes masses en modifiant simplement la valeur de M_{sys} . Cette modification a permis la simulation du disque autour de l'étoile HD 100546 dont il est question dans le Chap. 5.

2.5.4 Simulations SPH multi-espèces

En parallèle à ces développements, j'ai participé au projet mené par Francesco Pignatella, postdoc à l'Observatoire de Lyon, qui a réalisé une modification du code SPH de la Sect. 2.4 afin de considérer simultanément des populations de grains de densité différente. Ceci est une façon de mimer différentes espèces chimiques dans le disque. Pour ces simulations, on considère la composition chimique du disque donnée par Pollack et al. (1994). Les résultats montrent un comportement dynamique différent pour chaque espèce, ce qui donne des informations sur les endroits potentiels de formation des solides dans le disque. De plus, en multipliant la densité d'un grain par un facteur compris entre 0 (exclu) et 1 on peut mimer des grains poreux. Des résultats préliminaires mettent en évidence un mélange des grains denses et poreux avec les grains moins denses et compacts dans le disque purement dû à des effets dynamiques. L'ensemble de ces résultats et l'impact sur la composition de solides sont discutés dans un article dont je suis coauteur.

7. en analogie avec la physique des particules où l'on choisit des unités telles que la vitesse de la lumière c soit égale à 1.

Chapitre 3

Effets dynamiques de la photophorèse dans les disques protoplanétaires

La vida es polvo y el destino viento.

FRANCISCO TAMAYO

Le but de ce chapitre est d'étudier les effets de la force de photophorèse dans les parties internes des disques protoplanétaires, notamment sur la distribution de grains de différentes tailles et densités intrinsèques. Des expériences en laboratoire récentes de Duermann et al. (2013) suggèrent que cette force est suffisamment importante dans les parties internes des disques protoplanétaires pour arrêter la dérive radiale dont il a été question dans le Chap. 1.

Dans un premier temps, j'établirai quelles sont les conditions de pression et de température requises pour que la force de photophorèse soit maximale dans les disques. Ensuite je montrerai l'importance de la porosité, notamment son effet sur la conductivité thermique des solides, et son impact sur le transport des solides. En considérant différents modèles de disque, je calcule la vitesse de dérive radiale pour différentes tailles de grains à travers une approche semi-analytique. Finalement, je présenterai les résultats des simulations SPH que j'ai réalisées en incluant la force de photophorèse dans le code. Ces résultats permettront d'introduire les phénomènes d'accumulation de poussière et de séparation chimique des grains provoqués par la photophorèse dans les régions optiquement minces du disque. Ce dernier aspect revêt d'importantes implications pour la formation des premiers solides qui seront discutées en détail pour le cas de la nébuleuse solaire.

3.1 Propriétés de la force de photophorèse

3.1.1 Conditions de force maximale

Dans le Chap. 1, j'ai présenté la force de photophorèse ainsi que tous les paramètres dont l'Eq. (1.37) dépend. Les deux quantités physiques qui jouent un rôle majeur sont

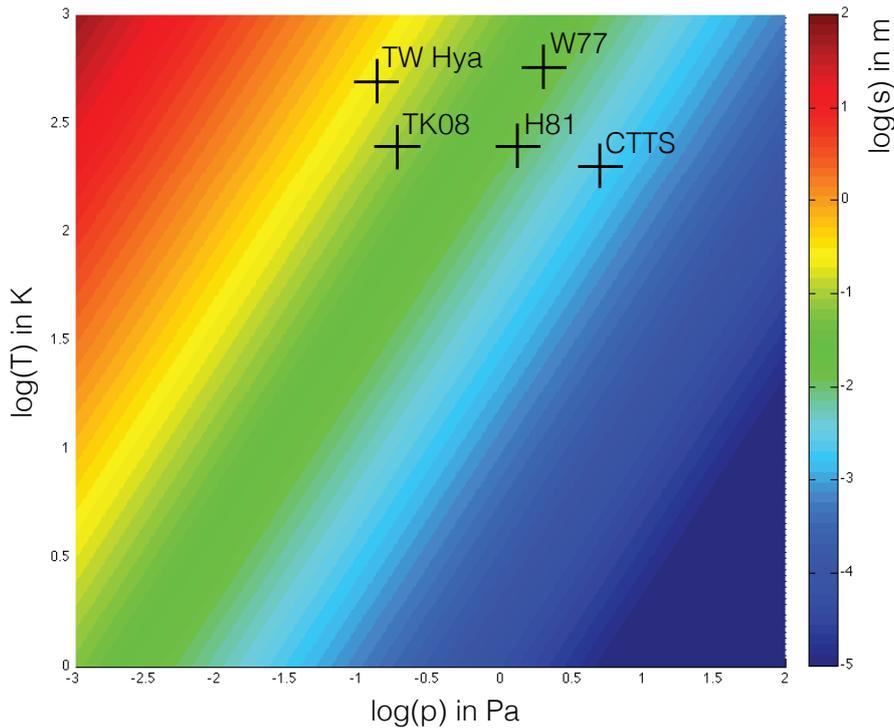


FIGURE 3.1 – Tailles de grain pour lesquelles $\text{Kn} = 1$ en fonction des conditions de pression et de température dans le disque. La barre de couleurs correspond au logarithme de la taille des grains s (en m).

la pression du gaz p et la température T . Il est intéressant alors de chercher les couples de valeurs de p et T pour lesquels on a $\text{Kn} = 1$, c'est-à-dire le maximum de la force de photophorèse (cf. Sect. 1.6.1). Pour ce faire, considérons un gaz composé de molécules de di-hydrogène de diamètre d , à la température T et à une pression p . Le libre parcours moyen est donné par : $\lambda = k_B T / \sqrt{2\pi d^2 p}$, où k_B est la constante de Boltzmann. La Fig. 3.1 montre la carte des tailles de grain pour lesquelles la condition $\text{Kn} = 1$ est vérifiée en fonction de T et p . On note s_{max} la taille pour laquelle la force de photophorèse est maximale.

Afin de trouver la gamme de tailles de grain qui sont fortement affectées par la force de photophorèse il faut considérer des couples de valeurs (p, T) typiques¹ pour différents modèles de disque à 1D, c'est à dire dont les quantités physique ne dépendent que de la distance à l'étoile. La Table 3.1 donne les valeurs de s_{max} pour les modèles de MMSN classiques W77 (Weidenschilling, 1977) et H81 (Hayashi, 1981) ; celui de disque T Tauri classique noté CTTS (Barrière-Fouchet et al., 2005) ; celui du disque autour TW Hya (Calvet et al., 2002) ; et celui du disque autour TK08 considéré dans Takeuchi & Krauss (2008). On remarque que dans les disques plus massifs et denses (W77, H81, CTTS) on a $2 \text{ cm} < s_{\text{max}} < 2 \text{ cm}$, tandis que pour des disques plus évolués et plus tenus on a $8 \text{ cm} < s_{\text{max}} < 24 \text{ cm}$.

Il est important de noter que la taille pour laquelle la force de photophorèse est maximale ne permet pas de déduire directement la taille des grains qui seront repoussés vers l'extérieur de façon plus efficace. En effet, il faut considérer également les effets de la force

1. Dans la littérature, les valeurs "typiques" sont souvent celles à 1 UA.

Modèle	$T(\text{UA})$ (K)	$p(\text{UA})$ (Pa)	s_{max} (m)
W77	600	2.1	0.0168
H81	280	1.3	0.0127
CTTS	197	6	0.0019
TW Hya	473	0.12	0.2315
TK08	280	0.20	0.0822

TABLE 3.1 – s_{max} pour différents modèles de disque

de friction du gaz sur la dynamique des grains. Il s'agit d'un ingrédient fondamental qui varie selon le régime de trainée qui dépend des propriétés de la particule et des conditions locales du disque. La situation est donc plus complexe et on doit faire une approche plus approfondie. On verra dans la suite de ce chapitre comment les simulations hydrodynamiques permettent de résoudre les équations du mouvement pour les grains de poussière dans le disque de façon cohérente.

3.1.2 La porosité : un ingrédient fondamental

Dans la Sect. 1.4.1 il a été question de la complexité des régimes de croissance des grains dans les disques protoplanétaires. En effet, les corps obtenus lors des collisions entre les grains ont des structures très variées en fonction de leurs compositions, porosités et vitesses relatives (Blum, 2010). Des expériences en laboratoire montrent que des collisions entre des agrégats de SiO_2 résultent en des grains avec des porosités élevées (Meisner et al., 2013). De plus, Kataoka et al. (2013) calculent l'évolution de grains poreux dans des modèles de type MMSN et trouvent que ceux-ci croissent plus vite que les grains compacts. Ceci se traduit par un découplage plus rapide du gaz qui permet aux grains d'éviter l'accrétion par l'étoile. Ainsi, Kataoka et al. (2013) trouvent que dans certaines configuration de disque il est possible de passer la barrière de dérive radiale pour des grains poreux.

Récemment Duermann et al. (2013) ont conduit des expériences en laboratoire afin d'explorer les effets de la porosité sur la force de photophorèse. Ils ont mesuré l'intensité de la force de photophorèse sur des surfaces criblées de trous qui représentent des corps dont la porosité est connue. Ils dérivent une loi reliant la pression p_{max} pour laquelle la force est maximale avec la taille moyenne des pores et diamètre du grain qui est en bon accord avec leurs expériences. En se basant sur les résultats de leurs expériences, ils obtiennent une extension de l'Eq. (1.37) qui s'écrit comme suit :

$$F_{\text{ph}} = \frac{2F_{\text{grain}}}{\frac{p}{p_{\text{grain}}} + \frac{p_{\text{grain}}}{p}} + f_s \cdot \frac{2F_{\text{pore}}}{\frac{p}{p_{\text{pore}}} + \frac{p_{\text{pore}}}{p}} . \quad (3.1)$$

Le premier terme ("grain") se calcule de la même façon que l'Eq. (1.37) en prenant s égal à la taille de la particule et le second terme ("pore") se calcule en prenant s égal à r_p . Le facteur f_s mesure l'intensité du terme dû à la porosité et il est fonction de la structure interne du grain. Ce facteur étant peu contraint, les auteurs le font varier de 0 à 1 pour simuler une large variété de corps poreux. On voit donc que le deuxième effet produit par la porosité est d'augmenter l'intensité de la force de photophorèse pour une taille de grain donnée. Ceci est dû au fait qu'un grain poreux est moins dense et a une surface plus importante par rapport à un grain compact. Ce résultat est d'une importance cruciale car

il leur permet de calculer les vitesses radiales pour différentes tailles de particules grâce au modèle de disque MMSN unidimensionnel de Hayashi (1981). Leurs résultats stipulent que la photophorèse peut arrêter la dérive radiale pour des corps ayant des tailles allant jusqu'au mètre. Ceci suggère, de façon indépendante à Kataoka et al. (2013), la possibilité de rompre la barrière de dérive radiale en considérant la porosité des grains.

La porosité a également des effets importants sur la conductivité thermique des grains. Au niveau microscopique, la conduction de la chaleur est décrite comme la propagation de paquets d'énergie vibrationnelle, appelés phonons, à travers un réseau cristallin (Presley & Christensen, 1997). Les fissures microscopiques et les trous causés lors des chocs à l'intérieur d'un solide représentent d'importantes barrières pour le transport thermique qui se traduisent par une baisse significative de leur conductivité thermique (Friedrich et al., 2008). Ainsi, d'après l'Eq. (1.38), une augmentation de la porosité se traduit par une augmentation de la force de photophorèse. Opeil et al. (2012) mesurent la conductivité thermique d'échantillons de météorite et montrent que la conductivité thermique dépend aussi de la température : elle augmente significativement à partir de températures proches du 0 absolu jusqu'à $T \sim 50$ K, ensuite elle subit une diminution importante et elle devient inversement proportionnelle à la température pour des températures au-dessus de 200 K. La conductivité thermique pour des silicates compacts est de l'ordre de $1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Opeil et al., 2012), tandis qu'un faible pourcentage de porosité provoque une diminution de celle-ci d'au moins un ordre de grandeur (Loesche & Wurm, 2012). Cependant, étant donné le manque de données concernant la conductivité thermique pour des corps de l'ordre du cm et du dm, il est difficile de construire un modèle dans lequel celle-ci dépende simultanément de la taille, la composition et la porosité et la température.

Afin de comprendre les effets de la porosité sur la conductivité thermique, j'ai donc développé un modèle à 1D très simplifié de la structure des grains poreux. On peut définir la porosité P comme la quantité d'espace vide à l'intérieur de la particule divisée par le volume qui contient la totalité du grain. En première approximation, on peut considérer un corps poreux de longueur L_0 comme une superposition de n couches de longueur l_j et de conductivité thermique k_j avec $1 \leq j \leq n$ (Fig. 3.2a). Ceci est équivalent à considérer un corps composite de longueur L_0 avec une résistance thermique totale R égale à la somme de la résistance thermique de chacune des couches (Fig. 3.2b). Or la conductivité thermique k est définie de la façon suivante : $k = L_0/R$. On obtient donc que la conductivité thermique du grain poreux est donnée par :

$$k = \frac{L_0}{\sum_{j=1}^n l_j/k_j} \quad (3.2)$$

Les pores du grain peuvent être considérés comme un espace rempli de gaz à la même température que l'environnement gazeux. Dans ce cas, on obtient des couches alternées de poussière et de gaz avec des conductivités thermiques k_d et k_g respectivement (Fig. 3.2a). P est alors égale à la longueur totale des pores divisée par L_0 , ce qui nous permet de réécrire l'Eq. (3.2) de la façon suivante :

$$k = \frac{L_0}{\frac{PL_0}{k_g} + \frac{(1-P)L_0}{k_d}} = \frac{k_d k_g}{P(k_d - k_g) + k_g} \quad (3.3)$$

Ceci correspond à la conductivité thermique d'un mélange de gaz et de poussière de longueur L_0 comme celui représenté dans la Fig. 3.2b.

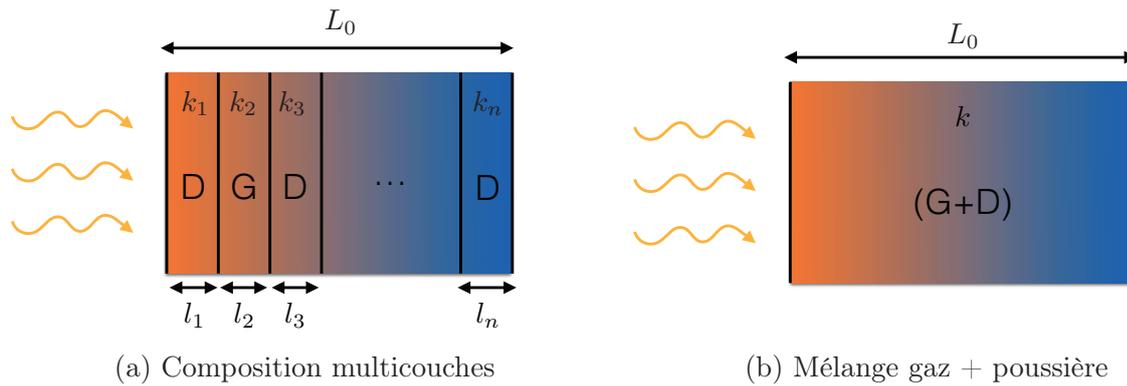


FIGURE 3.2 – Modèle simplifié de conductivité thermique pour un grain poreux

Considérons le cas concret d'un grain composé d'un mélange de silicate et de fer à une température de 280 K, i.e. la température typique à 1 UA dans les modèles MMSN. On définit le rapport fer/silicate q comme le rapport entre la masse de fer et la masse de silicate contenue dans la particule. Dans ce cas, $k_d = q k_{\text{fer}} + (1 - q) k_{\text{sil}}$, où k_{fer} et k_{sil} sont les conductivités thermiques du fer et du silicate respectivement. D'après les tables dans Touloukian et al. (1970), à cette température on a $k_g = 0.01 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $k_{\text{sil}} = 1.147 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $k_{\text{fer}} = 80 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Afin de considérer différentes compositions de grains, on fait varier q entre 0 et 1, c'est-à-dire entre du silicate pur et du fer pur. La Fig. 3.3 montre la conductivité thermique obtenue avec l'Eq. (3.3) en fonction de P et de q . On constate qu'un faible pourcentage de porosité est suffisant pour diminuer de façon significative la conductivité thermique : en particulier, si $P \geq 10 \%$ alors $k \leq 0.1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, indépendamment de la composition de la particule.

Malgré les approximations drastiques de ce modèle, ces valeurs sont en accord avec les valeurs de la conductivité thermique mesurées pour des chondres millimétriques poreuses (Opeil et al., 2012). Ceci justifie le fait qu'on décide de prendre une valeur constante pour la conductivité thermique des particules de fer et de silicate dans nos simulations, ce qui est équivalent à supposer que les grains de nos simulations ont en moyenne une porosité supérieure à 10%. Cette hypothèse est justifiée par les valeurs de la porosité obtenues par Consolmagno et al. (2008) sur des échantillons de chondrite. On prendra dans la suite $k = 0.1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ comme dans Duermann et al. (2013).

3.2 Calcul de la vitesse radiale des solides

3.2.1 Modèles de disques unidimensionnels

On suit ici une approche très similaire à celle de Weidenschilling (1977) et de Duermann et al. (2013) en incluant la force de photophorèse dans les calculs de la vitesse radiale des solides. Weidenschilling (1977) considère un terme de gravité résiduelle, noté Δg , qui correspond à l'accélération ressentie par la particule solide due aux effets de pression dans son référentiel au repos et qui vérifie l'équation suivante :

$$\Delta v = v_K - v_g \approx -\frac{\Delta g}{2g} v_K, \quad (3.4)$$

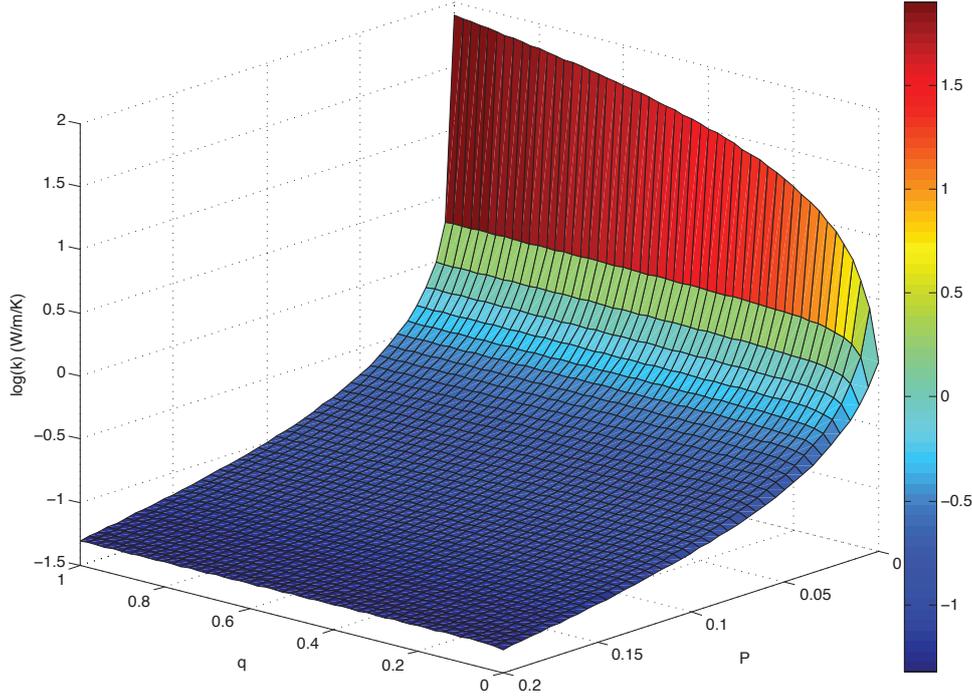


FIGURE 3.3 – Conductivité thermique pour un solide poreux composite en fonction du rapport fer/silicate q et de la porosité P à $T = 280$ K. La barre de couleurs correspond au logarithme de la conductivité thermique k (en $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$).

où g est l'intensité du champ gravitationnel et v_K la vitesse keplérienne. Dans le cas d'un disque unidimensionnel pour lequel la pression suit une loi de puissance du type $p(r) = p_0(r/r_0)^{-m}$, la gravité résiduelle s'écrit alors de la façon suivante :

$$\Delta g = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{mR_g T}{\mu r} , \quad (3.5)$$

où μ est le poids moléculaire du gaz et R_g la constante des gaz parfaits. Notons que si $\Delta g < 0$ cela veut dire que la particule dérive vers l'étoile. Lorsqu'on ajoute la force de photophorèse à l'Eq. (3.5), on obtient l'accélération radiale Δa qui s'écrit comme suit :

$$\Delta a = -\frac{mR_g T}{\mu r} + \frac{F_{\text{ph}}}{m} . \quad (3.6)$$

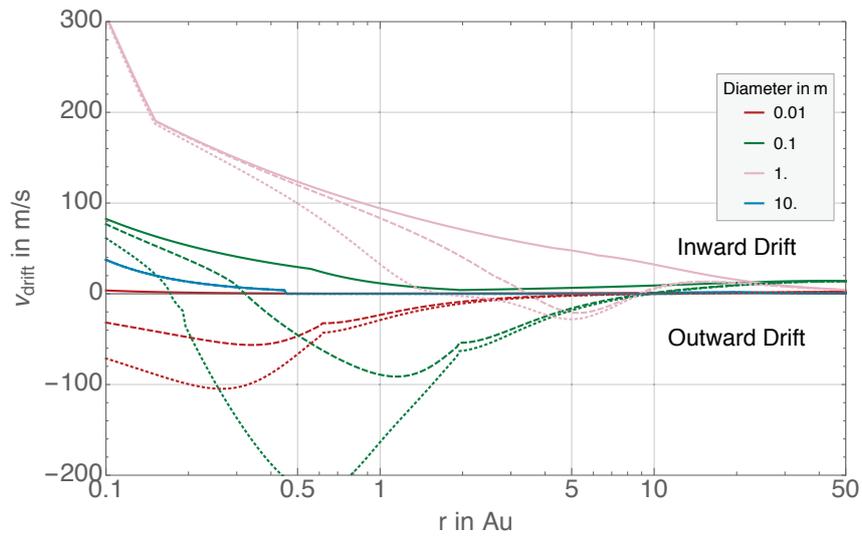
À l'équilibre, l'accélération pour une particule doit être équilibrée par l'accélération due à la friction du gaz qu'on notera F_D . On note u la vitesse de dérive radiale et w la vitesse de dérive azimutale par rapport au gaz ce qui donne une vitesse relative totale égale à $v = \sqrt{u^2 + w^2}$. Toujours d'après Weidenschilling (1977), l'accélération peut être projetée ainsi suivant l'axe radial et l'axe azimutal :

$$\frac{F_D}{m} \frac{u}{v} + \Delta a + \frac{2w}{r} v_K = 0 \quad (3.7)$$

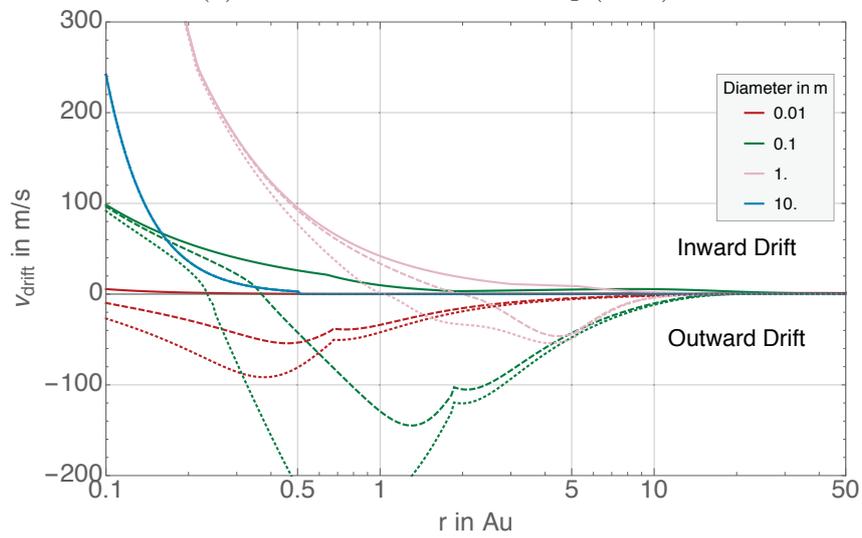
$$\frac{F_D}{m} \frac{w}{v} - \frac{u v_K}{2r} = 0 \quad (3.8)$$

Ce couple d'équations permet alors d'obtenir l'expression de la vitesse de dérive radiale :

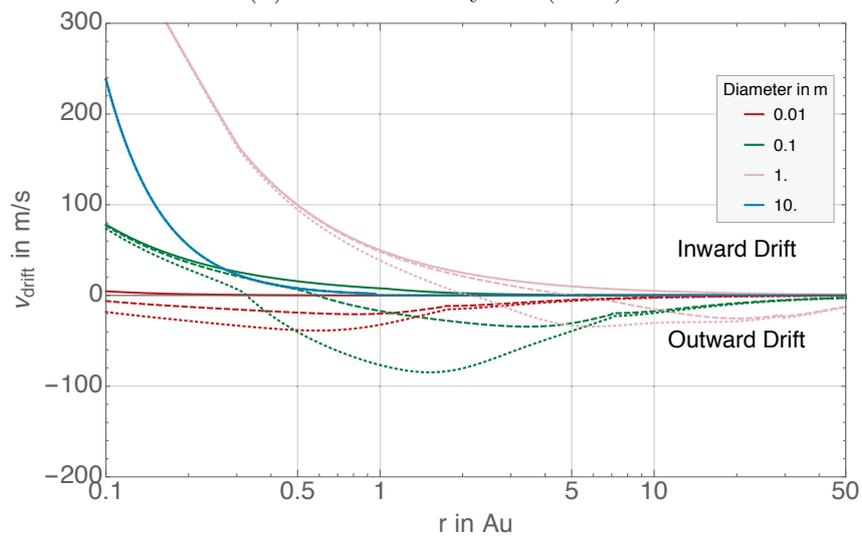
$$u = \pm \sqrt{-4w^2 - 2\Delta a \frac{r}{v_K} w} . \quad (3.9)$$



(a) MMSN de Weidenschilling (1977)



(b) MMSN de Hayashi (1981)



(c) Modèle classique de disque T-Tauri

FIGURE 3.4 – Vitesses de dérive radiale en fonction de la distance à l'étoile pour différents tailles de grain pour les modèles W77 (a), H81 (b) et CTTS (c). Les courbes en train plein correspondent aux calculs sans photophorèse, celles en tirets aux calculs avec photophorèse et celles en pointillés aux calculs avec photophorèse en incluant le terme de porosité ($f_s = 0.5$).

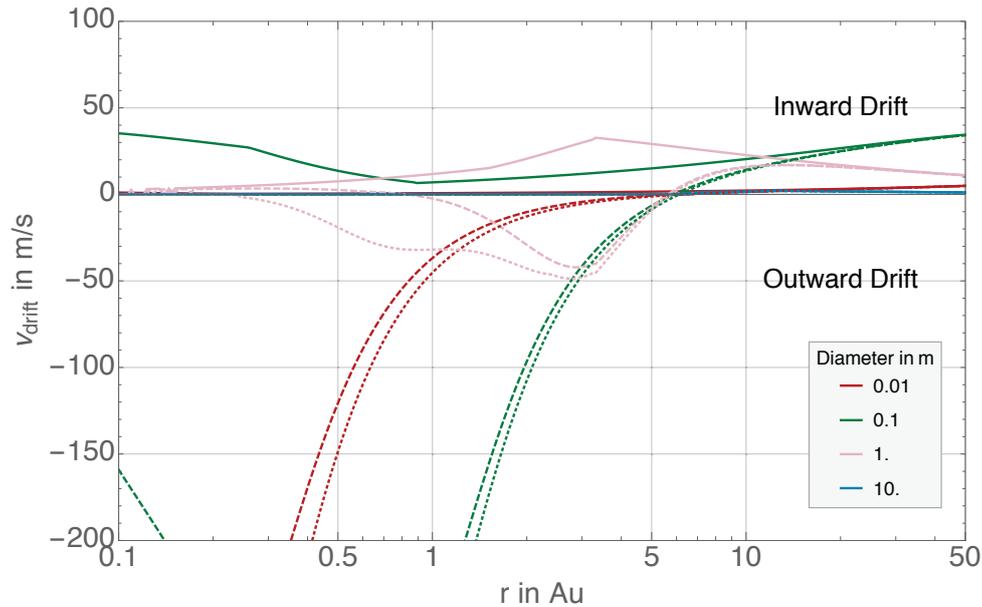


FIGURE 3.5 – Vitesses de dérive radiale en fonction de la distance à l'étoile pour différents tailles de grain pour le modèle TK08. On utilise les mêmes conventions que pour la Fig. 3.4.

Si on injecte l'Eq. (3.9) dans (3.8), on obtient alors une nouvelle équation pour w . Cependant, la solution de cette équation dépend du régime de friction de la force F_D . Or la force de friction dépend à son tour de la solution de l'équation pour w . Afin de calculer u , j'ai donc fait recours à un schéma numérique. J'ai réutilisé le code développé par Markus Kuepper dans Duermann et al. (2013) qui résout de façon itérative et pour différents régimes de traînée (Epstein, haut nombre de Reynolds, flux Newtonien et Stokes) les équations ci-dessus. J'ai adapté ce code afin d'étudier les modèles de disque de la Table 3.1. Les détails de ces calculs sont donnés dans Duermann et al. (2013). Il s'agit essentiellement de résoudre les équations pour chaque régime et de connecter les solutions aux points où les forces de friction sont égales pour deux régimes de traînée contigus.

Les Figs. 3.4a, 3.4b et 3.4c montrent les vitesses radiales pour différentes tailles de grain (1 cm, 10 cm, 1m et 10 m) en fonction de la distance à l'étoile pour les modèles W77, H81 et CTTS respectivement. On remarque que sans photophorèse les particules subissent toujours une dérive vers l'étoile qui est plus ou moins rapide selon la taille des grains. Les vitesses radiales sont maximales pour les particules de 1 m qui sont donc potentiellement accrétées par l'étoile dans les trois modèles. Lorsqu'on prend en considération la photophorèse, les vitesses radiales deviennent négatives par endroits. Ceci veut dire que à ces distances la force de photophorèse est en mesure d'arrêter la dérive radiale des solides en les transportant vers l'extérieur du disque. Les effets de la photophorèse sont maximaux pour les grains de 10 cm pour les trois modèles de disque. Enfin, on note que les grains de 10 m ont une dérive radiale dirigée toujours vers l'intérieur ou nulle et qu'ils ne subissent pas les effets de la photophorèse (les trois courbes sont superposées dans la Fig. 3.4). Si on compare ces résultats avec les valeurs de s_{\max} de la Table 3.1, on remarque qu'il y a un écart avec les tailles pour lesquelles la force de photophorèse est maximale. Ceci est dû aux effets de la force de traînée sur la dynamique des grains comme mentionné précédemment. Enfin, lorsqu'on ajoute le terme de porosité de l'Eq. (3.1) avec $f_s = 0.5$, on voit que les effets dus à la porosité augmentent significativement la vitesse radiale vers

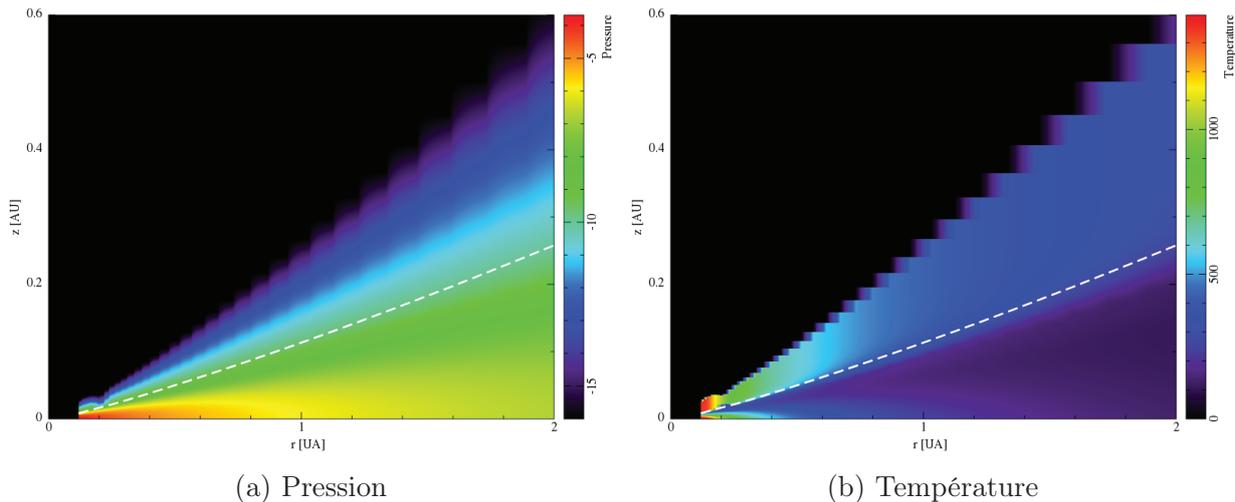


FIGURE 3.6 – Coupe du plan méridien du disque dans le modèle de D’Alessio et al. (1998). La ligne $\tau = 1$ est représentée en tirés blancs.

l’extérieur pour toutes les tailles sauf pour les grains de 10 m qui sont insensibles aux effets de la porosité telle qu’elle est considéré dans l’Eq. (3.1).

La Fig. 3.5 montre les vitesses radiales pour le modèle TK08 qui sera celui considéré dans les simulations hydrodynamiques présentées dans la suite de ce chapitre (Sect. 3.3.1). On remarque que dans ce cas les particules s’accumulent à une distance d’environ 5 UA et que les particules de 1 cm et de 10 cm sont celles qui ont les vitesses radiales vers l’extérieur les plus importantes. Notons de plus que le terme lié à la porosité de l’Eq. (3.1) à un effet moindre lorsqu’il est comparé aux modèles W77 et H81 car, pour une distance radiale donnée, les régimes de friction ne sont pas les mêmes dans les différents modèles de disque.

3.2.2 Modèle bi-dimensionnel de disque irradié

Afin de comprendre les effets de la photophorèse dans un modèle de disque plus réaliste, j’ai décidé de considérer un modèle bi-dimensionnel (R, z) qui inclut les variations verticales de pression et de température. Le but est quantifier verticalement l’échelle de hauteur par rapport au plan médian du disque où les effets de la force de photophorèse sont dominants par rapport à la force de friction et à la gravité. Pour ce faire, on utilise le modèle de disque irradié de type T Tauri classique de D’Alessio et al. (1998). Il s’agit d’un modèle de disque non auto-gravitant où $M_* = 0.5 M_\odot$ et $M_d = 0.017 M_*$ qui s’étend de 0.1 à 100 UA. Ce modèle est particulièrement intéressant car il considère l’absorption du rayonnement stellaire dans le disque qui induit des variations verticales de température et pression. De plus, D’Alessio et al. (1998) calculent en plus la position verticale de la ligne $\tau = 1$ qui sépare la région optiquement mince de la région optiquement épaisse. Ainsi, on peut étudier les variations verticales de la force de photophorèse pour ce modèle qui traite de façon cohérente le transfert radiatif dans le disque.

On dispose de toutes les quantités qui interviennent dans l’Eq. (1.37). Cependant, afin d’appliquer l’analyse ci-dessus, il faut étendre l’expression de la gravité résiduelle pour tenir compte des variations verticales de pression. Une extension simple consiste à calculer

la gravité résiduelle comme la norme du gradient de pression de la façon suivante :

$$\Delta g_{2D} = \frac{\sqrt{(dP/dr)^2 + (dP/dz)^2}}{\rho} \quad (3.10)$$

Cette approche permet alors d'estimer le rapport entre la gravité résiduelle et la force de photophorèse pour chaque point du disque. Il manque la force de trainée qui a des effets cruciaux comme évoqué précédemment. Cette dernière est difficile à inclure car l'extension du code utilisé dans le cas unidimensionnel n'est pas triviale à cause de projections qu'il faut effectuer sur l'axe vertical et sur l'axe radial. On peut néanmoins étudier cette situation qualitativement. Dans cette configuration de disque $dP/dr < 0$ et $dP/dz < 0$ ce qui veut dire que la gravité résiduelle est dirigée vers l'intérieur et vers le plan médian du disque. La force de trainée, quelle que soit sa magnitude, est également orientée aussi vers l'intérieur et vers le plan médian du disque. Au contraire, la force de photophorèse est dirigée vers l'extérieur et vers le haut car elle est alignée avec les rayons provenant de l'étoile. Donc le fait de tenir compte des effets de la photophorèse et de la gravité résiduelle seulement (en ignorant la force de trainée) est équivalent à majorer les effets de la force de photophorèse.

La Fig. 3.7 montre la valeur du logarithme du rapport F_g/F_{ph} pour des grains de silicate de 10 cm distribués de manière homogène dans le disque, où F_g est la force due à l'accélération Δg_{2D} . On remarque que les régions pour lesquelles ce rapport est égal à 1 (couleur vert/cyan) se trouve verticalement en dessous de la limite définie par la ligne $\tau = 1$. Ceci signifie que la lumière stellaire n'atteint pas ces régions du disque. Par conséquent, les effets de la photophorèse dans ces zones est nul par définition de la force de photophorèse. On rappelle que nous avons négligé la force de trainée et que son inclusion dans ce calcul diminuerait d'avantage les effets de la force de photophorèse, ce qui ne changerait pas la conclusion de cette analyse. Ceci semble compromettre sérieusement le transport par photophorèse dans le disque car, comme montré dans la Sect. 3.4.3, les grains de poussière ayant des tailles comprises entre le cm et le m subissent une sédimentation rapide vers le plan médian, donc ils se retrouvent sous la ligne $\tau = 1$. Cependant, nous verrons dans la prochaine section que la photophorèse a des effets importants pour des disques plus évolués tels que des disques de transition où le rayonnement stellaire peut pénétrer dans le disque.

La diffusion du rayonnement stellaire par l'atmosphère du disque a un rôle crucial dans la dynamique des corps solides lors des explosions stellaires comme celle des étoiles de type FU Orionis. La photophorèse a été considérée dans ce contexte par Wurm & Haack (2009) (cf. Sect. 1.6.3) où ils montrent que des particules peuvent être transportées plusieurs UA vers l'extérieur du disque. Dans ce cas, le rayonnement émis par le disque permet aux particules de circuler au niveau de la photosphère du disque et de ne pas sédimenter vers le plan médian. Des études récentes ont étudié également le transport par photophorèse dans les régions optiquement épaisses du disque. En effet, les fluctuations locales de température, causées par les champs magnétiques par exemple, développent un gradient de température sur la surface des particules solides dans le disque. Loesche et al. (2015) trouvent que dans ces conditions il est possible d'avoir une concentration locale et une séparation des particules en fonction de leur taille et leur composition comparable à celle qui a lieu dans les régions optiquement minces. L'étude présentée dans ce chapitre ne tient pas compte de ces phénomènes car je considère des disques de transition qui seront

considérées comme étant optiquement minces en première approximation.

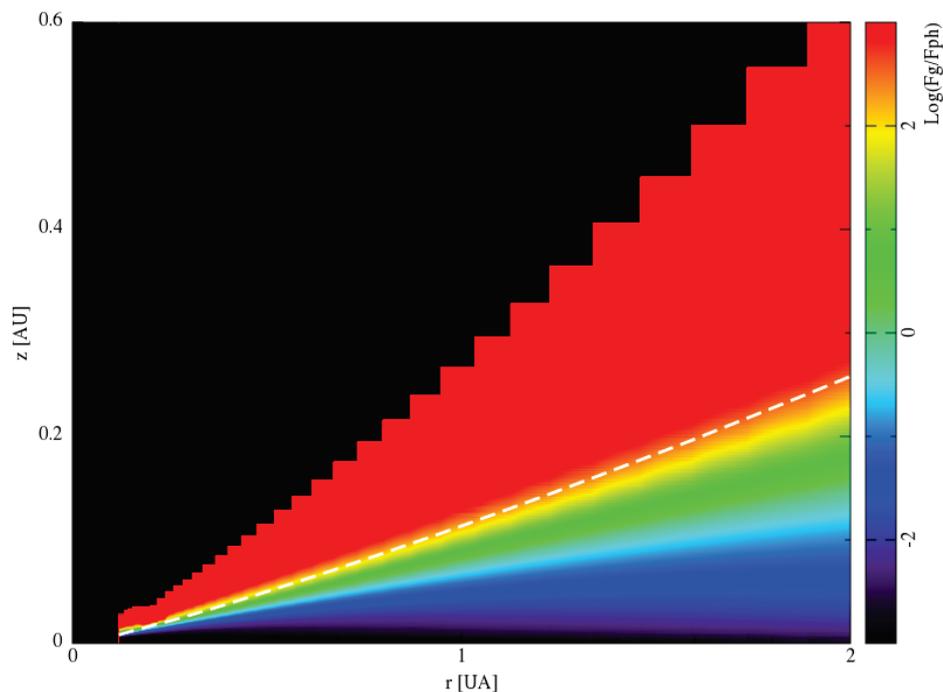


FIGURE 3.7 – Rapport de la gravité résiduelle Δg_{2D} et la force de photophorèse F_{ph} dans le disque de D’Alessio et al. (1998) pour des grains de silicate de 10 cm. La ligne $\tau = 1$ est représentée en tirés blancs.

3.3 Simulations hydrodynamiques incluant la force de photophorèse

3.3.1 Modèle de disque

Les effets de la photophorèse ayant lieu dans les régions optiquement minces des disques, on pourrait penser que la force de photophorèse affecte seulement une partie négligeable du disque. Ceci est sans doute vrai pour des systèmes jeunes et très massifs où la lumière stellaire ne pénètre que marginalement dans le disque, comme l’exemple de la section précédente. Cependant, il existe un stade évolutif du disque protoplanétaire pour lequel la densité de gaz décroît significativement dans les régions internes et les rayons stellaires peuvent alors illuminer les grains de poussière. Ces disques sont généralement appelés disques transitionnels ou pré-transitionnels dans la littérature. De nombreux disques de ce genre ont été étudiés en détail ces dernières années comme par exemple HD 141569 (Augereau et al., 1999), TW Hya (Calvet et al., 2002) et HR 4796A (Wahhaj et al., 2005).

Néanmoins, les disques de transition dissipent le gaz de leurs régions internes sur des échelles temporelles courtes comparées à durée de vie du disque ce qui compromet l’efficacité du transport par photophorèse. En effet, la présence de molécules de gaz autour du grain est indispensable afin que l’échange de quantité de mouvement à la base du mécanisme de la photophorèse ait lieu. Nonobstant, Wurm & Krauss (2006) suggèrent que juste avant la dissipation du gaz, il existe une phase pendant laquelle le disque est optiquement

mince et la densité de gaz est suffisante pour que le transport par photophorèse ait lieu. Cette phase a même pu avoir lieu dans la nébuleuse solaire d'après les auteurs. Takeuchi & Krauss (2008) calculent la position de la ligne $\tau = 1$ pour des disques de transition afin d'estimer les régions affectées par le rayonnement stellaire. Ils supposent la quantité de grains micrométriques à ce stade évolutif est suffisamment faible pour négliger l'absorption de la poussière et considèrent que le principal mécanisme d'extinction est la diffusion de Rayleigh par le H_2 à l'état gazeux. Ils trouvent que ce type de disques est optiquement mince jusqu'à des distances de l'ordre de la dizaine d'UA (Fig. 4 dans Takeuchi & Krauss (2008)) ce qui justifie le fait qu'on considère les disques simulés ici comme étant optiquement minces. En utilisant ce modèle unidimensionnel, les auteurs calculent ensuite les distances pour lesquelles la force de photophorèse et celle de friction due au gaz s'annulent dans le disque. Ce calcul est fait pour différentes tailles de grains en changeant les paramètres dont dépend le disque. Leurs résultats indiquent que la photophorèse a un effet significatif sur les particules comprises entre 1 mm et 1 m des régions internes du disque (0.01 - 10 UA) et que ces effets dépendent du modèle de disque et des propriétés des grains.

Afin de rester dans le domaine de validité de l'hypothèse du disque optiquement mince, j'ai décidé de simuler le même type de disque que Takeuchi & Krauss (2008). On étudie un disque orbitant une étoile de masse égale à $1 M_\odot$ de luminosité $1 L_\odot$ et composé de 99% de gaz et 1% de poussière par unité de masse. Le disque a une extension de 0.01 jusqu'à 100 UA et une masse de gaz totale égale à $M_g = 1.2 \times 10^{-2} M_\odot$. Le disque considéré est non auto-gravitant, géométriquement mince et verticalement isotherme avec un profil de température suivant la loi de puissance $T(r) = 280(r/1 \text{ UA})^{-1/2}$ K. La densité de surface suit également une loi de puissance : $\Sigma_g(r) = 25 (r/1 \text{ UA})^{-1/2}$ g cm $^{-2}$. Enfin, le profil de densité vertical suit une gaussienne : $\rho(r, z) = \rho(r, 0)e^{-z^2/2H^2}$, où H est l'échelle de hauteur du disque. Ceci correspond à la solution d'équilibre hydrostatique pour un disque géométriquement mince (cf. Sect. 1.2.2). Il est important de noter que dans nos simulations on considère la dimension verticale du disque qui n'est pas étudiée dans Takeuchi & Krauss (2008). On définit le rapport d'aspect du disque $h = H/r$. Pour cette étude, on fixe $h(r = 1 \text{ UA}) = 3.33 \times 10^{-2}$ et on a $H(r) \propto r^{5/4}$. On simule les parties internes du disque de 0.1 à 5 UA car ce sont les régions où il y a un transport par photophorèse efficace.

3.3.2 Ensemble de simulations

On distribue dans un premier temps 100.000 particules de gaz de façon à obtenir les profils de densité radial et vertical décrits dans la Sect. 3.3.1 et on attribue à chaque particule une vitesse initiale égale à la vitesse képlérienne. Les particules ayant une distance à l'étoile inférieure à 0.1 UA ou supérieure à 5 UA sont considérées comme accrétées ou perdues respectivement. Après une phase de relaxation d'environ 16 ans le disque atteint un état stationnaire. On injecte alors les particules de poussière aux mêmes positions et avec les mêmes vitesses que les particules de gaz. Cet état constitue l'état initial montré dans la Fig. 3.8. Ensuite on laisse le système évoluer pendant 250 ans, i.e. 250 orbites à 1 UA.

On utilise la prescription de viscosité de Shakura & Sunyaev (1973) où $\nu = \alpha c_s^2 \Omega_K$ (Sect. 1.2.2) et on prend $\alpha_{\text{SPH}} = 0.1$ et $\beta_{\text{SPH}} = 0.2$ (Sect. 2.2.3) afin d'avoir $\alpha \sim 0.01$ comme suggéré par les observations de disques protoplanétaires (King et al., 2007).

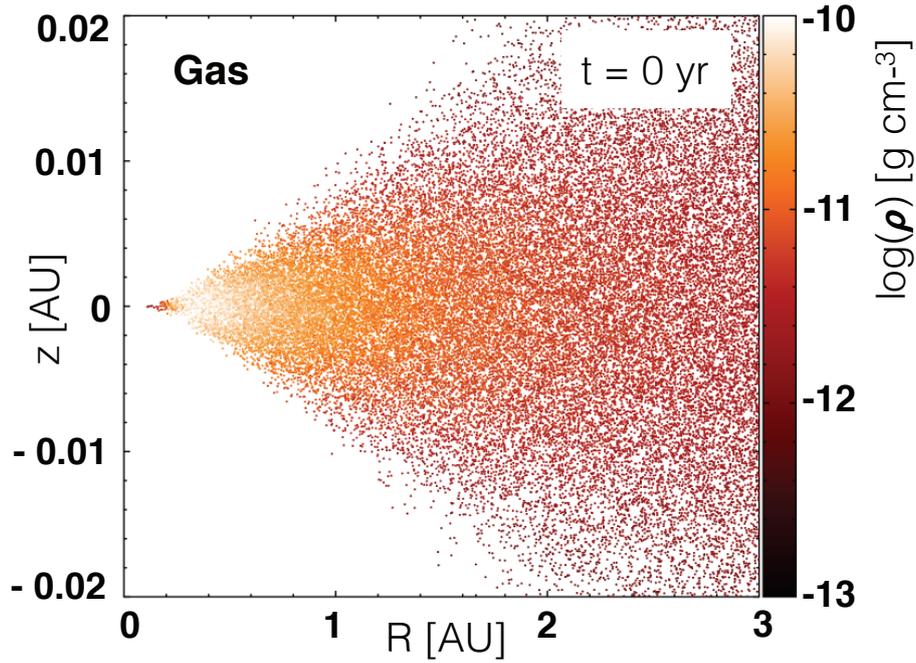


FIGURE 3.8 – Coupe méridienne de la distribution de gaz à la fin de la phase de relaxation.

Afin d'étudier la dépendance du transport par photophorèse sur des populations de grains de taille et de composition différentes, j'ai effectué une série de 10 simulations avec 200.000 particules dont le détail se trouve dans la Table 3.2. Dans la suite, les notations P et NP se référeront aux simulations avec et sans photophorèse respectivement. Les densités considérées correspondent aux valeurs typiques du silicate ($\rho_d^{\text{sil}} = 3.2 \text{ g cm}^{-3}$) et du fer ($\rho_d^{\text{fer}} = 7.8 \text{ g cm}^{-3}$). Il est important de noter que, étant donnée la nature lagrangienne du code, on est en mesure de suivre le mouvement des particules SPH en 3D pendant toute la durée de la simulation.

Nom	$\rho_d (\text{g cm}^{-3})$	$s (\text{cm})$	Photophoresis
Sil-1cm-P	3.2	10^0	ON
Sil-1cm-NP	3.2	10^0	OFF
Sil-10cm-P	3.2	10^1	ON
Sil-10cm-NP	3.2	10^1	OFF
Sil-1m-P	3.2	10^2	ON
Sil-1m-NP	3.2	10^2	OFF
Iron-1mm-P	7.8	10^{-1}	ON
Iron-1mm-NP	7.8	10^{-1}	OFF
Iron-1cm-P	7.8	10^0	ON
Iron-1cm-NP	7.8	10^0	OFF

TABLE 3.2 – Liste des simulations P et NP

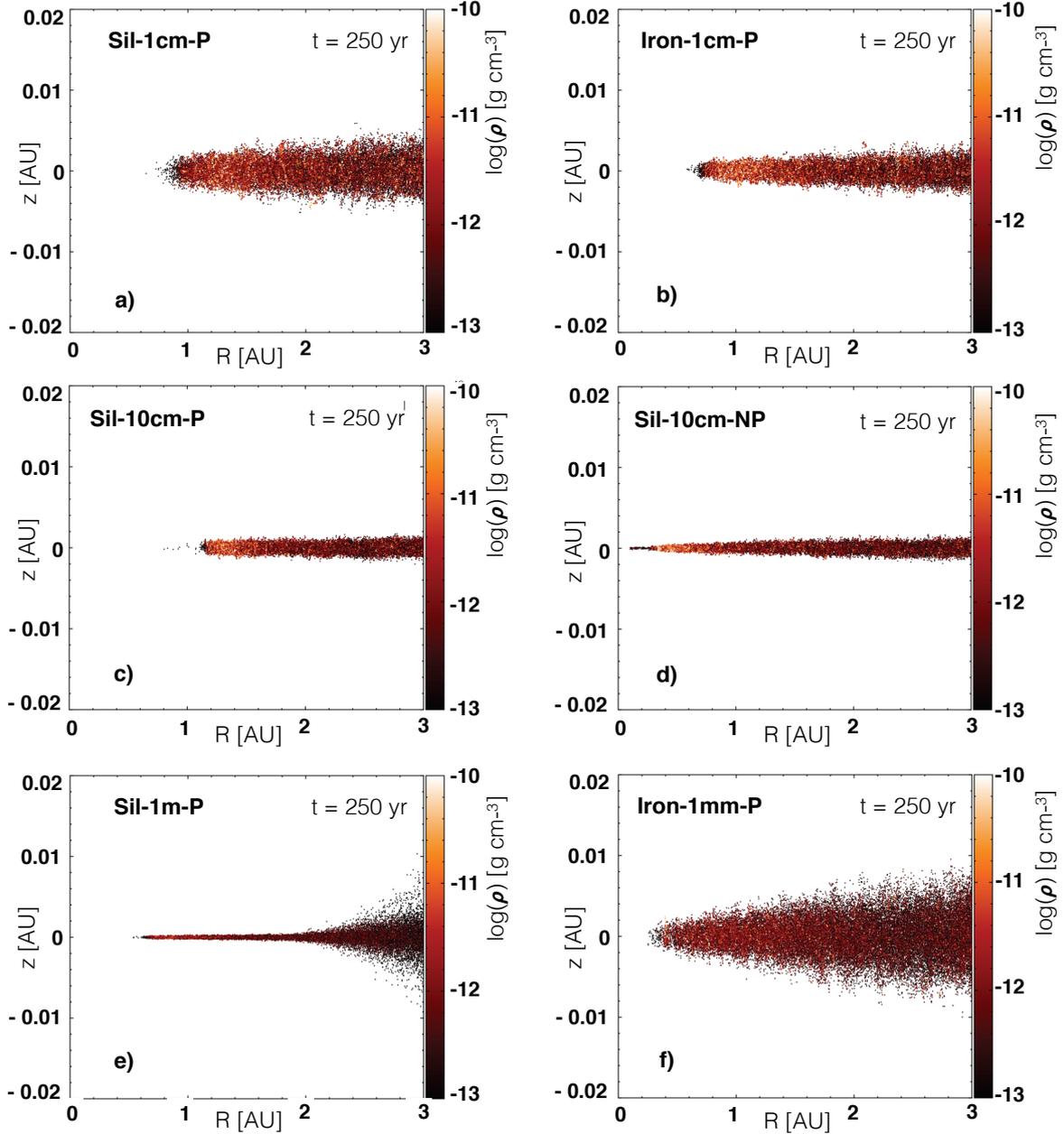


FIGURE 3.9 – Coupe méridienne de la distribution de poussière à l'état final de la simulation après 250 ans d'évolution pour les simulations Sil-1cm-P (a), Iron-1cm-P (b), Sil-10cm-P (c), Sil-10cm-NP (d), Sil-1m-P (e) et Iron-1mm-P (f).

3.4 Effets dynamiques de la force de photophorèse

3.4.1 Transport vers l'extérieur par photophorèse

La Fig. 3.9 montre la coupe du disque dans le plan méridien pour la distribution de poussières de différentes tailles (1 mm, 1 cm, 10 cm, 1 m) et densités intrinsèques (ρ_d^{sil} , ρ_d^{fer}) à la fin de la simulation après $t = 250$ ans. L'état du gaz après la phase de relaxation, c'est-à-dire lorsqu'on injecte la poussière, est représenté dans la Fig. 3.8 et il sert d'état initial pour toutes les simulations ($t = 0$). Le gaz n'est pas soumis à la force de photo-

phorèse et, même s'il est accrété de façon continue à cause de l'étalement visqueux du disque, il n'évolue que très peu pendant la simulation. Dans toutes les simulations NP on observe une dérive radiale des solides vers l'étoile quelles que soient la distance à l'étoile et l'espèce de grains, tandis que pour les simulations P cet effet n'est observé que pour des distances supérieures à 2 UA environ (cf. Fig. 3.10 plus loin). Dans ce dernier cas, les particules de poussière proches de l'étoile sentent une force de photophorèse de grande intensité qui les transporte vers l'extérieur du disque. Ceci produit un bord interne bien défini situé à une distance d'environ 1 UA qui n'est pas du tout observé dans le cas des simulations NP. De façon intéressante, l'accrétion de poussière dans les simulations P est complètement arrêtée ce qui est en clair contraste avec les simulations NP où la poussière est accrétée de façon continue. Par conséquent, la photophorèse est capable d'éviter l'accrétion de particules qui autrement seraient perdues sur l'étoile.

Dans la suite, la simulation Sil-10cm-P sera considérée comme un cas de référence car c'est le cas pour lequel on observe les effets de photophorèse les plus importants. On observe essentiellement trois types de comportement :

1. Un mouvement vers l'extérieur pour les particules ayant des distances à l'étoile entre 0.1 et ~ 1 UA. Sans photophorèse, ces particules sont accrétées par l'étoile en quelques orbites seulement. Les vitesses radiales moyennes de ces particules \bar{v}_R sont comprises entre 10 et 30 m s^{-1} .
2. Des orbites stables pour les particules se trouvant à $r \sim 1.5$ UA de l'étoile. Cet effet est clairement dû à la photophorèse car il n'est pas observé dans Sil-10cm-NP. Dans ce cas, le bilan des forces est nul et on a $\bar{v}_R \sim 0$.
3. Une dérive radiale vers l'intérieur pour les particules se trouvant à plus de 1.5 UA. Ces particules ont par conséquent $\bar{v}_R < 0$. Leur mouvement radial est plus lent que celui des particules aux mêmes distances dans la simulation Sil-10cm-NP ce qui indique que la photophorèse a un effet décroissant avec la distance (en accord avec l'Eq. (2.67)).

La Fig. 3.9c montre l'état final du disque de poussière pour Sil-10cm-P qui doit être directement comparé avec l'état final de la Sil-10cm-NP de la Fig. 3.9d. Dans le dernier cas, le bord interne se trouve à 0.1 UA et on observe une accretion continue dans l'étoile. Ce bord correspond à la limite inférieure en dessous de laquelle on considère que les particules sont accrétées par l'étoile. La Fig. 3.10 montre l'évolution de la distance radiale pour un ensemble de particules choisies dans les simulations Sil-10cm-P et Sil-10cm-NP. On voit que des particules initialement à la même position suivent des trajectoires radicalement différentes selon que la photophorèse est prise en compte ou pas. Ainsi, pour les particules de Sil-10cm-P avec $r \leq 1.5$ UA, la force de photophorèse domine sur la force de friction du gaz et les solides subissent un transport vers l'extérieur jusqu'à atteindre leurs positions d'équilibre à environ 1.5 AU. Ceci est en contraste avec le mouvement des particules de Sil-10cm-NP qui dérivent vers l'étoile à cause de la friction du gaz. Ces trajectoires et les vitesses radiales moyennes, calculées à partir des trajectoires de la Fig. 3.10, sont qualitativement en accord avec les études unidimensionnelles portant sur le transport par photophorèse dans la nébuleuse solaire (cf. Fig. 11 de Duermann et al. (2013) par exemple).

La Fig. 3.11 montre l'évolution temporelle de la densité de surface pour les grains de

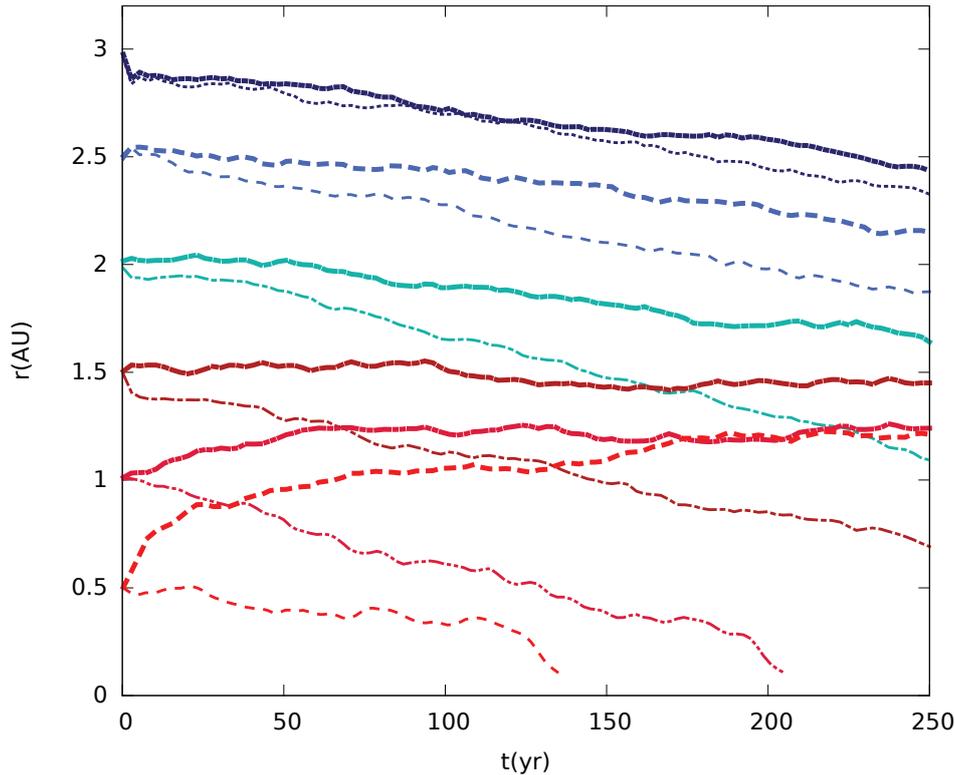


FIGURE 3.10 – Evolution temporelle de la distance à l'étoile pour un ensemble choisi de particules de Sil-10cm-NP (trait fin) et Sil-10cm-P (trait épais) ayant la même position initiale.

silicate de 10 cm. Au cours du temps, le pic se déplace vers les régions externes du disque et sa valeur augmente traduisant l'accumulation de poussière. On remarque de plus que la valeur maximale évolue très peu après 150 ans et que le pic se trouve à environ 1.3 UA à la fin de la simulation ($t = 250$ ans). Cette augmentation de la valeur maximale de la densité de surface est observée pour toutes les espèces considérées dans cette étude comme le montre la Fig. 3.12 qui sera discutée ultérieurement. On note qu'à la fin de la simulation le pic de la densité de surface du gaz, divisée par 100 pour pouvoir la comparer à la densité de surface de la poussière, est légèrement en dessous par rapport à sa valeur initiale car il y a eu de l'accrétion par l'étoile. Ceci n'a rien de nouveau mais permet de vérifier la pertinence des simulations.

3.4.2 Régions d'accumulation pour différentes tailles et densités

Lorsqu'on considère les effets de la photophorèse dans le disque, on s'attend à ce qu'il y ait une accumulation de poussière aux positions d'équilibre pour lesquelles les forces de photophorèse et de friction s'annulent. Les positions du bord interne, notée r_{bord} , et du pic de la densité surfacique de la Fig. 3.12, notée $\Sigma_{\text{d}}^{\text{pic}}$, sont données dans la Table 3.3 pour les différentes simulations. Pour une espèce de grains donnée, il y a une légère différence entre r_{bord} et $\Sigma_{\text{d}}^{\text{pic}}$ due au fait que l'accumulation maximale n'a pas lieu au niveau du bord interne strictement. Ce dernier est défini comme la distance radiale pour laquelle on observe une chute brutale de la densité.

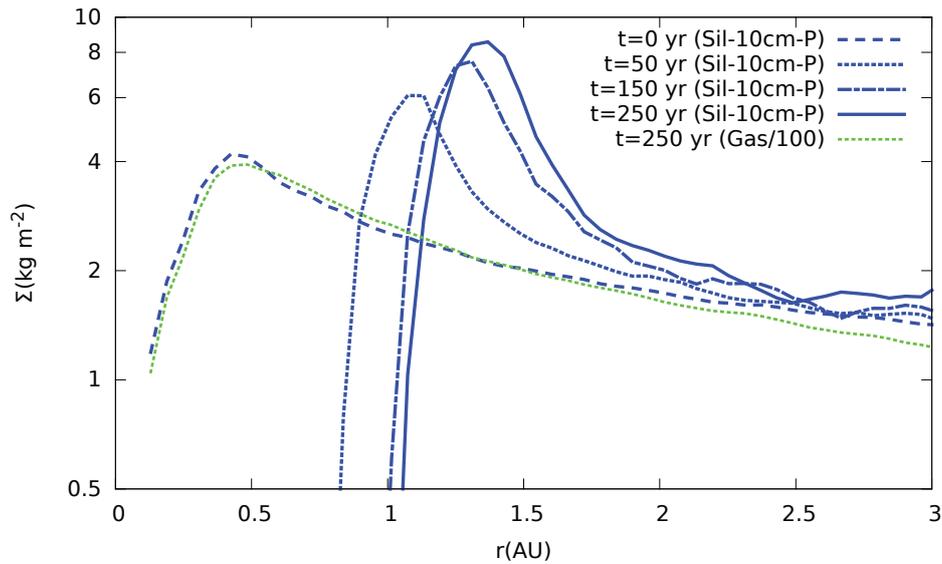


FIGURE 3.11 – Densité de surface de la poussière et du gaz pour Sil-10cm-P à différents stades d'évolution du disque.

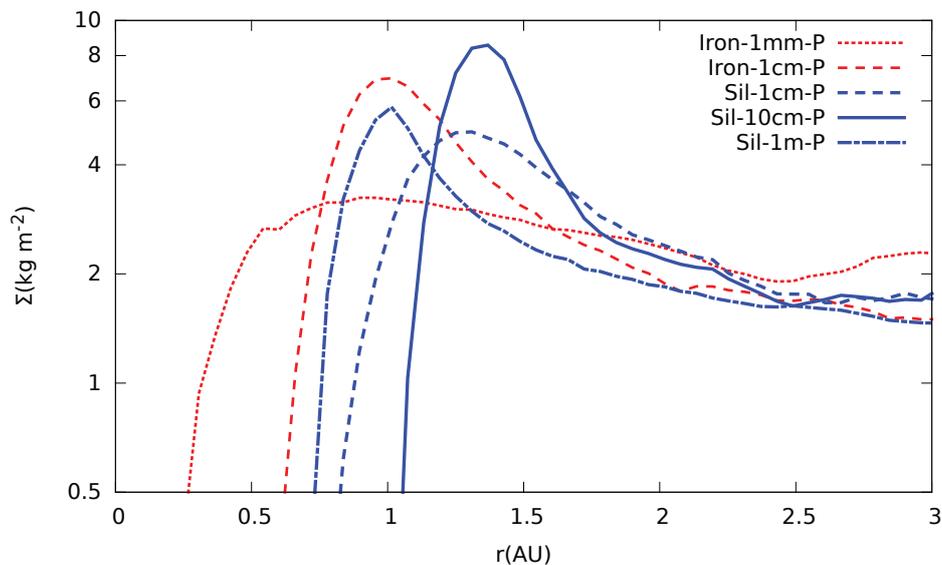


FIGURE 3.12 – Densité de surface pour l'ensemble des simulations P à la fin de la simulation après 250 ans d'évolution.

Étant donné que la force de friction F_D est proportionnelle à ρ_d tandis que la force de photophorèse ne l'est pas, on peut expliquer la séparation des espèces par rapport à leur densité. En effet, si on considère la direction radiale seulement par simplicité, la force de friction est orientée vers l'étoile et la force de photophorèse est orientée dans la même direction mais dans le sens opposé. Par conséquent, en considérant des particules de même taille mais de densité différente, les particules les plus denses sentiront une force de friction plus importante par rapport aux particules plus légères (cf. Eqs. (1.25) et (1.37)). La région d'accumulation des particules les plus denses se trouvera donc plus proche de

Simulation	r_{rim} (AU)	$\Sigma_{\text{d}}^{\text{peak}}$ (AU)
Sil-1cm-P	0.8	1.25
Sil-10cm-P	1.1	1.3
Sil-1m-P	0.7	1.0
Iron-1mm-P	0.3	0.9
Iron-1cm-P	0.6	1.0

TABLE 3.3 – Distances radiales du bord interne et du maximum de densité surfacique pour les simulations P à $t = 250$ ans

l'étoile, ce qui est en accord avec les résultats des simulations (Sil-1cm-P et Iron-1cm-P).

Pour des particules de même densité intrinsèque ($\rho_{\text{d}}^{\text{sil}}$) mais de taille différente (1 cm, 10 cm, 1 m), les calculs analytiques pour des disques unidimensionnels montrent que les particules les plus grandes s'accumulent plus près de l'étoile par rapport aux particules plus petites (cf. Fig. 1 dans Takeuchi & Krauss (2008)). Le bord interne de Sil-1cm-P est en désaccord avec cette prédiction car il devrait être le plus éloigné de l'étoile, ce qui n'est pas observé. Néanmoins, Takeuchi & Krauss (2008) estiment le temps que met une particule pour atteindre sa position d'équilibre, noté τ_{mig} , et trouvent que celui-ci augmente lorsque la taille des grains diminue. Par exemple, d'après leurs calculs, pour les particules de 10 cm $\tau_{\text{mig}} \sim 100$ ans environ, tandis que pour les particules de 1 cm $\tau_{\text{mig}} \sim 5000$ ans. On s'attend donc à ce que les particules de 10 cm atteignent leur position d'équilibre pendant la durée des simulations. Ceci n'est pas le cas pour les particules de 1 cm qui atteindront leur position d'équilibre à un temps évolutif qui dépasse d'un facteur 20 environ la fin des simulations.

Par ailleurs, Moudens et al. (2011) résolvent les équations pour la vitesse radiale des particules de tailles différentes dans un modèle de disque turbulent 1+1D et trouvent que les particules de 10 cm sont celles qui ont les vitesses radiales les plus importantes par rapport aux autres tailles. Ce résultat est en accord avec le fait que les particules de 10 cm atteignent très vite leur position d'équilibre. Ces résultats suggèrent également que dans les simulations présentées ici, les particules millimétriques et centimétriques n'ont pas encore atteint leur position d'équilibre. Malheureusement, le coût élevé en temps de calcul empêche l'étude de l'évolution pour des durées plus longues. Ainsi, après 250 ans le disque est à un stade pour lequel les poussières de silicate de 1 m et de 10 cm sont à l'équilibre, tandis que les grains de 1 cm sont en train de dériver très lentement vers l'extérieur. Les implications de ce processus de transport différentiel sont discutées dans la Sect. 3.5.

3.4.3 Sédimentation verticale

On observe dans la Fig. 3.9 que plus la taille des particules est grande, plus importante est leur sédimentation verticale dans les parties internes du disque, en accord avec les simulations de Barrière-Fouchet et al. (2005). Dans le disque externe, au delà de 1.5 UA approximativement, les particules de 1 m sédimentent peu car elles sont presque totalement découplées du gaz et restent sur des orbites inclinées. De plus, en comparant les simulations Sil-1cm-P (Fig. 3.9a) et Iron-1cm-P (Fig. 3.9b), on remarque que la se-

dimentation est aussi plus importante pour les particules plus denses. En effet, d'après l'Eq. (1.26), deux particules avec le même produit $\rho_d s$ ont le même comportement dynamique du point de vue des forces de friction. Ainsi, une particule de fer de 1 cm ressent la friction du gaz de la même manière qu'une particule de silicate de $\rho_d^{\text{fer}}/\rho_d^{\text{sil}} \approx 2.44$ cm. Ceci montre donc bien que, pour une taille fixée, la sédimentation des particules de fer sera plus importante que celles des particules de silicate. Malgré le fait de considérer des variations de la force de photophorèse sur l'échelle verticale du disque, on n'observe pas de déviations importantes du mouvement vertical des particules en comparant les simulations P et NP. En effet, la sédimentation rapide ayant lieu sur des échelles temporelles de l'ordre du temps orbital ces écarts sont difficiles à observer.

3.5 Photophorèse, météorites et planètes : un scénario complexe

Dans cette partie sont discutées les conséquences du transport par photophorèse pour la formation des solides dans le disque défini dans la Sect. 3.3.1. Les solides tels que les CAIs se forment pendant les premières phases de la nébuleuse solaire et sont ensuite transportés vers les régions externes du disque avant d'être incorporés dans les météorites. Il peut donc sembler inapproprié de parler du transport de ces solides dans le cas d'un disque de transition (car plus évolué). Cependant, il est possible que les CAIs se soient formés avant que les régions internes du disque deviennent optiquement minces et que le transport par photophorèse ne commence que lorsque la cavité interne commence à se former. On supposera dans cette section que ceci est le cas dans la nébuleuse solaire et on discutera les conséquences de la photophorèse pour la composition des météorites.

3.5.1 Zones d'accumulation dues à la photophorèse

Les résultats des simulations montrent que la photophorèse accumule de la poussière à différentes distances radiales de l'étoile en fonction de la taille et la densité intrinsèque des grains dans les parties optiquement minces du disque. Ce processus est essentiellement dû à l'effet combiné du rayonnement stellaire et de l'échange de quantité de mouvement entre les grains de poussière et le gaz. De plus, l'accumulation observée augmente de façon significative la valeur maximale de la densité de surface en moins de 100 ans (cf. Fig. 3.11). Par exemple, pour les particules de 10 cm on a $\Sigma_d^{\text{pic}}(t = 150 \text{ ans})/\Sigma_d^{\text{pic}}(t = 0 \text{ ans}) \approx 2$.

On définit le rapport poussière/gaz, noté ϵ , comme le rapport entre les densités volumiques de la poussière et du gaz dans le plan médian. La Fig. 3.13 montre la valeur de ϵ en fonction de la distance à l'étoile pour Sil-10cm-P. Au début de la simulation $\epsilon = 0.01$ (par choix des conditions initiales) et on s'attend qu'au cours du temps il augmente du fait de la sédimentation verticale de la poussière (cf. Sect. 3.4.3). On observe qu'à la fin de la simulation ϵ atteint des valeurs de l'ordre de 40 au niveau de la zone d'accumulation entre 1 et 1.7 UA. Cette augmentation très significative du rapport poussière/gaz au niveau du plan médian est dû à l'effet combiné de la photophorèse et de la sédimentation verticale. Dans les parties externes ϵ est proche de 1 du fait de la sédimentation verticale car les effets de la photophorèse sont faibles. L'accumulation très efficace dans les régions internes causée par la photophorèse crée localement des conditions très favorables pour la croissance de particules de poussière car les vitesses relatives diminuent. Par conséquent,

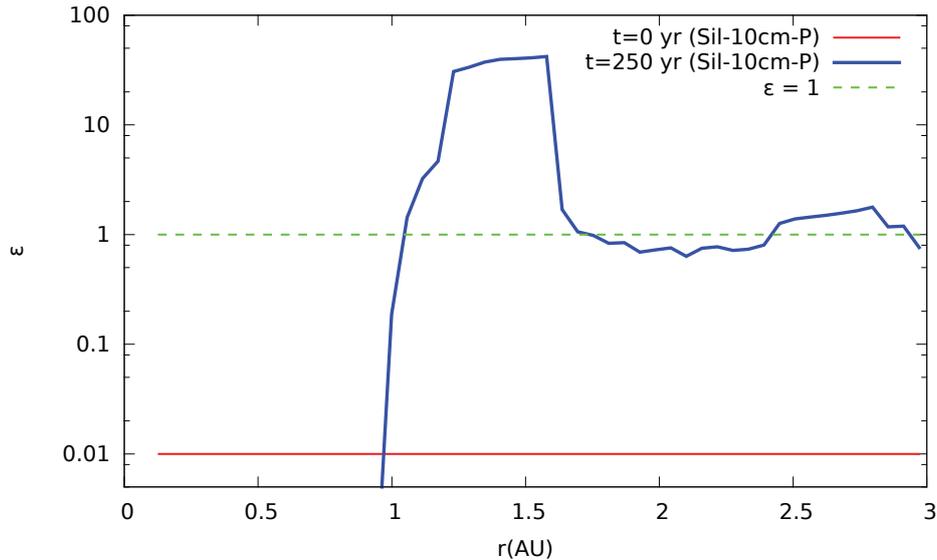


FIGURE 3.13 – Rapport poussière/gaz dans le plan médian du disque pour Sil-10cm-P.

à cet endroit les grains peuvent potentiellement se découpler du gaz et poursuivre leur croissance jusqu'à atteindre la taille des planétésimaux en évitant ainsi d'être accrétés par l'étoile.

L'accumulation de poussière due aux effets de la photophorèse diffère des pièges à particules (cf. Sect. 1.3.4) où il faut un maximum de pression dans le gaz afin d'accumuler de la poussière. Dans ce dernier cas, l'accumulation à un endroit donné du disque a lieu seulement à cause des effets de la force de friction qui fait dériver les particules vers l'intérieur. La photophorèse est différente car elle contre la dérive et transporte les particules vers l'extérieur du disque en empêchant ainsi les particules ayant des tailles comprises entre le mm et le m d'être accrétées. Il est important de noter que c'est précisément pour ces tailles que l'on observe les dérives radiales les plus importantes dans les simulations NP. Remarquons que d'autres modèles de disques donneraient des configurations différentes. En effet, l'accumulation des grains a lieu à l'endroit où la force de photophorèse et la force de friction du gaz s'équilibrent, et cette distance dépend des conditions locales de pression et de température. Ainsi, pour le cas de disques plus jeunes et massifs la région optiquement mince est radialement moins étendue. Par conséquent, les effets de la photophorèse seraient seulement observables pour les particules se trouvant très proches du bord interne du disque de gaz. Dans cette configuration, les grains pourraient probablement s'accumuler et arrêter leur dérive radiale de toute façon, mais la séparation radiale des grains de différentes tailles et densités serait moins marquée. Nonobstant, indépendamment du modèle considéré, nos résultats suggèrent fortement que la photophorèse est un mécanisme capable d'arrêter la dérive radiale des solides vers l'étoile dans les disques de transition.

3.5.2 Fractionnement chimique de la poussière

Les densités de surface à $t = 250$ ans dans Sil-(1cm, 10cm, 1m, 10m)-P et Iron-(1mm, 1cm)-P montrées dans Fig. 3.12 permettent de voir clairement les différentes distances d'accumulation des espèces considérées dans cette étude. De plus, la Fig. 3.14 montre

le rapport $\Sigma_d^{Fer}/(\Sigma_d^{Fer} + \Sigma_d^{Sil})$ en fonction de la distance à l'étoile pour les particules de 1 cm des simulations P. Au début de la simulation, on fait l'hypothèse que le disque est constitué d'un mélange homogène de particules de fer et de silicate, ce qui correspond à $\Sigma_d^{Fe}/(\Sigma_d^{Fe} + \Sigma_d^{Sil}) = 0.5$. Après 250 ans d'évolution, ce ratio devient proche de 1 dans les régions internes ce qui indique que le disque est composé presque en totalité de particules de fer. Pour des distances comprises entre 0.4 et 1.4 UA, on observe une diminution due à la fraction de plus en plus importante de silicate au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile. Ceci est dû au transport par photophorèse qui est plus efficace pour les particules moins denses. On remarque également qu'entre 1.2 et 2.2 UA le ratio est inférieur à 0.5 car cela correspond à l'intervalle radial pour lequel il y a une importante accumulation de silicates (cf. Fig. 3.12).

On voit ainsi que la séparation chimique se traduit par un ratio fer/silicates qui varie avec la distance à l'étoile. Les distributions piquées peuvent être interprétées comme les structures en forme d'anneau dans le disque prédites par Krauss & Wurm (2005). Notons cependant qu'on calcule seulement les distributions de fer et de silicate afin de montrer deux cas extrêmes parmi les densités que l'on peut trouver dans les disques protoplanétaires. On ne considère pas de grains de glace ici car, étant données les conditions de pression et de température, on se trouve en deçà de la ligne de gel de l'eau. Dans un modèle plus sophistiqué avec une composition plus variée, on s'attend à observer une séparation graduelle des particules selon leur densité et leur taille.

La séparation chimique entre les grains de fer et les silicates montrée dans les Figs. 3.12 et 3.14 conduit à d'importantes variations de composition chimique jusqu'à des distances d'environ 2 UA. Les résultats obtenus montrent donc que la photophorèse est un mécanisme capable de d'arrêter la dérive radiale et de séparer les particules de fer et de silicate dans les régions optiquement minces du disque. L'échelle de longueur pour laquelle à lieu ce mécanisme dépend fortement du modèle de disque considéré (Moudens et al., 2011). Si l'on suppose que les solides transportés sont ensuite incorporés dans les corps parents qui forment ultérieurement des planétésimaux, la photophorèse permet alors d'expliquer les variations en composition chimique observées dans les corps rocheux du système solaire (Wurm et al., 2013). Si on considère le mouvement radial d'une particule donnée, on voit que celle-ci traverse des régions du disque avec différentes compositions chimiques. Pendant son voyage, la particule rencontre d'autres grains de composition variée avec lesquels elle peut coaguler et former des corps solides présentant les inhomogénéités chimiques locales du disque. Il est difficile à prédire a priori la composition résultante à cause du grand nombre de paramètres qui interviennent dans les régimes de croissance des grains. En effet l'issue des collisions dépend de la composition chimique, de la structure et de la vitesse relative des grains qui se rencontrent (Blum & Wurm, 2008; Wada et al., 2009; Blum, 2010; Zsom et al., 2010; Wada et al., 2013). On peut néanmoins affirmer que le rapport fer/silicate varie inévitablement dans les régions internes du disque avec des grains ayant un haut contenu en fer proche de l'étoile et des silicates dans les parties externes.

On est alors en mesure de se demander si pendant ce voyage, la particule peut croître suffisamment vite pour acquérir la composition chimique locale du disque. Si l'on suppose que les embryons planétaires se forment aux distances où se trouvent actuellement les planètes telluriques dans notre système solaire, les résultats ici présentés sont en accord avec la séparation chimique des grands corps rocheux proposée par Wurm & Krauss (2006).

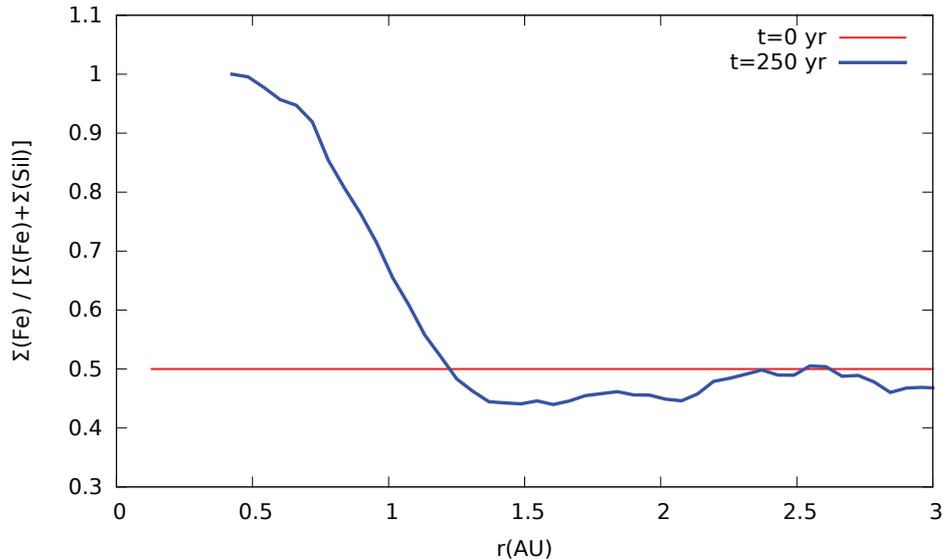


FIGURE 3.14 – Rapport de la densité de surface du fer et de la somme des densités de surface du fer et des silicates pour les particules de 1 cm des simulations P.

De façon quelque peu spéculative, Wurm et al. (2013) avancent que la différence de composition chimique entre Mercure et la Terre pourrait éventuellement être expliquée grâce au transport par photophorèse dans les régions internes du disque. Cependant, il y a une différence de taille si on compare les grains de différentes compositions chimiques au sein d’une même météorite. En effet, Kuebler et al. (1999) trouvent que les particules riches en fer sont en moyenne plus petites par rapport aux particules riches en silicates pour différents types de chondrites, ce qui suggère fortement un processus de tri des grains dans le disque. Si on considère par exemple la composition du disque à $r \sim 1.4$ UA reportée dans la Fig. 3.12, on voit que les grains de silicate de 1 cm et de 10 cm se retrouvent mélangés aux grains de fer de 1 mm et 1 cm. Ceci n’a pas lieu pour des rayons plus petits où on trouve seulement des particules de fer. Ainsi si les particules croissent de façon efficace au niveau des zones d’accumulation, la composition chimique du solide résultant doit être semblable à celle de la région du disque dans laquelle il s’est formé. Si tel est le cas, alors la distribution de tailles des chondrules observée dans un corps parent pourrait donner des indices sur l’endroit du disque où ce solide s’est formé.

D’autres modèles basés sur la circulation méridienne dans les disques (Gail, 2001; Wehrstedt & Gail, 2002; Gail, 2004; Wehrstedt & Gail, 2003; Keller & Gail, 2004) sont capables de séparer et de transporter des grains vers les régions externes du disque. Cependant, même si les effets de la diffusion turbulente causent d’importantes inhomogénéités dans le disque, son efficacité dépend des conditions locales du disque et des paramètres du modèle de disque. Par conséquent, l’interprétation de la composition des solides obtenue dans ces modèles est difficile du fait du grand nombre de paramètres impliqués.

3.5.3 Transport de matériel chaud vers l’extérieur

Les CAIs (cf. Sect. 1.1.4) sont des inclusions réfractaires dont les tailles sont comprises entre 0.1 mm et 1 cm (Charnoz et al., 2015) qui se caractérisent par une composition pauvre en éléments volatiles. Ces solides sont produits lors de processus à haute tempéra-

ture ayant lieu dans les régions internes de la nébuleuse solaire tels que la condensation, l'évaporation et la fusion partielle (Scott & Krot, 2014). Or, ces inclusions sont observées dans les météorites mélangées à des chondrules et du matériel amorphe formé à des températures plus basses par rapport aux CAIs (MacPherson et al., 2012). De plus, la mission Stardust a récemment permis l'analyse de grains provenant de la comète 81P/Wild 2 révélant des concentrations élevées en matériaux formés à haute température tels que de la forsterite et de l'enstatite (Brownlee et al., 2006). Ceci indique à nouveau qu'un mécanisme doit opérer dans les régions internes du disque afin de transporter puis de concentrer au même endroit des matériaux de différentes compositions chimiques. Nos résultats suggèrent que la photophorèse est un bon candidat pour expliquer ces observations.

Mousis et al. (2007) ont montré à travers des modèles unidimensionnels que la photophorèse résulte en une injection de minéraux "chauds" dans les régions externes du disque à plusieurs UA. Les simulations présentées dans ce chapitre montrent un transport radial des particules proches de l'étoile à ~ 0.5 UA jusqu'à des distances de plus d'1 UA, où se trouvent en théorie les corps parents des météorites (Scott & Krot, 2014). Dans Mousis et al. (2007) les minéraux "chauds" sont transportées sur des distances de plusieurs UA car les auteurs considèrent des cavités centrales plus grandes (1 et 2 UA). Le mécanisme de mouvement collectif des grains de poussière observé dans nos simulations avec une cavité de 0.1 UA est néanmoins cohérent avec ce processus de remplissage de poussière des parties externes du disque.

Cependant, la formation des solides tels que les CAIs dans le système solaire commence pendant les premières phases de la nébuleuse solaire lorsque le disque est majoritairement optiquement épais. Afin de reproduire la composition observée dans les météorites, il faut donc un mécanisme supplémentaire capable de produire une séparation chimique et une injection de matériel "chaud" dès le début de la formation du disque. Par exemple, l'éjection de particules vers l'extérieur dans le modèle de la fontaine stellaire (cf. Chap. 4) constitue un mécanisme prometteur pour expliquer la formation de CAIs dans la nébuleuse solaire.

3.6 Conclusions et perspectives

La nouveauté de cette étude est l'inclusion de la force de photophorèse dans des simulations hydrodynamiques 3D qui traitent de manière cohérente l'interaction entre le gaz et la poussière. De cette façon, on prend ici en considération la sédimentation verticale des différentes espèces de poussière qui varie en fonction de la taille et la composition chimique, aspect négligé auparavant par d'autres études. Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que les effets de la photophorèse causent une importante séparation chimique des grains dans les régions internes du disque à condition que celles-ci soient optiquement minces. Ceci cause des inhomogénéités radiales et verticales qui peuvent avoir un effet sur la composition des premiers solides dans le disque. De façon intéressante, on observe un transport de matériaux "chauds" vers les régions externes du disque, ce qui est en accord avec le scénario proposé par Mousis et al. (2007) et Moudens et al. (2011).

De plus, grâce à nos simulations, nous avons quantifié les effets de la photophorèse dans les disques de transition en 3D en mettant en évidence l'accumulation de solides.

Pour le modèle de disque considéré dans cette étude, les distances d'accumulation pour toutes les espèces de poussière considérées sont comprises entre 0.15 et 1.3 UA. Ce processus d'accumulation a lieu dans les parties optiquement minces du disque et sur des échelles temporelles de l'ordre de la centaine d'années. On trouve que les particules de silicate de 10 μm sont les plus affectées par la force de photophorèse et que les vitesses radiales moyennes sont en accord avec Duermann et al. (2013). Nos simulations démontrent également que les effets de la photophorèse dans les disques protoplanétaires conduisent à la formation de régions d'accumulation de poussière axisymétriques autour de l'étoile qui correspondent aux structures en forme d'anneau initialement proposées par Krauss & Wurm (2005). Dans ce contexte, la photophorèse est un mécanisme prometteur pour passer la barrière de dérive radiale et ouvre des perspectives intéressantes pour la formation des planétésimaux.

Il reste cependant à explorer en détail comment le mouvement radial vers l'extérieur affecte la composition chimique des grains. En effet, l'une des questions soulevées par mon travail est de savoir si les solides peuvent croître suffisamment vite dans les régions d'accumulation pour acquérir la composition chimique locale du disque. Si tel est le cas, la composition chimique devrait varier aussi avec la hauteur par rapport au plan médian. La croissance de la poussière dans les régions optiquement minces du disque en prenant en considération la force de photophorèse constitue un piste de recherche intéressante en ce sens. J'ai obtenu des résultats préliminaires considérant de la croissance pure qui montrent des régimes de croissance différents de ceux étudiés par Laibe et al. (2008) et que je compte étudier en détail dans le futur. Cette étude prendra en compte la fragmentation des grains également en prenant des vitesses de fragmentation en accord avec l'espèce chimique considérée (cf. Sect. 1.4.1). Enfin, des images synthétiques des disques obtenus permettraient de voir si le transport par photophorèse produit des structures détectables avec les moyens d'observations actuels.

Chapitre 4

Les jets magnétiques : une solution pour le transport des CAIs

*Le soleil se renouvelle chaque jour.
Il ne cesse pas d'être éternellement nouveau*
HÉRACLITE

L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre a été produit en collaboration avec Kurt Liffman lors de mon séjour au Centre for Astrophysics and Supercomputing de l'Université de Swinburne (Australie). Il s'agit de l'étude de l'évolution de la température à la surface des CAIs lors de leur éjection par le jet magnétique. J'ai contribué au développement du code et à l'étude de l'évolution thermique des CAIs pendant les premières phases de la Nébuleuse Solaire. Les modèles de jet magnétique, causé par l'accrétion de matière provenant du disque par l'étoile, sont activement étudiés depuis le début des années 90, cependant le lien entre la dynamique des jets et la composition des météorites n'est que marginalement compris. Des études préliminaires (Liffman & Toscano, 2000) ont proposé le jet magnétique comme un mécanisme capable d'éjecter des particules solides millimétriques vers les régions externes du disque. Dans ce travail, nous proposons une relation entre la trajectoire des proto-CAIs et la composition minéralogique résultante. Je montrerai qu'à travers cette approche novatrice il est possible d'expliquer de façon cohérente les propriétés observées pour les CAIs.

4.1 Propriétés et mécanismes de formation des CAIs

4.1.1 Contraintes observationnelles

Les inclusions riches en Calcium et en Aluminium, appelées communément CAIs, sont des solides de taille comprise entre le mm et le cm (Charnoz et al., 2015) de forme sphérique qu'on retrouve dans les météorites les plus primitives. Cependant, ces inclusions ne sont pas présentes dans tous les types de météorites mais essentiellement dans les chondrites carbonées. La Fig. 1.4 montre un exemple de CAIs présentant trois types de

structures bien distinctes. Des mesures de rapports isotopiques révèlent que ces inclusions constituent le matériau le plus ancien de notre système solaire connu à ce jour avec un âge de 4567.30 ± 0.16 millions d'années (Connelly et al., 2012). Un aspect particulièrement intéressant est que la formation de ces inclusions a été relativement rapide pendant les premières phases de la nébuleuse solaire, notée NS. Des études en laboratoire portant sur les séquences de condensation (cf. Fig. 4.2) estiment que la formation des CAIs a duré entre 16.000 et 40.000 ans (Jacobsen et al., 2008) et que ceux-ci se sont formés à partir de condensats sub-microniques. Les mesures de la fraction isotopique de l' ^{16}O de ces solides indiquent par ailleurs que ceux-ci se sont formés dans un gaz riche en ^{16}O avec une composition proche de celle du Soleil et à des températures d'environ 1600 K (Berg et al., 2009). Il est possible de contraindre également la pression à laquelle se sont formés ces solides en analysant la séquence de condensation dans les régions proches du proto-Soleil : MacPherson et al. (2005) et Liffman et al. (2012) trouvent que les CAIs condensent à partir de la phase gazeuse et à des pressions d'environ 10^{-4} atm. De plus, la texture granuleuse et ignée de la surface de certains CAIs (cf. Fig. 4.1) indique qu'ils ont subi une fusion partielle de la surface au moins une fois (MacPherson et al., 2012).

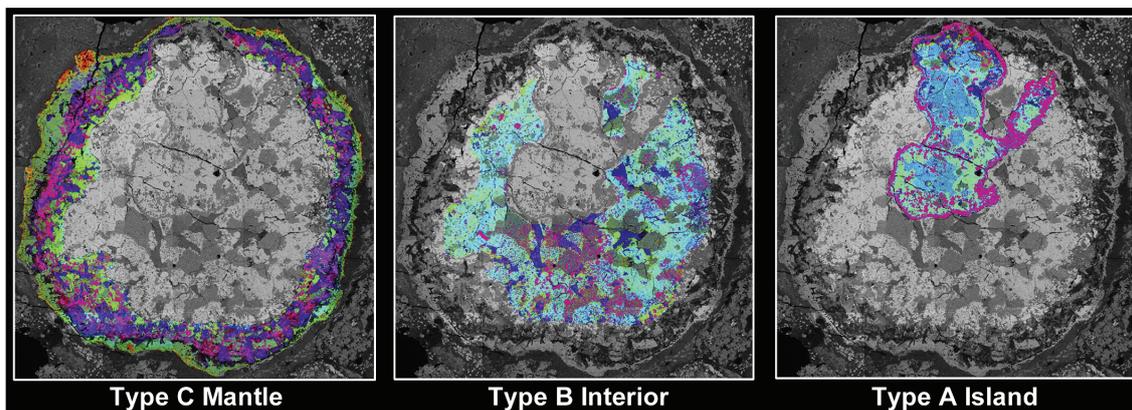


FIGURE 4.1 – Différentes structures observées dans un échantillon de Vigarano 3138 F4. Les fausses couleurs correspondent aux analyses avec rayons X qui sont superposées aux images obtenues par microscopie électronique à balayage. La melilite est en bleu-ciel, le pyroxène en vert olive, l'anorthite en bleu foncé et la spinelle en rouge. Crédits : MacPherson et al. (2012)

Le mécanisme de fusion partielle de ces CAIs dans les disques est actuellement très débattu et de nombreux scénarios ont été proposés (Hewins et al., 2011). Récemment, Ivanova et al. (2014) ont étudié deux exemples de CAIs dans des échantillons de chondrites de type CV (NWA 3118 et NWA 5950) qui ont la particularité d'avoir une forme de bol¹ certainement due à des effets aérodynamiques. Auparavant, Lorenz et al. (2012) avaient affirmé que ces formes sont en accord avec un processus de formation à partir de gouttelettes liquides en interaction avec un milieu de gaz raréfié. Dans ce contexte, Ivanova et al. (2014) ont proposé les vents stellaires afin d'obtenir les vitesses élevées requises pour les particules solides. Dans cette étude, on suivra cette idée en explorant l'évolution thermique des CAIs dans le modèle de la fontaine stellaire où le jet magnétique stellaire affecte les régions internes de la NS et expulse des particules vers l'extérieur.

1. "bowl-shaped CAIs" en anglais.

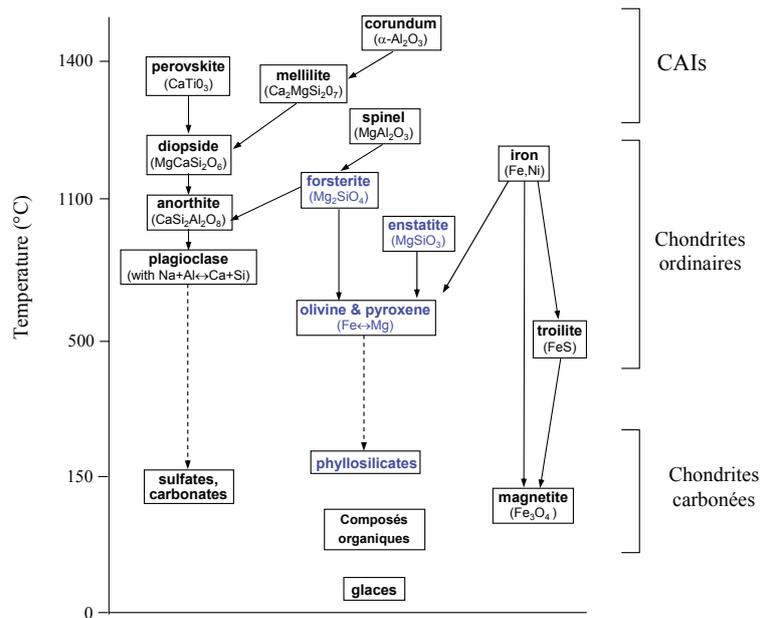


FIGURE 4.2 – Séquence de condensation dans la nébuleuse proto-solaire, à $p = 10^{-4}$ atm, d’après Grossman & Larimer (1974). Sur la droite, le type de matériau obtenu en fonction de la composition du solide.

Le modèle de formation par ondes de chocs est également un candidat robuste pour expliquer la fusion et le recuit des CAIs dans le disque. De ce fait, il a été très largement considéré dans l’étude des mécanismes de formation des solides à haute température trouvés dans les météorites. Cependant, de récentes études théoriques suggèrent que la variabilité de l’intensité des processus de chauffage et de refroidissement causés par les ondes de choc est beaucoup trop importante pour reproduire les taux caractéristiques de chauffage et de refroidissement des chondrules (Liffman, 2009; Stammer & Dullemond, 2014). Il est important de rappeler que, même si des ondes de choc ont probablement lieu dans les disques, à ce jour aucune n’a été observée directement. Quand bien même des observations montreraient l’existence de celles-ci au sein des objets stellaires jeunes, elles ne sont pas nécessairement liées au processus de fusion et de recuit du matériau rocheux en question.

La seule observation mettant en évidence la transformation de poussière en silicates cristallins, tels que la forsterite (Mg_2SiO_4), dans un disque protoplanétaire est associée à un phénomène de chauffage radiatif. Cette observation a été réalisée pendant la phase d’éruption stellaire de EX Lupi par Ábrahám et al. (2009). En effet, les auteurs n’ont pas trouvé de trace observationnelle permettant d’associer le déplacement des minéraux “chauds” vers l’extérieur avec la propagation d’une onde de choc. Des observations postérieures (Juhász et al., 2012) ont permis d’estimer la vitesse radiale des grains de forsterite à des valeurs proches de 40 km s^{-1} . Les observations suggèrent que ces solides, récemment formés, ont un mouvement radial vers l’extérieur sur la surface du disque.

Ce manque de preuves observationnelles couplé aux prédictions théoriques négatives est à considérer sérieusement car il pourrait bien signifier que les ondes de choc, en dépit de leur popularité, ne soient pas liées à la production de CAIs. Ici on décide d’adopter la

démarche inverse en développant une théorie pour la formation de CAIs qui soit directement basée sur les observations de systèmes protoplanétaires. Dans le cas de cette étude, on prendra le système EX Lupi comme le cas de référence.

4.1.2 Scénario proposé pour la formation des CAIs

Dans le modèle de la fontaine stellaire présenté dans ce chapitre, les CAIs sont éjectés depuis le voisinage du bord interne de la NS où les températures sont suffisamment élevées pour que la particule subisse une transition de phase et devienne liquide. Elle perd alors une partie de sa masse par évaporation et se refroidit ensuite lors de son éloignement de la proto-étoile. La Fig. 4.3 montre un schéma illustrant le scénario de formation de CAIs proposé dans ce chapitre. L'éjection de particules depuis les parties internes de la NS peut être causée par un jet magnétique comme ceux observés par Poteet et al. (2011) avec le télescope spatial Spitzer et étudiés théoriquement par de nombreux auteurs (Liffman & Brown, 1995; Shu et al., 1996; Bans & Königl, 2012). Lors des épisodes d'accrétion de gaz et de poussière par l'étoile, les effets du champ magnétique stellaire sur le disque causent une éjection de matière depuis les environs de la proto-étoile.

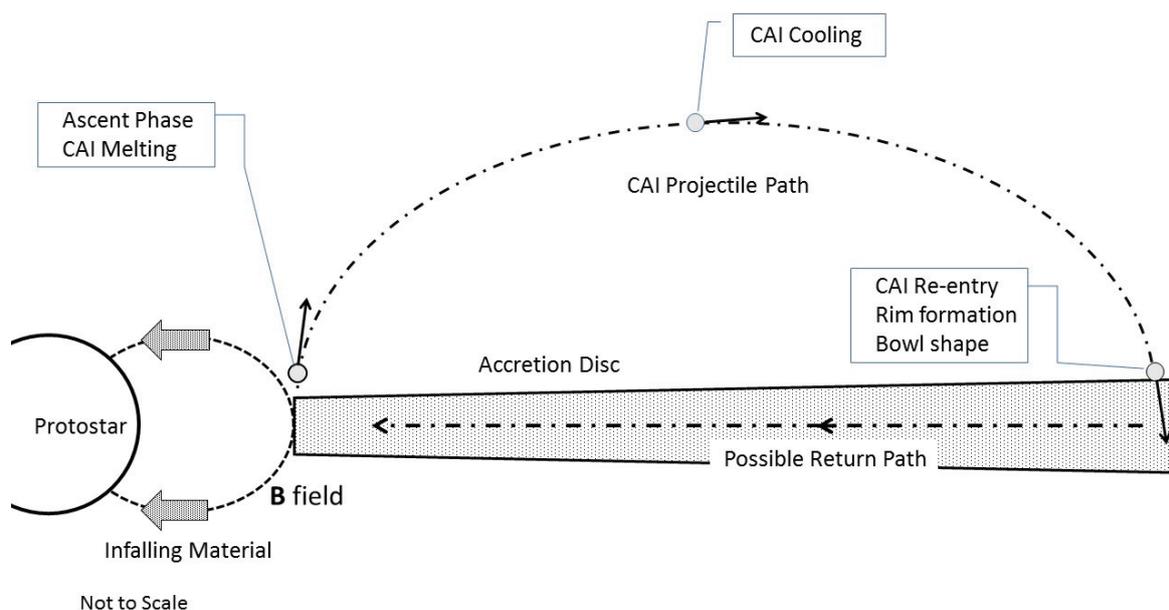


FIGURE 4.3 – Représentation schématique du mécanisme de formation de CAIs dans le modèle de la fontaine stellaire.

Les observations indiquent que l'accrétion de gaz du disque par la proto-étoile se fait en suivant la magnétosphère stellaire. Grâce à des mécanismes partiellement compris, le gaz des parties internes quitte le plan médian du disque et, à cause des lignes de champs qui traversent le disque, finit par être accrété par l'étoile. Une fraction importante de ce gaz est ionisée et par conséquent couplée et guidée par le champ magnétique stellaire. Cependant, puisque les particules de poussière ont un rapport charge/masse plus petit que celui du gaz, celles-ci peuvent se découpler du gaz et éviter l'accrétion.

Lorsque le gaz s'éloigne du plan médian du disque, la composante radiale du champ de gravitation diminue et devient inférieure à la valeur requise pour que la force centripète maintienne la particule en mouvement avec le gaz. Par conséquent, lorsque les particules se découplent du flux de gaz, elles sont éjectées ballistiquement vers les régions externes de la NS. On discutera ce phénomène en détail dans la Sect. 4.2.4. Étant donné que les CAIs sont principalement éjectés à des vitesses inférieures à la vitesse d'échappement du système ils entrent à nouveau dans la NS à des distances radiales qui dépendent des paramètres du modèle. Ainsi, lorsqu'ils atteignent la surface du disque et sentent la friction du gaz, les CAIs subissent un chauffage extrême qui, pour des densités de gaz et des vitesses suffisamment élevées, provoque la fusion partielle de leur surface et par conséquent une altération minéralogique.

On suggère dans cette étude que cet épisode de chauffage extrême lors de l'entrée dans le disque est la raison qui explique les bords de Wark-Lovering² (WLRs) observés autour des CAIs. Ces bords sont composés d'une série de fines couches mono ou bi-minérales de hibonite, perovskite, spinelle, melilite, anorthite, pyroxène et olivine, où l'épaisseur total de la couche est comprise entre 10 et 100 microns (Wark & Lovering, 1977). Les compositions chimiques de ces minéraux sont données dans la Table 4.1.

Minéral	Composition chimique
Hibonite	$(\text{Ca}, \text{Ce})(\text{Al}, \text{Ti}, \text{Mg})_{12}\text{O}_{19}$
Perovskite	CaTiO_3
Spinelle	MgAl_2O_4
Melilite	$(\text{Ca}, \text{Na})_2(\text{Al}, \text{Mg}, \text{Fe}^{2+})[(\text{Al}, \text{Si})\text{SiO}_7]$
Anorthite	$\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$
Olivine	$(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$

TABLE 4.1 – Composition chimique des minéraux observés dans les WLRs.

Dans ce modèle de formation, les CAIs résultent de la condensation du gaz et de la poussière dans les régions optiquement épaisses du disque et dérivent ensuite vers la proto-étoile comme dans le scénario proposé par Liffman et al. (2012). Une fois les CAIs formés, l'accrétion de gaz et de poussière due aux effets de la magnétosphère stellaire sur le disque entraîne les proto-CAIs au dessus du plan médian du disque. Lorsque ceux-ci se découplent du gaz, il ne sentent plus que la gravité de l'étoile (car on néglige la gravité du disque) et subissent alors une accélération radiale dirigée vers l'extérieur. Le mouvement de ces particules se fait au dessus du disque. Dans cette configuration, les proto-CAIs sont alors exposés aux champs de rayonnement de l'étoile et du disque.

Lorsque les particules se découplent des flux d'accrétion (voir Fig. 4.3) elles sont à des températures suffisamment élevées pour être sous forme de solides partiellement, voire complètement, fondus. Ces solides dont la surface est à l'état liquide, qu'on appellera proto-CAIs, se refroidissent pendant leur éloignement par rapport à l'étoile et deviennent à nouveau des solides avant de rentrer dans le disque à des temps ultérieurs. La structure minéralogique qui en résulte dépend fortement du taux de refroidissement et impose des

2. Wark-Lovering Rims en anglais.

contraintes sur les paramètres du modèle qu'on détaillera dans la suite.

4.2 Modèle de la fontaine stellaire

Afin de comprendre la structure des régions internes de la NS et la durée typique de formation des CAIs, il est utile de calculer quelques échelles caractéristiques du système en fonction des propriétés de la NS et de la proto-étoile.

4.2.1 Échelles de longueur caractéristiques

La Fig. 4.4 montre une représentation schématique de la NS avec les paramètres qui interviennent dans ce modèle. Toutes les distances radiales sont données en prenant l'origine du repère au centre de l'étoile. Soit R_t la distance radiale à laquelle la magnétosphère stellaire tronque le disque d'accrétion, appelé rayon de troncature, et dont l'expression en fonction du taux d'accrétion et des paramètres stellaires est donnée par Ghosh & Lamb (1978) comme suit :

$$R_t \approx \left(\frac{4\pi}{\mu_0} \frac{B_*^2 R_*^6}{\dot{M}_a \sqrt{GM_*}} \right)^{2/7} = 0.067 \text{ UA} \left(\frac{(B_*(R_*)/0.1 T)^2 (R_*/2R_\odot)^6}{(\dot{M}_a/10^{-8} M_\odot \text{ an}^{-1}) (M_*/M_\odot)^{1/2}} \right)^{2/7}, \quad (4.1)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, B_* l'intensité du champ magnétique, R_* le rayon stellaire, \dot{M}_a le taux d'accrétion stellaire, G la constante de gravitation universelle et M_* la masse stellaire. Dans cette étude on considère un taux d'accrétion sur l'étoile en loi de puissance donné par :

$$\dot{M}_a(t) \approx \dot{M}_a(t_0) \left(\frac{t}{t_0} \right)^{-\eta}, \quad (4.2)$$

avec $t > 10^4$ ans, $t_0 = 10^6$ ans, $\eta = 1.5$ et $\dot{M}_a(t_0) = 4 \times 10^{-8} M_\odot \text{ an}^{-1}$ (Hartmann, 1998). Le taux d'accrétion en fonction du temps est représenté dans la Fig. 4.5.

Le rayon de co-rotation R_{co} est la distance radiale pour laquelle la fréquence angulaire keplérienne du disque d'accrétion Ω_K est égale à la fréquence angulaire de rotation de l'étoile Ω_* . Si on prend un profil de rotation keplérien pour le disque, on a alors :

$$\Omega_K = \left(\frac{GM_*}{R^3} \right)^{1/2} = 1.78 \times 10^{-5} \text{ Hz} \left(\frac{(M_*/M_\odot)}{(R/0.05 \text{ AU})^3} \right)^{1/2}, \quad (4.3)$$

et

$$R_{\text{co}} = \left(\frac{GM_*}{\Omega_*^2} \right)^{1/3} = 0.078 \text{ UA} \left(\left(\frac{M_*}{M_\odot} \right) \left(\frac{P_*}{8 \text{ jours}} \right)^2 \right)^{1/3}. \quad (4.4)$$

Pour les calculs de ce chapitre, on suppose que $R_t = R_{\text{co}}$ et que les particules sont éjectées au niveau du rayon de troncature R_t de la NS.

Une autre échelle de longueur extrêmement importante est le rayon de sublimation R_d qui correspond à la distance à l'étoile pour laquelle la température est égale à la température de sublimation des grains. Pour cette étude, on prendra la valeur pour les poussières de silicate qui est d'environ 1500 K. Ainsi, les températures atteintes au niveau

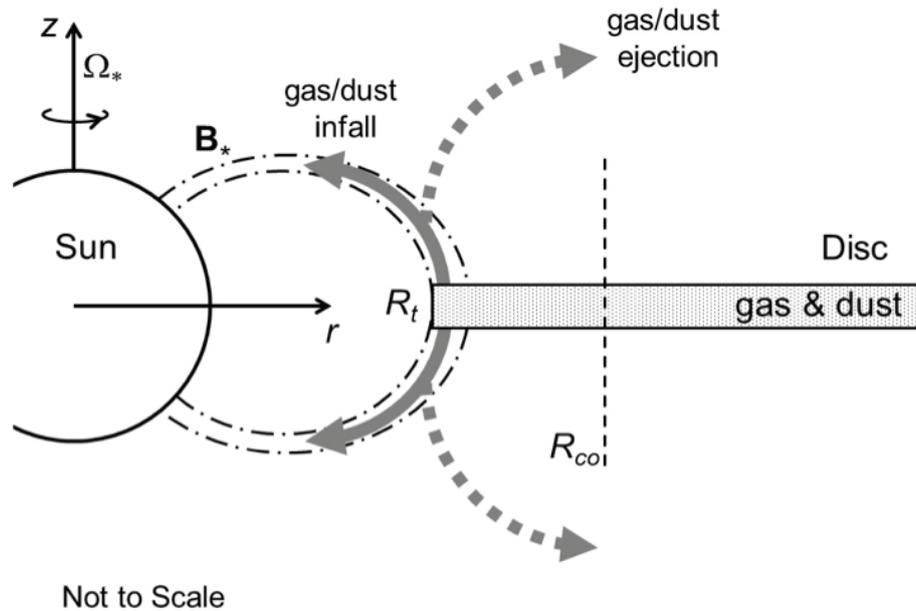


FIGURE 4.4 – Structure des régions internes de la NS : on prend le rayon de troncature égal au rayon de sublimation des poussières $R_t = R_d$, R_* est le rayon de la proto-étoile, R_{co} le rayon de co-rotation, h l'échelle isotherme de pression, B_* le champ magnétique de dipole de la magnétosphère et Ω_* la fréquence angulaire de rotation de l'étoile. On représente ici le cas où $R_t < R_{co}$.

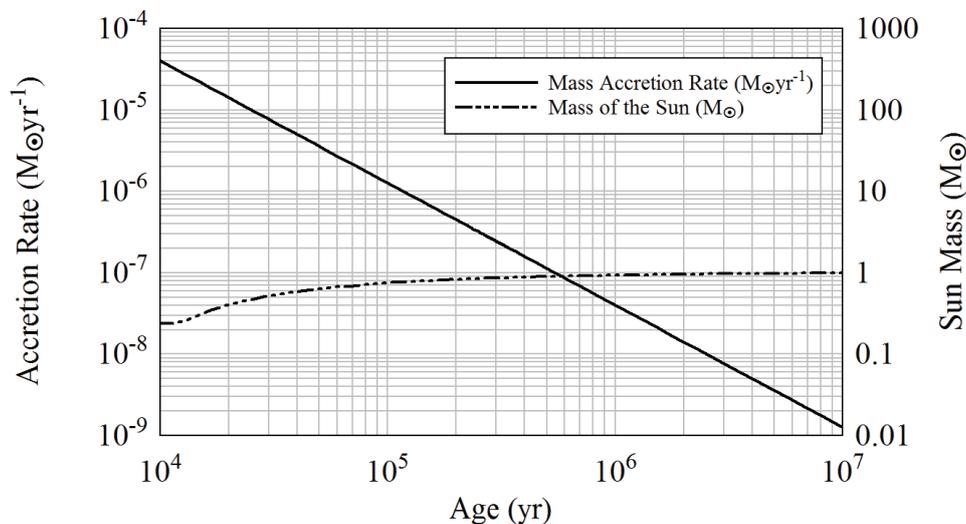


FIGURE 4.5 – Taux d'accrétion de matière de la NS dans le proto-Soleil et masse du proto-Soleil en fonction du temps.

du rayon de troncature sont légèrement au dessus de cette température ce qui nous permet de les considérer comme des gouttelettes en première approximation. Espaillat et al. (2010) donnent l'expression de la distance R_d qui correspond à une température du grain donnée T_d en fonction des luminosités stellaire L_* et d'accrétion L_a comme suit :

$$R_d \approx \sqrt{\frac{3(L_* + L_a)}{16\pi\sigma_{SB}T_d^4}} \approx 0.06 \text{ UA} \sqrt{\frac{(L_* + L_a)/L_\odot}{(T_d/1500 \text{ K})^4}}, \quad (4.5)$$

où σ_{SB} est la constante de Stefan-Boltzmann. Leur calcul tient compte de l'opacité des régions internes en utilisant des fonctions d'opacité tabulées. L'expression de L_a s'écrit :

$$L_a = \frac{GM_*\dot{M}_a}{R_*} \left(1 - \frac{R_*}{2R_t}\right) . \quad (4.6)$$

Il est important de noter que la luminosité d'accrétion du proto-Soleil est plus grande

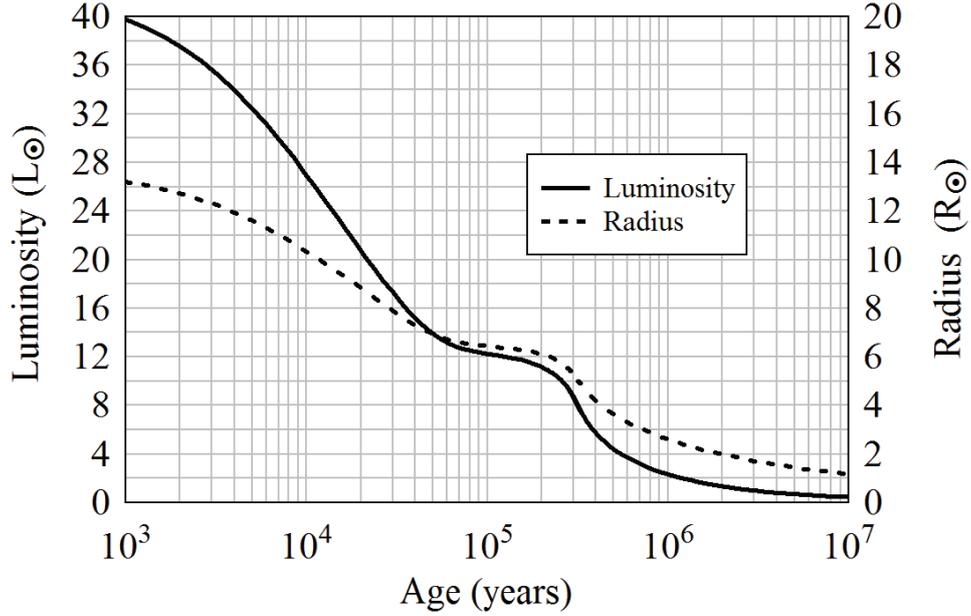


FIGURE 4.6 – Luminosité L_* et rayon du Soleil ($X = 0.703$, $Y = 0.277$, $Z = 0.020$) pendant les 10 premiers millions d'années d'après Siess et al. (2000).

que la luminosité solaire de référence. En effet, pendant l'époque de formation des CAIs, la luminosité du Soleil L_* était sensiblement supérieure à la valeur actuelle. La Fig. 4.6 illustre ceci en montrant l'évolution du rayon et de la luminosité du Soleil pendant les 10 premières millions d'années. On peut écrire L_a comme suit :

$$L_a = 3.1 L_\odot \frac{(M_*/M_\odot) (\dot{M}_a/10^{-6} M_\odot \text{an}^{-1})}{R_*/10 R_\odot} \left(1 - \frac{R_*}{2R_t}\right) . \quad (4.7)$$

Enfin, la dernière échelle de longueur qui intervient dans ce modèle est l'échelle de hauteur isothermique du disque définie ici comme suit :

$$h(r) = \sqrt{\frac{2r^3 k_B T_D}{GM_* \bar{m}}} = 0.0013 \text{ UA} \sqrt{\frac{(r/0.05 \text{ UA})^3 (T_d/1500 \text{ K})}{(M_*/M_\odot) (\bar{m}/m_{\text{H}_2})}} , \quad (4.8)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T_d la température au niveau de R_t , r la distance radiale à l'étoile en coordonnées cylindriques et \bar{m} la masse moléculaire moyenne du gaz.

4.2.2 Échelles de temps caractéristiques

Il est important de déterminer le stade évolutif de la NS pendant lequel se sont formés les CAIs car ceci permet déterminer la luminosité et le rayon du proto-Soleil. Tout modèle cohérent de formation de CAIs doit également être en mesure d'estimer l'échelle temporelle pendant laquelle les CAIs sont produits. Ceci peut être fait dans le cadre de ce modèle en considérant que les CAIs se forment lors de l'accrétion de gaz et de poussière par l'étoile. En particulier, ce modèle nous permet d'estimer l'échelle temporelle pendant laquelle la pression était comprise entre 10^{-5} et 10^{-3} atm, valeurs canoniques pour une production optimale de CAIs, dans les régions considérées de la NS.

Le flux de gaz et de poussière qui est accrété par l'étoile suit les lignes de champ de l'étoile, modélisée par un dipôle, avec une vitesse initiale v_a dans la direction verticale (Oz). Ce flux s'écoule le long d'un tube, supposée axisymétrique, de diamètre initial Δ . Les valeurs de v_a et Δ sont très peu contraintes car elles dépendent fortement de la géométrie et de l'intensité du champ magnétique qui traverse le disque. Cet aspect est actuellement très débattu dans la communauté scientifique. Afin d'obtenir quelques valeurs caractéristiques du système, on adopte pour Δ la valeur standard de couche limite (Frank et al., 2002) où la magnétosphère stellaire à R_t est considérée comme un objet solide en rotation :

$$\Delta \approx \frac{h(R_t)^2}{R_t} = 2 \times 10^{-5} \text{ UA} \frac{(h/0.001 \text{ UA})^2}{(R_t/0.05 \text{ UA})} . \quad (4.9)$$

Cette définition implique que $\Delta \ll h(R_t)$. Cependant, Campbell (2010) suggère que $\Delta \sim h(R_t)$. Ainsi, en prenant l'Eq. (4.9), il se peut qu'on sous-estime l'épaisseur du tube d'accrétion et sur-estime la densité du gaz accrété ρ_a .

La conservation de la masse implique la relation suivante :

$$\frac{\dot{M}_a}{2} = 2\pi R_t \Delta \rho_a v_a . \quad (4.10)$$

Ainsi, en combinant les Eqs. (4.9) et (4.10), on obtient :

$$\rho_a = \frac{\dot{M}_a}{4\pi h(R_t)^2 v_a} . \quad (4.11)$$

La vitesse initiale d'accrétion v_a dans la direction verticale est un paramètre libre de ce modèle qu'on prendra entre 1 et 10 km s⁻¹. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les vitesses suggérées par Juhász et al. (2012) pour les grains de forsterite dans le système EX Lupi.

Pour obtenir la pression du gaz il faut d'abord calculer la température du gaz qui subit l'accrétion stellaire. Étant donné que les particules se forment à partir de la condensation du gaz, on suppose ici que la température du gaz est approximativement égale à la température des particules. D'après l'Eq. (4.5) et en introduisant des coefficients d'absorption ϵ_a et d'émission ϵ_e , la température de la particule T_p au niveau du bord interne de la NS est égale à :

$$T_p = \left(\frac{3(L_* + L_a)\epsilon_a}{16\pi R_t^2 \sigma_{\text{SB}} \epsilon_e} \right)^{1/4} = 1645 \text{ K} \left(\frac{((L_* + L_a)/L_\odot)\epsilon_a}{(R_t/0.05 \text{ UA})\epsilon_e} \right) . \quad (4.12)$$

Dans cette étude on suppose que $\epsilon_a = \epsilon_e$. De plus, la Fig. 4.6 donne les valeurs de la luminosité et du rayon du Soleil pendant les 10 premiers millions d'années (Siess et al., 2000). On peut alors calculer la température au cours du temps pour différentes valeurs du champ magnétique (cf. Fig. 4.7). On remarque qu'entre 10^4 et 10^6 ans la température des particules est proche de la température de formation des CAIs, comprise entre 1400 et 1600 K environ d'après Berg et al. (2009). On rappelle que pour le calcul de la position du bord interne du disque donné par l'Eq. (4.1) on a utilisé le taux d'accrétion de l'Eq. (4.2), une période de rotation pour le Soleil égale à 8 jours et une intensité de champ magnétique stellaire comprise entre 0.1 et 0.3 T (Güdel, 2007).

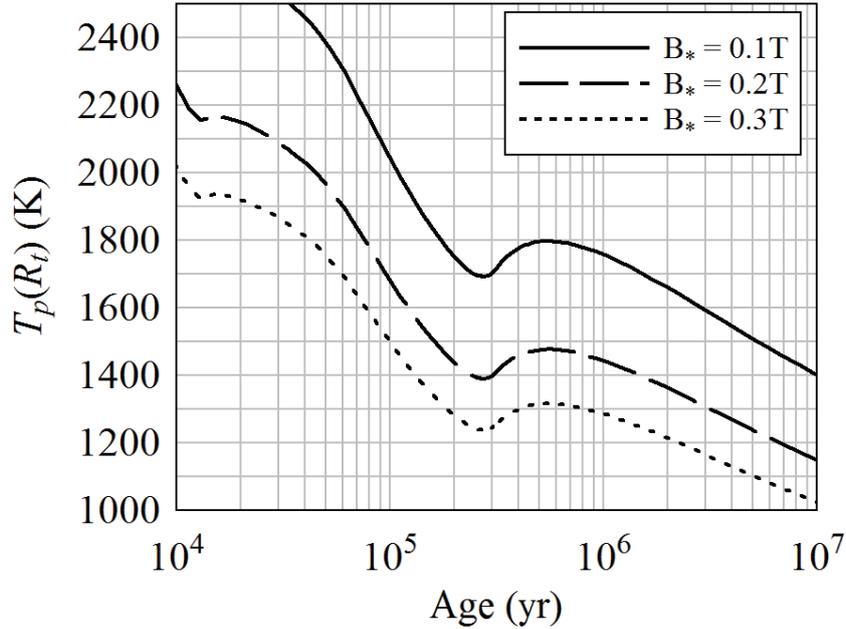


FIGURE 4.7 – Température de la particule solide au niveau de R_t en fonction du temps pour différentes valeurs du champ magnétique stellaire.

En combinant les Eqs. (4.11) and (4.12), on obtient une expression approchée de la pression du gaz (considéré parfait) qui est en train d'être accrété au niveau du bord interne du disque :

$$P_a = \frac{k_B \rho_a T_p}{\bar{m}_g} \approx \frac{k_B \dot{M}_a (3(L_* + L_a) \epsilon_a)^{1/4}}{4\pi h (R_t)^2 v_a \bar{m}_g (16\pi R_t^2 \sigma_{SB} \epsilon_e)^{1/4}} . \quad (4.13)$$

La Fig. 4.8 montre l'évolution de la pression au cours de temps pour différentes valeurs de l'intensité du champ magnétique stellaire B_* et de la vitesse d'éjection initiale v_a . On remarque qu'entre 40.000 et 3.000.000 ans les conditions de pression ($\sim 10^{-4}$ atm) et de température nécessaires à la formation de CAIs sont vérifiées pour un large ensemble de valeurs B_* et v_a . Les conditions nécessaires pour la formation de CAIs (Berg et al., 2009; Blander et al., 1980) sont donc atteintes à un moment donné de l'évolution du disque dans les flux d'accrétion qu'il y a entre la NS et le proto-Soleil.

4.2.3 Équations du mouvement des CAIs

Dans ce modèle, les proto-CAIs sont initialement proches du rayon de troncature du disque sur des orbites circulaires avec une vitesse képlérienne. Comme expliqué précé-

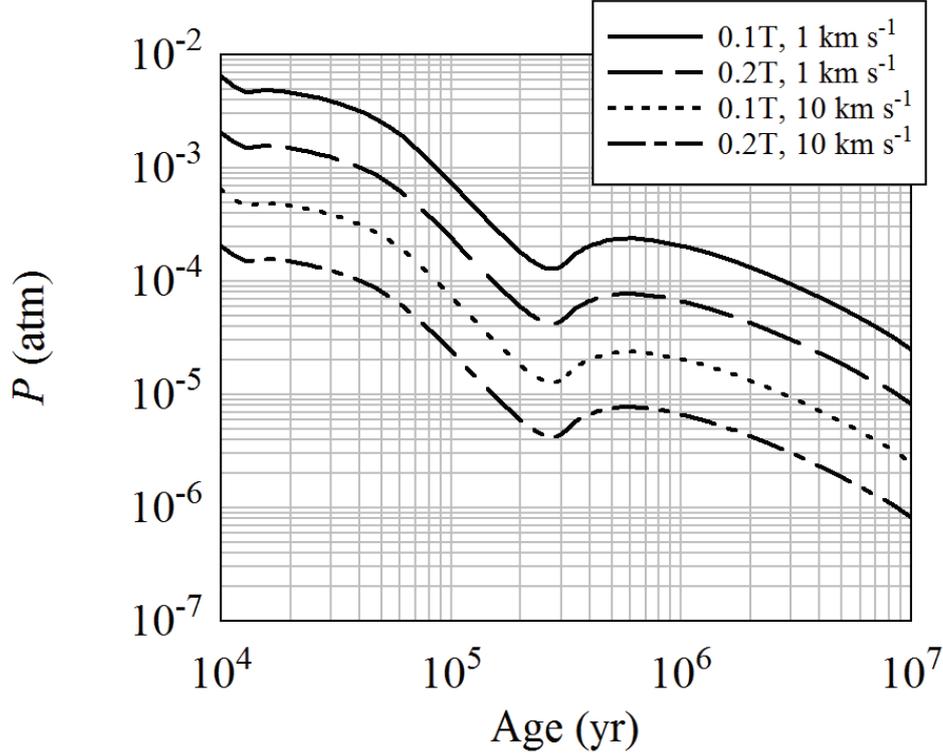


FIGURE 4.8 – Évolution de la pression du gaz P_a au niveau du bord interne du disque de la NS lorsqu'il est en train d'être accrété par la proto-étoile.

demment, le mécanisme d'accrétion interne couplé au jet magnétique se traduit par une éjection de particules suivant l'axe (Oz), c'est-à-dire perpendiculairement au plan médian du disque. On suppose que la vitesse initiale des particules est égale à celle du gaz. De plus, on ne tient pas compte des effets gravitationnels du disque car ils sont négligeables en comparaison avec ceux de la proto-étoile. On définit $v_{pg} = |\vec{v}_p - \vec{v}_g|$ où v_g et v_p sont les vitesses du gaz et de la particule respectivement. On obtient alors les équations du mouvement pour une particule en coordonnées cylindriques (r, ϕ, z) :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_p \ddot{r}_p = m_p r_p \dot{\phi}_p^2 - \frac{GM_* m_p r_p}{(r_p^2 + z_p^2)^{3/2}} - \frac{C_D}{2} \rho_g \pi s_p^2 v_{pg}^2 \hat{v}_{pg} \cdot \hat{r} , \\ m_p (r_p \ddot{\phi}_p + 2\dot{r}_p \dot{\phi}_p) = -\frac{C_D}{2} \rho_g \pi s_p^2 v_{pg}^2 \hat{v}_{pg} \cdot \hat{\phi} , \\ m_p \ddot{z}_p = \frac{GM_* m_p z_p}{(r_p^2 + z_p^2)^{3/2}} - \frac{C_D}{2} \rho_g \pi s_p^2 v_{pg}^2 \hat{v}_{pg} \cdot \hat{z} , \end{array} \right. \quad (4.14)$$

où r_p , ϕ_p et z_p sont les coordonnées cylindriques du CAI, ρ_g la densité de gaz moyenne et C_D le coefficient de traînée (cf. Sect. 1.3.1). Les symboles avec un symbole circonflexe sont des vecteurs unités. Il est important de rappeler que le champ magnétique n'agit que sur le gaz et qu'il n'apparaît donc pas explicitement dans les Eqs. (4.14). Cependant, étant donné que les CAIs subissent les effets de friction du gaz, le champ magnétique affecte aussi la dynamique des ces solides. Ainsi, lorsque les particules de gaz entrent dans le flux d'accrétion elles entraînent avec elles des CAIs qui quittent alors le plan médian et acquièrent une accélération verticale. Initialement, les CAIs du plan médian sont fortement couplés au gaz car la densité de gaz est importante (cf. Eq. (1.26)) mais lors de leur entrée

dans le flux d'accrétion ce couplage varie le long de la trajectoire. Ces solides ont alors une probabilité non nulle de se découpler du gaz, estimée à environ 10% (Hartigan et al., 1994, 1995). Le détail de ce mécanisme est complexe et reste marginalement compris. Par simplicité, nous ferons ici l'hypothèse que ce découplage a effectivement lieu et étudierons la trajectoire des CAIs lors du découplage du flux d'accrétion. Si on suppose les particules sphériques, la masse m_p pour une particule donnée s'écrit alors :

$$m_p \approx \frac{4}{3}\pi s_p^3 \rho_p , \quad (4.15)$$

où s_p est le rayon moyen du CAI et ρ_p la densité de masse moyenne du CAI. La vitesse azimutale du gaz est égale à $v_{g\phi} = r\Omega_*$ étant donné qu'on suppose que le flux d'accrétion du gaz commence au niveau du rayon de troncature du disque et que le gaz à cet endroit est couplé avec la magnétosphère stellaire.

Le coefficient de traînée C_D , donné par Hayes & Probstein (1959), s'écrit de la façon suivante :

$$C_D(S) = \frac{2}{3S} \sqrt{\frac{\pi T_p}{T_g}} + \frac{2S^2 + 1}{\sqrt{\pi} S^3} \exp(-S^2) + \frac{4S^4 + 4S^2 - 1}{2S^4} \operatorname{erf}(S) , \quad (4.16)$$

où T_p est la température du CAI, erf la fonction erreur et S le nombre de Mach défini comme $S = |v_p - v_g|/v_T$ avec la vitesse thermique du gaz donnée par $v_T = \sqrt{2k_B T_g / \bar{m}}$. Ce coefficient de traînée s'applique au régime de flux moléculaire pour lequel le libre parcours moyen des particules de gaz entre deux collisions est plus grand que le diamètre du CAI et a une expression différente de celui de la Sect. 1.3.1 car les particules se déplacent ici à des vitesses supersoniques. Liffman (1992) démontre que, pour des conditions à très basse pression, le régime de flux moléculaire est une bonne approximation pour calculer l'interaction entre les particules de gaz et la particule.

4.2.4 Mouvement radial des particules

Au premier abord, il peut sembler contre-intuitif que des particules solides couplées aux flux d'accrétion dans l'étoile soient expulsées vers l'extérieur. Afin de comprendre ceci, considérons une particule qui se trouve à une hauteur suffisante du plan médian pour que les effets de friction du gaz soient négligeables. L'Eq. (4.14) sur ϕ se simplifie alors et on obtient :

$$r_p \ddot{\phi} + 2\dot{r}_p \dot{\phi} = 0 . \quad (4.17)$$

La solution de cette équation s'écrit :

$$r_p^2 \dot{\phi} = \text{constante} = l , \quad (4.18)$$

où l est le moment cinétique du CAI qui reste constant puisqu'aucun couple n'est exercé sur la particule. On a alors :

$$v_{p\phi} = r_p \dot{\phi} = \frac{r_0^2 \dot{\phi}_0}{r_p} = \frac{l_0}{r_p} . \quad (4.19)$$

Dans le cas de cette étude on prendra $r_0 = R_t$ et $\dot{\phi}_0 = \Omega_*$. En effet, même si le CAI a initialement une vitesse angulaire képlérienne, la friction aérodynamique avec le gaz lui fait

subir une accélération telle qu'il acquiert la même vitesse angulaire que la magnétosphère stellaire.

On peut également calculer le mouvement radial du CAI de façon approximative en considérant l'Eq. (4.14) sans le terme de friction du gaz :

$$\ddot{r}_p = v_{pr} \frac{dv_{pr}}{dr} = r_p \dot{\phi}_p^2 - \frac{GM_* r_p}{(r_p^2 + z_p^2)^{3/2}} = \frac{l_0^2}{r_p^3} - \frac{GM_* r_p}{(r_p^2 + z_p^2)^{3/2}} . \quad (4.20)$$

Si on considère par exemple une particule qui subit une accélération verticale très importante ($z \rightarrow \infty$), et on a alors :

$$\ddot{r}_p \approx \frac{l_0^2}{r_p^3} > 0 . \quad (4.21)$$

Ceci veut dire que la particule est accélérée dans la direction radiale et sa vitesse est alors égale à :

$$v_{pr} \approx l_0 \sqrt{\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r_p^2}} . \quad (4.22)$$

Dans ce cas, la vitesse radiale de la particule augmente en s'éloignant de l'étoile et on a que $v_{pr} \rightarrow l_0/r_0$ lorsque $r_p \rightarrow \infty$. Cependant, l'approximation $z \rightarrow \infty$ est beaucoup trop drastique et donc irréaliste. Si on prend un CAI accéléré verticalement pour lequel $z \ll r$, on a alors que l'Eq. (4.20) s'écrit :

$$\ddot{r}_p = \frac{l_0^2}{r_p^3} - \frac{GM_*}{r_p^2} . \quad (4.23)$$

La particule a un mouvement radial vers l'extérieur à condition que $l_0^2 > GM_* r_p$, ce qui sera toujours vérifié pour les vitesses verticales considérées dans cette étude. Dans ce cas, l'Eq. (4.23) donne :

$$v_{pr} = \sqrt{r_0^2 \dot{\phi}_0^2 \left(1 - \left(\frac{r_0}{r_p}\right)^2\right) - \frac{2GM_*}{r_0} \left(1 - \frac{r_0}{r_p}\right)} . \quad (4.24)$$

Si $r_p \rightarrow \infty$, alors :

$$v_{pr} \rightarrow \sqrt{r_0^2 \dot{\phi}_0^2 - \frac{2GM_*}{r_0}} = \sqrt{\frac{l_0^2}{r_0^2} - \frac{2GM_*}{r_0}} . \quad (4.25)$$

On a alors qu'en augmentant la vitesse d'éjection verticale de la particule, la vitesse radiale augmente également. Ceci signifie que le CAI s'éloigne plus rapidement de l'étoile et atteint des distances radiales plus grandes. Physiquement, ceci est dû au fait que la particule se déplace verticalement (axe z), ce qui augmente sa distance à l'étoile, tout en conservant son moment cinétique initial. La particule a donc un excès de moment cinétique à cette orbite et elle se déplace vers l'extérieur en décrivant une spirale dans le plan (xy).

4.3 Calcul de la température à la surface des CAIs

4.3.1 Taux de refroidissement et température d'équilibre

Pour calculer la température du proto-CAI, on suppose qu'il reçoit directement le rayonnement stellaire lorsqu'il se trouve au dessus du disque et que l'équilibre thermique est très rapide par rapport au mouvement de la particule. On a par conséquent :

$$\begin{aligned} T_p &\approx \left(\frac{(L_* + L_a)\epsilon_a}{16\pi(r^2 + z^2)\sigma_{\text{SB}}\epsilon_e} \right)^{1/4} \\ &= 1250 \text{ K} \left(\frac{((L_* + L_a)/L_\odot)\epsilon_a}{(\sqrt{r^2 + z^2}/0.05 \text{ UA})^2 \epsilon_e} \right)^{1/4}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Ceci est une approximation de la température car la géométrie du disque et l'émission de rayonnement du disque jouent aussi un rôle dans le chauffage et le refroidissement de la particule qui sont discutés en détail dans Liffman et al. (2012). Dans cette étude, on simplifie cette analyse en considérant que la particule reçoit le rayonnement stellaire directement jusqu'à ce qu'elle rentre à nouveau dans le disque.

En s'éloignant de la proto-étoile, les proto-CAIs se refroidissent à un taux qui peut être estimé en dérivant l'Eq. (B.4) par rapport au temps :

$$\begin{aligned} \frac{dT_p}{dt} &\approx -\frac{1}{2} \left(\frac{(L_* + L_a)\epsilon_a}{16\pi\sigma_{\text{SB}}\epsilon_e} \right)^{1/4} \dot{R} R^{-3/2} \\ &= -10.6 \text{ K hr}^{-1} \left(\frac{\epsilon_a}{\epsilon_e} \right)^{1/4} \left(\frac{L_* + L_a}{L_\odot} \right)^{1/4} \frac{(\dot{R}/50 \text{ km s}^{-1})}{(R/0.1 \text{ UA})^{3/2}}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

où $R = \sqrt{r^2 + z^2}$. Ce taux de refroidissement, noté τ_f , est en accord avec ceux que Stolper & Paque (1986) trouvent pour les CAIs de type B qui sont compris entre 0.5 et 50 K hr^{-1} . Dans l'expression précédente, on a effectué une normalisation de la vitesse radiale en utilisant la valeur observée pour les grains de forsterite expulsés dans le système EX Lupi qui est de l'ordre de 50 km s^{-1} (Juhász et al., 2012).

Lorsque les CAIs rentrent à nouveau dans le disque, ils le font à une vitesse supersonique et subissent alors un chauffage très important dû à la friction du gaz. Pour le cas du régime de flux moléculaire, la variation de température pour le CAI causée par l'interaction avec un milieu dilué de gaz est donnée par l'équation du bilan d'énergie suivante (Sedov, 1969; Gombosi et al., 1986; Combi et al., 1997) :

$$\frac{4}{3}\pi\rho_d s_p^3 C_p \frac{dT_p}{dt} \approx 4\pi s_p^2 \rho_g v_{\text{pg}} (T_r - T_p) C_H, \quad (4.28)$$

où C_p est la chaleur spécifique du CAI et C_H le coefficient de transfert thermique donné par :

$$C_H = \frac{(\gamma + 1)k_B}{8(\gamma - 1)\bar{m}S^2} \left[\frac{S \exp(-S^2)}{\sqrt{\pi}} + \left(S^2 + \frac{1}{2} \right) \text{erf}(S) \right], \quad (4.29)$$

où γ est l'indice adiabatique du gaz. On appelle T_r la température de rétablissement adiabatique dont l'expression s'écrit :

$$T_r = \frac{T_g}{\gamma + 1} \left[2\gamma + 2(\gamma - 1)S^2 - \frac{\gamma - 1}{\frac{1}{2} + S^2 + \frac{S \exp(-S^2)}{\sqrt{\pi} \text{erf}(S)}} \right] \quad (4.30)$$

où T_g est la température du gaz. La température d'équilibre lorsque la particule rentre dans le disque et subit les effets de chauffage par friction (calculée dans l'Annexe B) est donnée par :

$$T_p \approx \left(\frac{\rho_g v_{pg}^3}{8\sigma_{SB}\epsilon_e} \right)^{1/4} = 1938 \text{ K} \left(\left(\frac{\rho_g}{10^{-7} \text{ kg m}^{-3}} \right) \left(\frac{v_{pg}}{40 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \right)^{1/4} \quad (4.31)$$

Ainsi, lors de cet épisode de chauffage intense la surface du CAI atteint des températures proches de la température de fusion ce qui pourrait expliquer les WLRs observés autour des CAIs. Notons de plus que la fusion partielle de la surface du CAI qui se déplace à très grande vitesse dans le gaz peut aussi expliquer la forme aérodynamique de certains CAIs. Ce dernier aspect doit cependant faire l'objet d'une étude plus approfondie pour évaluer si ce mécanisme est capable ou non de déformer suffisamment les CAIs lors de leur entrée dans le disque.

4.3.2 Méthode de résolution des équations

Afin de calculer les variations de température des CAIs lorsque ceux-ci voyagent au-dessus du disque vers ses parties externes, on simule l'éjection et l'entrée ultérieure dans le disque pour un sous-ensemble de particules solides représentatifs des CAIs. Pour calculer la trajectoire de ces particules, on utilise un code qui intègre les Eqs. (4.14) de la Sect. 4.2.3 qui ont la forme vectorielle suivante :

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = -\frac{GM_*}{r^2} \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} - \frac{3C_D \rho_g}{8s_p \rho_p} (\vec{v}_p - \vec{v}_g)^2 \frac{(\vec{v}_p - \vec{v}_g)}{|\vec{v}_p - \vec{v}_g|}. \quad (4.32)$$

Le code utilise des coordonnées cartésiennes où $\vec{r} = (x, y, z)$ avec l'origine du repère située au centre du Soleil. On opère une discrétisation de l'espace de manière à conserver l'énergie du système d'après Greenspan (1981). Le système d'équations différentielles résultant est résolu en utilisant la méthode itérative de Newton. La précision du code a été testée en calculant la trajectoire de particules autour du Soleil et en les comparant avec les solutions analytiques correspondantes. L'annexe B contient également des figures qui prouvent que les résultats obtenus sont bien physiques.

Pour ces calculs, on rappelle que $R_t = R_{co}$ et que les particules sont éjectées au niveau du rayon de troncature R_t de la NS. Ceci constitue la configuration initiale qui définit le moment cinétique des CAIs. Enfin, les lois de puissance du modèle de disque de NS utilisé sont données par Lin (1981) et tiennent compte du transport d'énergie par rayonnement dans le disque en considérant des lois d'opacité qui dépendent de la température. Voici les dépendances radiales de la température au niveau de plan médian (T_m), de la pression, de la densité volumique et de la température effective à la surface (T_{sur}) respectivement : $T_m \propto r^{-3/2}$, $P \propto r^{-9/4}$, $\rho \propto r^{-3/4}$, $T_{sur} \propto r^{-3/4}$.

4.4 Quantité de CAIs produits

Dans ce modèle, les CAIs sont formés proches ou au niveau du bord interne de la NS et ils sont ensuite éjectés vers les régions externes par le mécanisme de la fontaine stellaire décrit dans la Sect. 4.2. On peut alors estimer la quantité de CAIs éjectés dans ce scénario. Ceci permet d'obtenir une borne supérieure pour la masse totale des CAIs

qui a été potentiellement incorporée dans les corps parents.

On écrit le taux d'éjection de CAIs dans les parties internes de la NS \dot{M}_{CAI} de la façon suivante :

$$\dot{M}_{\text{CAI}}(t) \approx f_{\text{CAI}} f_e \dot{M}_a(t) \quad (4.33)$$

où f_e est la fraction de la masse accretée par la proto-étoile qui est éjectée par le jet et f_{CAI} est la proportion de ce matériau qui finit théoriquement par former des CAIs. La valeur de f_e est assez incertaine et elle est souvent prise entre 0.01 et 0.1, en accord avec les observations d'objets stellaires jeunes (Hartigan et al., 1994, 1995). Étant donné que l'on cherche la borne supérieure de \dot{M}_{CAI} on prend $f_e \approx 0.1$.

Pour estimer f_{CAI} il faut raisonner en termes de compositions chimiques des minéraux qui composent un CAI : Ca, Al, Mg, Si et O. On prend l'abondance de Ca comme référence pour ce calcul. Anders & Ebihara (1982) estiment que la proportion de masse de Ca exprimée en termes d'abondance solaire³ est égale à $m_{\text{Ca}} = 6.69 \times 10^{-5}$. En se basant sur la composition "typique" d'un CAI de MacPherson et al. (2005), on estime les abondances des éléments en fonction de l'abondance de Ca : $m_{\text{Al}} \sim m_{\text{Ca}}$, $m_{\text{Si}} \sim 3 \times m_{\text{Ca}}$, $m_{\text{O}} \sim 6 \times m_{\text{Ca}}$ et $m_{\text{Mg}} \sim 2 \times m_{\text{Ca}}$. L'abondance de CAIs est donc au maximum :

$$f_{\text{CAI}} = m_{\text{Ca}} + m_{\text{Al}} + m_{\text{Si}} + m_{\text{Mg}} + m_{\text{O}} \approx 13 m_{\text{Ca}} < 20 m_{\text{Ca}} = 1.34 \times 10^{-3} \quad (4.34)$$

On majore cette quantité en prenant un facteur égal à 20 car on cherche une limite supérieure. De plus, les CAIs sont produits pendant une période de temps relativement courte qu'on note τ_{CAI} . Étant donné que $\tau_{\text{CAI}} \sim 20.000$ ans (Jacobsen et al., 2008), on peut calculer la masse totale de CAIs produite pendant cette période :

$$M_{\text{CAI}} = \int_{t_{\text{st}}}^{t_{\text{st}} + \tau_{\text{CAI}}} f_{\text{CAI}} f_e \dot{M}_a(t) dt, \quad (4.35)$$

où t_{st} est le temps auquel commence la formation des CAIs avec $t = 0$ étant le temps de la formation du proto-soleil. En utilisant l'Eq. (4.2), on obtient :

$$M_{\text{CAI}} \approx \frac{f_{\text{CAI}} f_e \dot{M}_a(t_0) t_0^n}{\eta - 1} \left(\frac{1}{t_{\text{st}}^{\eta-1}} - \frac{1}{(t_{\text{st}} + \tau_{\text{CAI}})^{\eta-1}} \right) \quad (4.36)$$

Pour le cas où $\tau_{\text{CAI}} \ll t_{\text{st}}$,

$$M_{\text{CAI}} \approx f_{\text{CAI}} f_e \dot{M}_a(t_{\text{st}}) \tau_{\text{CAI}} \quad (4.37)$$

La figure 4.9 montre la production de CAIs en fonction du temps pour ce modèle en prenant $f_e = 0.1$, $f_{\text{CAI}} = 1.34 \times 10^{-3}$ et $\tau_{\text{CAI}} = 20.000$ ans. Si on prend par exemple $t_{\text{st}} = 10^5$ ans, alors la production totale de CAIs pendant une période de 20.000 ans est d'environ $10^{-6} M_{\odot}$. Ceci constitue environ 3% de la masse totale des planètes rocheuses qui est estimée à $10^{-4} M_{\odot}$ d'après Hubbard & Marley (1989). Ainsi, dans ce scénario, on produit au maximum 3% du contenu rocheux du système solaire.

L'abondance des CAIs mesurée dans les météorites est inférieure à 3% pour les chondrites carbonées et proche de 0% pour toutes les autres météorites primitives (Hezel et al., 2008). Ceci est en dessous de la borne supérieure que nous venons d'établir pour la production de CAIs dans le modèle de la fontaine stellaire. Notons néanmoins qu'un choix de

3. c'est-à-dire comme une fraction massique.

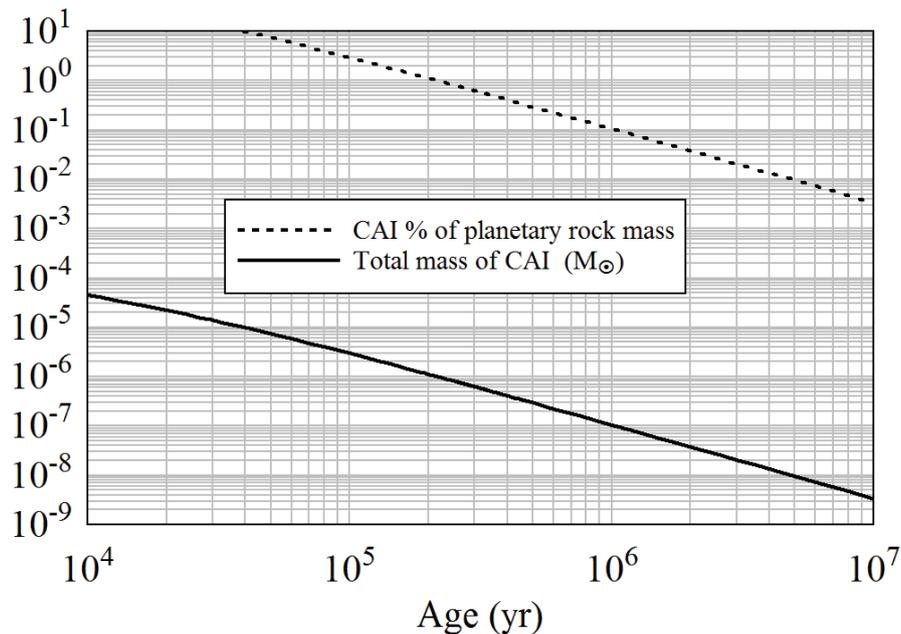


FIGURE 4.9 – Masse totale de CAIs produite pendant une période de 20.000 ans en valeur absolue et en pourcentage par rapport au contenu rocheux du système solaire en fonction du temps. Le temps est mesuré à partir de la formation du proto-soleil. Par exemple pour le point de abscisse $t = 10^5$ ans, la production de CAIs a commencé à 100.000 ans et s’est arrêté à 120.000 ans et $3 \times 10^{-6} M_{\odot}$ de CAIs ont été produits.

paramètres moins optimiste donnerait une valeur plus proche des abondances observées. Ainsi, nous avons démontré que ce mécanisme est en mesure de produire une quantité suffisante de CAIs dans la NS.

4.5 Étude pour différents cas d'accrétion

Dans les simulations présentées ici, on considère un scénario similaire à celui observé pour EX Lupi qui est un système stellaire d’un million d’années ayant subi un événement significatif d’accrétion de masse. Celui-ci a produit des grains de forsterite qui ont été ensuite transportés vers l’extérieur du disque (Juhász et al., 2012). Dans ce contexte, on étudie la formation de CAIs pendant des événements d’accrétion de masse ayant lieu pendant une période relativement courte (~ 20.000 ans).

Pour les paramètres du proto-Soleil, on prend une étoile de 1.2 millions d’années qui, d’après les Figs. 4.6 et 4.9, a un rayon de $2.4 R_{\odot}$, une masse de $0.94 M_{\odot}$ et une luminosité de $2 L_{\odot}$. L’intensité du champ magnétique à la surface de l’étoile est prise égale à $B_*(R_*) = 0.1$ T. Par conséquent, d’après l’Eq. (4.2) le taux d’accrétion à ce stade évolutif est égal à $3.1 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{an}^{-1}$. Cependant, pendant un événement d’accrétion, le taux d’accrétion augmente de façon significative (Hartmann & Kenyon, 1996) ce qui motive l’étude de cas ayant des taux d’accrétion plus élevés. On prendra ici les trois valeurs suivantes : $\dot{M}_a = 3 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{an}^{-1}$, $\dot{M}_a = 10^{-7} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ et $\dot{M}_a = 3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{an}^{-1}$. Je décrirai à la suite le cas d’accrétion élevée en détail et donnerai ensuite les différences les plus importantes pour les cas de moindre accrétion. Je considérerai ici une seule taille

de grains (1 cm) bien que l'étude qui fera l'objet d'une publication dans les prochaines semaines inclue une étude pour des tailles plus petites de CAIs (1 mm et 0.1 mm). Ces tailles sont en accord avec les tailles observées dans les météorites (Charnoz et al., 2015).

4.5.1 Cas d'accrétion élevée : $\dot{M}_a = 3 \times 10^{-7} M_\odot \text{an}^{-1}$

Il convient de prendre une valeur de troncature supérieure au rayon de la proto-étoile qui est égale à $2.4 R_\odot = 0.011 \text{ UA}$. On prend $R_t = 0.0346 \text{ UA}$ d'après l'Eq. (4.1) et on suppose que le rayon de co-rotation coincide avec les rayon de troncature. Dans ce cas, le proto-Soleil a une période de rotation égale à 2.4 jours. La vitesse képlérienne au niveau de R_t est égale à 155.12 km s^{-1} .

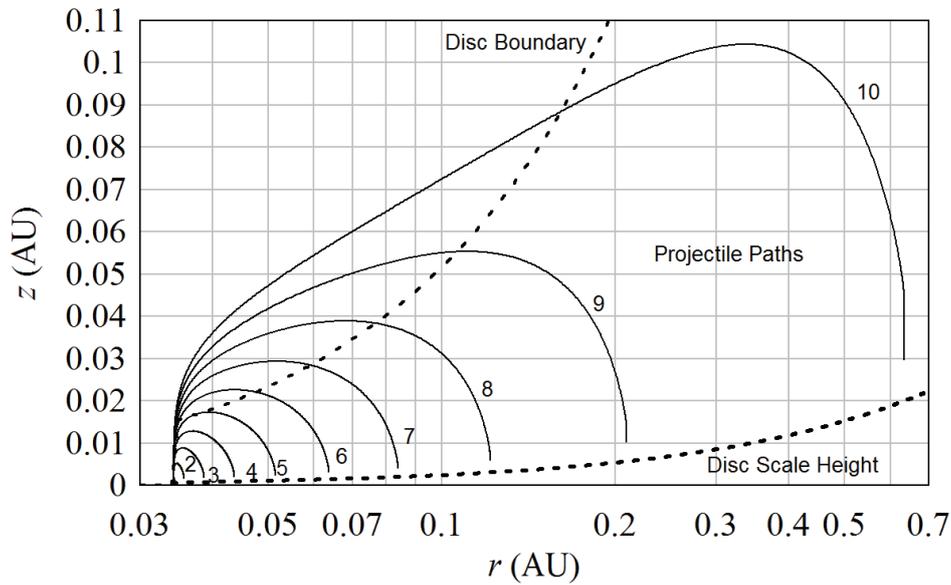


FIGURE 4.10 – Trajectoires calculées pour les particules éjectées dans le cas d'accrétion élevée. L'échelle de hauteur du disque est donnée par l'Eq. (4.8) et on considère que la densité de gaz est égale à 0 au dessus de la limite du disque en deçà laquelle $\rho_g > 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$.

Dans cette simulation, on place 10 particules de 1 cm de diamètre à $r = R_t$ et $z = 0$ et on leur attribue des vitesses verticales initiales égales à 7.8, 23.4, 39, 54.6, 70.2, 85.7, 101, 117, 132 et 148 km s^{-1} respectivement. Ces vitesses sont régulièrement espacées entre 0 et la vitesse képlérienne à R_t et sont inférieures à la vitesse d'échappement du système. Les trajectoires calculées sont représentées dans la Fig. 4.10 où on remarque que la distance radiale finale des particules augmente lorsqu'on augmente la vitesse initiale des particules. La particule 1 ne se voit pas sur cette figure car elle retombe de suite dans le disque et ne voyage pas au dessus de celui-ci.

Dans l'Annexe B on montre les composantes radiale, verticale et azimutale de la vitesse des particules en fonction du temps des particules tout au long de la simulation. Les figures de cette annexe montrent un changement brusque des composantes de la vitesse de la particule lorsque celle-ci rentre à nouveau dans le disque. Ceci est une bonne vérification du schéma numérique utilisé et indique que le code produit des résultats qui sont

physiquement corrects.

Les particules en co-rotation avec le disque ont une vitesse azimutale donnée par :

$$v_{p\phi} = \frac{r_p \sqrt{GM_*}}{(r_p^2 + z_p^2)^{3/2}} , \quad (4.38)$$

qui est conservée lorsque la particule se découple du flux d'accrétion de gaz. Lorsque les particules rentrent à nouveau dans le disque, elles rencontrent une région de plus en plus dense en gaz (cf. Fig. B.5) et sont alors freinées par celui-ci. On calcule la vitesse de la particule par rapport au gaz en utilisant la relation suivante :

$$v_{pg} = \sqrt{(v_p - v_g)^2} = \sqrt{(v_{pr} - v_{gr})^2 + (v_{p\phi} - v_{g\phi})^2 + (v_{pz} - v_{gz})^2} . \quad (4.39)$$

La Fig. 4.11 représente ces vitesses relatives au cours du temps et montre bien que les particules se déplacent à des vitesses hypersoniques comprises entre 15 et 55 km s⁻¹ lorsqu'elles rentrent à nouveau dans le disque.

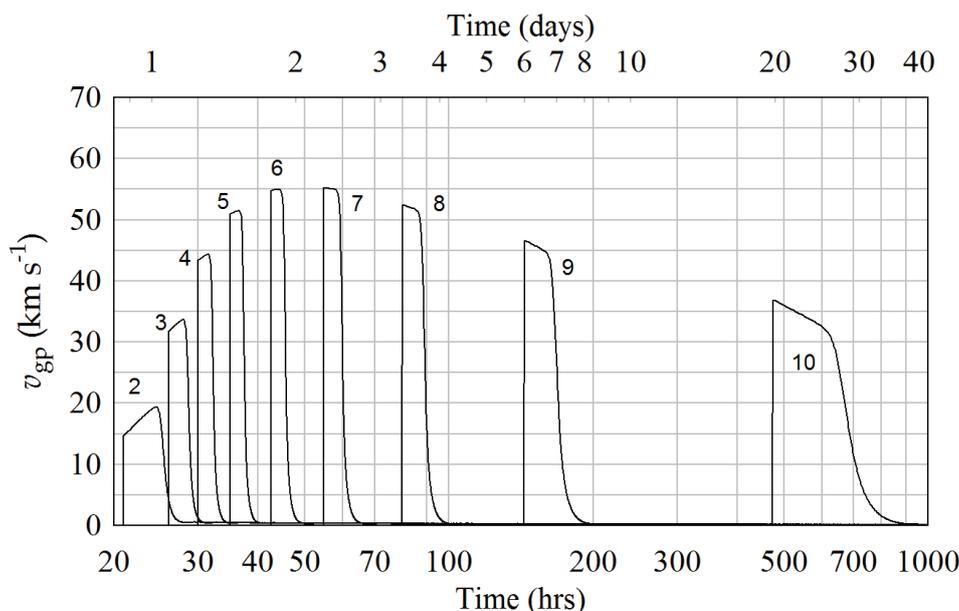


FIGURE 4.11 – Vitesses des particules solides par rapport au gaz dans le cas d'accrétion élevée. Les nombres attribués à chaque courbe correspondent à ceux de la Fig. 4.10.

La température initiale des proto-CAIs est d'environ 1800 K (cf. Fig. 4.12) et son évolution est calculée en considérant le chauffage par friction (cf. Eq. (4.28)) et le rayonnement stellaire (cf. Eq. (B.4)) car on suppose que l'environnement que traverse la particule avant de rentrer dans le disque est optiquement mince. Le taux de variation de la température des particules est montré dans la Fig. 4.13 où on voit que les valeurs sont de l'ordre de quelques K h⁻¹ et elles dépendent de la distance à l'étoile. De plus, on calcule la valeur moyenne du taux de variation de température de la façon suivante :

$$\left\langle \frac{dT}{dt} \right\rangle = \frac{\int_{R_t}^{R_f} \frac{dT}{dt} dr}{R_f} , \quad (4.40)$$

où R_f est la distance radiale finale de la particule. La Fig. 4.14 montre que la valeur du taux de refroidissement moyen des proto-CAIs augmente en valeur absolue avec la distance radiale jusqu'à atteindre un pallier à environ 0.1 UA, limite au delà de laquelle la valeur est proche de -14 K h^{-1} .

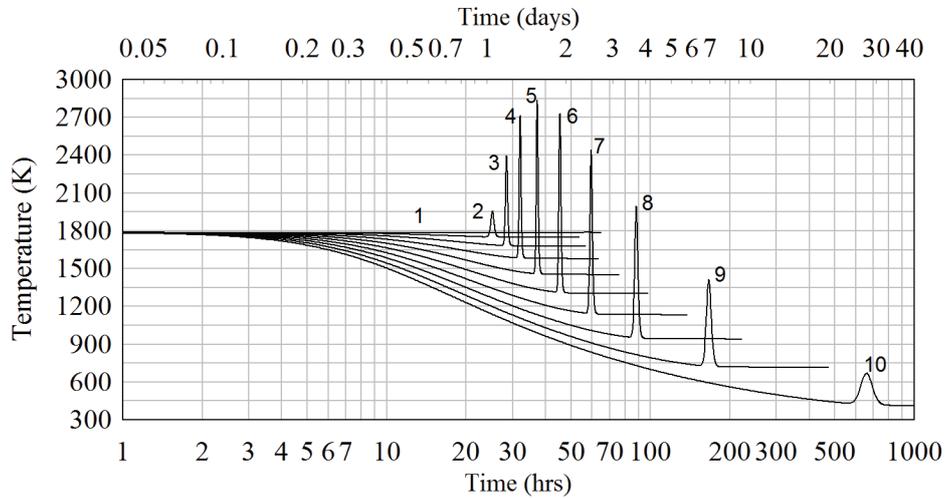


FIGURE 4.12 – Évolution de la température en fonction du temps dans le cas d'accrétion élevée.

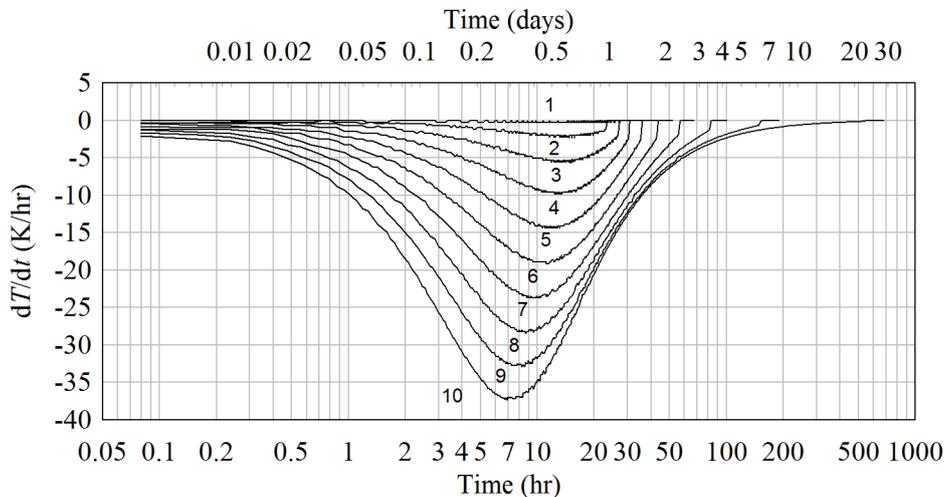


FIGURE 4.13 – Taux de variation de la température avant l'entrée dans le disque dans le cas d'accrétion élevée. Les nombres attribués à chaque courbe correspondent à ceux de la Fig. 4.10.

La Fig. 4.12 montre également que la température des particules augmente de façon spectaculaire lorsque celles-ci atteignent les régions denses du disque. Il se produit alors un épisode de chauffage extrême de courte durée qui augmente la température de la surface des solides jusqu'à des valeurs de 2900 K pour ensuite redevenir égale à la température précédente. Les taux de variation de la température sont donnés dans la Fig. 4.15. Selon la distance radiale de la particule, et donc les conditions du disque, cet épisode dure entre une heure et quelques dizaines d'heures. On associe à ce phénomène de recuit thermique

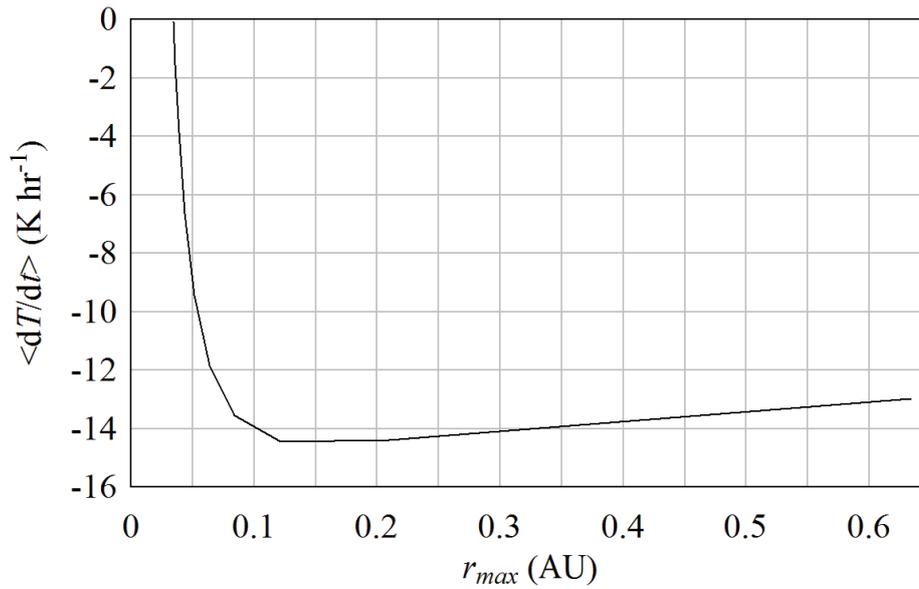


FIGURE 4.14 – Variation moyenne de la température des particules dans le cas d'accrétion élevée. Les nombres attribués à chaque courbe correspondent à ceux de la Fig. 4.10.

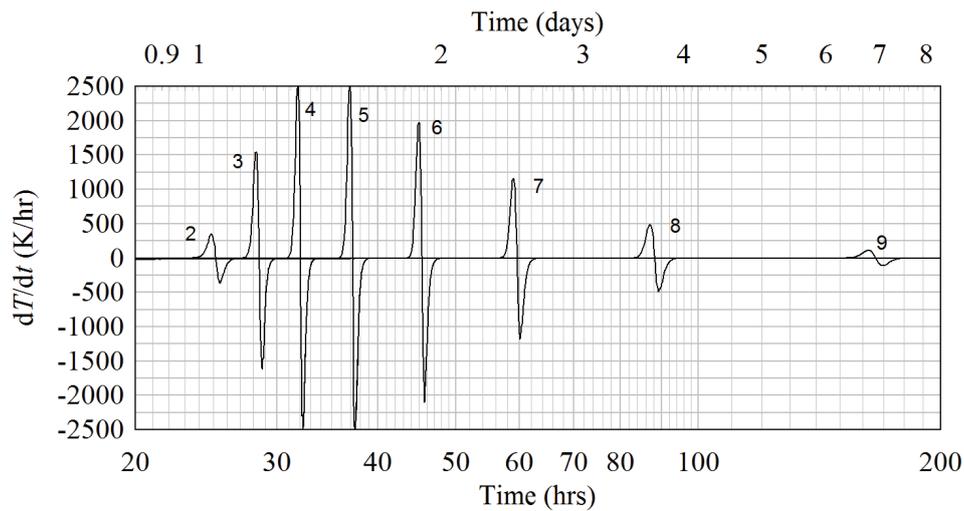


FIGURE 4.15 – Taux de variation de la température lors de l'entrée dans le disque dans le cas d'accrétion élevée.

la formation des WLRs autour des CAIs. En effet, nos résultats montrent que dans ce modèle les WLRs se forment dans un environnement riche en hydrogène ayant une densité comprise entre 10^{-7} et 10^{-4} kg m^{-3} pendant une durée de quelques heures et avec des taux de variation de température de l'ordre de 1000 K hr^{-1} . Ceci est en accord avec les conditions de formation discutées dans la Sect. 4.1.2.

4.5.2 Cas d'accrétion intermédiaire : $\dot{M}_a = 10^{-7} M_\odot \text{ an}^{-1}$

Dans ce cas on prend $R_t = 0.0474 \text{ UA}$ d'après l'Eq. (4.1) et on suppose que le rayon de co-rotation coïncide avec le rayon de troncature, comme dans la Sect. 4.5.1. Le proto-Soleil a alors une période de rotation égale à 3.9 jours. De plus, la vitesse képlérienne au

\dot{M}_a ($M_\odot \text{ an}^{-1}$)	R_t (UA)	$T(t=0)$ (K)	T_{max} (K)	τ_f (K hr $^{-1}$)
3×10^{-7}	0.0346	1800	2850	-14
10^{-7}	0.0474	1517	2300	-7
3×10^{-8}	0.067	1286	1850	-3.5

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des résultats pour différentes valeurs de \dot{M}_a .

niveau de R_t est égale à 132 km s^{-1} .

On place initialement les 10 particules à $r = R_t$ et $z = 0$ et on leur attribue des vitesses verticales initiales égales à 6.7, 20.0, 33.3, 46.6, 60.0, 73.3, 86.6, 100.0, 113 et 126 km s^{-1} respectivement. Les trajectoires calculées sont représentées dans la Fig. 4.16 où on remarque un comportement similaire au cas d'accrétion élevée.

Étant donné que le taux d'accrétion est inférieur au cas étudié précédemment, la rayon de troncature se trouve à une distance radiale plus importante par rapport à l'étoile et par conséquent la température initiale des particules est de 1517 K, c'est-à-dire environ 300 K de moins que dans le cas d'accrétion forte. La distance du rayon de troncature réduit donc l'énergie thermique reçue par les particules qui montrent alors des taux de refroidissement plus petits (cf. Fig. 4.18) et des pics de température moins importants lors de l'entrée dans le disque (cf. Fig. 4.17). Enfin, le taux de refroidissement moyen des particules est montré dans la Fig. 4.19. Les différences avec les cas d'accrétion élevée sont reportées dans la Table 4.2.

4.5.3 Cas d'accrétion faible : $\dot{M}_a = 3 \times 10^{-8} M_\odot \text{ an}^{-1}$

Dans ce cas on prend $R_t = 0.067$ d'après l'Eq. (4.1). Le proto-Soleil a alors une période de rotation égale à 6.5 jours et une masse égale à $0.94 M_\odot$. La vitesse képlérienne au niveau de R_t est égale à 111 km s^{-1} dans ce cas.

On place initialement les 10 particules à $r = R_t$ et $z = 0$ et on leur attribue des vitesses verticales initiales égales à 5.6, 16.8, 28.0, 39.0, 50.5, 61.7, 73.0, 84.2, 95.4 et 107.0 km s^{-1} respectivement. Les trajectoires calculées sont représentées dans la Fig. 4.20 qui ont un comportement similaire aux cas d'accrétion élevée et intermédiaire.

Le taux d'accrétion étant encore plus faible, la magnétosphère repousse le rayon de troncature vers les parties externes du disque diminuant davantage la température initiale des particules qui est de 1286 K dans ce cas. Pour la même raison évoquée dans la Sect. 4.5.2, le taux de refroidissement des particules (cf. Fig. 4.22) et les pics de température correspondant à l'entrée dans le disque (cf. Fig. 4.21) sont plus petits que dans les cas d'accrétion plus importante. Enfin, le taux de refroidissement moyen des particules est montré dans la Fig. 4.23. Les différences avec les cas d'accrétion élevée sont reportées dans la Table 4.2.

4.6 Conclusion et perspectives

Les résultats de cette étude montrent que le scénario de la fontaine stellaire proposé ici est en mesure de produire les conditions de pression et de température requises pour que les CAIs puissent condenser à partir du gaz pendant les premières phases d'évolution de la NS. La survie de ces proto-CAIs, formés à des distances de l'ordre de 0.1 UA de l'étoile, est assurée par le mécanisme d'éjection provoqué par les effets de la magnétosphère stellaire sur le disque. En effet, le gaz ionisé des régions internes du disque est accrété en suivant les lignes de champ magnétique et entraîne avec lui par effet aérodynamique les particules solides. Or, celles-ci ayant un rapport charge/masse plus petit par rapport au gaz, se découlent du flux d'accrétion et sont alors éjectées vers les régions externes. Les températures atteintes par les solides au moment de l'éjection sont proches de celle de sublimation pour les silicates ce qui nous permet de penser que ces particules sont partiellement, voire totalement, fondues lorsqu'elles quittent le flux d'accrétion.

Étant donné que la vitesse d'éjection est toujours inférieure à la vitesse d'échappement, ces proto-CAIs rentrent à nouveau dans le disque à des distances qui dépendent des valeurs des paramètres du modèle. Pendant leur voyage au dessus du disque, les particules sont seulement exposées au rayonnement stellaire en première approximation et donc elles se refroidissent progressivement. Les taux de refroidissement obtenus dans ce modèle sont en accord avec les expériences menées en laboratoire sur les séquences de cristallisation de gouttelettes de roche liquide (Ito & Messenger, 2008). En effet, pour les cas d'accrétion élevée et intermédiaire, on trouve des taux de refroidissement compris entre 7 et 15 K hr⁻¹ ce qui correspond à des CAIs de type B. Lors de l'entrée dans le disque, les particules solides ressentent les effets de la friction du gaz et atteignent alors des températures très élevées (1850-2850 K) pendant une période allant de quelques heures à quelques dizaines d'heures. Cet épisode de chauffage court et extrême est capable d'expliquer la texture granuleuse et ignée de la surface de certains CAIs et la formation des WLRs. De plus, si ce chauffage est suffisamment élevé il peut fondre partiellement la surface et, du fait des vitesses élevées, produire des formes aérodynamiques pour les CAIs (Lorenz et al., 2012). La variation de la taille des CAIs (aspect non abordé ici et à paraître dans l'article), toutes choses égales par ailleurs, se traduit par des épisodes de chauffages plus courts avec des températures maximales moins élevées. Ce modèle, est donc capable de créer une grande variété de CAIs avec différentes tailles et taux de refroidissement.

Ainsi, on voit que le modèle de la fontaine stellaire propose un scénario favorable pour la formation de CAIs dont la composition et les propriétés sont en bon accord avec celles des CAIs analysés en laboratoire. De plus, le transport de matériel cristallin dans le disque pendant les phases d'accrétion stellaire (Ábrahám et al., 2009; Juhász et al., 2012) est naturellement associé avec l'éjection de particules solides des parties internes de la NS. Enfin, malgré le fait que certains paramètres de ce modèle soient peu contraints, il est possible de produire une quantité suffisante de CAIs pour reproduire les abondances observées dans les météorites (Hezel et al., 2008). Par souci de clarté, nous n'avons pas considéré d'autres mécanismes de transport de solides (cf. Sect. 1.3.4) qui ont lieu dans le disque. Selon l'efficacité de ceux-ci, il est possible dans un deuxième temps de transporter les CAIs formés par éjection vers les parties plus froides du disque où ils pourront être incorporés dans les corps parents (Scott & Krot, 2014). Ce modèle mérite donc d'être pris sérieusement en considération pour comprendre la formation des premiers solides dans le disque.

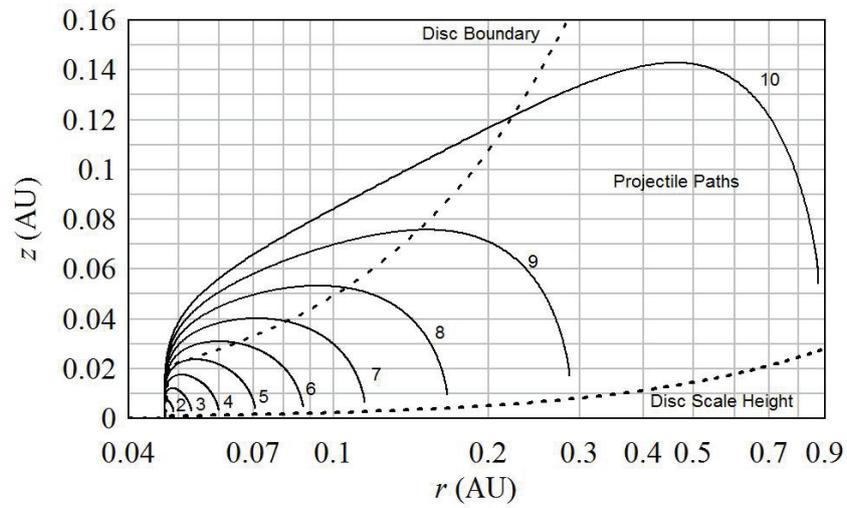


FIGURE 4.16 – Même légende que la Fig. 4.10 dans le cas d'accrétion intermédiaire.

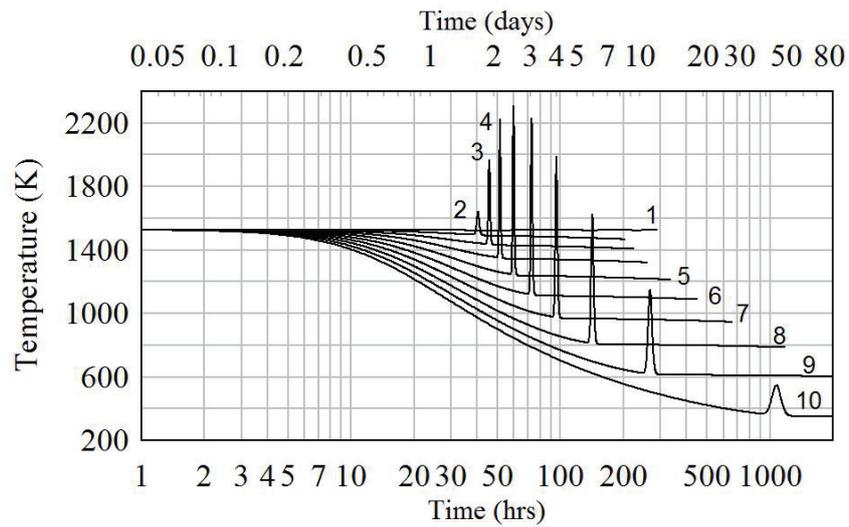


FIGURE 4.17 – Même légende que la Fig. 4.12 dans le cas d'accrétion intermédiaire.

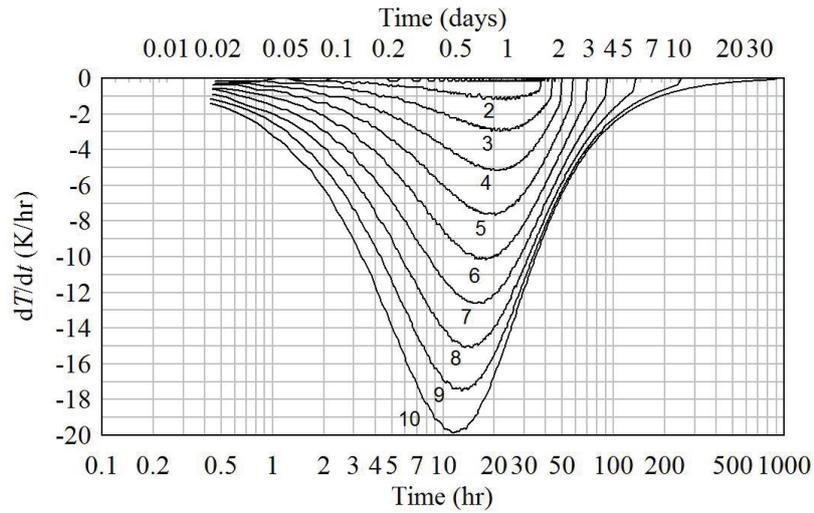


FIGURE 4.18 – Même légende que la Fig. 4.13 dans le cas d'accrétion intermédiaire.

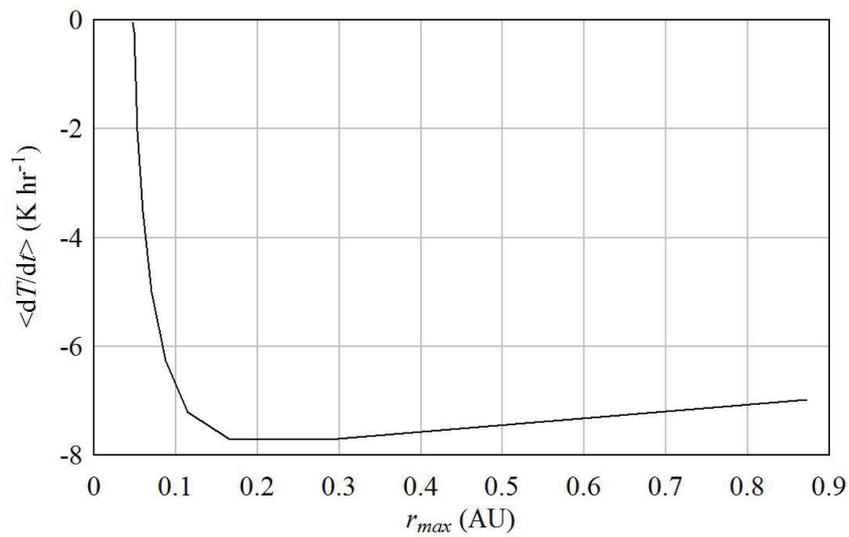


FIGURE 4.19 – Même légende que la Fig. 4.14 dans le cas d'accrétion intermédiaire.

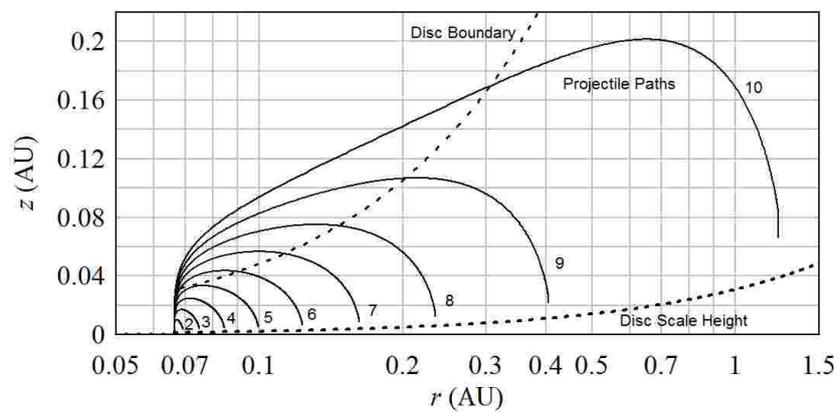


FIGURE 4.20 – Même légende que la Fig. 4.10 dans le cas d'accrétion faible.

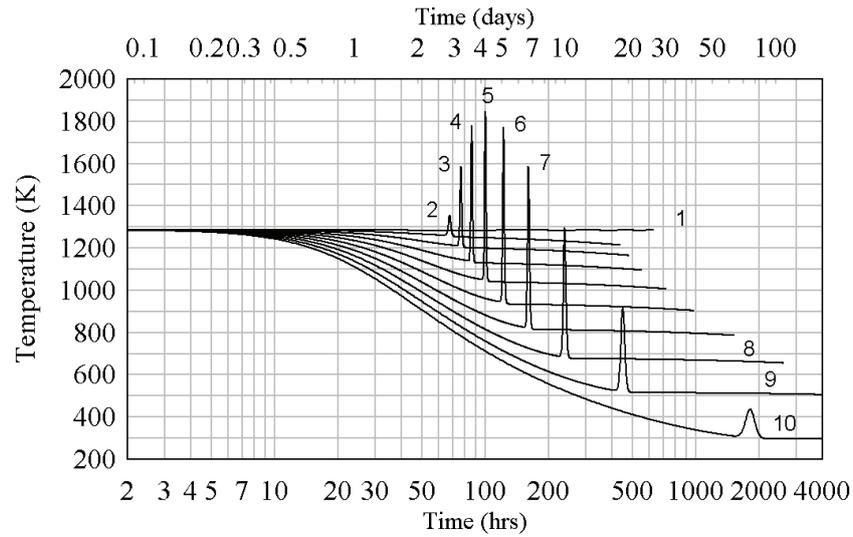


FIGURE 4.21 – Même légende que la Fig. 4.12 dans le cas d'accrétion faible.

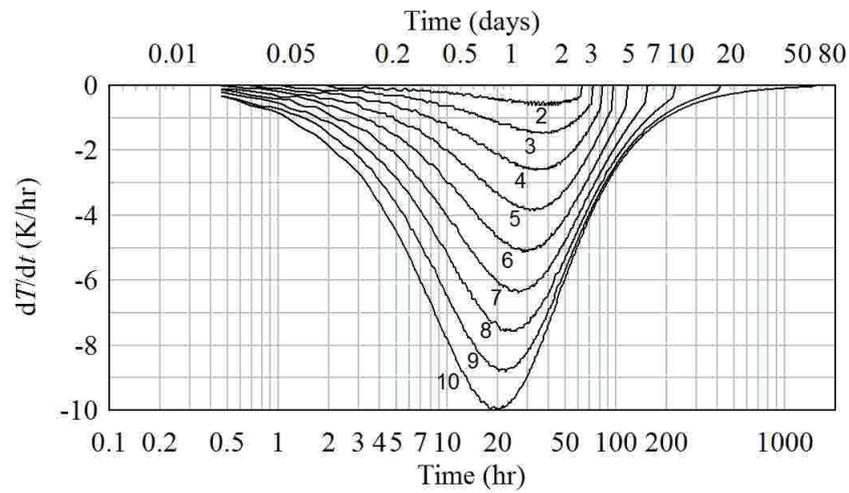


FIGURE 4.22 – Même légende que la Fig. 4.13 dans le cas d'accrétion faible.

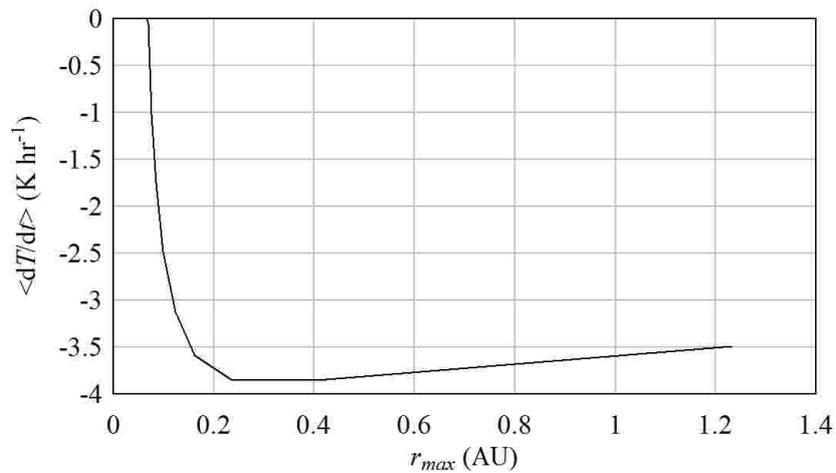


FIGURE 4.23 – Même légende que la Fig. 4.14 dans le cas d'accrétion faible.

Chapitre 5

Sillons planétaires au sein de systèmes multiples

*The observer, when he seems to himself to be observing
a stone, is really, if physics is to be believed,
observing the effects of the stone upon himself.*

BERTRAND RUSSELL

Ce chapitre a pour but l'étude de l'évolution du gaz et de la poussière au sein de systèmes multiples et, en particulier, dans le disque autour de l'étoile HD 100546. Ce travail s'inscrit dans la continuité du travail effectué par Laure Fouchet pendant sa thèse et les années postérieures (Barrière-Fouchet, 2005; Fouchet et al., 2007, 2010) et de l'étude des distributions de gaz et de poussière dans les systèmes multiples (Meru et al., 2014; Duffell & Dong, 2015; Pinilla et al., 2015). Mon approche traite de façon cohérente l'interaction entre le gaz et la poussière, qui est un aspect souvent négligé dans d'autres études. Je présenterai d'abord les résultats préliminaires obtenus en considérant un disque avec deux planètes autour d'une étoile de type solaire, et je ferai l'étude du système HD 100546 dans la deuxième partie de ce chapitre. J'étudie en particulier la structure radiale des sillons pour différentes masses planétaires et différentes distances orbitales afin de contraindre ces paramètres à l'aide de simulations numériques.

5.1 Simulations SPH avec deux planètes

Afin de simuler des disques avec deux planètes j'ai modifié le code développé par Barrière-Fouchet et al. (2005) en introduisant une deuxième planète comme expliqué dans la Sect. 2.5.2. Cette approche tient compte des effets gravitationnels entre l'étoile et les planètes qui ne sont plus fixées sur des orbites circulaires comme auparavant. Cette approche permet d'introduire des corps supplémentaires mais nous nous limiterons ici par souci de clarté aux cas avec au maximum deux planètes.

5.1.1 Études précédentes avec 1 planète

Fouchet et al. (2010) présentent des simulations de disques protoplanétaires autour d'étoiles T-Tauri classiques (CTTS). Dans cette étude, les auteurs introduisent une planète déjà formée dans le disque et étudient l'impact de la masse de la planète (0.1, 0.5, 1 et $5 M_J$) sur la distribution du gaz et des grains de poussière de différentes tailles (100 μm , 1 mm, 1 cm). Les auteurs trouvent que le sillon ouvert dans la poussière, concentrée au niveau du plan médian, est plus important que celui ouvert dans le gaz. Les sillons sont plus larges et plus profonds pour des masses planétaires plus grandes et pour des grains ayant une sédimentation plus efficace. De façon intéressante, leurs résultats indiquent qu'une planète relativement peu massive (0.5 M_J par exemple) est capable d'ouvrir un sillon dans la poussière mais pas dans le gaz. Pour des planètes plus massives (5 M_J), des grains sont piégés en corotation avec la planète et se retrouvent sur des orbites en fer à cheval. Cette structure asymétrique n'est pas observée pour des masses plus petites car les perturbations azimutales dues à la spirale sont moins importantes dans ce cas. Ce travail montre qu'une grande variété de structures peut être obtenue en modifiant la masse de la planète et la taille des grains, ce qui apporte des éléments de réponse pour l'interprétation des sillons observées par ALMA par exemple (Gonzalez et al., 2012).

Plus récemment, Gonzalez et al. (2015) ont considéré le même type de simulations avec le même modèle de disque en incluant la croissance et la fragmentation des grains avec une planète de 5 M_J . Ils étudient cinq cas avec des vitesses de seuil de fragmentation différentes : $v_{\text{frag}} = 10, 15, 20, 25 \text{ m s}^{-1}$ et $v_{\text{frag}} = \infty$ pour la croissance pure. On rappelle que lorsque la vitesse relative entre deux particules est au-dessus de la vitesse de seuil de fragmentation, la particule fragmente et donc décroît en taille (cf. Sect. 2.4.3). Les auteurs montrent que la distribution des solides au niveau du piège à particules au bord externe du sillon planétaire, caractérisé par un maximum de pression dans le gaz (cf. Sect. 1.3.4), dépend fortement de la valeur de v_{frag} . De plus, les auteurs présentent des images synthétiques du disque tel qu'il serait observé par ALMA et montrent que plus la vitesse de seuil de fragmentation est grande plus la structure du sillon est difficile à détecter. De manière intéressante, cette étude suggère que pour des vitesses de seuil de fragmentation particulières ($v_{\text{frag}} = 15 \text{ m s}^{-1}$) il est possible de former des sillons auto-induits non corrélés avec la présence d'une planète. Ceci a d'importantes conséquences aux vues de l'observations récente de HL Tau. En effet, cette étude montre qu'il faut faire très attention lors de l'interprétation des structures observées autour de HL Tau et qu'il est risqué d'associer une planète à chaque sillon (cf. Sect. 1.5.3).

5.1.2 Simulations avec 2 planètes

Dans ce chapitre je présente des simulations similaires avec deux planètes dans le disque en considérant la croissance des grains. Les simulations hydrodynamiques de disques avec deux planètes effectuées à ce jour considèrent l'évolution du gaz au sein de ces systèmes et déduisent l'évolution de la poussière à partir de l'état du gaz (Pinilla et al., 2012; Meru et al., 2014; Pinilla et al., 2015). Meru et al. (2014) ont étudié l'évolution du gaz grâce à des simulations hydrodynamiques 2D afin de comprendre où se forment les maxima de pression au sein de systèmes multiples. Deux régions sont particulièrement intéressantes dans le cas avec deux planètes : la région entre les deux orbites planétaires et le bord externe du sillon formé par la planète la plus éloignée. Le comportement de la poussière est inféré à partir de la structure et l'évolution du disque de gaz. Dans la région qui se

trouve entre les deux planètes, la densité de gaz diminue au cours du temps et les grains de poussière peuvent alors se découpler du gaz et arrêter par conséquent leur dérive. D'autre part, le maximum de pression au bord externe du sillon de la planète externe arrête et piège les grains qui sont en train de dériver vers l'étoile, ces derniers peuvent alors croître jusqu'à se découpler complètement du gaz. Par conséquent, les sillons planétaires des systèmes multiples créent plusieurs zones d'accumulation de la poussière où les solides peuvent croître et passer la barrière de dérive radiale évoquée dans le Chap. 1. Par comparaison avec le cas à une seule planète, la quantité totale de particules piégées est plus importante. En particulier, les particules se trouvant entre les deux orbites planétaires sont efficacement piégées par le maximum de pression dû à la planète interne. En l'absence de celle-ci, la dérive radiale de ces solides serait plus efficace. Pinilla et al. (2015) étudient l'évolution de la poussière au sein de systèmes multiples en considérant une distribution statique de gaz unidimensionnelle et une expression analytique pour les sillons planétaires. Les auteurs calculent l'évolution de la taille des grains en utilisant le modèle d'évolution des grains développé par Birnstiel et al. (2010) qui inclue la croissance par coagulation, la fragmentation et l'érosion. Cette démarche est valide pour les grains qui sont fortement couplés au gaz. Or, lorsque les grains croissent ils se découplent du gaz et ont un comportement dynamique très différent de celui-ci (Laibe et al., 2012; Gonzalez et al., 2015). Ainsi, l'approche de Pinilla et al. (2015) semble peu pertinente pour rendre compte de manière détaillée de la dynamique de la poussière.

Le but de l'approche proposée ici est de considérer simultanément l'évolution de la poussière et du gaz au sein d'un système avec deux planètes au moyen de simulations SPH (cf. Chap. 2). Pour ce faire, j'ai utilisé le même modèle de disque CTTS que dans Fouchet et al. (2010) afin de pouvoir comparer mes résultats aux leurs. On considère donc une étoile de $1 M_{\odot}$ (notée S) avec un disque de $0.02 M_{\odot}$ fait de 1% de poussière en orbite autour de l'étoile. Le disque s'étend de 4 jusqu'à 120 UA et on prend les indices $p = 0$ et $q = 1$ pour les lois de puissance de la densité de surface et de la température respectivement (cf. Sect. 1.2.1). On supposera que la poussière du disque est faite essentiellement de glace ($\rho_d = 1 \text{ g cm}^{-3}$). Le rapport d'aspect du disque H/r est initialement pris égal à 0.05. On note r_P est la distance entre la planète interne et le centre de masse du système qui est prise égale à 40 UA. Ceci constitue la position de référence de la planète interne pour cette étude. Toutes les simulations présentées ici ont 100.000 particules de poussière et 100.000 particules de gaz.

J'ai d'abord vérifié que le code produisait des résultats en accord avec ceux de Fouchet et al. (2007, 2010) et Gonzalez et al. (2015) afin de valider le code utilisé. J'ai ensuite fait une étude pour différentes distances orbitales et différentes masses planétaires dont les valeurs sont reportées dans la Table 5.1. Le cas de référence est celui où la planète interne (notée P1) et la planète externe (notée P2) ont $1 M_J$ et se trouvent initialement à $(x_1^0 = 40 \text{ UA}, y_1^0 = 0)$ et $(x_2^0 = 80 \text{ UA}, y_2^0 = 0)$ respectivement. Bien que le code puisse résoudre les trajectoires planétaires et stellaire en 3D, on ne considère que des systèmes pour lesquels les plans orbitaux de S, P1 et P2 sont coplanaires car c'est le cas de la plupart des systèmes planétaires détectés.

Nom	M_1 (M_J)	M_2 (M_J)	(x_1^0, y_1^0) (UA)	(x_2^0, y_2^0) (UA)
2P-1Mj1Mj (REF)	1	1	(40,0)	(80,0)
2Pxy	1	1	(40,0)	(0,80)
2Px-x	1	1	(40,0)	(-80,0)
2Px-y	1	1	(40,0)	(0,-80)
2P-1Mj5Mj	1	5	(40,0)	(80,0)
2P-5Mj1Mj	5	1	(40,0)	(80,0)
2P-5Mj5Mj	5	5	(40,0)	(80,0)
2P-4050	1	1	(40,0)	(50,0)
2P-40100	1	1	(40,0)	(100,0)

TABLE 5.1 – Liste des simulations avec 2 planètes de la Sect. 5.1.

5.1.3 Structure des sillons planétaires

J'ai réalisé des simulations avec une seule planète afin de mieux comprendre les structures obtenues avec deux planètes. La Fig. 5.1 montre le profil radial de la densité de surface lorsqu'on considère une planète de $1 M_J$ ou de $5 M_J$ à 40 ou à 80 UA. On voit que plus la planète est massive plus le sillon est profond et large et que les pièges à particules se forment au niveau du maximum de la densité de surface du gaz, qui correspond au maximum de pression, aux bords externes des sillons planétaires. On remarque également que lorsque la planète est plus loin de l'étoile, le sillon est plus large. Ceci est dû au fait que le rayon de Hill de la planète augmente avec l'éloignement (cf. Eq. (1.32)) car son effet gravitationnel sur les particules environnantes devient plus important par rapport à celui de l'étoile centrale. Lorsque la planète est plus massive il y a une quantité plus importante de grains en corotation avec celle-ci, ce qui explique que le pic à 80 AU de la courbe bleue de la Fig. 5.1b soit au dessus du pic de la courbe rouge. Ces résultats ne sont pas nouveaux mais indiquent que le code que j'ai modifié produit les résultats attendus.

J'ai vérifié également que les structures obtenues avec deux planètes (P1 et P2) étaient peu sensibles aux positions initiales des planètes à condition que celles-ci soient suffisamment loin et peu massives. En effet, si par exemple les planètes sont très proches, les trajectoires planétaires sont significativement différentes selon où se trouvent initialement les planètes. La Fig. 5.2 montre les profils de densité de surface obtenus pour un disque après 24000 ans d'évolution pour 4 simulations différentes où la deuxième planète se trouve à $(x_2^0 = 80 \text{ UA}, y_2^0 = 0)$, $(x_2^0 = 0, y_2^0 = 80 \text{ UA})$, $(x_2^0 = -80 \text{ UA}, y_2^0 = 0)$ et $(x_2^0 = 0, y_2^0 = -80 \text{ UA})$. On observe que les profils sont pratiquement identiques pour le gaz et la poussière, ce qui montre bien que pour cette configuration il n'y a pas de dépendance des conditions initiales. Dans la suite, on prendra toujours P1 et P2 avec des abscisses initiales positives et des ordonnées initiales nulles.

Dépendance des masses planétaires

On considère ici les simulations 2P-1Mj1Mj, 2P-5Mj1Mj, 2P-1Mj5Mj et 2P-5Mj5Mj dans le but d'étudier l'effet des masses planétaires (1 et $5 M_J$) sur la structure du disque. La Fig. 5.3 montre la densité de surface du gaz et de la poussière dans chacune de ces simulations comparées aux densités de surface obtenues pour le cas avec une seule planète de la Fig. 5.1. On remarque que pour la simulation 2P-1Mj1Mj (Figs. 5.3a) la structure

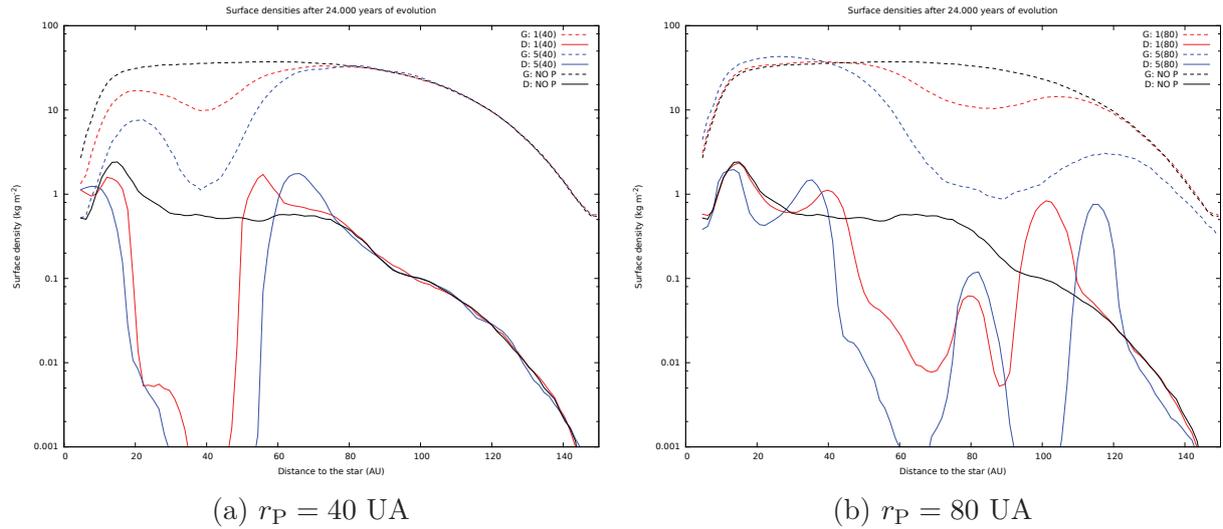


FIGURE 5.1 – Profils de densité de surface obtenus pour un disque avec une planète et avec un disque sans planète après 24000 ans d’évolution. Simulations avec croissance pure. Le pointillé correspond au gaz et le trait plein à la poussière. $M_p = 1 M_J$ est en rouge, $M_p = 5 M_J$ en bleu et le cas sans planète en noir.

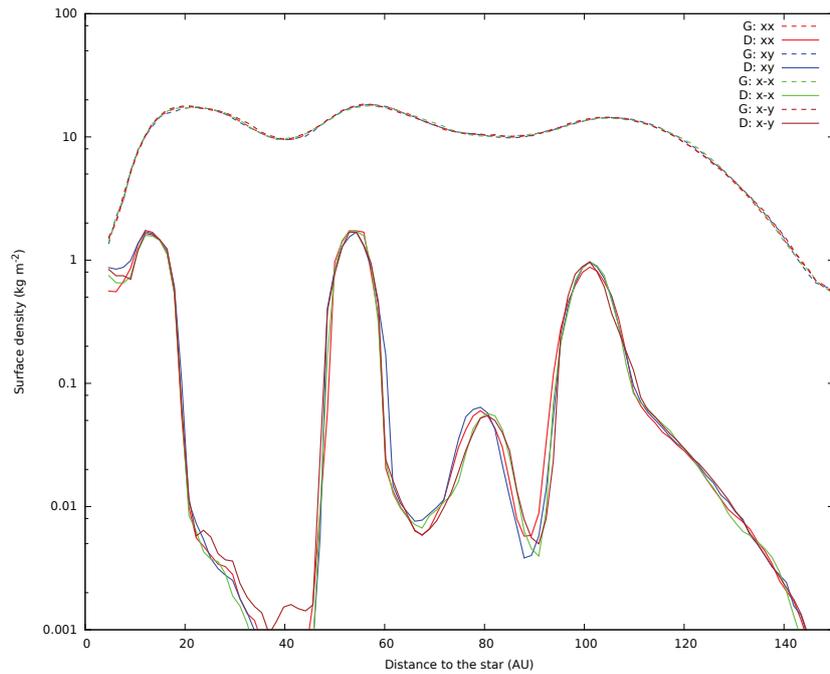


FIGURE 5.2 – Profils de densité de surface obtenus pour un disque après 24000 ans d’évolution 2P-1Mj1Mj, 2Pxy, 2Px-x et 2Px-y. Le pointillé correspond au gaz et le trait plein à la poussière.

du disque autour de 40 et 80 UA coïncide localement avec les sillons des simulations avec une seule planète de $1 M_J$. Pour 2P-5Mj1Mj (Fig. 5.3b), le sillon causée par une seule planète de $5 M_J$ reproduit très bien le sillon interne, ce qui n’est pas le cas pour le sillon externe. En analysant les autres cas (Figs. 5.3c et 5.3d), on remarque que lorsqu’il y a un recouvrement des sillons la structure du disque devient plus complexe, notamment dans les parties internes au voisinage du sillon de P1.

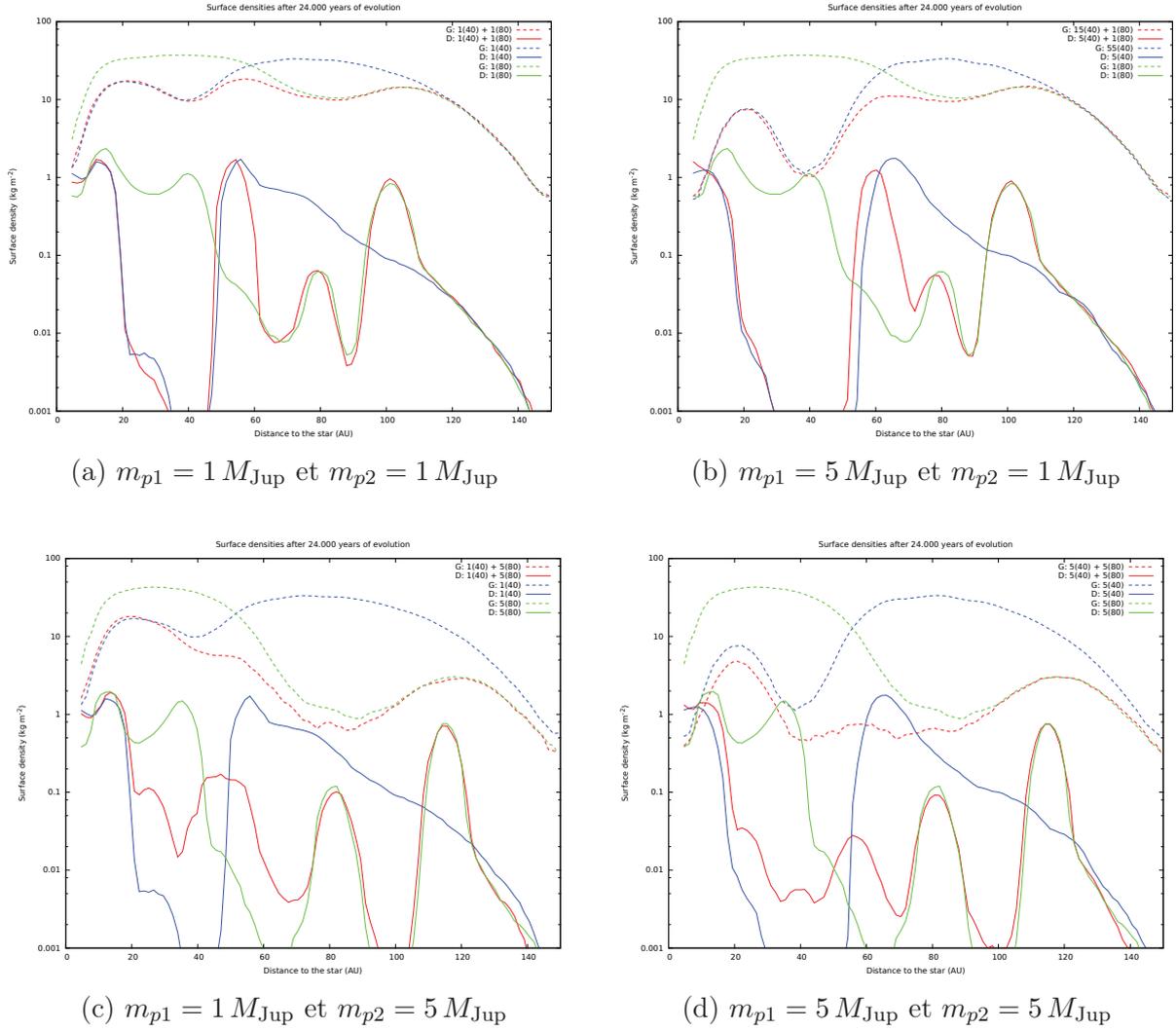


FIGURE 5.3 – Densités de surface obtenues pour un disque avec deux planètes (en rouge) comparé aux cas avec une seule planète (bleu et vert) après 24000 ans d'évolution. Simulations avec croissance pure. Le pointillé correspond au gaz et le trait plein à la poussière.

La Fig. 5.4 montre la distribution des tailles en fonction de la distance radiale pour les simulations 2P-1Mj1Mj, 2P-5Mj1Mj, 2P-1Mj5Mj et 2P-5Mj5Mj. Pour 2P-1Mj1Mj et 2P-5Mj1Mj, on remarque de façon distincte deux pièges à particules au niveau des bords externes des sillons planétaires. Il y a également des grains piégés en corotation avec la planète. Pour 2P-1Mj5Mj, le sillon de P2 recouvre partiellement le sillon de P1 et les grains qui se trouvent au niveau du bord externe du sillon de P1 sont fortement perturbés. Le piège à particules se forme de toutes façons mais la distribution des tailles est beaucoup moins piquée que dans le cas avec une seule planète. Enfin, le cas de 2P-5Mj5Mj est très intéressant car on n'observe plus de piège à particules au bord externe du sillon de P1 à cause du recouvrement important des sillons. Ceci empêche la formation d'un piège à particules bien défini et on voit une accumulation marginale des grains au niveau du maximum de densité à 60 UA (cf. Fig. 5.3d). Ces résultats montrent que la masse des planètes affecte fortement la position et la structure des pièges à particules ainsi que la taille qu'atteignent les grains dans ceux-ci. La Fig. 5.5 montre la distribution et la taille

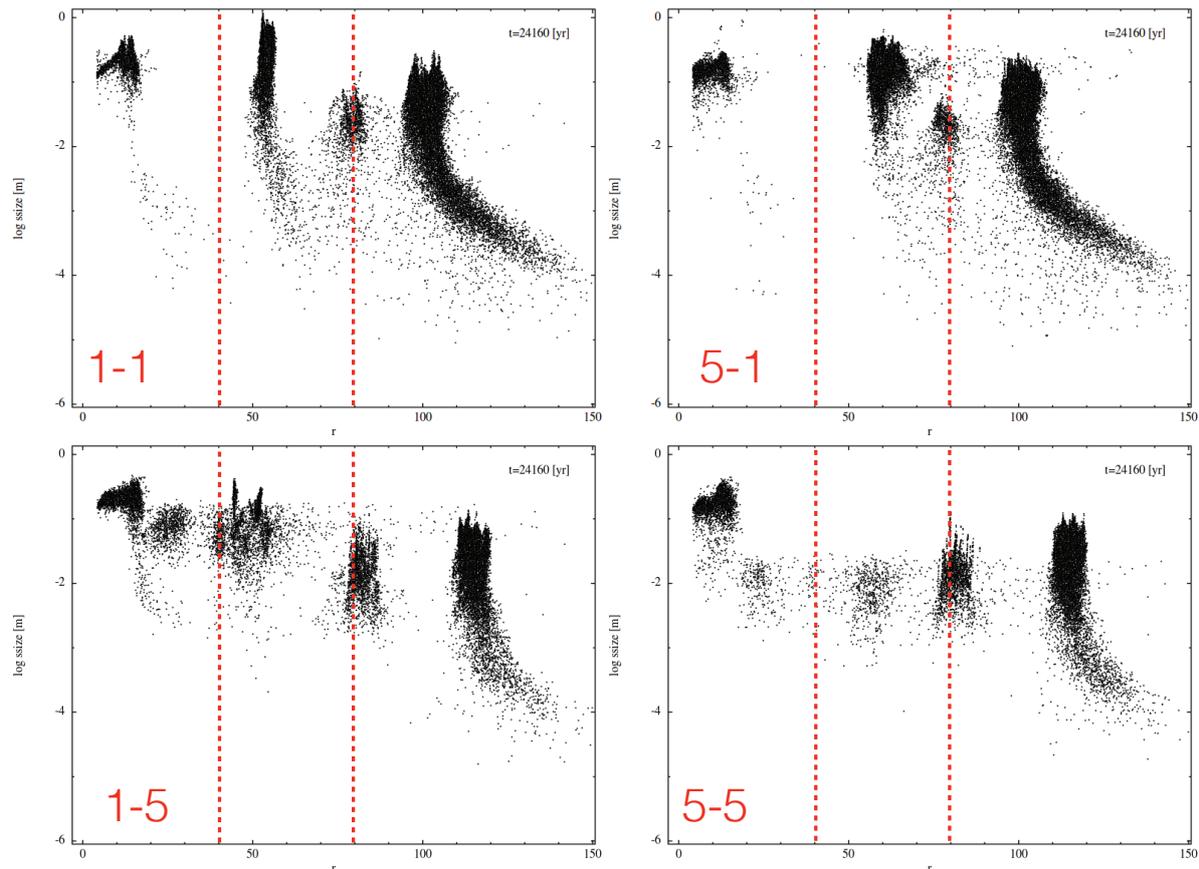


FIGURE 5.4 – Distributions des tailles en fonction de la distance radiale pour les simulations (de haut en bas et de gauche à droite) 2P-1Mj1Mj, 2P-5Mj1Mj, 2P-1Mj5Mj et 2P-5Mj5Mj. Les lignes verticales correspondent aux positions et les nombres aux masses en M_J des planètes.

des grains sur le plan (r, ϕ) . On observe deux pièges à particules bien définis aux bords externes des sillons planétaires dans les simulations 2P-1Mj1Mj et 2P-5Mj1Mj. La forme ondulée est provoquée par l'interaction gravitationnelle combinée des deux planètes. Dans la simulation 2P-1Mj5Mj on remarque l'accumulation au bord externe de P1 est fortement perturbée par P2 et produit des regroupements localisés de particules. En augmentant la masse de P1 cette accumulation disparaît et on a alors un seul piège à particules au bord externe du sillon de P2.

Dépendance des rayons orbitaux des planètes

L'espacement entre les planètes a aussi un rôle très important sur la formation des sillons planétaires. On peut a priori dire que si les planètes sont suffisamment proches elles pourront alors ouvrir un sillon commun dans le disque de poussière en formant un unique piège à particules, tandis que si les planètes sont suffisamment loin la structure résultante sera due essentiellement à l'effet local de chaque planète sur le disque. Afin de vérifier ceci, j'ai fait deux simulations en considérant 2 planètes de 1 M_J et en faisant varier l'orbite de P2. La Fig. 5.6 montre les distributions de tailles en fonction de la distance radiale obtenues lorsqu'on prend une orbite de 80, 50 et 100 UA respectivement. Dans le cas où les orbites sont très proches à 10 UA de différence, un sillon commun se forme et la

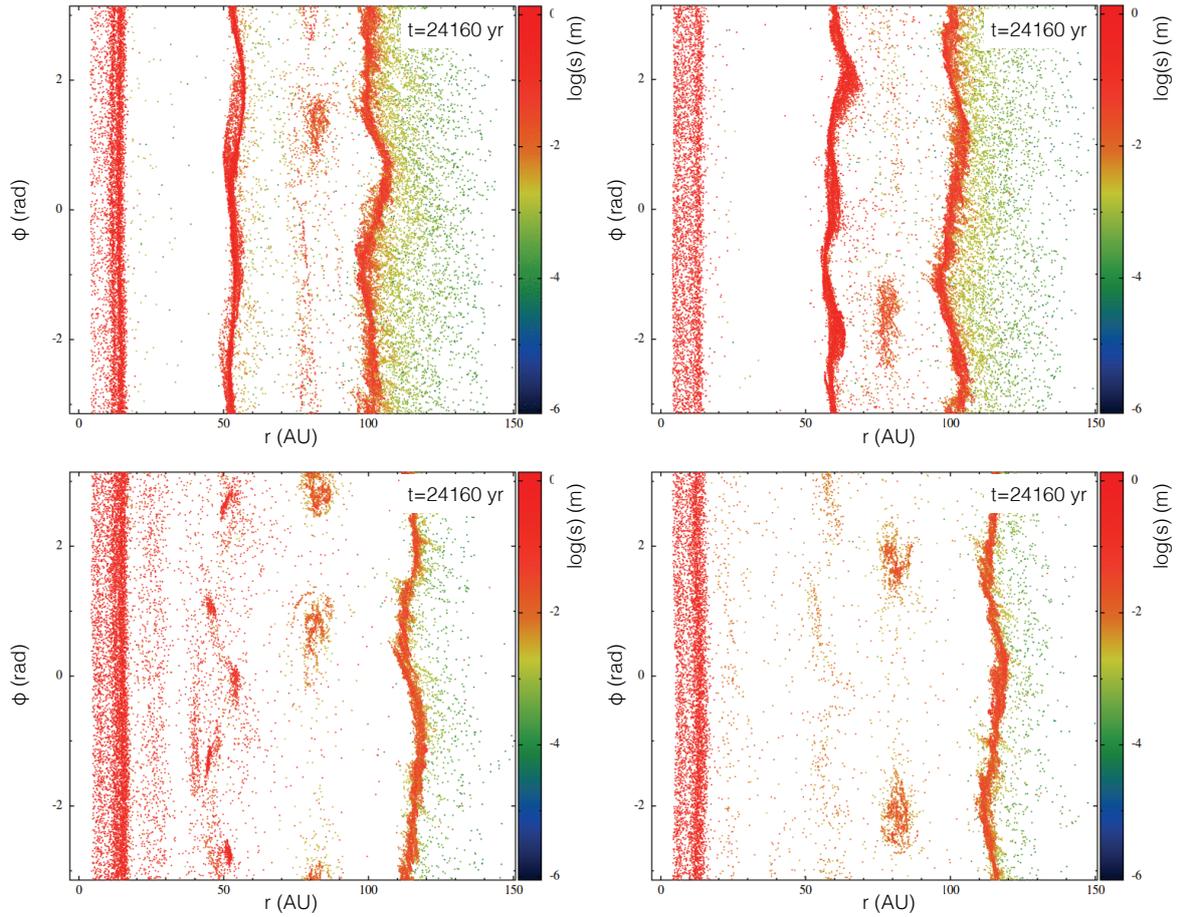


FIGURE 5.5 – Distribution des tailles de grain en fonction de la distance radiale et l'azimut (de haut en bas et de gauche à droite) : 2P-1Mj1Mj, 2P-5Mj1Mj, 2P-1Mj5Mj et 2P-5Mj5Mj.

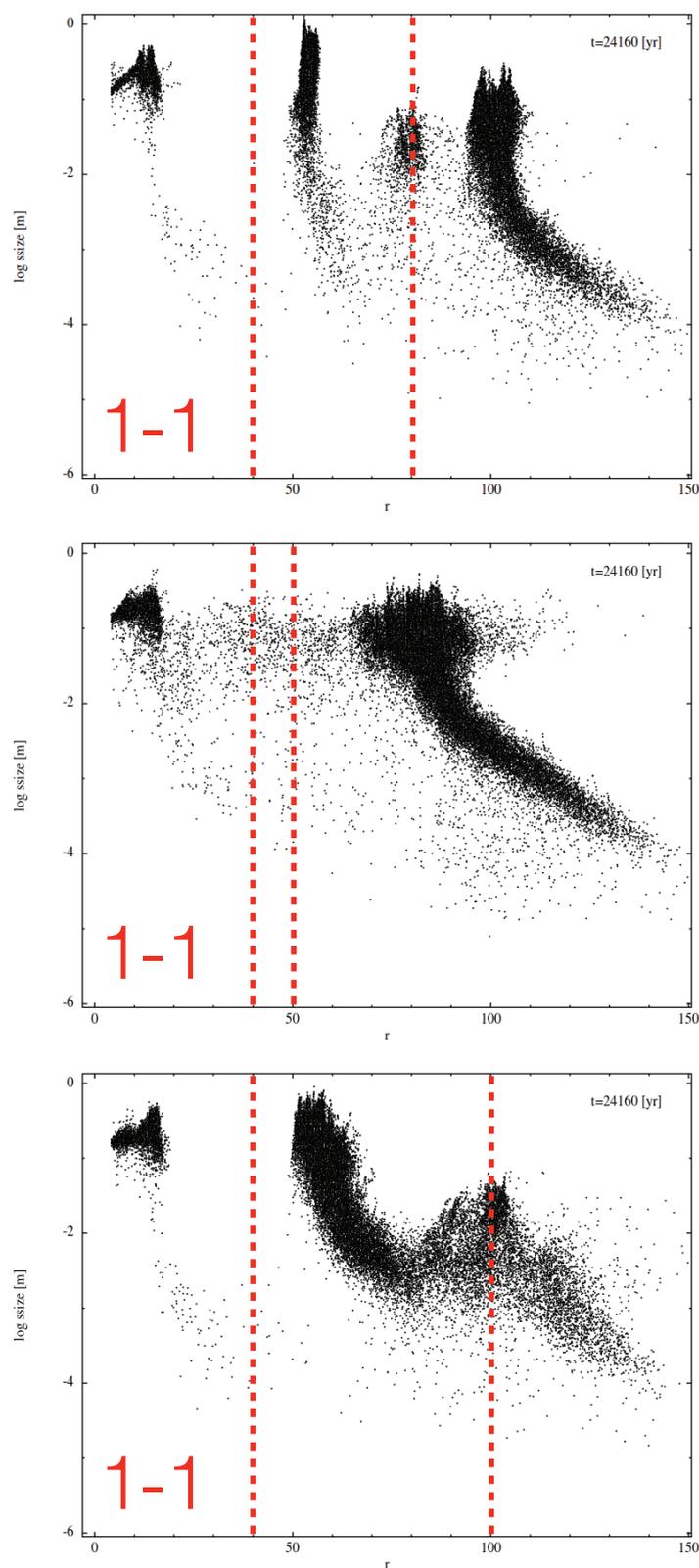


FIGURE 5.6 – Distributions des tailles en fonction de la distance radiale pour les simulations (de haut en bas) 2P-1Mj1Mj, 2P-4050 et 2P-40100 après 24000 ans d'évolution. Les lignes verticales correspondent aux positions et les nombres aux masses en M_J des planètes.

poussière s'accumule et croît de façon très efficace au bord externe de ce sillon. A contrario, pour des planètes ayant des orbites très éloignées, on retrouve un piège à particules entre 50 et 60 UA, des grains en corotation avec P2 à 100 UA et un deuxième piège à particules en formation aux alentours de 115 UA. On remarque que l'échelle temporelle de formation du piège à particules externe est plus longue par rapport à celle du piège interne car celles-ci dépendent du nombre d'orbites effectuées par les particules solides.

Ces résultats montrent que la structure du disque dans le cas avec deux planètes devient complexe dès que les sillons planétaires se recouvrent, ce qui dépend fortement de la masse des planètes et de l'espacement entre celles-ci. Ceci représente un problème car, lorsque les planètes sont proches et/ou très massives, il y a une dégénérescence qui est difficile à lever lorsque l'on tente d'expliquer la structure des sillons. Il faut donc explorer un vaste espace des paramètres, ce qui peut coûter cher en temps de calcul pour des simulations hydrodynamiques, afin de trouver la configuration qui reproduit le mieux les observations comme celle de HL Tau (cf. Fig. 1.9) par exemple. On verra que l'approche présentée ici permet néanmoins d'apporter des éléments de réponse pour l'interprétation des observations de systèmes multiples tels que HD 100546.

5.2 Etude du système HD 100546

On s'intéresse à l'étoile de type Herbig HD 100546, aussi appelée KR Muscae, qui se trouve dans la constellation de la Mouche. En effet, des observations récentes suggèrent la présence de deux planètes dans le disque qui entoure l'étoile centrale. Les observations de ces 10 dernières années à diverses longueurs d'onde fournissent beaucoup d'information sur la structure des disques de gaz et de poussière mais il reste difficile de contraindre de façon précise les positions et les masses des candidats planétaires. Pour construire un modèle de disque convenable pour réaliser des simulations hydrodynamiques appliquées à HD 100546, il convient de passer en revue préalablement l'ensemble des observations afin de voir quels sont les paramètres libres du système. Le but est de simuler le disque de HD 100546 avec deux planètes en faisant varier la masse des planètes et les orbites afin de reproduire les distributions de gaz et de poussière observées.

5.2.1 Observations du système

Paramètres stellaires et extension du disque

La Table 5.2 donne l'ensemble des paramètres stellaires tels qu'ils sont données dans Quanz et al. (2013). On s'intéresse en particulier à la masse et à l'âge de l'étoile pour cette étude. Les observations du disque, détaillées par la suite, concernent les détections de la poussière dans l'IR et le proche IR ainsi que les détections du gaz dans le continu et grâce aux raies de CO et de OH. Ces dernières indiquent que le disque de gaz s'étend jusqu'à une distance d'environ 400 UA, alors que les premières montrent que le disque de poussière est plus compact. Le profil radial de densité de surface du disque suit la loi de puissance suivante (Panić & Hogerheijde, 2009) :

$$\Sigma_g(r) = 18 \left(\frac{r}{1 \text{ UA}} \right)^{-1} \text{ g cm}^{-2} , \quad (5.1)$$

Paramètre	HD 100546	Référence
Ascension droite (J2000)	11h33m25s.44	van Leeuwen (2007)
Déclinaison (J2000)	-70°11'41".24	van Leeuwen (2007)
J	6.43 ± 0.02 mag	Cutri et al. (2003)
H	5.96 ± 0.03 mag	Cutri et al. (2003)
K _s	5.42 ± 0.02 mag	Cutri et al. (2003)
Masse	2.4 ± 0.1 M _☉	van den Ancker et al. (1997)
Âge	> 10 Myr	Guimarães et al. (2006)
Distance	97 ± 4 pc	van Leeuwen (2007)
Type spectral	B9Vne	Houk & Cowley (1975)

TABLE 5.2 – Paramètres stellaires de HD 100546 d’après Quanz et al. (2013).

et celui de température est égal à (Bruderer et al., 2012) :

$$T(r) = 60 \left(\frac{r}{100 \text{ AU}} \right)^{-1/2} \text{ K} . \quad (5.2)$$

Ces deux lois suffisent à construire le disque aux grandes échelles à partir des valeurs du bord interne et du bord externe du disque.

À continuation, je discute les publications récentes concernant le disque de HD 100546. Le but est de compiler les détections de ces dernières années et de comprendre les interprétations des différentes études afin de pouvoir comparer les résultats des simulations hydrodynamiques de ma thèse avec les observations. Les données et les résultats les plus importants de chaque étude sont représentés schématiquement dans la Fig. 5.7.

Compagnon planétaire à ~ 10 UA

L’existence d’un compagnon planétaire proche de l’étoile a été suggérée pour expliquer le sillon observé entre 1 et 13 UA approximativement (cf. Fig. 5.7). Grâce à des données interférométriques et photométriques couplées à des calculs de transfert radiatif, Tatulli et al. (2011) mettent en évidence un sillon dans la distribution de poussière micrométrique entre 4 et 13 UA. De plus, ils mesurent les inclinaisons du disque interne ($33 \pm 11^\circ$, $140 \pm 16^\circ$) et du disque externe (42° , 145°) ce qui leur permet d’affirmer que celles-ci ont des valeurs très proches. Enfin, ils estiment la position de la planète à approximativement 8 UA à l’aide de simulations hydrodynamiques en 2D. Cependant, ils ne peuvent pas conclure quant à la masse de la planète, notée P1, car pour des valeurs comprises entre 1 et 6 M_J la largeur du sillon, obtenue grâce aux observations, ne change que très peu. La seule différence remarquable est liée à la profondeur du sillon dans la densité de surface du disque.

Mulders et al. (2013) tentent d’inférer la masse de la planète à partir d’observations dans l’IR et de simulations hydrodynamiques en 2D également. Leurs résultats indiquent que le bord du disque à l’extérieur du sillon est arrondi par la présence d’un compagnon planétaire de masse $M_{P1} = 60^{+20}_{-40} M_J$, ce qui est en accord avec leurs observations. Par conséquent, les auteurs évoquent la possibilité que la planète supposée soit en réalité une naine brune. Brittain et al. (2013, 2014) utilisent les raies de CO et de OH pour contraindre

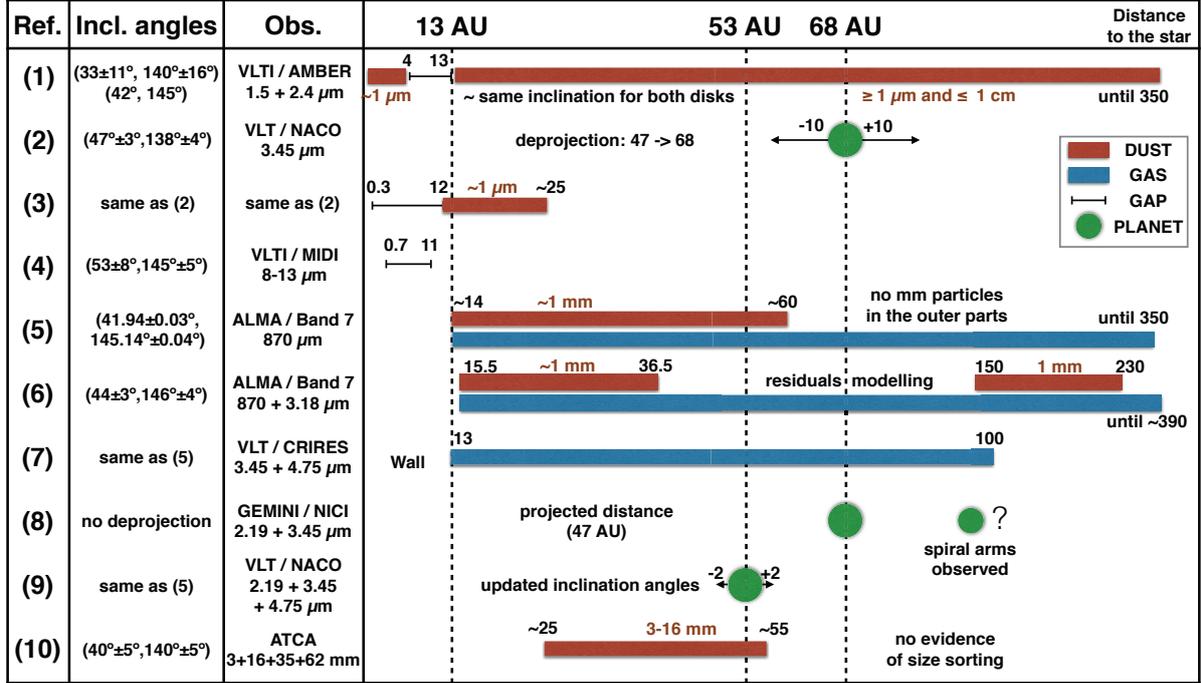


FIGURE 5.7 – Schéma montrant l'ensemble des observations de HD 100546 discutées : (1)=Tatulli et al. (2011), (2)=Quanz et al. (2013), (3)=Mulders et al. (2013), (4)=Panić et al. (2014), (5)=Pineda et al. (2014), (6)=Walsh et al. (2014), (7)=Brittain et al. (2014), (8)=Currie et al. (2014), (9)=Quanz et al. (2015) et (10)=Wright et al. (2015). Les distances sont données en UA à l'exception de la taille des poussières en marron. On donne d'abord l'angle de position de l'axe du disque et ensuite celui qui correspond à l'inclinaison par rapport à un disque vu de face.

la géométrie du disque interne de HD 100546 et trouvent que le bord externe du sillon pour la poussière se trouve à 13 UA environ. De plus, grâce à des observations dans le moyen infrarouge, Panić et al. (2014) obtiennent un résultat cohérent avec cette géométrie car ils observent un sillon dépourvu de gaz et de poussière entre 0.7 et 11 UA environ. En dépit du fait que la masse de P1 soit mal contrainte, l'ensemble de ces observations suggère fortement la présence d'une planète qui serait responsable du sillon observé.

Protoplanète dans le disque entre 50 et 70 UA

Quanz et al. (2013) présentent des observations à haut contraste en bande L' avec l'instrument NACO du VLT. Les images à $3.8 \mu\text{m}$ montrent une région qui présente un excès d'émission à un rayon projeté égal à $\sim 47 \pm 4 \text{ UA}$. En considérant l'inclinaison du disque ($47^\circ \pm 3^\circ, 138^\circ \pm 4^\circ$), les auteurs estiment que la protoplanète se trouve à une distance de $68 \pm 10 \text{ AU}$ de l'étoile après déprojection. Currie et al. (2014) trouvent un résultat semblable avec des observations à haut contraste en bande L' avec l'instrument NICI à GEMINI. De plus, ils observent des structures en forme de spirale qui d'après les auteurs pourraient être associées à d'autres planètes moins lumineuses plus loin de l'étoile. Ces deux études coïncident quant à la valeur de la distance projetée de P2, mais Currie et al. (2014) ne donnent pas la distance déprojetée à l'étoile alors que Quanz et al. (2013) le font. Récemment, en prenant une nouvelle valeur des angles d'inclinaison du disque ($41.94^\circ \pm 0.03^\circ, 256.14^\circ \pm 0.04^\circ$), Quanz et al. (2015) ont proposé une distance déprojetée

égale à $r_{P2} = 53 \pm 2$ UA. La Fig. 5.7 montre que les valeurs des angles varient d'une étude à l'autre, ce qui a des conséquences sur la distance déprojetée de P2, et qu'il n'y a pas de véritable consensus quant aux valeurs à prendre. La masse de la planète, estimée à partir de sa luminosité, est comprise entre $1 M_J$ et $10 M_J$ environ (Currie et al., 2014; Quanz et al., 2015). On supposera ici qu'il s'agit d'une géante gazeuse en formation se trouvant à une distance de l'étoile comprise entre 53 et 68 UA.

Distribution radiale des poussières

Pineda et al. (2014) détectent avec ALMA un bord très marqué dans la distribution du gaz et de la poussière à environ 14 UA, ce qui est en accord avec les observations des parties internes du disque. Le gaz est détecté jusqu'à des distances de l'ordre de 350 UA, tandis que la poussière millimétrique n'est observée que jusqu'à des distances d'environ 60 UA. Ceci peut être expliqué du point de vue théorique par la dérive radiale des solides dans le disque (cf. Sect. 1.3.2). De plus, leur analyse révèle des asymétries dans l'émission de la poussière ce qui implique qu'un modèle symétrique azimuthalement de disque ne reproduira les observations que de manière imparfaite. En utilisant le même jeu de données, Walsh et al. (2014) considèrent plusieurs modèles de disques et soustraient l'émission du disque simulé à la carte des résidus. Leur analyse suggère la présence de deux anneaux de poussière millimétrique (cf. Fig. 5.7) l'un situé entre les deux planètes et l'autre au delà de P2. Cette configuration est celle qui, en supposant des anneaux axisymétriques, minimise les résidus. Plus récemment Wright et al. (2015) ont mesuré avec ATCA la distribution des grains ayant des tailles comprises entre 3 et 16 mm. Ils trouvent que ceux-ci se trouvent essentiellement entre 25 et 55 UA et qu'il n'y a pas de traces de tri des grains par leur taille. Il y a donc deux jeux de données indépendants et à différentes longueurs d'ondes qui ont détecté un anneau de poussière entre 15 et 60 UA environ. Tenant compte des deux candidats planétaires et de leurs positions, cet anneau peut être interprété comme de la poussière se trouvant piégée entre les deux orbites planétaires, ce qui aurait empêché son accrétion par l'étoile. Bien que les interprétations soient influencées par les résultats des observations précédentes, il y a de fortes évidences qui indiquent qu'un processus ayant lieu dans le disque affecte de manière significative la dérive radiale des solides. Dans la suite de ce chapitre, on fera l'hypothèse que la planète interne est responsable de ce phénomène.

Bras spiraux dans le disque

Boccaletti et al. (2013) étudient les structures spirales dans le disque en utilisant des images à haute résolution angulaire obtenues avec l'instrument NICI à GEMINI. Les auteurs supposent la présence de plusieurs corps massifs qui perturbent le disque de manière locale en produisant chacun sa propre onde spirale. Ils contraignent alors les caractéristiques de ceux-ci en faisant un ajustement des ondes spirales observées en utilisant la formule pour l'onde spirale en coordonnées polaires (r, ϕ) proposée par Muto et al. (2012) (basée sur la théorie contenue dans Rafikov (2002)) qui s'écrit comme suit :

$$\Phi(r) = \Phi_P + \frac{\text{sgn}(r - r_P)}{h_c} \left(\frac{r}{r_P} \right)^{1+\beta} \left(\frac{1}{1+\beta} - \frac{1}{1-\gamma+\beta} \left(\frac{r}{r_P} \right)^{-\gamma} \right) - \frac{\text{sgn}(r - r_c)}{h_c} \left(\frac{1}{1+\beta} - \frac{1}{1-\gamma+\beta} \right) . \quad (5.3)$$

r_P et ϕ_P sont les coordonnées polaires de la planète, h_c le rapport d'aspect du disque à $r = r_P$, γ l'exposant de la loi de puissance de la fréquence képlérienne (égal à $3/2$) et β celui de la loi de la vitesse du son (égal à $q/2$). Ils identifient 5 structures dans le disque et calculent les paramètres de l'ajustement. La structure spirale la plus brillante se trouve à une distance comprise entre 130 et 220 UA. Malheureusement les paramètres du modèle sont dégénérés et il n'est pas trivial d'associer de manière univoque cette spirale à une planète dans le disque. D'après les auteurs, ceci requerra de nouvelles observations et une analyse plus approfondie car elle pourrait être due à des mécanismes différents tels que l'instabilité gravitationnelle ou à un disque gauchi par exemple. Le cas d'une perturbation par un corps massif se trouvant dans les régions internes du disque semble l'hypothèse la plus probable mais il faudrait alors plusieurs planètes afin de reproduire les spirales détectées. Currie et al. (2014) réalisent aussi une étude analogue de la structure spirale détectée au delà de la position de P2 et suggèrent la présence d'un éventuel troisième candidat car les ondes spirales ne correspondent pas à la planète détectée à environ 47 ± 4 UA (distance projetée).

5.2.2 Simulations hydrodynamiques de HD 100546

On a maintenant une vision plus complète des structures détectées dans ce système. On supposera ici que l'ensemble de ces structures (sillons, anneaux de poussière, bords et spirales) est causé par 2 planètes dont on fera varier les orbites et les masses en négligeant la croissance des grains. Dans un deuxième temps, je présente quelques résultats préliminaires avec croissance pure ($v_{\text{frag}} = \infty$).

Série de simulations

Les masses de P1 et de P2 sont peu contraintes par les observations et on prendra ici des valeurs de $10 M_J$ et $5 M_J$ respectivement, sauf pour la simulation 2PW où on cherche à comparer notre méthode avec celle de Walsh et al. (2014). Afin de pouvoir comparer les résultats avec des cas plus simples, on simule également un disque sans planètes (NOP) et un disque avec une planète seulement (1P). La poussière de toutes les simulations, à l'exception de G53 et G68, a une taille de 1 mm et la croissance des grains n'est pas prise en compte. Ce choix est motivé par les observations de la poussière qui couvrent essentiellement cet intervalle de tailles. Les simulations avec croissance pure ont une taille initiale de grains égale à $1 \mu\text{m}$ et seront discutées dans la suite. Toutes les valeurs utilisées dans ces simulations sont reportées dans la Table 5.3. La masse de l'étoile est de $2.4 M_\odot$ et les limites du disque sont prises égales à 2 et 200 UA pour le bord interne et le bord externe respectivement. Pour toutes les simulations on prend 100.000 particules pour chaque phase. Comme pour les simulations avec photophorèse (cf. Chap. 3) on laisse le disque de gaz évoluer afin qu'il atteigne un état d'équilibre, pendant 2600 ans dans ce cas, avant d'injecter la poussière. Le moment de l'injection de la poussière est défini comme $t = 0$ pour la simulation et on laisse alors évoluer le système pendant 2600 ans. Les distributions de gaz et de poussière présentées à continuation sont celles obtenues après 2600 ans d'évolution pour un disque constitué de gaz et de poussière.

Nom	M_1 (M_{Jup})	M_2 (M_{Jup})	r_1^0 (UA)	r_2^0 (UA)	s_0	Croissance
NOP	0	0	X	X	1 mm	non
1P	10	0	12	X	1 mm	non
2P53	10	5	12	53	1 mm	non
2P68	10	5	12	68	1 mm	non
2PW	20	15	10	68	1 mm	non
G53	10	5	12	53	1 μm	oui
G68	10	5	12	68	1 μm	oui

TABLE 5.3 – Liste des simulations de HD 100546.

Distribution de la poussière millimétrique

On considère ici les simulations NOP, 1P, 2P53 et 2P68 qui ont pour but d'étudier l'impact de la position de P2 sur les distributions de gaz et de poussière. La Fig. 5.8 montre une vue de dessus du disque de gaz et de poussière après 2600 ans d'évolution (avec le gaz et la poussière) dans les quatre simulations. NOP montre une distribution sans asymétries azimutales dont la densité décroît avec le rayon. La cavité interne observée correspond au rayon limite au dessous duquel on considère que les particules sont accrétées. 1P a des distributions de gaz et de poussière similaires pour les parties externes, cependant on observe que P1 a déjà creusé un sillon dont le bord externe se trouve à environ 15 UA. Les particules de gaz et de poussière à l'intérieur de l'orbite de la planète sont accrétées par l'étoile en quelques orbites seulement à cause de la formation du sillon de P1 qui évacue les particules dans l'étoile. On note enfin qu'il n'y a pas d'onde spirale qui puisse être associée de façon univoque à P1.

Les simulations 2P53 et 2P68 sont très semblables et présentent deux anneaux dans la distribution de poussière : le premier entre le bord externe du sillon de P1 et le bord interne du sillon de P2 et le deuxième au delà du bord externe du sillon de P2. De plus, on observe des ondes spirales dans la distribution de gaz clairement causées par la planète qui se trouve au niveau de la surdensité où se joignent les deux bras spiraux. Cette structure est en rotation rigide avec la planète (cf. Sect. 1.5.1). La différence entre ces deux simulations est la taille du sillon planétaire qui est plus grande pour 2P68 car le rayon de Hill est plus grand dans ce cas (cf. Eq. (1.32)). Ceci a des implications importantes pour l'interprétation des observations de la poussière millimétrique et notamment pour la structure avec deux anneaux suggérée par Walsh et al. (2014) (voir plus loin).

La Fig. 5.9 montre les densités de surface pour les disques de la Fig. 5.8. On voit que P1 creuse un sillon très profond dans le gaz qui provoque l'accrétion du disque interne et un maximum de pression au bord externe du disque où on s'attend à former un piège à particules lorsque les particules à l'extérieur de celui-ci auront migré suffisamment. P2 creuse un sillon dans le gaz dont la profondeur est du même ordre de grandeur pour 2P53 et 2P68 mais dont les maxima de densité, et donc de pression, ne sont pas à la même position radiale. Ceci explique la position du piège à particules. La largeur du sillon est plus grande pour 2P68 car celle-ci est donnée par le rayon de Hill (cf. (1.32)). Il est intéressant de noter la cassure de la surface de densité des poussières pour NOP à partir de 120 UA qui est due à la dérive radiale des particules qui se trouvent à l'extérieur de

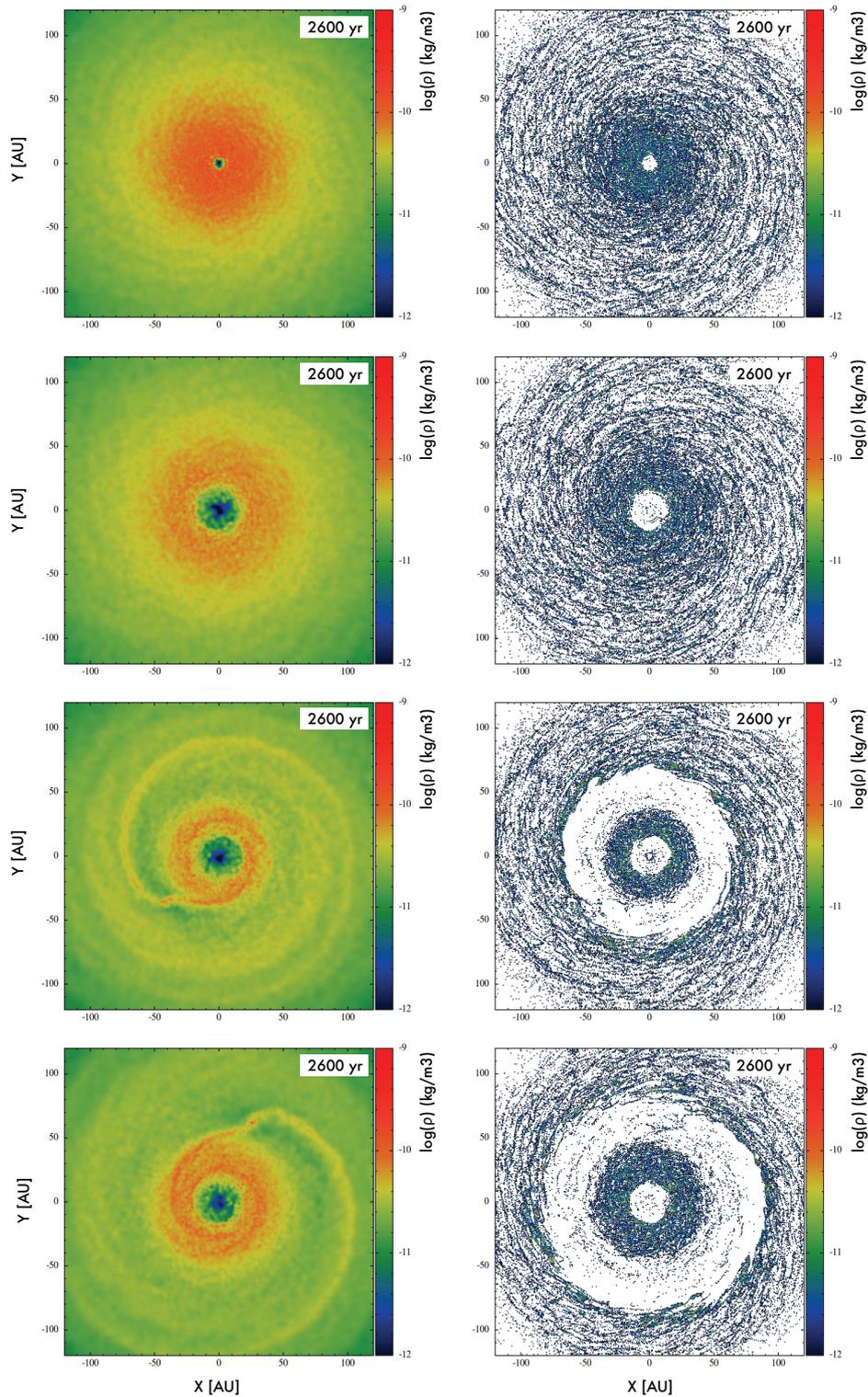


FIGURE 5.8 – Carte de densité du disque vu de dessus après 2600 ans d'évolution. De gauche à droite et de haut en bas : NOP gas, NOP 1-mm, 1P gas, 1P 1-mm, 2P53 gas, 2P53 1-mm, 2P68 gas et 2P68 1-mm.

disque. Étant donné que le phénomène de dérive radiale se poursuit au cours du temps, la position radiale de la cassure diminue avec le temps. Sans la présence des planètes et des pièges à particules associées, les particules solides dérivent vers l'étoile jusqu'à être

finaleme^{nt} accrétées à des stades plus évolués du disque. Les pics dans les profils de la densité de surface de 2P53 et 2P68 à 70 et 90 UA respectivement démontrent bien que la poussière est efficacement piégée au niveau du bord externe du sillon de P2. Enfin, notons que la structure du sillon interne et celle du disque externe au delà de 110 UA sont peu sensibles à la position de P2 dans le disque car le rayon de Hill de P2 est suffisamment petit.

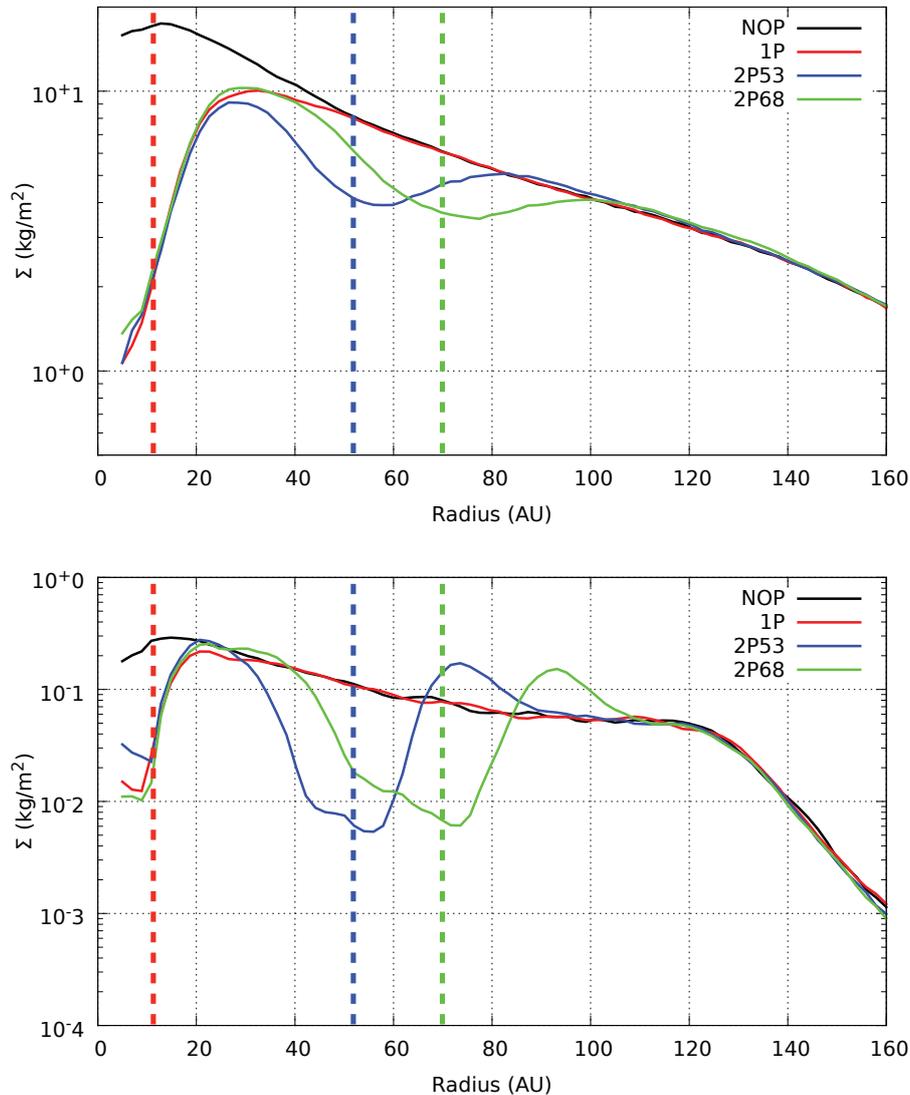


FIGURE 5.9 – Densités de surface pour le gaz (haut) et pour la poussière dans les simulations 0P, 1P, 2PA et 2PB après 2600 ans d’évolution. Les lignes verticales correspondent aux positions des planètes.

La Fig. 5.10 montre un schéma de l’état final du disque avec deux planètes : d’une part P1 à 12 UA creuse un sillon profond qui vide le disque interne dans l’étoile et qui produit un bord marqué dans la distribution de gaz et de poussière à environ 15 UA ; et d’autre part, P2 creuse un sillon dans le gaz qui provoque l’accumulation de la poussière au niveau du maximum de pression au bord externe du sillon. La structure avec deux anneaux de poussière correspond au scénario proposé par Walsh et al. (2014), cependant

la largeur des sillons dans les simulations 2P53 et 2P68 sont trop petites comparées à celle de leur modèle de disque (cf. Fig. 5.7). Cette différence pourrait être due au fait qu'on ne considère pas de croissance dans nos calculs. En effet, si les grains croissent leur comportement dynamique est sensiblement différent. On abordera cette question par la suite.

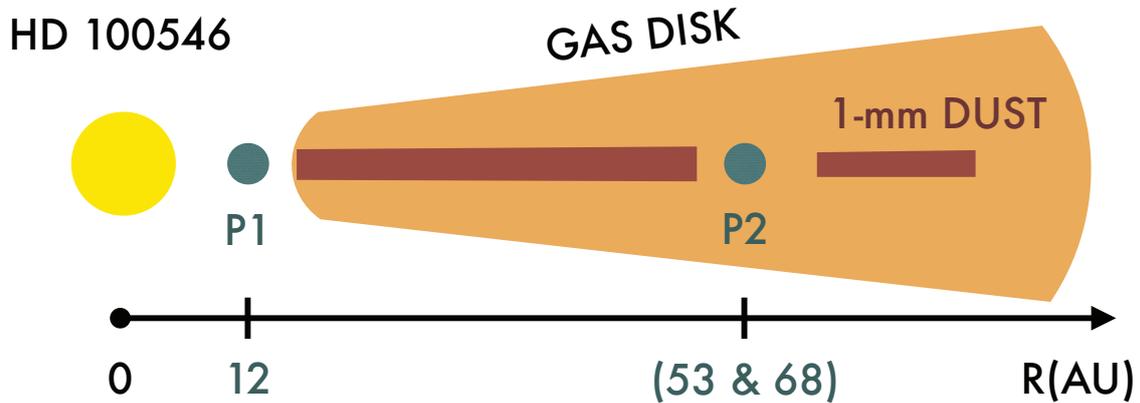


FIGURE 5.10 – Schéma de la coupe du plan méridien de HD 100546 à la fin des simulations 2P53 et 2P68 une fois que les deux planètes ont creusé leur sillon respectif (pas à l'échelle).

Enfin, j'ai effectué une simulation en considérant les mêmes masses et les orbites planétaires que Walsh et al. (2014) afin de voir si on obtient une structure en accord avec celle des deux anneaux de poussière proposée par les auteurs. Dans ce cas, P1 a $15 M_J$ et se trouve à 10 UA et P2 a $15 M_J$ et se trouve à 68 UA. La Fig. 5.11 montre la comparaison de la distribution du gaz et de la poussière dans les simulations 2P53, 2P68 et 2PW après 2600 ans d'évolution. Les paramètres de ces simulations sont données dans la Table 5.3. Le sillon dans ce cas est plus large car la planète est plus massive et il s'étend de 40 à 100 UA environ. Le bord interne du sillon est en très bon accord avec leur modèle, tandis que le bord externe diffère d'approximativement 50 UA. Cette différence pourrait être conciliée en introduisant d'autres planètes moins massives au delà de P2 qui seraient responsables du sillon observé dans la poussière mais pas dans le gaz. En effet, si on augmentait d'avantage la masse de P2 cela aurait pour effet de creuser un sillon dont le bord interne serait en désaccord avec le modèle de double anneau de Walsh et al. (2014). De plus, une planète plus massive creuserait également un sillon dans le gaz, ce qui serait en désaccord avec les observations. Toutefois, il est important de remarquer que les auteurs font un calcul de l'évolution de la poussière sans tenir compte de l'évolution du gaz et qu'ils font évoluer le disque plusieurs millions d'années tandis qu'ici l'évolution est étudiée à l'échelle de quelques milliers d'années.

Ondes spirales de densité dans le disque

Il est possible d'extraire la structure spirale du disque en cherchant quelle est l'azimut pour lequel la densité est maximale pour une distance radiale donnée. Ce procédé est valable car il s'agit d'une spirale à un bras. La Fig. 5.12 montre l'onde spirale observée dans le disque de gaz pour la simulation 2P68. On peut alors reprendre l'Eq. (5.3) et faire

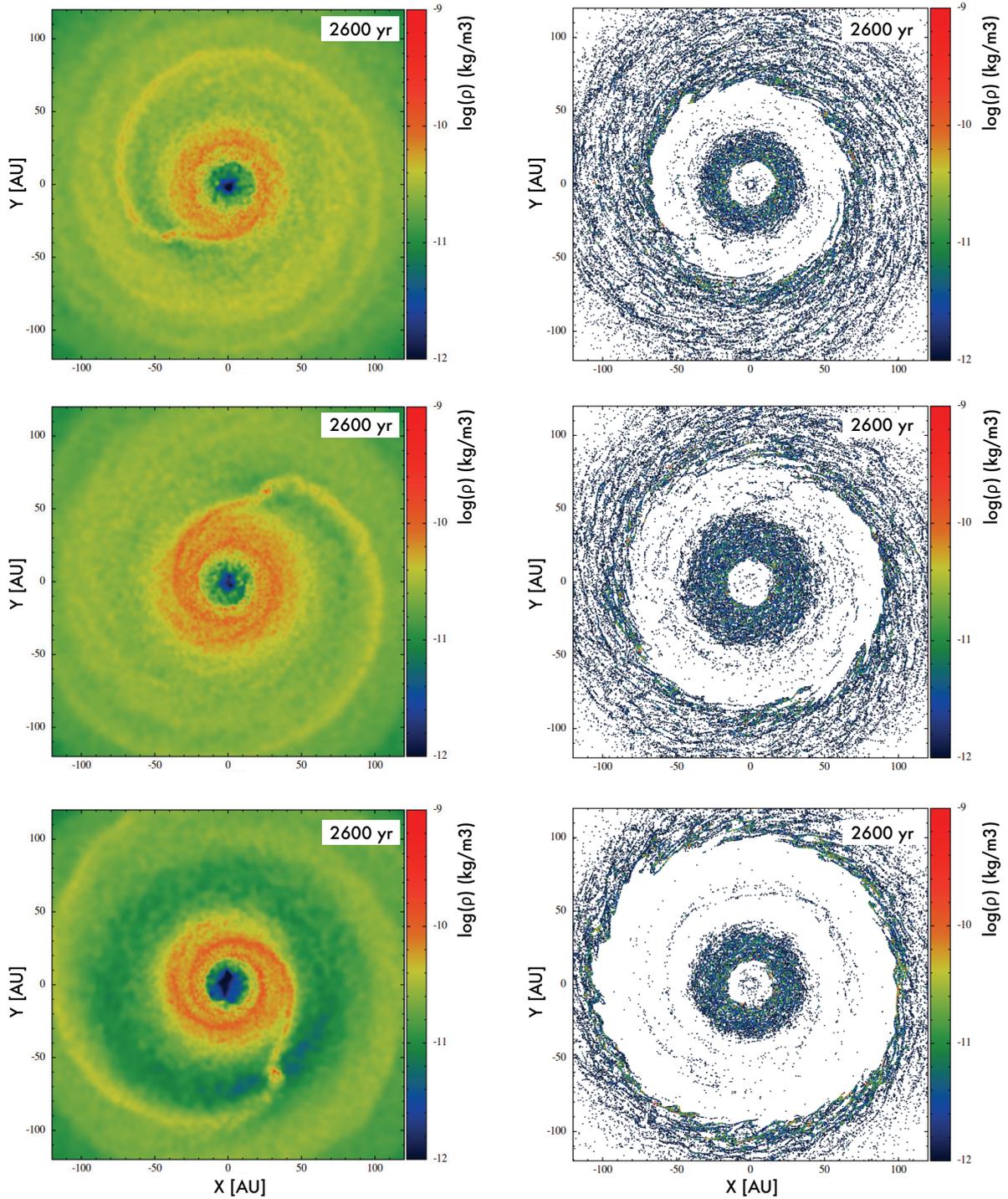


FIGURE 5.11 – Carte de densité du disque de gaz (gauche) et de poussière (droite) vu de dessus après 2600 ans d'évolution pour 2P53, 2P68 et 2PW (de haut en bas).

un ajustement du paramètre h_c car on connaît r_p , ϕ_p , γ et β pour le disque. Or le résultat de cet ajustement donne une valeur de $h_c = 0.12$ qui diffère de plus d'un facteur 2 de la valeur du rapport d'aspect à $r_c = 68$ UA qui est égal à 0.26. Un résultat similaire a été obtenu par Boccaletti et al. (2013), et plus récemment par Benisty et al. (2015) dans le cas de MWC 758, ce qui suggère que la théorie développée par Rafikov (2002) et Muto

et al. (2012) pour les ondes de densité spirales ne s'applique pas¹ au cas des ondes lancées par la planète P2 dans HD 100546.

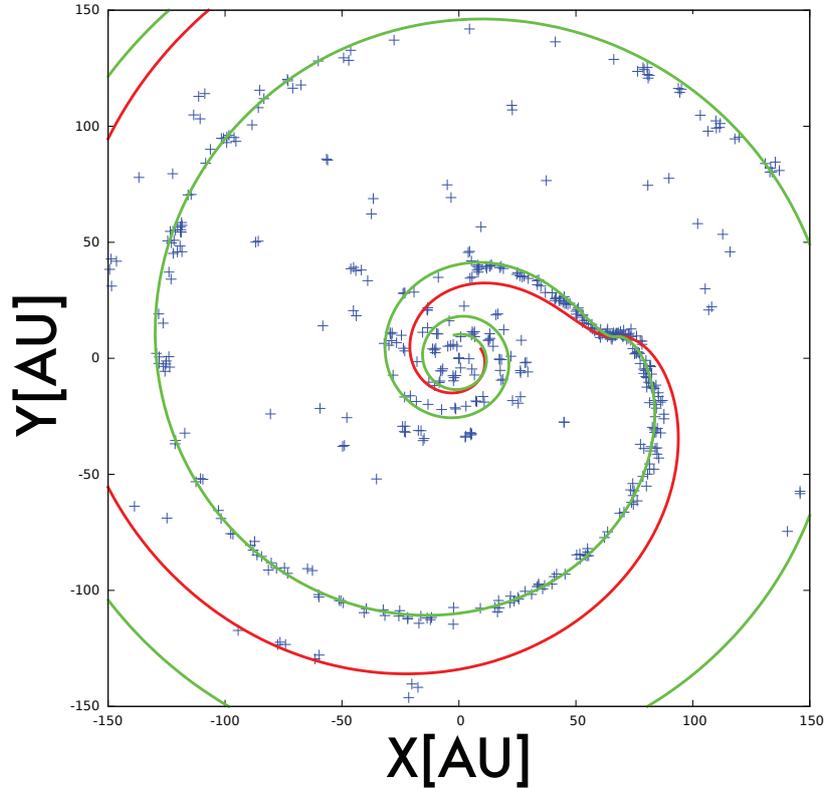


FIGURE 5.12 – Structure spirale extraite du disque de gaz de la simulation 2PB (bleu), onde spirale avec la valeur réelle du rapport d'aspect du disque $H_{p2} = 0.26$ (rouge) et onde spirale ajustée avec $H_{p2} = 0.12$ (vert).

5.2.3 Simulations avec croissance des grains dans le disque

On considère la croissance pure ($v_{\text{frag}} = \infty$) des grains dans des simulations de disque avec deux planètes en utilisant les modèles de disque de 2P53 et 2P68 mais en prenant une taille initiale des grains égale à $1 \mu\text{m}$. La Fig. 5.13 montre la taille des grains en fonction du rayon à différents stades évolutifs du disque de la simulation G53. On voit que les particules croissent de façon efficace dans les régions internes du disque à l'extérieur du sillon de P1 comme étudié précédemment par Laibe et al. (2008) et que celles du disque interne (à l'intérieur de P1) sont accrétées par l'étoile à cause du sillon creusé par P1. Ensuite, à partir de 2000 ans, P2 commence à creuser un sillon dans la poussière également. Entre 5000 et 7500 ans le sillon de P2 est progressivement vidé de poussière et on observe clairement la formation des pièges à particules aux bords externes des sillons planétaires. Après 12000 ans d'évolution, la quasi totalité des grains de poussière situés entre les deux planètes est accumulée au bord externe du sillon de P1 à cause de la dérive radiale, tandis que le piège au bord externe du sillon de P2 continue à accumuler les particules du disque

1. Dong et al. (2015) ont récemment soumis un article où ils montrent que la théorie de Rafikov (2002) est uniquement valable dans le régime linéaire.

externe qui dérivent plus lentement vers l'étoile jusqu'à la fin de la simulation.

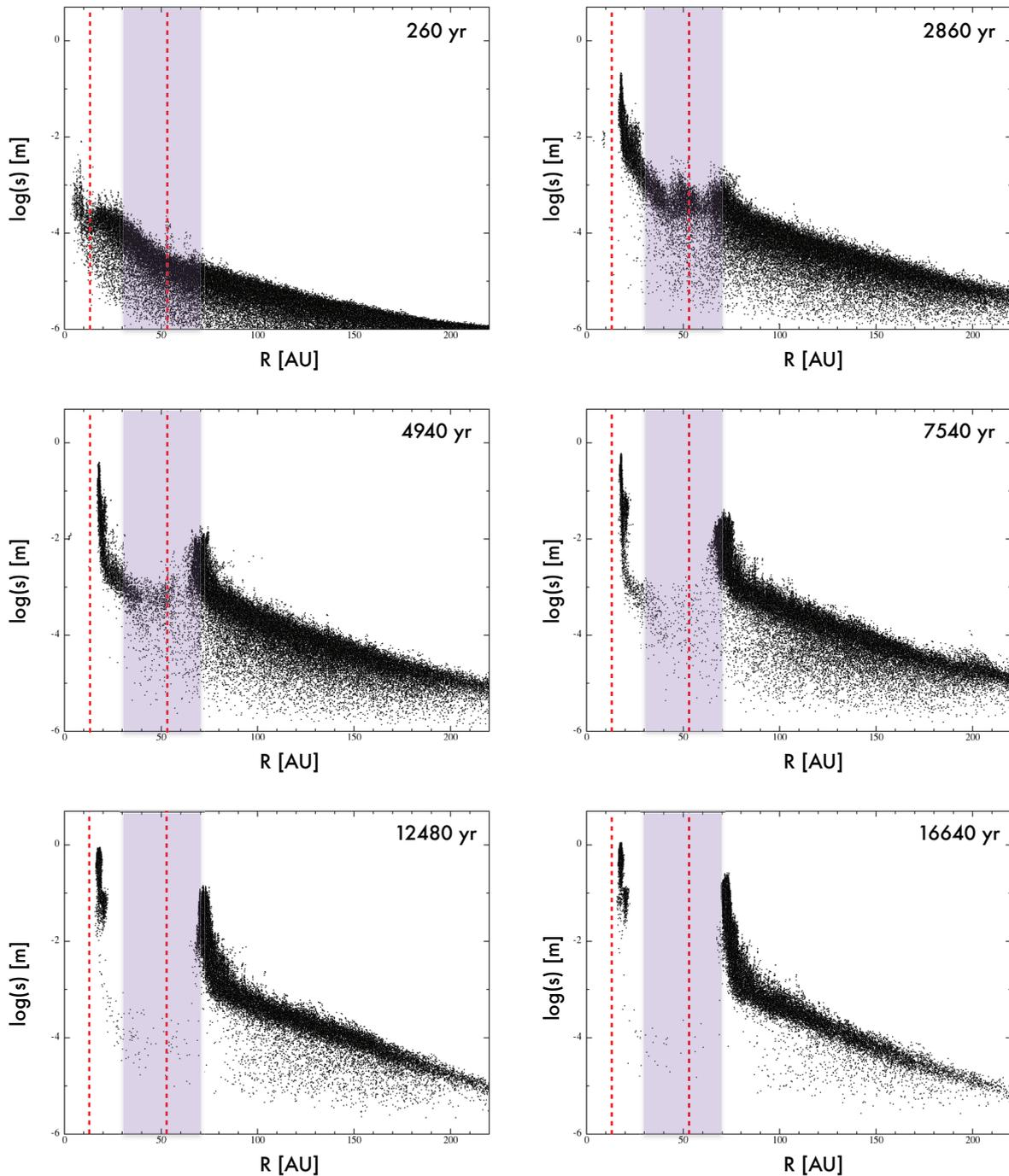


FIGURE 5.13 – Évolution de la taille en fonction de la distance radiale pour la simulation G53. La position des planètes est indiquée par des lignes en pointillé rouges. La bande violette indique la taille approximative du sillon de P2 dans la poussière pour 2P53.

La Fig. 5.14 montre les distributions de taille des grains en fonction du rayon et une coupe du plan méridien du disque à la fin des simulations G53 et G68. On observe que la structure du disque au delà de l'orbite de P2 est sensiblement la même dans les deux simulations avec une différence au niveau des tailles atteintes dans le piège à particules au

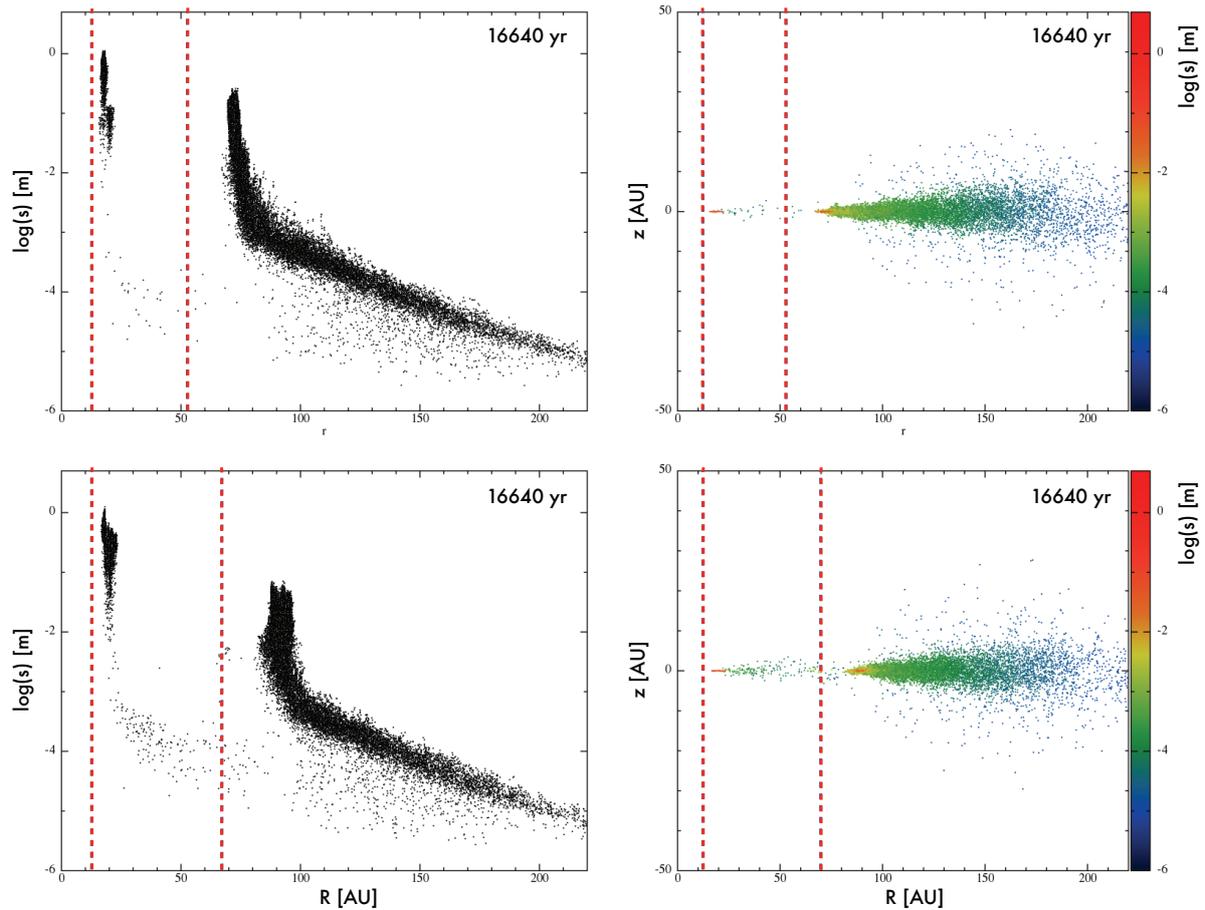


FIGURE 5.14 – Comparaison des simulations G53 et G68. La position des planètes est indiquée par des lignes en pointillé rouges.

bord du sillon de P2. Pour G53 la taille maximale est de l'ordre de 10 cm, tandis que pour G68 les tailles atteintes sont légèrement en dessous de cette valeur. Ceci est dû au fait que pour G53 la densité de particules est plus importante puisque le piège en question se trouve plus près de l'étoile. Par conséquent, d'après l'Eq. (2.65), la croissance y est plus rapide. La région entre les deux planètes contient plus de particules dans le cas de G68 car les solides doivent traverser une distance plus grande avant d'atteindre le piège à particules au bord du sillon de P1. Ces particules continuent encore à dériver et finiront par atteindre le piège à particules pour des temps plus avancés. En comparant ces distributions avec l'ensemble des observations de la Fig. 5.7, on constate que la simulation G68 reproduit mieux les contraintes observationnelles imposées par les distributions de grains millimétriques et centimétriques où le bord externe du disque de poussière se trouve entre 55 et 60 AU environ. Il faut cependant rappeler que ces résultats considèrent une croissance pure des grains. Par conséquent, si on incluait la fragmentation lors des collisions, ceci aurait pour effet de repeupler en petits grains la région entre les deux orbites planétaires. Ceci est mentionné dans la Sect. 5.3 et fera l'objet d'une étude plus approfondie dans le futur.

5.3 Pistes de recherche pour le futur

Il reste trois aspects intéressants dans ce projet qui seront explorés dans les mois à venir afin de réaliser une étude complète des structures de gaz et de poussière dans le système HD 100546. Dans ce projet participent également Jean-François Gonzalez, Farzana Meru, Sarah Maddison, Jaime Pineda et Francesco Pignatale qui seront coauteurs de la publication qui sera soumise prochainement.

5.3.1 Formation séquentielle de planètes dans HD 100546

Le mécanisme de formation séquentielle proposé par Pinilla et al. (2015) est une idée originale qui mérite d'être considérée dans cette étude également. Dans ce scénario, le piège à particules au bord externe du sillon de P1 a le temps de collecter efficacement les solides qui dérivent vers l'étoile pendant 2 millions d'années ; puis, après injection de P2, le piège à particules au bord externe du sillon retient moins de solides que si P2 était injectée simultanément avec P1. En effet, à cause de la dérive de solides, il y a moins de particules dans les régions externes du disque. Ainsi, il est possible d'expliquer la différence d'émission d'un facteur 100 environ qu'il existe entre les deux anneaux de poussière reportée par Walsh et al. (2014).

En utilisant l'approche proposée dans ce chapitre, on pourrait également comparer l'accumulation de solides aux bords des sillons planétaires de P1 et P2 en considérant le scénario de formation planétaire séquentielle. Malheureusement, si on étudie la poussière millimétrique sans considérer la croissance, le coût en terme de temps de calcul nous empêche de faire une étude pour des temps beaucoup plus longs que la dizaine de milliers d'années. Ceci est dû au fait que le pas de temps des forces de friction diminue de façon très significative lorsque la poussière millimétrique s'accumule dans les régions internes du disque. Dans ce cas, une injection séquentielle (en ajoutant la deuxième planète après 3000 ans par exemple) ne changerait pas fondamentalement la distribution radiale des poussières car la dérive radiale des grains à l'extérieur n'est pas très rapide. Cependant, en considérant la croissance de ceux-ci, le problème du pas de temps ne se pose plus car les grains augmentent leur taille dans les régions internes. On pourrait alors voir où s'accumule la poussière dans le cas avec une seule planète et décider de former une deuxième planète au niveau du piège à particules en fixant un certain seuil de densité. Cette approche semble plus cohérente que celle adoptée par Pinilla et al. (2015) où le profil de densité de surface du gaz est modifié brutalement après 2 ou 3 millions d'années.

Néanmoins, il est important de noter que si l'on considère une croissance plus efficace dans le piège à particules externe à cause de la concentration plus importante de glace (car la température est inférieure), la vitesse de seuil de fragmentation sera alors plus élevée à cet endroit du disque. Il y aura donc une formation de blocs solides de plus grande taille, ce qui aura pour effet de réduire l'émission dans l'IR du piège à particules externe. Par conséquent, dans ce cas il serait possible de reproduire les observations dans le millimétrique sans avoir à considérer une formation planétaire séquentielle.

5.3.2 Croissance avec fragmentation dans HD 100546

La croissance pure ($v_{\text{frag}} = +\infty$) considérée dans la Sect. 5.2.3 produit des résultats qui montrent que les particules peuvent croître de façon très efficace dans les pièges à particules au niveau des bords externes des sillons planétaires. En effet, dans les simulations G53 et G68 les solides atteignent des tailles de l'ordre du mètre et du décimètre en quelques milliers d'années seulement. Ceci se traduit par une dérive très efficace des grains qui se trouvent entre P1 et P2 et on obtient un disque qui contient très peu de poussière entre les deux orbites des planètes. Afin de considérer une situation plus réaliste, il convient donc de faire une étude similaire à celle de Gonzalez et al. (2015) en considérant diverses vitesses de seuil de fragmentation dans le calcul de la croissance des grains. L'ajout de la fragmentation permettrait de "repeupler" ces régions en petits grains et de mieux reproduire les observations. Cependant, il est difficile de prédire a priori les distributions car celles-ci dépendent fortement de la valeur de v_{frag} , c'est pourquoi je prévois de faire ce type de simulations dans le futur afin d'étudier cet aspect plus en détail.

5.3.3 Comportement dynamique de différentes espèces chimiques

La considération de différentes espèces chimiques, c'est-à-dire des grains avec différentes densités intrinsèques, est une piste intéressante également. Ici je n'ai considéré que des grains de glace avec $\rho_d = 1 \text{ g cm}^{-3}$. Les travaux de Francesco Pignatale (bientôt publiés) montrent que le comportement dynamique des grains est fortement affecté et que différentes espèces chimie dérivent à différentes vitesses radiales dans le disque. Cet effet pourrait produire des distributions de taille moins piquées lorsque la croissance est considérée car chaque espèce dérive différemment.

Conclusion

La barrière de dérive radiale des solides causée par les effets de friction du gaz est un véritable obstacle pour la formation de planétésimaux dans les disques protoplanétaires. En effet, les grains sub-millimétriques croissent et lorsqu'ils atteignent la taille optimale de dérive, qui est fonction de conditions locales du disque, ils migrent rapidement vers l'étoile (cf. Sect. 1.3.2). Plusieurs mécanismes ont été proposés ces dernières années afin de concentrer des solides dans le disque pour que ceux-ci puissent croître suffisamment et se découpler du gaz (cf. Sect. 1.3.4). Dans cette thèse, j'ai étudié d'abord la photophorèse (cf. Chap. 3) et le jet magnétique (cf. Chap. 4) qui sont des mécanismes capables d'arrêter la dérive radiale des solides et de transporter les solides vers les parties externes du disque. Ce transport radial a des conséquences importantes pour la formation des premiers solides dans le disque discutées dans les Sects. 3.5 et 4.6. Ensuite, j'ai étudié au moyen de simulations SPH la dynamique du gaz et de la poussière dans des systèmes avec deux planètes et en particulier l'évolution de la distribution des grains (cf. Chap. 5).

La force de photophorèse agit sur des particules illuminées par l'étoile dans les régions optiquement minces du disque et se traduit par une force dirigée dans le sens du rayonnement stellaire. Cette force dépend essentiellement du flux reçu, de la pression, de la température et de la taille du solide. Dans le Chap. 3, grâce à des modèles de disque 1D et 2D, j'ai d'abord déterminé la gamme de tailles pour laquelle les effets de la photophorèse sont suffisants pour arrêter la dérive radiale. Ensuite j'ai étudié le transport de solides en 3D dans les disques de transition en implémentant la force de photophorèse dans le code SPH décrit dans le Chap. 2. Les résultats obtenus montrent que les particules de poussière ayant des tailles comprises entre le millimètre et le mètre migrant vers l'intérieur sont arrêtées à des distances de l'ordre de l'UA et que celles des régions internes du disque sont efficacement transportées vers l'extérieur. Il y a donc accumulation des solides à la position radiale d'équilibre. En particulier, les particules millimétriques de fer (denses) atteignent l'équilibre proche de l'étoile, tandis que les particules plus grandes de silicate le font plus loin de l'étoile. Ceci peut expliquer le tri par taille et la composition des chondrites dans le Système Solaire. Je prévois de faire une étude incluant la croissance des grains dans les simulations avec photophorèse dans les prochains mois afin d'analyser ce point plus en détail.

Le transport radial dû aux effets du jet magnétique a lieu à proximité de l'étoile (~ 0.1 UA) et constitue un mécanisme prometteur pour expliquer la formation de CAIs pendant les premières phases de la Nébuleuse Solaire. Dans le scénario de la fontaine stellaire présenté dans le Chap. 4 (cf. Fig. 4.3), les particules solides se découplent du flux d'accrétion de gaz dans l'étoile et sont alors expulsées vers les régions externes avec des vitesses qui dépendent essentiellement du taux d'accrétion et de l'intensité du champ magnétique stellaire (cf. Sect. 4.2). Les résultats présentés ici montrent la trajectoire de ces parti-

cules qui rentrent à nouveau dans les régions externes du disque. De façon intéressante, l'évolution de la température de ces particules solides est en très bon accord avec les taux de refroidissement requis pour former des CAIs de type B. De plus, l'augmentation extrême et de courte durée de la température que subit la particule lors de son entrée dans le disque peut produire les WLRs et la forme aérodynamique observés dans les CAIs des chondrites carbonées. La quantité maximale de CAIs produite via ce mécanisme est d'environ 3% de la masse totale des planètes rocheuses. Or, l'abondance des CAIs mesurée dans les météorites est inférieure à 3% pour les chondrites carbonées. Cependant, un choix moins optimiste des paramètres peut sans doute réconcilier le modèle et les observations. On a donc montré que ce mécanisme peut produire une quantité suffisante de CAIs dans la Nébuleuse Solaire et qu'il reproduit la forme et la composition de ceux-ci.

Enfin, j'ai étudié dans le Chap. 5 la dynamique des systèmes avec plusieurs planètes en 3D où il est possible de former plusieurs pièges à particules dans le disque. Les résultats montrent qu'il y a une importante accumulation de solides aux bords externes des sillons creusés par les planètes où les particules peuvent croître efficacement jusqu'à se découpler du gaz. Lorsqu'il y a un recouvrement des sillons, la structure du disque devient plus complexe et dépend fortement des masses des planètes et de la distance entre celles-ci (cf. Sect. 5.1.3). J'ai ensuite simulé un disque reproduisant le système HD 100546 où deux candidats planétaires ont été récemment proposées (cf. Sect. 5.2.1). Les distributions obtenues pour la poussière millimétrique révèlent une structure avec deux anneaux avec des particules piégées entre les deux planètes et au bord externe du sillon de la planète la plus éloignée de l'étoile. En incluant la croissance des grains, on observe que le cas où la planète P2 se trouve à 68 AU reproduit mieux l'ensemble des observations effectuées ces dernières années. Afin de compléter cette étude, je prévois de considérer différentes vitesses de seuil de fragmentation et différentes densités intrinsèques pour les grains. Les distributions obtenues permettront alors de produire des images synthétiques du disque qui pourront être directement comparées avec les observations.

Ainsi, les résultats présentés dans cette thèse apportent de nouveaux éléments de réponse pour comprendre comment se forment les premiers solides dans les disques et la structure des systèmes multiples. Les instruments actuels, tels que ALMA et SPHERE, et ceux à venir (MATISSE par exemple) auront bientôt la résolution nécessaire pour sonder en détail les régions internes des disques protoplanétaires, ce qui permettra de mieux contraindre l'efficacité des mécanismes considérés ici. La question des signatures observationnelles de ceux-ci a été marginalement abordée et fera l'objet d'une étude plus approfondie dans le futur. Un aspect particulièrement intéressant, aux vues de l'observation récente de HL Tau (cf. Fig. 1.9), est celui de comprendre la structure des sillons planétaires au sein de systèmes multiples.

Annexe A

Le paramètre visqueux α

Le but est d'introduire de façon plus physique le paramètre α de l'Eq. (1.9). Dans le cas d'un gaz idéal, la viscosité est étroitement liée au libre parcours moyen λ qui mesure la distance parcourue par une particule avec de rentrer en collision avec une autre. Lors de cette collision, il y un échange de moment entre les deux molécules qui est à la base du transport de moment sur de petites échelles de distance dans le gaz. La viscosité vérifie donc la relation de proportionnalité suivante :

$$\nu_{\text{mol}} = A \lambda v_{\text{th}} \quad (\text{A.1})$$

où v_{th} est la vitesse thermique des particules de gaz et $A \approx 1$ est un constante de proportionnalité sans dimension. On rappelle que $[\nu] = \text{cm s}^{-1}$, $[\lambda] = \text{cm}$ et $[v_{\text{th}}] = \text{cm s}^{-1}$.

Dans un flot turbulent, les tourbillons se déplacent d'une longueur L avant de se dissiper. Cette distance peut être considérée comme un libre parcours moyen avec $L \ll \lambda$. La vitesse V à laquelle se déplacent les tourbillons est typiquement inférieure à celle des molécules de gaz. Ainsi, la turbulence agit comme une "viscosité" à grande échelle avec :

$$\nu_{\text{turb}} = L V. \quad (\text{A.2})$$

On voudrait faire apparaître la vitesse du son c_s et l'échelle de pression verticale $H = c_s/\Omega_K$. Pour ce faire, on les exprime de la façon suivante : $L = \beta H$ et $V = \gamma c_s$. On peut faire les deux hypothèses suivantes :

$\beta < 1$: les tourbillons sont plus petits que l'échelle de pression verticale,

$\gamma < 1$: les tourbillons se déplacent à des vitesses subsoniques.

On obtient alors :

$$\nu = \beta \gamma H c_s = \beta \gamma \frac{c_s^2}{\Omega_K}. \quad (\text{A.3})$$

Ainsi, en définissant $\alpha \equiv \beta \gamma$, on obtient l'expression de la turbulence comme exprimée par (Shakura & Sunyaev, 1973) :

$$\nu = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega_K}. \quad (\text{A.4})$$

Annexe B

Matériel supplémentaire du Chap. 4

B.1 Temperature d'équilibre pour $S \gg 1$

Dans notre modèle, le chauffage de la particule solide lorsqu'elle rentre dans le disque est donné par :

$$\frac{4}{3}\pi\rho_p s_p^3 C_p \frac{dT_p}{dt} \approx 4\pi s_p^2 C_H \rho_g |v_p - v_g| (T_r - T_p) + \frac{s_p(L_* + L_a)\epsilon_a}{4R^2} - 4\pi s_p^2 \epsilon_e \sigma_B T_p^4, \quad (\text{B.1})$$

Étant donné que les particules rentrent typiquement à des vitesses hypersoniques, on peut prendre les limites des Eqs. (4.29) et (4.30) lorsque S devient très grand :

$$\lim_{S \rightarrow \infty} C_H = \frac{k_B(\gamma + 1)}{8\bar{m}(\gamma - 1)} \quad (\text{B.2})$$

et

$$\lim_{S \rightarrow \infty} T_r = \frac{2T_g(\gamma - 1)S^2}{\gamma + 1} \quad (\text{B.3})$$

Donc, pour S très grand, l'équation de l'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_p s_p C_p}{3} \frac{dT_p}{dt} &\approx \frac{(\gamma + 1)k_B \rho_g |v_p - v_g|}{8\bar{m}(\gamma - 1)} \left(\frac{2T_g(\gamma - 1)S^2}{\gamma + 1} - T_p \right) + \frac{(L_* + L_a)\epsilon_a}{16\pi R^2} - \sigma_B \epsilon_e T_p^4 \\ &\approx \frac{\rho_g |v_p - v_g|^3}{8} + \frac{(L_* + L_a)\epsilon_a}{16\pi R^2} - \sigma_B \epsilon_e T_p^4 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Pour R très grand, cette équation devient :

$$\frac{\rho_p s_p C_p}{3} \frac{dT_p}{dt} \approx \frac{\rho_g |v_p - v_g|^3}{8} - \sigma_B \epsilon_e T_p^4. \quad (\text{B.5})$$

Cette dernière expression permet d'obtenir la temperature d'équilibre :

$$T_p \approx \left(\frac{\rho_g |v_p - v_g|^3}{8\sigma_B \epsilon_e} \right)^{1/4} = 1938 K \left(\left(\frac{\rho_g}{10^{-7} \text{ kg m}^{-3}} \right) \left(\frac{|v_p - v_g|}{40 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \right)^{1/4}, \quad (\text{B.6})$$

où on a pris $\epsilon_e = 1$.

B.2 Figures supplémentaires

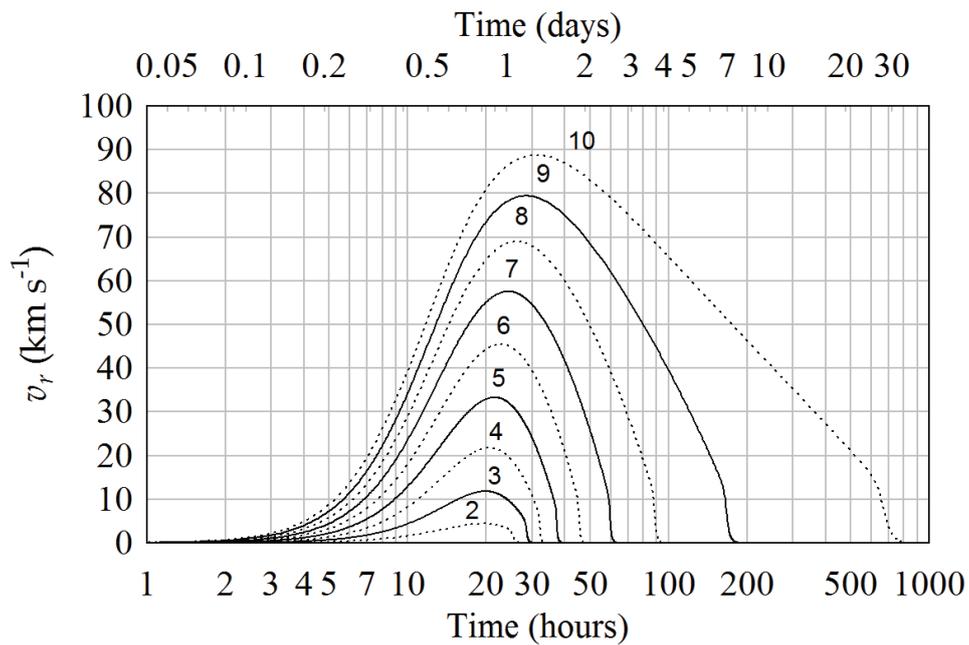


FIGURE B.1 – Vitesse radiale des particules de la Fig. 4.10 en fonction du temps.

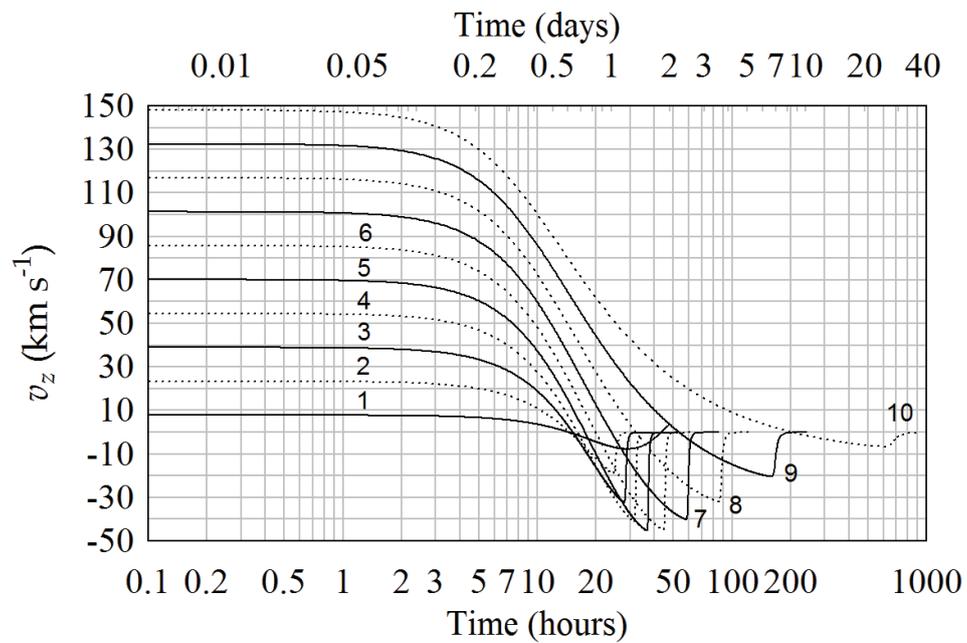


FIGURE B.2 – Vitesse verticale des particules de la Fig. 4.10 en fonction du temps.

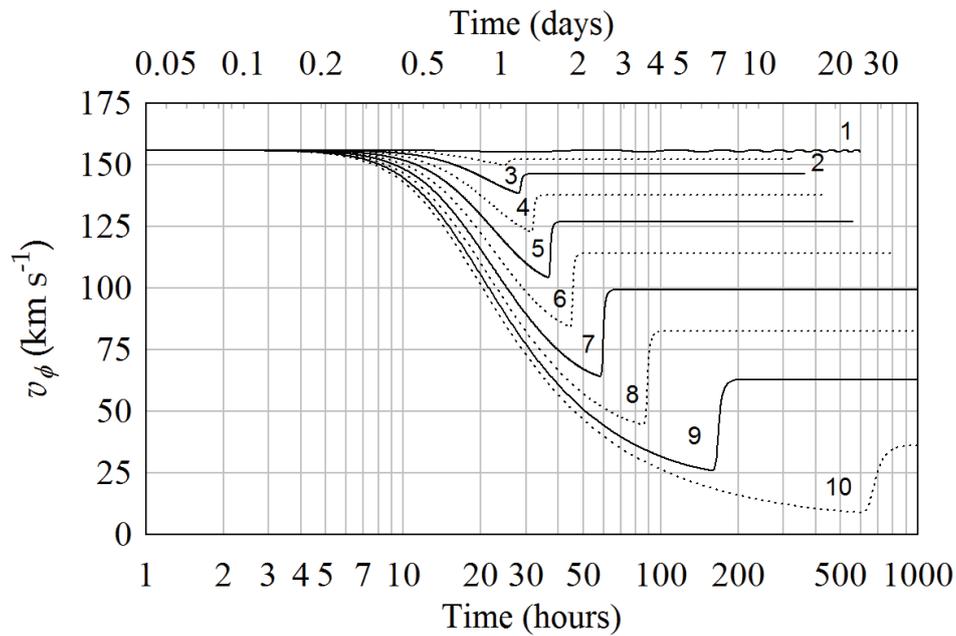


FIGURE B.3 – Vitesse azimutale des particules de la Fig. 4.10 en fonction du temps.

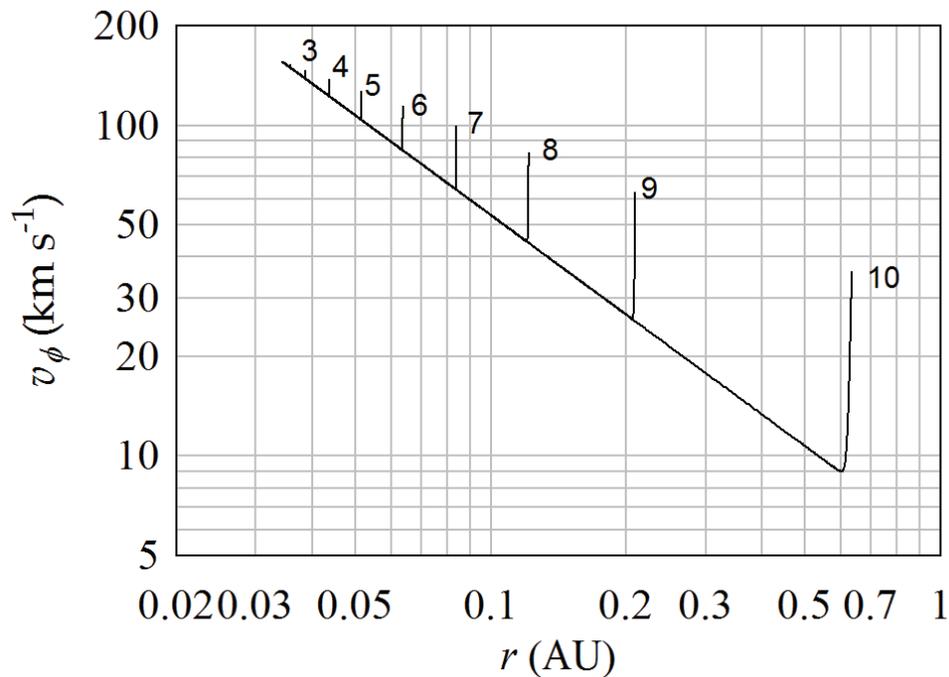


FIGURE B.4 – Vitesse azimutale des particules de la Fig. 4.10 en fonction de la distance à l'étoile. On observe une dépendance en $1/r$ lorsque la particule se trouve au dessus du disque et un changement brusque lors de l'entrée dans le disque à cause de la friction du gaz.

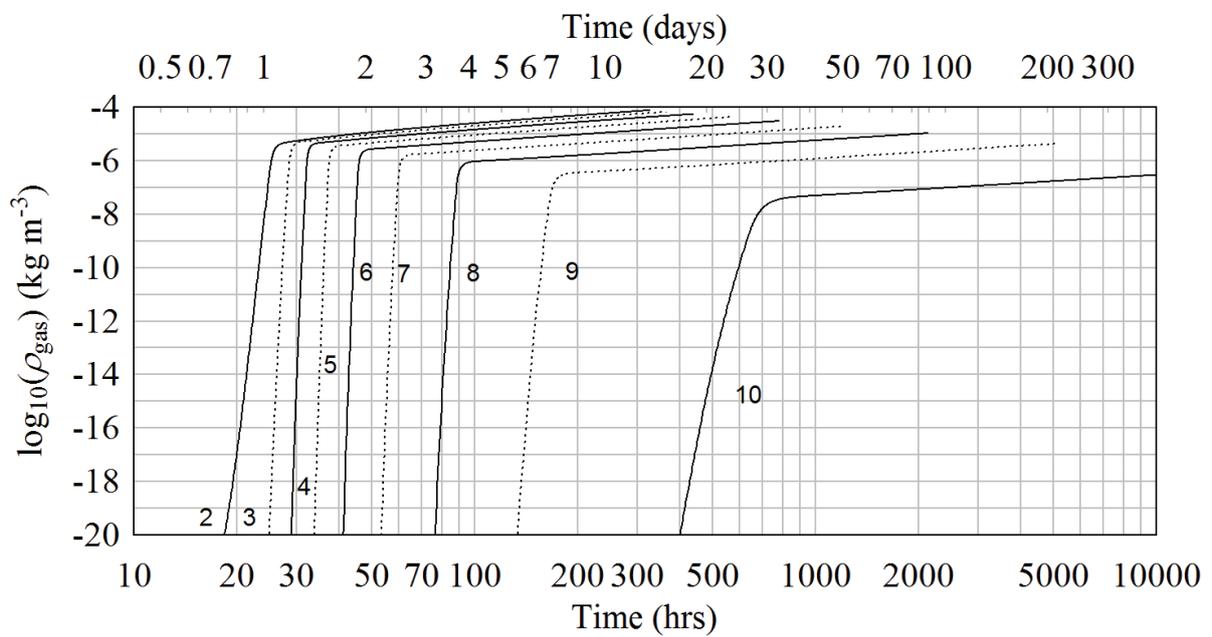


FIGURE B.5 – Densité de gaz rencontrée par les particules au cours du temps lorsqu'elles voyagent au dessus du disque et lorsqu'elles rentrent dans le disque.

Bibliographie

- Ábrahám P., Juhász A., Dullemond C. P., Kóspál Á., van Boekel R., Bouwman J., Henning T., Moór A., Mosoni L., Sicilia-Aguilar A., Sipos N., 2009, *Nature*, 459, 224
- Alibert Y., Mordasini C., Benz W., Winisdoerffer C., 2005, *A&A*, 434, 343
- Anders E., Ebihara M., 1982, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 46, 2363
- Andre P., Montmerle T., 1994, *ApJ*, 420, 837
- Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M., 1993, *ApJ*, 406, 122
- Arena S. E., Gonzalez J.-F., 2013, *MNRAS*, 433, 98
- Armitage P. J., 2010, *Astrophysics of Planet Formation*. Cambridge University Press, Cambridge, UK
- Armitage P. J., 2011, *ARA&A*, 49, 195
- Augereau J. C., Lagrange A. M., Mouillet D., Ménard F., 1999, *A&A*, 350, L51
- Ayliffe B. A., Laibe G., Price D. J., Bate M. R., 2012, *MNRAS*, 423, 1450
- Bans A., Königl A., 2012, *ApJ*, 758, 100
- Barge P., Sommeria J., 1995, *A&A*, 295, L1
- Barrière-Fouchet L., 2005, PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon
- Barrière-Fouchet L., Gonzalez J.-F., Murray J. R., Humble R. J., Maddison S. T., 2005, *A&A*, 443, 185
- Baruteau C., Crida A., Paardekooper S.-J., Masset F., Guilet J., Bitsch B., Nelson R., Kley W., Papaloizou J., 2014, *Protostars and Planets VI*, pp 667–689
- Bell K. R., Lin D. N. C., 1994, *ApJ*, 427, 987
- Benisty M., Juhász A., Boccaletti A., Avenhaus H., Milli J., Thalmann C., Dominik C., Pinilla P., Buenzli E., Pohl A., Beuzit J.-L., Birnstiel 2015, *A&A*, 578, L6
- Berg T., Maul J., Schönheise G., Marosits E., Hoppe P., Ott U., Palme H., 2009, *ApJ*, 702, L172
- Birnstiel T., Ricci L., Trotta F., Dullemond C. P., Natta A., Testi L., Dominik C., Henning T., Ormel C. W., Zsom A., 2010, *A&A*, 516, L14

- Bitsch B., Johansen A., Lambrechts M., Morbidelli A., 2015, *A&A*, 575, A28
- Blander M., Fuchs L. H., Horowitz C., Land R., 1980, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 44, 217
- Blum J., 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 1199
- Blum J., Wurm G., 2008, *ARA&A*, 46, 21
- Boccaletti A., Pantin E., Lagrange A.-M., Augereau J.-C., Meheut H., Quanz S. P., 2013, *A&A*, 560, A20
- Boccaletti D., Pucacco G., 1996, *Theory of Orbits*
- Bodenheimer P., 1995, *ARA&A*, 33, 199
- Boss A. P., 2011, *ApJ*, 731, 74
- Brittain S. D., Carr J. S., Najita J. R., Quanz S. P., Meyer M. R., 2014, *ApJ*, 791, 136
- Brittain S. D., Najita J. R., Carr J. S., Liskowsky J., Troutman M. R., Doppmann G. W., 2013, *ApJ*, 767, 159
- Brownlee D., Tsou P., Aléon J., Alexander C. M. O. ., Araki T., Bajt S., Baratta G. A., Bastien R., Bland P., Bleuét P., Borg J., Bradley J. P., 2006, *Science*, 314, 1711
- Bruderer S., van Dishoeck E. F., Doty S. D., Herczeg G. J., 2012, *A&A*, 541, A91
- Bryden G., Chen X., Lin D. N. C., Nelson R. P., Papaloizou J. C. B., 1999, *ApJ*, 514, 344
- Burke J. R., Hollenbach D. J., 1983, *ApJ*, 265, 223
- Calvet N., D'Alessio P., Hartmann L., Wilner D., Walsh A., Sitko M., 2002, *ApJ*, 568, 1008
- Campbell C. G., 2010, *MNRAS*, 401, 177
- Casassus S., Hales A., de Gregorio I., Dent B., Belloche A., Güsten R., Ménard F., Hughes A. M., Wilner D., Salinas V., 2013, *A&A*, 553, A64
- Charnoz S., Aléon J., Chaumard N., Baillié K., Taillifet E., 2015, *Icarus*, 252, 440
- Combi M. R., Kabin K., Dezeew D. L., Gombosi T. I., Powell K. G., 1997, *Earth Moon and Planets*, 79, 275
- Connelly J. N., Bizzarro M., Krot A. N., Nordlund Å., Wielandt D., Ivanova M. A., 2012, *Science*, 338, 651
- Connolly Jr. H. C., Love S. G., 1998, *Science*, 280, 62
- Consolmagno G., Britt D., Macke R., 2008, *Chemie der Erde / Geochemistry*, 68, 1
- Crida A., 2009, *ApJ*, 698, 606
- Crida A., Morbidelli A., Masset F., 2006, *Icarus*, 181, 587

- Currie T., Muto T., Kudo T., Honda M., Brandt T. D., Grady C., Fukagawa 2014, *ApJ*, 796, L30
- Cutri R. M., Skrutskie M. F., van Dyk S., Beichman C. A., Carpenter J. M., Chester T., Cambresy L., 2003, 2MASS All Sky Catalog of point sources.
- D'Alessio P., Cantö J., Calvet N., Lizano S., 1998, *ApJ*, 500, 411
- de Beule C., Kelling T., Wurm G., Teiser J., Jankowski T., 2013, *ApJ*, 763, 11
- Desch S. J., 2007, *ApJ*, 671, 878
- Duermann C., Wurm G., Kuepper M., 2013, *A&A*, 558, A70
- Duffell P. C., Dong R., 2015, *ApJ*, 802, 42
- Dullemond C. P., Monnier J. D., 2010, *araa*, 48, 205
- Dzyurkevich N., Flock M., Turner N. J., Klahr H., Henning T., 2010, *A&A*, 515, A70
- Ehrenhaft F., 1918, *Annalen der Physik*, 361, 81
- Espaillet C., D'Alessio P., Hernández J., Nagel E., Luhman K. L., Watson D. M., Calvet N., Muzerolle J., McClure M., 2010, *ApJ*, 717, 441
- Fouchet L., Gonzalez J.-F., Maddison S. T., 2010, *A&A*, 518, A16
- Fouchet L., Maddison S. T., Gonzalez J.-F., Murray J. R., 2007, *A&A*, 474, 1037
- Frank J., King A., Raine D. J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*
- Friedrich J. M., Wignarajah D. P., Chaudhary S., Rivers M. L., Nehru C. E., Ebel D. S., 2008, *Earth and Planetary Science Letters*, 275, 172
- Gail H.-P., 2001, *A&A*, 378, 192
- Gail H.-P., 2004, *A&A*, 413, 571
- Gammie C. F., 1996, *ApJ*, 462, 725
- Gammie C. F., 2001, *ApJ*, 553, 174
- Gamow G., Hynek J. A., 1945, *ApJ*, 101, 249
- Garaud P., Barrière-Fouchet L., Lin D. N. C., 2004, *ApJ*, 603, 292
- Ghosh P., Lamb F. K., 1978, *ApJ*, 223, L83
- Gingold R. A., Monaghan J. J., 1977, *MNRAS*, 181, 375
- Goldreich P., Tremaine S., 1979, *ApJ*, 233, 857
- Gombosi T. I., Nagy A. F., Cravens T. E., 1986, *Reviews of Geophysics*, 24, 667
- Gomes R., Levison H. F., Tsiganis K., Morbidelli A., 2005, *Nature*, 435, 466

- Gonzalez J.-F., Laibe G., Maddison S., 2013, in Protostars and Planets VI Posters Enhanced Grain Growth at Planet Gap Edges in Protoplanetary Disks. p. 87
- Gonzalez J.-F., Laibe G., Maddison S. T., Pinte C., Ménard F., 2015, Planetary and Space Science
- Gonzalez J.-F., Pinte C., Maddison S. T., Ménard F., Fouchet L., 2012, A&A, 547, A58
- Greenspan D., 1981, Computer-oriented mathematical physics. Pergamon international library of science, technology, engineering, and social studies, Pergamon Press
- Grossman L., Larimer J. W., 1974, Reviews of Geophysics and Space Physics, 12, 71
- Güdel M., 2007, Living Reviews in Solar Physics, 4, 3
- Guimarães M. M., Alencar S. H. P., Corradi W. J. B., Vieira S. L. A., 2006, A&A, 457, 581
- Güttler C., Blum J., Zsom A., Ormel C. W., Dullemond C. P., 2010, A&A, 513, A56
- Hansen B. M. S., 2009, ApJ, 703, 1131
- Harlow F. H., Welch J. E., 1965, Physics of Fluids, 8, 2182
- Hartigan P., Edwards S., Ghandour L., 1995, ApJ, 452, 736
- Hartigan P., Morse J. A., Raymond J., 1994, ApJ, 436, 125
- Hartmann L., 1998, Accretion Processes in Star Formation
- Hartmann L., Kenyon S. J., 1996, ARA&A, 34, 207
- Hayashi C., 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
- Hayes W., Probstein R., 1959, Hypersonic flow theory. No. v. 1 in Applied mathematics and mechanics, Academic Press
- Herbig G. H., 1977, ApJ, 217, 693
- Hewins R. H., Jones R., Scott E., 2011, Chondrules and the Protoplanetary Disk
- Hezel D. C., Russell S. S., Ross A. J., Kearsley A. T., 2008, Meteoritics and Planetary Science, 43, 1879
- Hockney R. W., Eastwood J. W., 1988, Computer simulation using particles
- Houk N., Cowley A. P., 1975, University of Michigan Catalogue of two-dimensional spectral types for the HD stars. Volume I. Declinations -90_ to -53_
- Hubbard W. B., Marley M. S., 1989, Icarus, 78, 102
- Isella A., Natta A., Wilner D., Carpenter J. M., Testi L., 2010, ApJ, 725, 1735
- Isella A., Tatulli E., Natta A., Testi L., 2008, A&A, 483, L13
- Ito M., Messenger S., 2008, Applied Surface Science, 255, 1446

- Ivanova M. A., Lorenz C. A., Shuvalov V. V., Krot A. N., MacPherson G. J., Bizzarro M., 2014, in Lunar and Planetary Science Conference Vol. 45 of Lunar and Planetary Inst. Technical Report, Plastically-Deformed Igneous Calcium-Aluminum-Rich Inclusions from CV Carbonaceous Chondrites : Clues to a Nature of CAI Melting Events. p. 2166
- Jacobsen B., Yin Q.-z., Moynier F., Amelin Y., Krot A. N., Nagashima K., Hutcheon I. D., Palme H., 2008, *Earth and Planetary Science Letters*, 272, 353
- Johansen A., Youdin A., 2007, *ApJ*, 662, 627
- Juhász A., Dullemond C. P., van Boekel R., Bouwman J., 2012, *ApJ*, 744, 118
- Kataoka A., Tanaka H., Okuzumi S., Wada K., 2013, *A&A*, 557, L4
- Keller C., Gail H.-P., 2004, *A&A*, 415, 1177
- Kelling T., Wurm G., 2011, *ApJ*, 733, 120
- Kelling T., Wurm G., Kocifaj M., Klačka J., Reiss D., 2011, *Icarus*, 212, 935
- Kennicutt R. C., Evans N. J., 2012, *ARA&A*, 50, 531
- King A. R., Pringle J. E., Livio M., 2007, *MNRAS*, 376, 1740
- Kley W., Nelson R. P., 2012, *ARA&A*, 50, 211
- Krauss O., Wurm G., 2005, *ApJ*, 630, 1088
- Krauss O., Wurm G., Mousis O., Petit J.-M., Horner J., Alibert Y., 2007, *A&A*, 462, 977
- Kretke K. A., Lin D. N. C., 2007, *ApJ*, 664, L55
- Kuebler K. E., McSween H. Y., Carlson W. D., Hirsch D., 1999, *Icarus*, 141, 96
- Lada C. J., Wilking B. A., 1984, *ApJ*, 287, 610
- Laiibe G., 2009, PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon
- Laiibe G., 2014, *MNRAS*, 437, 3037
- Laiibe G., Gonzalez J.-F., Fouchet L., Maddison S. T., 2008, *A&A*, 487, 265
- Laiibe G., Gonzalez J.-F., Maddison S. T., 2012, *A&A*, 537, A61
- Laiibe G., Price D. J., 2012a, *MNRAS*, 420, 2345
- Laiibe G., Price D. J., 2012b, *MNRAS*, 420, 2365
- Laiibe G., Price D. J., 2014a, *MNRAS*, 444, 1940
- Laiibe G., Price D. J., 2014b, *MNRAS*, 440, 2147
- Lambrechts M., Johansen A., 2012, *A&A*, 544, A32
- Liffman K., 1992, *Icarus*, 100, 608

- Liffman K., 2009, *ApJ*, 694, L41
- Liffman K., Brown M., 1995, *Icarus*, 116, 275
- Liffman K., Pignatale F. C., Maddison S., Brooks G., 2012, *Icarus*, 221, 89
- Liffman K., Toscano M., 2000, *Icarus*, 143, 106
- Lin D. N. C., 1981, *ApJ*, 246, 972
- Lin D. N. C., Papaloizou J., 1979, *MNRAS*, 186, 799
- Loesche C., Teiser J., Wurm G., Hesse A., Friedrich J. M., Bischoff A., 2014, *ApJ*, 792, 73
- Loesche C., Wurm G., 2012, *A&A*, 545, A36
- Loesche C., Wurm G., Teiser J., Friedrich J. M., Bischoff A., 2013, *ApJ*, 778, 101
- Loesche C., Wurm G., Teiser J., Friedrich J. M., Bischoff A., Kelling T., Mac Low M.-M., McNally C. P., Hubbard A., Ebel D. S., 2015, *LPI Contributions*, 1856, 5137
- Lorenz C. A., Ivanova M. A., Shuvalov V. V., 2012, *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, 75, 5027
- Lucy L. B., 1977, *AJ*, 82, 1013
- MacPherson G., Kita N., Ushikubo T., Bullock E., Davis A., 2012, *Earth and Planetary Science Letters*, 331, 332, 43
- MacPherson G. J., Simon S. B., Davis A. M., Grossman L., Krot A. N., 2005, in Krot A. N., Scott E. R. D., Reipurth B., eds, *Chondrites and the Protoplanetary Disk Vol. 341 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Calcium-Aluminum-rich Inclusions : Major Unanswered Questions*. p. 225
- Malbet F., Lachaume R., Berger J.-P., Colavita M. M., di Folco E., Eisner J. A., Lane B. F., Millan-Gabet R., Ségransan D., Traub W. A., 2005, *A&A*, 437, 627
- Masset F., Snellgrove M., 2001, *MNRAS*, 320, L55
- Masset F. S., Papaloizou J. C. B., 2003, *ApJ*, 588, 494
- Mayor M., Queloz D., 1995, *Nature*, 378, 355
- Meheut H., Keppens R., Casse F., Benz W., 2012, *A&A*, 542, A9
- Meisner T., Wurm G., Teiser J., Schywek M., 2013, *A&A*, 559, A123
- Meru F., Geretshauser R. J., Schäfer C., Speith R., Kley W., 2013, *MNRAS*, 435, 2371
- Meru F., Quanz S. P., Reggiani M., Baruteau C., Pineda J. E., 2014, *ArXiv e-prints*
- Metzler K., Bischoff A., 1996, in Hewins R. H., Jones R. H., Scott E. R. D., eds, *Chondrules and the Protoplanetary Disk Constraints on chondrite agglomeration from fine-grained chondrule rims.. pp 153–161*

- Monaghan J. J., 1992, *ARA&A*, 30, 543
- Monaghan J. J., Kocharyan A., 1995, *Computer Physics Communications*, 87, 225
- Morbidelli A., Levison H. F., Tsiganis K., Gomes R., 2005, *Nature*, 435, 462
- Moudens A., Mousis O., Petit J.-M., Wurm G., Cordier D., Charnoz S., 2011, *A&A*, 531, A106
- Mousis O., Petit J.-M., Wurm G., Krauss O., Alibert Y., Horner J., 2007, *A&A*, 466, L9
- Mulders G. D., Paardekooper S.-J., Panić O., Dominik C., van Boekel R., Ratzka T., 2013, *A&A*, 557, A68
- Murray J. R., 1996, *MNRAS*, 279, 402
- Muto T., Grady C. A., Hashimoto J., Fukagawa M., Hornbeck J. B., Sitko M., Russell R., Werren C., Curé M., Currie T., 2012, *ApJ*, 748, L22
- Nakagawa Y., Sekiya M., Hayashi C., 1986, *Icarus*, 67, 375
- Opeil C. P., Consolmagno G. J., Safarik D. J., Britt D. T., 2012, *Meteoritics and Planetary Science*, 47, 319
- Paardekooper S.-J., Mellema G., 2004, *A&A*, 425, L9
- Panić O., Hogerheijde M. R., 2009, *A&A*, 508, 707
- Panić O., Ratzka T., Mulders G. D., Dominik C., van Boekel R., Henning T., Jaffe W., Min M., 2014, *A&A*, 562, A101
- Papaloizou J., Lin D. N. C., 1984, *ApJ*, 285, 818
- Perez S., Casassus S., Ménard F., Roman P., van der Plas G., Cieza L., Pinte C., Christiaens V., Hales A. S., 2015, *ApJ*, 798, 85
- Pierens A., Raymond S. N., 2011, *A&A*, 533, A131
- Pineda J. E., Quanz S. P., Meru F., Mulders G. D., Meyer M. R., Panić O., Avenhaus H., 2014, *ApJ*, 788, L34
- Pinilla P., M., Birnstiel T., 2012, *A&A*, 545, A81
- Pinilla P., Birnstiel T., Walsh C., 2015, *ArXiv e-prints*
- Pinilla P., de Juan Ovelar M., Ataiee S., Benisty M., Birnstiel T., van Dishoeck E. F., Min M., 2015, *A&A*, 573, A9
- Pollack J. B., Hollenbach D., Beckwith S., Simonelli D. P., Roush T., Fong W., 1994, *ApJ*, 421, 615
- Poteet C. A., Megeath S. T., Watson D. M., Calvet N., Remming I. S., McClure M. K., Sargent B. A., Fischer W. J., Furlan E., Allen L. E., Bjorkman J. E., Hartmann L., Muzerolle J., Tobin J. J., Ali B., 2011, *ApJ*, 733, L32

- Presley M. A., Christensen P. R., 1997, *J. Geophys. Res.*, 102, 6535
- Price D. J., 2012, *Journal of Computational Physics*, 231, 759
- Quanz S. P., Amara A., Meyer M. R., Girard J. H., Kenworthy M. A., Kasper M., 2015, *ApJ*, 807, 64
- Quanz S. P., Amara A., Meyer M. R., Kenworthy M. A., Kasper M., Girard J. H., 2013, *ApJ*, 766, L1
- Rafikov R. R., 2002, *ApJ*, 569, 997
- Raymond S. N., O'Brien D. P., Morbidelli A., Kaib N. A., 2009, *Icarus*, 203, 644
- Regály Z., Juhász A., Sándor Z., Dullemond C. P., 2012, *MNRAS*, 419, 1701
- Ricci L., Testi L., Natta A., Scholz A., de Gregorio-Monsalvo I., Isella A., 2014, *ApJ*, 791, 20
- Rohatschek H., 1995, *Journal of Aerosol Science*, 26, 717
- Rosenfeld K. A., Qi C., Andrews S. M., Wilner D. J., Corder S. A., Dullemond C. P., Lin S.-Y., Hughes A. M., D'Alessio P., Ho P. T. P., 2012, *ApJ*, 757, 129
- Safronov V. S., 1972, *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets.*
- Scott E. R. D., Krot A. N., 2005, *ApJ*, 623, 571
- Scott E. R. D., Krot A. N., 2014, *Chondrites and Their Components.* pp 65–137
- Sedov L., 1969, *Problems of hydrodynamics and continuum mechanics : contributions in honor of the sixtieth birthday of Academician L. I. Sedov, 14th November 1967.* Society for Industrial and Applied Mathematics
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Shu F. H., Shang H., Lee T., 1996, *Science*, 271, 1545
- Siess L., Dufour E., Forestini M., 2000, *A&A*, 358, 593
- Stammler S. M., Dullemond C. P., 2014, *Icarus*, 242, 1
- Stepinski T. F., Valageas P., 1997, *A&A*, 319, 1007
- Stolper E., Paque J. M., 1986, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 50, 1785
- Takeuchi T., Krauss O., 2008, *ApJ*, 677, 1309
- Tatulli E., Benisty M., Ménard F., Varnière P., Martin-Zaïdi C., Thi W.-F., Pinte C., Massi F., Weigelt G., Hofmann K.-H., Petrov R. G., 2011, *A&A*, 531, A1
- Teiser J., Wurm G., 2009, *MNRAS*, 393, 1584
- Terebey S., Shu F. H., Cassen P., 1984, *ApJ*, 286, 529

- Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Touloukian Y., Powell R., Ho C., Klemens P., 1970, Technical report, Thermophysical Properties of Matter-The TPRC Data Series. Volume 1. Thermal Conductivity-Metallic Elements and Alloys. DTIC Document
- Trieloff M., Palme H., 2006, The origin of solids in the early Solar System. Cambridge University Press, p. 64
- Tsiganis K., Gomes R., Morbidelli A., Levison H. F., 2005, *Nature*, 435, 459
- Turner N. J., Fromang S., Gammie C., Klahr H., Lesur G., Wardle M., Bai X.-N., 2014, *Protostars and Planets VI*, pp 411–432
- van den Ancker M. E., The P. S., Tjin A Djie H. R. E., Catala C., de Winter D., Blondel P. F. C., Waters L. B. F. M., 1997, *A&A*, 324, L33
- van der Marel N., van Dishoeck E. F., Bruderer S., Birnstiel T., Pinilla P., Dullemond C. P., van Kempen T. A., Schmalzl M., Brown J. M., Herczeg G. J., Mathews G. S., Geers V., 2013, *Science*, 340, 1199
- van Eymeren J., Wurm G., 2012, *MNRAS*, 420, 183
- van Leeuwen F., 2007, *A&A*, 474, 653
- von Borstel I., Blum J., 2012, *A&A*, 548, A96
- Von Weizsäcker C. F., 1944, *Z. Astrophys.*, 22, 319
- Wada K., Tanaka H., Okuzumi S., Kobayashi H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T., 2013, *A&A*, 559, A62
- Wada K., Tanaka H., Suyama T., Kimura H., Yamamoto T., 2009, *ApJ*, 702, 1490
- Wahhaj Z., Koerner D. W., Backman D. E., Werner M. W., Serabyn E., Ressler M. E., Lis D. C., 2005, *ApJ*, 618, 385
- Walsh C., Juhász A., Pinilla P., Harsono D., Mathews G. S., Dent W. R. F., Hogerheijde M. R., Birnstiel T., Meeus G., Nomura H., Aikawa Y., Millar T. J., Sandell G., 2014, *ApJ*, 791, L6
- Walsh K. J., Morbidelli A., Raymond S. N., O'Brien D. P., Mandell A. M., 2011, *Nature*, 475, 206
- Walsh K. J., Morbidelli A., Raymond S. N., O'Brien D. P., Mandell A. M., 2012, *Meteoritics and Planetary Science*, 47, 1941
- Wark D. A., Lovering J. F., 1977, in Merril R. B., ed., *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings Vol. 8 of Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*, Marker events in the early evolution of the solar system - Evidence from rims on Ca-Al-rich inclusions in carbonaceous chondrites. pp 95–112
- Wehrstedt M., Gail H.-P., 2002, *A&A*, 385, 181

- Wehrstedt M., Gail H.-P., 2003, *A&A*, 410, 917
- Weidenschilling S. J., 1977, *MNRAS*, 180, 57
- Wright C., Maddison S., Wilner D., Burton M., Lommen D., van Dishoeck E., Pinilla P., Bourke T., Menard F., Walsh C., 2015, *ArXiv e-prints*
- Wurm G., 2007, *MNRAS*, 380, 683
- Wurm G., Haack H., 2009, *Meteoritics and Planetary Science*, 44, 689
- Wurm G., Krauss O., 2006, *Icarus*, 180, 487
- Wurm G., Teiser J., Bischoff A., Haack H., Roszjar J., 2010, *Icarus*, 208, 482
- Wurm G., Trieloff M., Rauer H., 2013, *ApJ*, 769, 78
- Youdin A., Johansen A., 2007, *ApJ*, 662, 613
- Youdin A. N., Goodman J., 2005, *ApJ*, 620, 459
- Zsom A., Ormel C. W., Güttler C., Blum J., Dullemond C. P., 2010, *A&A*, 513, A57