



**HAL**  
open science

# La dynamique des poussières exozodiacales

Arthur Péronne

► **To cite this version:**

Arthur Péronne. La dynamique des poussières exozodiacales. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALY031 . tel-04199746

**HAL Id: tel-04199746**

**<https://theses.hal.science/tel-04199746>**

Submitted on 8 Sep 2023

**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.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Unité de recherche : Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble

## La dynamique des poussières exozodiacales

### The dynamics of exozodiacal dust

Présentée par :

**Arthur PÉRONNE**

Direction de thèse :

**Jean-Charles AUGEREAU**  
Astronome, Université Grenoble Alpes

Directeur de thèse

Rapporteurs :

**LAURENT VERSTRAETE**  
Professeur des Universités, UNIVERSITE PARIS-SACLAY  
**PHILIPPE THEBAULT**  
Maître de conférences HDR, OBSERVATOIRE DE PARIS

Thèse soutenue publiquement le **12 mai 2023**, devant le jury composé de :

<b>LAURENT VERSTRAETE</b> Professeur des Universités, UNIVERSITE PARIS-SACLAY	Rapporteur
<b>AUORE BACMANN</b> Astronome, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Présidente
<b>PHILIPPE THEBAULT</b> Maître de conférences HDR, OBSERVATOIRE DE PARIS	Rapporteur
<b>OLIVIER GROUSSIN</b> Astronome, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE	Examineur
<b>DENIS DEFRERE</b> Associate professor, Université catholique de Louvain	Examineur
<b>JULIEN MILLI</b> Astronome adjoint, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Examineur



UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

THÈSE DE DOCTORAT

---

**La dynamique de la poussière  
exozodiacale : charge électrique et  
piégeage magnétique**

---

*Auteur :*  
Arthur PÉRONNE

*Directeur de thèse :*  
Jean-Charles AUGEREAU

*Thèse pour obtenir le grade de docteur en physique*  
Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

2 mars 2023

## Résumé

Ce manuscrit de thèse présente le travail que j'ai mené au cours de ma thèse, dont le sujet est "La dynamique de la poussière exozodiacale".

La poussière exozodiacale, est, par analogie à la poussière zodiacale du système solaire, la composante interne des disques de débris autour de systèmes stellaires : de la poussière située de quelques rayons stellaires à quelques fractions d'unités astronomiques. À mesure que les statistiques de détection s'accumulent depuis une quinzaine d'années, les questions également.

L'une d'entre elles porte sur la poussière exozodiacale chaude, située très proche de l'étoile : ces grains de poussière devraient, à cause de phénomènes dynamiques et de sublimation, avoir une durée de vie courte. Pourtant, les quantités estimées à partir des observations sont élevées et, l'une des explications viendrait que cette poussière serait "piégée" proche de l'étoile : les grains de poussière peuvent en effet acquérir une charge électrique de surface qui les rendrait sensibles au champ magnétique stellaire.

La première partie de ma thèse a donc consisté à étudier les phénomènes de charge électriques de grains de poussière.

J'ai pour cela conçu un modèle de charge pour obtenir les valeurs des potentiels électrique de surface accumulés par les grains, pour un large choix possible d'étoiles et de compositions chimiques. J'ai en outre mené une étude individuelle poussée de chaque courant électrique afin de comprendre en profondeur les mécanismes d'équilibre à l'oeuvre et mettre en lumière les formules et paramètres clés du modèles.

Mes principaux résultats sont que les grains acquièrent un potentiel électrique positif, de l'ordre de quelques volts, dans le milieu interplanétaire, dont la valeur d'équilibre dépend (selon le couple étoile/matériau) si l'effet photoélectrique ou le courant issu du vent stellaire domine (le courant thermionique est quant à lui négligeable). Ce potentiel électrique d'équilibre dépend de la distance à l'étoile, très peu de la taille de grain, et l'émission d'électrons secondaires par l'impact des particules du vent stellaire a été identifié comme un phénomène majeur du processus de charge. Enfin, le temps caractéristique de charge est très faible par rapport aux temps dynamique et de sublimation.

J'ai ensuite travaillé sur le code *Exozodi*, qui est un code qui simule la dynamique de la poussière exozodiacale, écrit par Elie Sezestre. J'ai réécrit une grande partie du code pour le mettre à jour et l'améliorer, et y ai inséré mon module de charge électrique. J'ai ensuite effectué un travail de comparaison de différents intégrateurs numériques pour sélectionner le plus adapté à la résolution d'un trajectoire mûe par les forces photo-gravitationnelles et magnétiques : j'ai finalement sélectionné l'intégrateur Runge-Kutta 4 à pas adaptatif "Cash-Karp" et l'ai intégré dans le code *Exozodi*. J'ai ensuite mené une étude préliminaire sur les trajectoire attendues de grains de poussière exozodiacale chargés électrique en orbite autour d'une étoile doté d'un champ magnétique de type "Spirale de Parker", pour comprendre les bases du mouvement, les principaux processus à l'oeuvre, les paramètres clés et la possibilité d'un piégeage magnétique.

La faisabilité d'un piégeage magnétique des exozodis chauds a pu être mise en évidence. Ce travail a vocation à être achevé avec le code *Exozodi* pour apporter une estimation qualitative et quantitative de l'efficacité de cette solution de piégeage

pour expliquer les exozodis chauds observés.

Ce travail de thèse, en grande partie consacré à la charge électrique des grains de poussière, a en outre mis en lumière plusieurs paramètres et formules de modélisation critiques dans le processus physique, qui doivent retenir toute l'attention des futures études de modélisation sur le sujet.

## Abstract

This thesis manuscript presents the work that I carried out during my thesis, the subject of which is "The dynamics of exozodiacal dust".

The exozodiacal dust, is, by analogy to the zodiacal dust of the solar system, the internal component of debris disks around stellar systems : dust located from a few stellar radii to few astronomical units. As detection statistics accumulate for fifteen years, the questions also.

One of them concerns the hot exozodiacal dust, located very close to the star : these dust grains should, because of dynamic phenomena and sublimation, have a short lifetime. However, the quantities estimated from the observations are high and one of the explanations would happen that this dust would be "trapped" close to the star : the grains of dust can indeed acquire a surface electric charge that would make them sensitive to the stellar magnetic field.

The first part of my thesis, therefore, consisted in studying the phenomena of electric charging of grains of dust.

I thus designed a model to calculate the grain electric charge surface potentials, with a broad choice of stellar types and grain chemical compositions. I also conducted an in-depth analysis of each electric current to understand the mechanisms at work and highlight the key elements of the model.

My main results are that the grains acquire a positive electric potential of the order of a few volts in the interplanetary medium, whose equilibrium value depends (according to the star/material couple) if the photoelectric effect or the current from the stellar wind dominates (the thermionic current is negligible). This equilibrium electric potential depends on the distance to the star, very little on the size of the grain, and the emission of secondary electrons by the impact of stellar wind particles has been identified as a major phenomenon of the charging process. Finally, the characteristic charge time is very low compared to dynamic and sublimation times.

I then worked on the *Exozodi* code, which is a code that simulates the dynamics of the exozodiacal dust, written by Elie Sezeestre. I rewrote much of the code to bring it up to date and improve it, and inserted my electric charging module into it. I then did some comparison work of different digital integrators to select the most suitable for the resolution of a trajectory driven by the photo-gravitational and magnetic forces : I finally selected a Runge-Kutta 4 integrator, with an "Cash-Karp" adaptive timestep, and integrated it into the *Exozodi* code. I then conducted a preliminary study on the expected trajectories of electrically charged exozodiacal dust grains orbiting a star with a "Parker spiral" magnetic field, to understand the basics of movement, the main processes at work, the key parameters, and the possibility of magnetic trapping.

The possibility of a magnetic trapping scenario for the hot exozodis has been explored. This work is intended to be completed with the code *Exozodi* to provide a qualitative and quantitative estimation of the effectiveness of this trapping solution in explaining the hot exozodiacal observed.

This thesis work, largely devoted to the electrical charge of dust grains, has also highlighted several critical parameters and formulas in the physical process, which must retain the full attention of future modeling studies on the subject.

## *Remerciements*

Le travail présenté dans ce manuscrit représente trois années de travail de thèse à l'IPAG, qui fut la suite de deux années de Master à l'UGA.

Je souhaiterais tout d'abord remercier Jean-Charles Augereau qui m'a encadré durant cette thèse, m'a guidé dans mes recherches tout en me laissant beaucoup de liberté pour mener mon projet et mes priorités, et permis de m'insérer dans une communauté scientifique et poursuivre mon parcours de recherche en postdoc prochainement. Je souhaiterais en outre remercier les personnes qui m'ont apporté leur aide d'un point de vue scientifique, que ce soit Julien Milli en me permettant de participer au projet Epopée, Guillermo Martin et Benoît Cerrutti pour leurs précieux conseils lors des réunions CSI, Illya Plotnikov pour son aide sur le vent stellaire et toutes les autres personnes avec qui j'ai eu l'opportunité de collaborer.

Je souhaite en outre remercier les personnes que j'ai rencontrées en Master de physique et qui m'ont donné envie de me plonger dans la recherche en astrophysique. En premier lieu Hervé Beust pour son investissement auprès des élèves de Master 2, ainsi que tous les professeurs de ce Master réellement passionnant. Je remercie également Pierre Hily-Blant avec qui j'ai eu l'opportunité de faire mon stage de Master 1 et ainsi faire mes premiers pas à l'IPAG.

Je remercie les personnes qui m'ont en outre permis d'enseigner à l'UGA durant ma thèse, expérience qui fut extrêmement enrichissante et plaisante, et notamment Sonia Zine pour le temps qu'elle a consacré à mon accompagnement pour le cours de L2 que j'ai donné en 2020-2021 au temps du Covid, Estelle Moraux qui fut ma tutrice pour le label RES, ainsi que toute l'équipe du label RES pour la qualité de leur encadrement dans cette formation à la pédagogie réellement éclairante.

Enfin, je remercie les personnes de l'IPAG qui contribuent à ce cadre de travail exceptionnel. En premier lieu l'équipe du GAD dont la mission fut extrêmement appréciable, et notamment lors du Covid. Je remercie également les doctorants et postdoctorants présents et passés pour l'ambiance de travail particulièrement sympathique grâce à eux. Et enfin je remercie les services administratifs et informatique pour leur patience et leur aide précieuse tout au long de mon passage à l'IPAG.

Je remercie enfin ma famille et mes amis pour leur soutien moral dans cette grande aventure que fut la thèse!



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xix</b>
<b>Constantes physiques</b>	<b>xxi</b>
<b>Liste des symboles</b>	<b>xxiii</b>
<b>1 Introduction et contexte scientifique</b>	<b>1</b>
1.1 Les disques de débris . . . . .	1
1.1.1 La formation planétaire : des disques protoplanétaires aux disques de débris . . . . .	1
1.1.2 Détection des disques de débris . . . . .	2
1.1.3 Modélisation des disques de débris . . . . .	4
1.1.4 Propriétés des poussières dans les disques de débris . . . . .	5
1.1.5 Des disques de débris actifs collisionnellement . . . . .	6
1.2 La poussière zodiacale . . . . .	7
1.2.1 Système solaire et poussière zodiacale . . . . .	7
1.2.2 Propriétés générales de la poussière zodiacale . . . . .	9
1.2.3 F-Corona et exozodi chauds . . . . .	10
1.3 Observation des exozodis et premières statistiques . . . . .	11
1.3.1 Motivations . . . . .	11
1.3.2 Rappels sur l'interférométrie et stratégie d'observation des exozodis . . . . .	13
1.3.3 Première détection d'exozodi . . . . .	15
1.3.4 Relevés d'observation effectués et statistiques . . . . .	15
1.4 Propriétés et origine de la poussière exozodiacale . . . . .	19
1.4.1 Propriétés de la poussière exozodiacales . . . . .	19
1.4.2 Forces agissant sur les grains de poussière . . . . .	21
1.4.3 Origine et transport de la poussière . . . . .	23
1.5 Le code <i>Exozodi</i> , par Elie Sezestre . . . . .	25
1.5.1 Fonctionnalités et structure . . . . .	25
1.5.2 Résultats scientifiques . . . . .	26
1.6 La solution du piégeage des exozodis chauds . . . . .	29

<b>2</b>	<b>Charge électrique des poussières exozodiacales</b>	<b>33</b>
2.1	Introduction : travaux antérieurs, premiers modèles	33
2.1.1	Contexte de l'étude	33
2.1.2	Description des principaux courants : origine, modélisation	34
2.1.3	La charge électrique dans les travaux antérieurs : résultats et limites	36
2.1.3.1	Articles abordant la dynamique des exozodis	36
2.1.3.2	Articles sur la charge électrique	37
2.1.4	Premières expérimentations	39
2.1.4.1	Sans courant plasma	39
2.1.4.2	Avec un premier courant de plasma simple	40
2.1.4.3	Ajout de l'agitation thermique dans le modèle de vent stellaire	42
2.2	Description du modèle électrique	42
2.2.1	Principales hypothèses	42
2.2.2	Courant photoélectrique	44
2.2.3	Courant plasma	45
2.2.3.1	Description du vent stellaire	45
2.2.3.2	Formule du courant plasma	46
2.2.3.3	Rebonds et émission secondaire	46
2.2.4	Courant thermionique	48
2.2.5	Objectif : compréhension éléments décisifs	49
2.2.6	Structure et fonctionnement du code	49
2.3	Etude individuelle des courants et sensibilité aux paramètres	50
2.3.1	Sensibilité à la taille de grain $s$	51
2.3.2	Sensibilité à la distance à l'étoile	56
2.3.3	Sensibilité au potentiel électrique de surface	59
2.3.4	Sensibilité au type spectral de l'étoile et à la composition chimique du grain	63
2.4	Préfiguration des équilibres de charge et évolution temporelle	64
2.4.1	Intensité du courant thermionique	64
2.4.2	Equilibre des courants photoélectrique et plasma	65
2.4.3	Etude temporelle de la charge d'un grain de poussière	69
2.5	Exploration de l'espace des paramètres pour la charge électrique	72
2.5.1	Dépendance du potentiel électrique d'équilibre à la taille de grain et la distance à l'étoile	72
2.5.2	Formule analytique pour le potentiel d'équilibre en fonction de la distance à l'étoile	78
2.5.3	Discussion du modèle et conclusions sur les potentiels électriques	79
2.5.3.1	Sensibilité aux paramètres	79
2.5.3.2	Contour de l'étude	85
2.6	Implications pour la dynamique	86
2.6.1	Temps caractéristiques	86
2.6.2	Rapport charge-sur-masse	91
2.6.3	Vie du grain, zone paramétrique de piégeage magnétique	92
2.7	Conclusion	96

<b>3</b>	<b>Travail numérique sur le code <i>Exozodi</i>, vers le piégeage magnétique</b>	<b>97</b>
3.1	Réflexions sur les intégrateurs numériques	97
3.1.1	Description du problème et des intégrateurs	98
3.1.1.1	Intégrateurs Runge-Kutta	98
3.1.1.2	Algorithme de Boris	102
3.1.1.3	Autres intégrateurs non étudiés	103
3.1.2	Comparaison intégrateurs "Runge-Kutta" : méthodes à pas fixe et à pas adaptatif	104
3.1.2.1	Contrôle de la précision	104
3.1.2.2	Efficacité	106
3.1.2.3	Critère de précision	108
3.1.3	Comparaison avec l'algorithme de Boris	110
3.1.3.1	Champ gravitationnel uniquement	110
3.1.3.2	Champ magnétique uniquement	111
3.1.3.3	Champ mixte	112
3.1.4	Conclusions sur les intégrateurs	114
3.2	Étude de trajectoires dans un champ magnétique en spirale	116
3.2.1	Contexte et objectifs	116
3.2.2	Description du problème et de la méthode de résolution	117
3.2.2.1	Hypothèses sur les objets étudiés et phénomènes inclus	117
3.2.2.2	Comparaison avec des modèles publiés	119
3.2.3	Trajectoires en pétales et explication par l'approximation centre-guide	120
3.2.3.1	Premières trajectoires en pétales	120
3.2.3.2	Approximation centre-guide et analyse théorique du mouvement en pétales	120
3.2.3.3	Evolution de la forme des pétales en fonction de la distance initiale du grain à l'étoile	124
3.2.4	Exploration préliminaire des conditions de piégeage	124
3.2.5	Effets de l'inclinaison du champ magnétique et de la traversée de la couche neutre	130
3.2.5.1	Rappel de l'effet en champ non-incliné et explication théorique	130
3.2.5.2	Résultats de simulations avec champ magnétique incliné	131
3.2.6	Etude liée des paramètres dans une configuration réaliste	133
3.2.7	Perspectives sur le modèle et la résolution numérique	135
3.2.7.1	Réflexions sur l'impact des éléments négligés dans cette étude préliminaire	135
3.2.7.2	Difficultés d'intégration pour un grain hautement chargé électriquement	136
3.2.8	Conclusions de l'étude sur les trajectoires en pétales	138
3.3	Le code <i>Exozodi</i> actuel	138
3.3.1	La crise de reproductibilité dans la recherche scientifique	138
3.3.2	Un code pour une science reproductible	139
3.3.3	Pérennisation du code	141
3.3.4	Travail sur la lisibilité du code	141
3.3.5	Insertion des codes annexes	143
3.3.6	Reproductibilité des résultats	144
3.4	Conclusion sur le volet numérique	144

<b>4 Conclusions et perspectives</b>	<b>147</b>
4.1 Rappel du travail effectué et des principales conclusions . . . . .	147
4.2 Perspectives . . . . .	148
4.2.1 Achèvement du travail sur le piégeage magnétique des exozodis chauds . . . . .	148
4.2.2 Enrichissement du modèle d'étude de la poussière exozodiacale	149
4.2.3 Observation des exozodis . . . . .	151
<b>Bibliographie</b>	<b>153</b>

# Table des figures

1.1	Première observation du disque de débris de $\beta$ Pictoris par imagerie directe, en lumière visible diffusée, telle que présentée dans Smith & Terrile (1984).	3
1.2	Observations SPHERE/ZIMPOL du disque de débris autour de l'étoile HR 4796 A, issue de Olofsson et al. (2019)	4
1.3	Visibilité de la F-Corona et de la lumière zodiacale dans le plan équatorial. Image issue de Kimura & Mann (1998a)	8
1.4	Distribution en taille de la poussière zodiacale issue de Grun et al. (1985), et section efficace géométrique associée calculée par Jean-Charles Augereau.	9
1.5	Schéma illustratif du principe de l'interférométrie, en recombinaison ici la lumière issue de deux télescopes. Crédit : page internet du télescope CHARA	13
1.6	Illustration de la contribution du disque de poussière au carré de la visibilité observée. Figure issue de Ertel et al. (2014)	14
1.7	Illustration des différents éléments composant possiblement un système planétaire (planètes, petits corps, poussières) semblable au système solaire, et de la température de la poussière et de l'émission thermique attendue selon la distance à l'étoile. <i>La poussière désignée dans cette figure comme "very hot" correspond aux poussières exozodiacales chaudes, tandis que les poussières "hot" et "warm" correspondent aux poussières tièdes.</i> Figure issue de Su & Rieke (2013)	16
1.8	Contribution attendue, en termes d'émission lumineuse, des poussières chaudes, tièdes et froides modélisées par des corps noirs. Image issue de Kirchschrager et al. (2017)	16
1.9	Occurrence de détection de poussière exozodiacale chaude en fonction du type spectral de l'étoile observée, ainsi que de la détection ou non de poussière tiède. Figure issue de Absil et al. (2021)	18
1.10	Occurrence de détection de poussière exozodiacale chaude en fonction de l'âge de l'étoile observée. Figure issue de Absil et al. (2021)	18
1.11	Superposition d'observation de l'étoile $\tau$ Ceti et de flux modélisés permettant d'interpréter la présence de poussières froides (pointillés dans l'IR lointain) et chaudes/tièdes (ligne discontinue dans le proche et moyen infrarouge pour l'émission thermique, ligne continue pour l'émission totale). Image issue de Di Folco et al. (2007)	20
1.12	Superposition d'ajustements de distribution d'énergie (lignes continues) pour différents points correspondant à des observations en bande H avec PIONIER (croix grises) ou en bande L avec MATISSE (points roses) de l'étoile $\kappa$ Tuc. Image issue de Kirchschrager et al. (2020)	20
1.13	Schéma de principe de transport de masse depuis un réservoir externe vers l'intérieur du système, par le biais de planètes. Image issue de Bonsor et al. (2014)	24

1.14	Fonctionnement du code <i>Exozodi</i> , tel que décrit dans la thèse de Elie Sezestre. . . . .	25
1.15	Evolution de grains carbonés lancés quelques fractions d' <i>au</i> autour d'une étoile de type <i>F0</i> . Le grain évolue en termes de distance à l'étoile (axe des abscisses) et de taille de grain (axe des ordonnées). Figure issue de Sezestre et al. (2019). . . . .	27
1.16	Paramètre $\beta_{PR}$ en fonction de la taille de grain pour un grain de carbone et différents types spectraux. Figure issue de Sezestre et al. (2019). . . . .	27
1.17	Emission simulée de poussière exozodiacale transportée par effet Poynting-Robertson, pour différentes compositions chimiques, autour d'une étoile de type <i>A0</i> (lignes continues). Les points gris correspondent aux flux mesurés par Absil et al. (2006) pour l'étoile Véga. Figure issue de Sezestre et al. (2019). . . . .	28
1.18	Emission simulée de poussière exozodiacale déposée in-situ par une comète, pour différentes compositions chimiques, autour d'une étoile de type <i>A0</i> (lignes continues). Les points gris correspondent aux flux mesurés par Absil et al. (2006) pour l'étoile Véga. Figure issue de Sezestre et al. (2019). . . . .	28
1.19	Trajectoires autour du Soleil de grains de poussière électriquement chargés, affectés par le champ magnétique solaire. Figure issue de Czechowski & Mann (2010). . . . .	30
2.1	Illustration des trois courants électriques considérés dans cette étude : photoélectrique $J_{ph}$ , thermionique $J_{th}$ , plasma $J_{pla}$ . . . . .	34
2.2	Un $e^-$ produit par effet photoélectrique sur un grain chargé positivement ( $U_g = 3V$ ). Certaines $e^-$ expulsés par le grain ne peuvent s'échapper du puit de potentiel $eU_g$ que ce dernier représente. . . . .	35
2.3	Evolution temporelle du potentiel électrique de surface $U_g(t)$ , pour un grain de silicate autour de $\beta$ Pictoris, en présence des courants photoélectrique $J_{ph}$ et thermionique $J_{th}$ uniquement. . . . .	39
2.4	Evolution temporelle du potentiel électrique de surface $U_g(t)$ en présence des courants photoélectrique $J_{ph}$ , thermionique $J_{th}$ et plasma $J_{pla}$ , mais sans vitesse d'agitation thermique dans ce dernier. . . . .	40
2.5	Rendement photoélectrique $Y$ d'un grain de silicate en fonction de la taille de grain $s$ pour différentes énergies $h\nu$ (eV) de photons incidents. . . . .	51
2.6	Constante optique d'absorption $Q_{abs}$ d'un grain de silicate en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente $\lambda$ , pour différentes tailles de grain $s$ . . . . .	52
2.7	IDEM Figure 2.6 mais pour un grain de carbone. . . . .	53
2.8	Intensité du courant photoélectrique $J_{ph}$ en fonction du rayon du grain $s$ pour deux compositions chimiques - carbone et silicate - pour un grain situé à 10 rayons stellaires de l'étoile $\beta$ Pictoris. . . . .	53
2.9	Facteur d'amplification du rendement d'émission secondaire des électrons incidents $\delta_e$ (Draine & Salpeter 1979) en fonction de la taille de grain $s$ . Les électrons incidents ont ici une température de $1,7 \times 10^6 K$ . . . . .	54
2.10	Température d'un grain de carbone en orbite autour d' $\epsilon$ Eridani en fonction de la distance à l'étoile $r$ et du rayon du grain $s$ . . . . .	55

2.11	Intensité du courant thermionique $J_{th}$ (normalisé en taille pour éliminer la dépendance géométrique ( $\pi s^2$ ) et en distance ( $r^2$ ) pour une comparaison ultérieure plus aisée avec les courants photoélectrique $J_{ph}$ et plasma $J_{pla}$ ) en fonction de la distance à l'étoile $r$ et du rayon du grain $s$ . Grain de carbone autour d' $\epsilon$ Eridani, non chargé (0 V). . . .	55
2.12	Intensité du courant plasma $J_{pla}$ , en fonction de la distance à l'étoile $r$ , pour un grain de carbone de rayon $10^{-7}m$ autour de $\beta$ Pictoris. Les courbes violettes représentent l'intensité du courant pour un grain non-chargé (0 V), les courbes rouges pour un grain chargé positivement (3 V) et la courbe grise pointillée correspond à la dilution géométrique $r^{-2}$ des particules incidentes (protons, électrons) à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile. . . . .	57
2.13	Rendement d'émission secondaire $\delta_e$ (sans unité), contribution effective des électrons à la charge $\gamma_e$ (sans unité), et estimation des contributions $\gamma_e v_e$ et $\gamma_p v_p$ des électrons et des protons au courant de plasma (ici représentés en unité de $v_p$ pour la lisibilité de la figure), en fonction de la distance à l'étoile $r$ , pour un grain de carbone de rayon $10^{-7}m$ autour de $\beta$ Pictoris. . . . .	57
2.14	Flux stellaire $F$ (en photons), en fonction de l'énergie des photons (axe du bas en $eV$ axe du haut en longueur d'onde), pour les étoiles $\beta$ Pictoris and $\epsilon$ Eridani. . . . .	60
2.15	Intensités des courants photoélectrique $J_{ph}$ et plasma $J_{pla}$ , en fonction du potentiel électrique de surface du grain $U_g$ , pour un grain de silicate de taille $10^{-7}m$ orbitant à $10R_\star$ de $\epsilon$ Eridani. . . . .	61
2.16	Intensités des courants photoélectrique $J_{ph}$ et plasma $J_{pla}$ , en fonction du potentiel électrique de surface du grain $U_g$ , pour un grain de silicate de taille $10^{-7}m$ orbitant à $1000R_\star$ de $\epsilon$ Eridani. . . . .	61
2.17	Ratio entre l'intensité du courant thermionique et le maximum entre les intensités des courants photoélectrique et plasma, $\frac{J_{th}}{\max(J_{ph}, J_{pla})}$ , en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de carbone orbitant autour de $\epsilon$ Eridani, chargé positivement (3 V). . . . .	64
2.18	Intensité du courant photoélectrique normalisé en distance ( $J_{ph}r^2$ ) en fonction de la distance à l'étoile $r$ et du potentiel électrique de surface du grain $U_g$ , pour un grain de silicate de rayon $10^{-7}m$ autour de $\epsilon$ Eridani. . . . .	67
2.19	Intensité du courant plasma normalisé en distance ( $J_{pla}r^2$ ) en fonction de la distance à l'étoile $r$ et du potentiel électrique de surface du grain $U_g$ , pour un grain de silicate de rayon $10^{-7}m$ autour de $\epsilon$ Eridani. . . .	67
2.20	Somme des intensités des courants normalisé en distance ( $(J_{ph} + J_{pla})r^2$ ) en fonction de la distance à l'étoile $r$ et du potentiel électrique de surface du grain $U_g$ , pour un grain de silicate de rayon $10^{-7}m$ autour de $\epsilon$ Eridani. . . . .	68
2.21	Potentiel électrique de surface $U_g$ et intensités des courants électriques $J$ en fonction du temps, pour un grain de carbone de $10^{-7}m$ situé à $5 R_\star$ de $\beta$ Pictoris. Situation représentée : charge d'équilibre déterminée par l'effet photoélectrique. . . . .	70

2.22	Potentiel électrique de surface $U_g$ et intensités des courants électriques $J$ en fonction du temps, pour un grain de carbone de $10^{-7}m$ situé à $5 R_*$ de $\epsilon$ Eridani. Situation représentée : charge d'équilibre déterminée par l'effet plasma. . . . .	70
2.23	Potentiel de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de carbone autour de $\beta$ Pictoris. . . . .	73
2.24	Potentiel de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de carbone autour de $\epsilon$ Eridani. . . . .	73
2.25	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate autour de $\beta$ Pictoris. . . . .	74
2.26	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate autour de $\epsilon$ Eridani. . . . .	74
2.27	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ en fonction de la distance à l'étoile $r$ , et son approximation avec la formule analytique $U_{g,eq}(r) = \max(C, a - b * \log(r/r_0))$ , pour un grain de silicate de $10^{-6}m$ autour de $\beta$ Pictoris. . . . .	78
2.28	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de $\epsilon$ Eridani. Modèle de référence. . . . .	80
2.29	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de $\epsilon$ Eridani. Energie d'extraction photoélectrique $W_\infty$ diminuée de $4,97 eV$ à $1,97 eV$ . . . . .	80
2.30	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de $\epsilon$ Eridani. Température coronale du vent stellaire augmentée de $1,7 \times 10^6 K$ à $3,4 \times 10^6 K$ . . . . .	81
2.31	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de $\epsilon$ Eridani. Rendement maximal d'émission d'électron secondaire $\delta_{max}$ diminué de $2,4$ à $1,0$ . . . . .	81
2.32	Potentiel électrique de surface d'équilibre $U_{g,eq}$ en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de $\epsilon$ Eridani. Energie moyenne des électrons secondaires émis augmentée de $2 eV$ à $4 eV$ . . . . .	82
2.33	Temps caractéristique de charge $\tau_c$ , pour un grain de silicate autour de $\epsilon$ Eridani, en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ . . . . .	88
2.34	Rapport du temps de charge sur la période orbitale $\frac{\tau_c}{\tau_{td}}$ , pour un grain de silicate autour de $\epsilon$ Eridani, en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ . . . . .	88
2.35	Temps caractéristique de sublimation $\tau_{sub}$ , pour un grain de silicate autour de $\beta$ Pictoris, en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ . . . . .	89
2.36	Rapport du temps de charge sur le temps de sublimation $\frac{\tau_c}{\tau_s}$ , pour un grain de silicate autour de $\beta$ Pictoris, en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ . . . . .	90

2.37	Rapport charge sur masse $\frac{Q}{m}$ , en fonction de la distance à l'étoile $r$ et de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate autour de $\epsilon$ Eridani. . . . .	92
2.38	Trajectoire d'un grain de silicate dans un espace de paramètre $(r,s)$ , où $r$ est la distance à l'étoile et $s$ la taille de grain, dans un champ photo-gravitationnel autour d'une étoile de type G0. . . . .	93
2.39	Rapport $\beta$ représentant l'intensité relative de la composante radiale de la pression de radiation par rapport à la force de gravité, en fonction de la taille de grain $s$ , pour un grain de silicate en orbite autour d'étoiles de divers types spectraux. . . . .	94
2.40	Trajectoire du grain de la Figure 2.38 de taille initiale $30\mu m$ , superposée aux valeurs de rapport charge sur masse $\frac{Q}{m}$ , pour identifier les zones où la trajectoire du grain sera fortement influencée par le champ magnétique. FIGURE A REFAIRE . . . . .	95
3.1	Schéma explicatif des pentes utilisées pour une itération de la méthode RK4 . . . . .	99
3.2	L'intégrateur RK4 à pas de temps $dt$ fixe. En bleu : $dt = 10^{-3} T$ ( $T$ est la période orbitale) / En rouge : $dt = 3 \times 10^{-2} T$ . A gauche : test sur une orbite circulaire ( $e = 0$ ) / A droite : test sur une orbite elliptique ( $e = 0,6$ ) . . . . .	105
3.3	Analogie à la Figure 3.2 avec un intégrateur RK à pas de temps variable selon un critère d'erreur $\sigma$ . En bleu : $\sigma = 10^{-8}$ / En rouge $\sigma = 2 \times 10^{-5}$ . A gauche : test sur une orbite circulaire ( $e = 0$ ) / A droite : test sur une orbite elliptique ( $e = 0,6$ ) . . . . .	105
3.4	Évolution du pas de temps pour une trajectoire elliptique ( $e = 0,8$ ) intégrée par un intégrateur RK à pas de temps fixe (en bleu) ou à pas de temps variable (en rouge) sur 200 itérations . . . . .	106
3.5	Comparaison d'un intégrateur RK à pas de temps fixe (en bleu) et pas de temps variable (en rouge) pour un mouvement elliptique ( $e = 0,8$ ) sur 20 000 itérations . . . . .	107
3.6	Haut gauche : comparaison d'un critère sur la position absolue ( $\frac{err(y)}{y_0}$ , en rouge) ou la position relative ( $\frac{err(y)}{y}$ , en bleu). Haut droite : comparaison d'un critère sur une norme relative mêlant position et vitesse relative ( $\frac{\ err(y)+h \times err(z)\ }{\ y+h \times z\ }$ , en rouge) ou sur la position relative ( $\frac{err(y)}{y}$ , en bleu). Bas : comparaison d'un critère sur une norme relative mêlant position et vitesse relative ( $\frac{\ err(y)+h \times err(z)\ }{\ y+h \times z\ }$ , en rouge) ou sur l'énergie ( $\frac{err(E)}{E}$ , en bleu). Pour toutes les simulations, la trajectoire cible est képlérienne elliptique ( $e = 0,6$ ) . . . . .	109
3.7	Trajectoire képlérienne elliptique (1000 itérations, pas de temps de $10^{-2}T$ ) intégrée par l'algorithme de Boris (en rouge) et un RK à pas de temps fixe (en bleu, image de gauche) ou variable (en bleu, image de droite). . . . .	110
3.8	Trajectoire guidée par la force de Lorentz uniquement, dans un champ $\vec{B}$ uniforme vertical. Comparaison des trajectoires de l'intégrateur Boris (en rouge) et RK4 à pas de temps fixe (en bleu), pour des pas de temps de $10^{-1}T$ (gauche) sur 1000 itérations et $3 \times 10^{-2}T$ (droite) sur 20 000 itérations. . . . .	111

3.9	Trajectoire guidée par la force de Lorentz uniquement, dans un champ $\vec{B}$ uniforme vertical, sur 50 000 itérations. Comparaison des trajectoires d'un RK à pas de temps adaptatif (en rouge, en haut) avec un critère d'erreur relative de $10^{-5}$ sur une norme 2 mêlant position et vitesse (à gauche) ou sur l'énergie (à droite) et de l'intégrateur Boris (en bleu, en bas) avec un pas de temps fixe de $3 \times 10^{-2}T$ . . . . .	112
3.10	Trajectoire dans le cas où la force magnétique exercée (issue d'un champ vertical uniforme) est 10 fois inférieure à la force gravitationnelle, sur 5000 itérations. En rouge : intégrateur de Boris avec pas de temps fixe de $3 \times 10^{-2}T$ . En bleu : intégrateur RK adaptatif avec un critère d'erreur en norme de position/vitesse de $10^{-7}$ . . . . .	113
3.11	Trajectoire dans le cas où la force magnétique exercée (issue d'un champ vertical uniforme) est 10 fois supérieure à la force gravitationnelle, sur 2500 itérations. En rouge : intégrateur de Boris avec pas de temps fixe de $10^{-2}T$ . En bleu : intégrateur RK adaptatif avec un critère d'erreur en norme de position/vitesse de $10^{-7}$ . . . . .	115
3.12	Exemple de champ magnétique stellaire en forme de spirale de Parker, observé légèrement au-dessus du plan équatorial (en coupe, $z > 0$ ), pour des axes de rotation de l'étoile et de pôle magnétique confondus. On remarque que les lignes de champ sont presque radiales proche de l'étoile, et s'incurvent à mesure que l'on s'éloigne. . . . .	119
3.13	Trajectoire en pétales pour un grain lancé dans le modèle de référence (au-dessus), et pour un grain légèrement moins chargé électriquement ( $\frac{Q}{m} = 10^{-6}e/m_p$ ) (en-dessous). . . . .	121
3.14	Schéma illustratif du mouvement de giration (de rayon égal au rayon de Larmor $R_L$ ) du grain autour d'une trajectoire d'ensemble (qui suit une ligne de champ magnétique) décrite par son "centre-guide" . Figure issue du rapport de stage de A. Choplin. . . . .	122
3.15	Comparaison des intensités des forces photo-gravitationnelle, miroir et centrifuge auxquelles est soumis le centre-guide du grain dans son mouvement parallèle aux lignes de champ magnétiques, au cours d'une trajectoire en formes de pétales. Figure issue du rapport de stage de A. Choplin. . . . .	123
3.16	Différentes formes de pétales en relançant le grain à $r_i = 0,13 au$ (haut-gauche), $r_i = 0,15 au$ (haut-droite) et $r_i = 0,05 au$ (bas). . . . .	125
3.17	Trajectoires de grains autour d'une étoile de type solaire, déposés à l'apoastre par un corps parent excentrique ( $e = 0,9$ ), légèrement sensibles à la pression de radiation ( $\beta_{PR} = 0,1$ ). Le panneau haut-gauche représente un grain neutre, le haut-droit un grain faiblement chargé électriquement ( $\frac{Q}{m} = 2 \times 10^{-7}e/m_p$ ), et le bas-gauche un grain davantage chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ). . . . .	126
3.18	Trajectoires de grains autour d'une étoile de type solaire, issus d'un corps parent non-excentrique mais soumis à une pression de radiation assez intense ( $\beta_{PR} = 0,5$ ). Le grain non-chargé (panneau de gauche) est éjecté tandis que le grain chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ) est piégé. . . . .	127
3.19	Trajectoire d'un grain chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ) autour d'une étoile de type solaire, déposé par un corps parent à l'orbite non-excentrique mais inclinée ( $i = 20^\circ$ ). Dans la configuration stellaire où le champ magnétique repousse le grain de la couche neutre, ce dernier reste dans le même hémisphère. . . . .	128

- 3.20 Trajectoires de grains chargés ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ) autour d'une étoile de type solaire, dans les cas "*defocusing*" (la force de Lorentz repousse le grain de la couche neutre, Figure de gauche) et "*focusing*" (la force de Lorentz tire le grain vers la couche neutre sur le plan de l'écliptique, Figure de droite). Les multiples traversées de la couche neutre dans le second cas tendent à circulariser l'orbite. . . . . 129
- 3.21 Trajectoires de grains chargés ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ) autour d'une étoile de type solaire, dont la vitesse de rotation est lente ( $\Omega = 0,5 \Omega_{\text{sun}}$ ) ou rapide ( $\Omega = 1,5 \Omega_{\text{sun}}$ ). La forme des pétales en est affectée, d'une façon similaire à une modification de la distance de relâche. . . . . 130
- 3.22 Schéma illustratif, issu du rapport de stage de A. Choplin, de traversée de la couche neutre par un grain électriquement chargé. . . . . 131
- 3.23 Représentation, issue de Jokipii & Thomas (1981), d'une "jupe de ballerine", vue par un observateur incliné de  $20^\circ$  par rapport au plan de l'écliptique, et situé à  $75 \text{ au}$ . Il s'agit de la couche neutre séparant les deux hémisphères du champ magnétique stellaire, courbée par le décalage entre les axes du dipôle magnétique et de la rotation stellaire. . . 131
- 3.24 Schéma illustratif, issu de Smith (2001), du croisement d'un objet voyageant dans le plan de l'écliptique avec la couche neutre. Panneau du haut : vue perpendiculaire au plan de l'écliptique. Panneau du bas : vue parallèle au plan de l'écliptique. . . . . 132
- 3.25 Trajectoires de grains chargés ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ) autour d'une étoile de type solaire. Les deux panneaux du haut représentent le cas d'un dipôle magnétique aligné avec l'axe de rotation de l'étoile, et les configurations *defocusing* (à gauche) et *focusing* (à droite) vues en Figure 3.20. Les deux panneaux du bas représentent les mêmes conditions initiales, sauf que l'axe du champ magnétique est à présent incliné par rapport à l'axe de rotation de l'étoile d'un angle  $i = 10 \text{ deg}$ , qui induit une couche neutre ondulée. On s'aperçoit que, dans le cas *focusing* en champ incliné, les moindres traversées de la couche neutre nous ramènent à une trajectoire semblable au cas *defocusing*. . . . . 133
- 3.26 Trajectoire d'un grain de silicate de rayon  $s = 40 \text{ nm}$ ,  $\beta_{\text{PR}} = 0,4$  en orbite autour d'une étoile de type solaire. La trajectoire photo-gravitationnelle (à gauche) est elliptique et amène le grain jusqu'à  $2,5 \text{ au}$  de l'étoile. La trajectoire avec la force de Lorentz (à droite) est davantage piégée à une distance de  $0,5 \text{ au}$ , proche de la zone de sublimation. Cependant, ce piégeage nécessite une étoile en rotation lente ( $\Omega_0 = 0,1 \Omega_{\text{sun}}$ ). . . . . 134
- 3.27 Paramètre  $\beta_{\text{PR}}$  en fonction de la taille de grain pour différents types spectraux, pour des grains de carbone (à gauche) et d'astrosilicate (à droite). Figure issue de Sezestre et al. (2019). . . . . 134
- 3.28 Même simulation de trajectoire d'un grain de rapport charge-sur-masse  $\frac{Q}{m} = 3 \times 10^{-4}e/m_p$  soumis à un champ de gravité et un champ magnétique, dans un cas où l'erreur d'intégration acceptée est stricte ( $err = 10^{-6}$ , Figure de gauche) et donne la bonne trajectoire en pétales, et dans un cas où l'erreur est plus permissive ( $err = 10^{-5}$ , Figure de droite) et aboutit à une trajectoire divergente de cause uniquement numérique. . . . . 137

3.29	Parmi les 1576 chercheurs, de tous domaines scientifiques, qui ont répondu au sondage de la revue <i>Nature</i> , 90% d'entre eux estiment qu'il existe actuellement une crise de reproductibilité des résultats scientifiques . . . . .	140
3.30	Logo des principes FAIR (Findable, Accessible, Interoperable, Reusable) que doivent respecter les données pour une science reproductible	140
3.31	Schéma fonctionnel du code <i>Exozodi</i> actuel : le code principal responsable de la simulation dynamique, les fonctions et données communes de <i>miscellaneous</i> , et les différents sous-codes. . . . .	143
3.32	Fichier texte de données d'entrée utilisé dans le code <i>pétales</i> , analogue aux entrées des codes <i>Exozodi</i> ou <i>charge</i> . Ce fichier est copié dans les données de sortie du code pour assurer une tracabilité des paramètres de la simulation. . . . .	145
4.1	Evolution de la taille et de la distance à l'étoile de grains de poussière exozodiacale sujets à la sublimation et l'aggrégation de particules de gaz. Les grains convergent, dans l'étoile taille/distance, vers un point d'équilibre (point noir) pour lequel l'aggrégation et la sublimation se compensent. Figure issue de Pearce et al. (2020) . . . . .	150
4.2	Bandes spectrales sondées par les interféromètres <i>PIONIER</i> , <i>GRAVITY</i> et <i>MATISSE</i> du <i>VLTI</i> , comparées à l'émission thermique attendue de poussières chaudes. Figure issue de Ertel et al. (2015). . . . .	151

# Liste des tableaux

2.1	Données sur les matériaux	48
2.2	Données sur les étoiles	49
2.3	Coefficients analytiques pour $U_{g,eq}(r)$ pour 4 étoiles et 2 matériaux	79
3.1	Valeurs utilisées pour le modèle de référence	118



# Constantes physiques

Vitesse de la lumière	$c = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m/s}$ (exact)
Constante gravitationnelle universelle	$G = 6.674\,30 \times 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg}/\text{s}^2$
Permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8.854\,187\,82 \times 10^{-12} \text{ m}^{-3}/\text{kg}\text{s}^4\text{A}^2$
Constante de Boltzmann	$k_B = 1.380\,648\,52 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante de Planck	$h = 6.626\,070\,15 \times 10^{-34} \text{ m}^2\text{kg}/\text{s}$
Masse d'un électron	$m_e = 9.109\,383\,701\,5 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masse d'un proton	$m_p = 1.672\,649 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Charge élémentaire	$e = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19} \text{ C}$
Unité de masse atomique unifiée	$m_u = 1.660\,539\,066\,60 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Unité astronomique	$au = 1.495\,978\,707\,00 \times 10^{11} \text{ m}$
Parsec	$pc = 3.0857 \times 10^{16} \text{ m}$
Rayon moyen du Soleil	$R_\odot = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m}$
Masse du Soleil	$M_\odot = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ kg}$
Vitesse de rotation équatoriale du Soleil	$\Omega_0 = 2.971\,886 \times 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$
Vitesse de la lumière	$c = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$



# Liste des symboles

$M_{\oplus}$	masse de la Terre	kg
$M_{\odot}$	masse du Soleil	kg
$r$	distance du grain à l'étoile	m
$s$	rayon du grain	m
$t$	temps	s
$h$	pas de temps utilisé pour les intégrateurs numériques	
$\lambda$	longueur d'onde du photon	m
$\nu$	fréquence du photon	s <sup>-1</sup>
$T_g$	température du grain	K
$m$	masse du grain	kg
$\rho$	masse volumique du grain	kg/m <sup>3</sup>
$\mu$	poids moléculaire moyen	
$\vec{v}$	vecteur vitesse du grain dans le référentiel de l'étoile	m s <sup>-1</sup>
$U_g$	potentiel électrique de surface du grain	V
$U_{g,eq}$	potentiel électrique de surface du grain à l'équilibre	V
$J$	courant électrique	A
$J_{ph}$	courant électrique photoélectrique	A
$J_{pla}$	courant électrique plasma	A
$J_{th}$	courant électrique thermionique	A
$Q$	charge électrique	C
$W$	énergie nécessaire pour arracher un e <sup>-</sup> du grain	J
$Q_{abs}$	efficacité d'absorption optique	
$F$	flux de photons de l'étoile	m <sup>-2</sup>
$Y$	rendement photoélectrique	
$L$	fraction d'e <sup>-</sup> incidents rebondissant sur le grain	
$\delta_e$	rendement d'émission d'e <sup>-</sup> secondaires par les e <sup>-</sup> incidents	
$\delta_{maw}$	rendement maximal d'émission d'e <sup>-</sup> secondaires par les e <sup>-</sup> incidents	
$E_{esc}$	énergie moyenne d'un e <sup>-</sup> secondaire créé	J
$p_{esc}$	probabilité d'échappement d'un e <sup>-</sup> secondaire créé	
$\rho_p$	rendement d'émission d'e <sup>-</sup> secondaires par les protons	
$\kappa$	coefficient de correction du courant thermionique	
$M_{\star}$	masse de l'étoile	kg
$\dot{M}_{\star}$	perte de masse de l'étoile	kg s <sup>-1</sup>
$R_{\star}$	rayon stellaire	m
$T_{sw}$	température du vent stellaire	K
$T_{cor}$	température coronale du vent stellaire	K
$v_{sw}$	vitesse de flot du vent stellaire	km s <sup>-1</sup>
$v_{sw}^{\infty}$	vitesse de flot du vent stellaire à l'infini	km s <sup>-1</sup>
$Q_k$	charge électrique de la particule $k$	C

$\tau_k$	temps caractéristique de collision de la particule $k$ avec le grain	s
$n_k$	densité volumique de la particule $k$	$\text{m}^{-3}$
$\sigma_k$	section efficace du grain vu par la particule $k$	$\text{m}^2$
$m_k$	masse de la particule $k$	kg
$v_{\text{th},e}$	vitesse thermique d'un $e^-$ du plasma	$\text{m s}^{-1}$
$n_{\text{sw}}$	densité volumique totale de particules dans le vent stellaire	$\text{m}^{-3}$
$n_k$	densité volumique de l'espèce $k$ du plasma	$\text{m}^{-3}$
$\gamma_k$	facteur de correction de contribution électrique pour l'espèce $k$	
$\gamma_e$	facteur de correction de contribution électrique pour les $e^-$	
$\gamma_p$	facteur de correction de contribution électrique pour les $p^+$	
$L_D$	longueur de Debye	m
$r_L$	rayon de Landau	m
$\tau_c$	temps caractéristique de charge électrique	s
$\tau_d$	temps caractéristique dynamique	s
$\tau_s$	temps de sublimation du grain	s
$\alpha$	facteur d'efficacité du processus de sublimation	
$\beta_{\text{PR}}$	rapport des forces de pression de radiation et de gravité	
$e$	excentricité de l'orbite	
$i$	inclinaison de l'orbite	°
$T$	période orbitale	s
$\sigma$	critère d'erreur admissible de l'itération de l'intégrateur	
$B_0$	intensité du champ magnétique stellaire à 1 au	T
$r_0$	distance de normalisation du champ magnétique	m
$r_i$	distance initiale du grain à l'étoile	m
$v_i$	normale de la vitesse initiale du grain dans le référentiel héliocentrique	$\text{m s}^{-1}$
$(r, \theta, \varphi)$	coordonnées sphériques usuelles	m, rad, rad
$(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$	base vectorielle sphérique	
$ (\vec{\nabla}B)_\perp $	gradient de $B$ dans la direction perpendiculaire à $\vec{B}$	$\text{T m}^{-1}$
$r_{\text{cg}}$	distance du centre-guide à l'étoile	m
$\mu_B$	moment magnétique	$\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{T}^{-1}$

## Chapitre 1

# Introduction et contexte scientifique

Ce document est le manuscrit de la thèse, intitulée "La dynamique de la poussière exozodiacale : charge électrique et piégeage magnétique", que j'ai réalisée entre 2019 et 2023 à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) sous la direction de Jean-Charles Augereau.

Ce manuscrit débutera par un chapitre consacré à des éléments de contexte sur les disques de débris, la poussière zodiacale et exozodiacale, ainsi que les réflexions qui ont conduit au besoin d'un modèle de piégeage magnétique qui a été étudié dans cette thèse.

Seront ensuite présentés dans un deuxième chapitre mes résultats de modélisation de la charge électrique des grains de poussière exozodiacale.

Puis, un troisième chapitre abordera des éléments de dynamique de la poussière, sous le prisme des intégrateurs numériques, des trajectoires dans un champ magnétique et de considérations informatiques générales.

Enfin, des éléments de conclusion et d'ouverture viendront clôturer ce manuscrit.

## 1.1 Les disques de débris

### 1.1.1 La formation planétaire : des disques protoplanétaires aux disques de débris

La vie d'une étoile débute lorsque le coeur pré-stellaire s'effondre. Le gaz et la poussière autour de l'étoile s'organisent alors pour former un disque protoplanétaire (Williams & Cieza 2011).

C'est alors que débute la formation planétaire : la première étape consiste à faire croître les poussières submicroniques héritées du milieu interstellaire (Johansen et al. 2014), grâce à un mécanisme basé sur les collisions (Blum 2018). Ces collisions peuvent être destructrices, et donc réduire la taille des poussières, si la vitesse relative des grains est trop élevée. En revanche, si la vitesse relative est suffisamment faible, les poussières vont s'agglomérer (Poppe et al. 2000; Gundlach & Blum 2014).

La croissance des poussières est ainsi rendue possible par collisions dans toutes les régions du disque (Birnstiel et al. 2011), jusqu'à ce que les objets formés atteignent une taille de l'ordre du mètre. Ils font alors face à la barrière du mètre qui découle de l'interaction entre les corps solides et le gaz (Birnstiel et al. 2012). Les petits grains sont fortement couplés avec le gaz et orbitent à la même vitesse que celui-ci, qui est en rotation sous-képlérienne dans un disque standard. Lorsque les grains grossissent, ils se découplent progressivement du gaz et ressentent, du fait de leur vitesse proche de la vitesse képlérienne, un vent de face dû au gaz sous-képlérien. Ce vent de face, qui

les ralentit et les entraîne en spirale vers l'intérieur du système, est maximal pour les tailles autour du mètre et réduit le temps de vie des objets à environ 100 ans (Brauer et al. 2007). Des solutions ont été évoquées pour remédier à ce problème, parmi lesquelles des mécanismes de croissance de grains très poreux (Wada et al. 2009), la présence de filaments denses créés par instabilité magnéto-rotationnelle (Kato et al. 2012), ou bien la "streaming instability" (Youdin & Goodman 2005; Johansen et al. 2014; Drazkowska et al. 2022) par laquelle l'action des corps solide sur le gaz tend à créer des zones de surdensité de matière.

Une fois la barrière du mètre surmontée, les objets deviennent des planétésimaux (taille minimale  $10^2$  à  $10^3$  m). Ces objets, dont la cohésion est assurée par leur propre gravité, continuent leur croissance pendant une dizaine de millions d'années, à présent accélérée par l'accrétion gravitationnelle des poussières et des petits corps passant à proximité, jusqu'à donner naissance à des embryons planétaires pouvant aboutir à des planètes telluriques en environ 100 millions d'années après une phase chaotique (Raymond et al. 2005).

Après environ 10 millions d'années, les disques protoplanétaires évoluent ensuite progressivement en disques de transition, disques présentant un excès de luminosité marqué dans le moyen et lointain infrarouge mais absent dans le proche infrarouge, qui pourrait signaler la disparition du disque interne (Strom et al. 1989) : le disque protoplanétaire disparaît, depuis l'intérieur vers l'extérieur, par photoévaporation, accrétion visqueuse ou formation de planètes (Alexander et al. 2006a,b). Et, finalement, le disque atteint sa forme finale que l'on nomme disque de débris. Le système planétaire est alors composé d'une étoile, potentiellement de planètes telluriques et/ou gazeuses, et d'un disque de débris composé de planétésimaux, d'astéroïdes, de comètes et de poussières produites par collisions ou évaporation de ces petits corps (Hughes et al. 2018).

### 1.1.2 Détection des disques de débris

Le premier disque de débris connu est celui du système solaire : il est composé d'une ceinture externe (la ceinture de Kuiper), d'une ceinture interne (la ceinture d'astéroïdes) et de poussière dans les régions interne du système (la poussière zodiacale) et externe. Il est légitime de supposer que les autres étoiles sont dotées d'un disque analogue. Cependant, à cause de la très faible luminosité de tels disques, ils sont restés invisibles aux observations jusqu'aux années 1980.

Aumann et al. (1984) ont détecté avec le télescope spatial *IRAS* un excès infrarouge significatif autour de l'étoile *Vega*, qui est une étoile de la séquence principale et donc a priori sans perte de masse significative pour expliquer cet excès. L'explication la plus vraisemblable à cet excès infrarouge est la présence de poussières froides de température 85 K situées à environ 85 au de l'étoile. Cette observation constitue la première détection d'un disque de débris.

L'étude des disques de débris a dès lors pris son essor : Plets & Vynckier (1999) a réalisé un inventaire grâce à *IRAS* sur un échantillon de 69 étoiles, et a détecté un excès infrarouge (associé à un disque de débris) autour de  $13 \pm 10\%$  d'entre elles. Ces relevés ont été complétés grâce au télescope spatiale *Spitzer* de la NASA dans les années 2000, qui a abouti à des taux de détections semblables, de l'ordre de 12%. Puis, en 2009, le télescope spatial *Herschel* de l'ESA a pris le relais. Sa sensibilité très élevée ( $L_{\text{disque}}/L_{\star}$  de l'ordre de  $10^{-6}$ , Montesinos et al. 2016) a permis de détecter

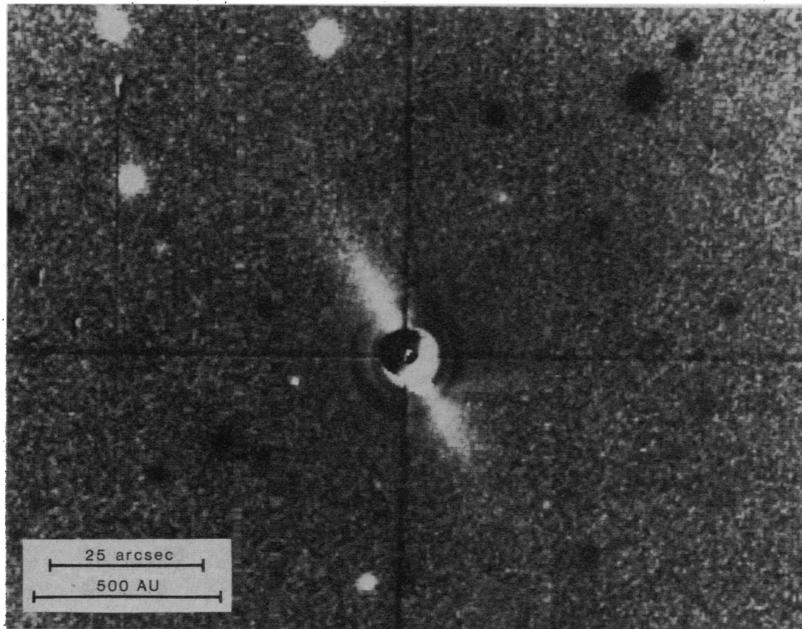


FIGURE 1.1 – Première observation du disque de débris de  $\beta$  Pictoris par imagerie directe, en lumière visible diffusée, telle que présentée dans [Smith & Terrile \(1984\)](#).

des disques de débris plus ténus et d'augmenter les fréquences de détection à environ 20% et de résoudre marginalement jusqu'à 52% des disques détectés ([Eiroa et al. 2013](#); [Montesinos et al. 2016](#)).

Ces détections présentent cependant encore des limites. En sensibilité d'une part, puisque le rapport de flux  $L_{\text{disque}}/L_{\star}$  pour le système solaire est de l'ordre de  $10^{-7}$  ([Vitense et al. 2012](#)), et serait donc indétectable avec *Herschel*. Cette technique de détection favorise en outre les détections autour d'étoiles très lumineuses donc massives. L'excès infrarouge est en outre plus difficilement détectable lorsqu'il se confond avec l'émission de l'étoile, il est donc plus facile de détecter les ceintures très froides que celles qui seraient tièdes (autour de 300 K).

L'imagerie directe permet, sur les sources proches, de résoudre la structure des disques. Avec cette méthode, on a accès à des données sur la répartition de la poussière autour des étoiles. Le premier disque résolu est celui de  $\beta$  Pictoris, en lumière diffusée dans le domaine visible, par [Smith & Terrile \(1984\)](#) (voir Figure 1.1) 14 années plus tard, pour l'étoile  $\epsilon$  Eridani ([Greaves et al. 1998](#)) suivi de *Vega* et *Fomalhaut* dans le domaine sub-millimétrique ([Holland et al. 1998](#)). La multiplication des observations a permis de mettre en lumière les asymétries au sein des disques ([Hughes et al. 2018](#); [Olofsson et al. 2016](#)) tels que *HR4796* ([Schneider et al. 2009](#)), qui, couplée à la diversification des longueurs d'onde d'observation, permet comprendre leur structure.

Ces dernières années, de nouveaux instruments tels que *GatirCam* ([Telesco et al. 1998](#)) ou *GPI (Gemini Planet Imager)* sur le télescope *Gemini* ou *SPHERE* au *VLT (Very Large Telescope)* ont vu le jour et ont permis d'améliorer considérablement les capacités d'imagerie directe des poussières (sub)microniques (voir Figure 1.2). Le télescope *ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array)* permet en outre de faire de l'imagerie dans le domaine millimétrique, pour notamment détecter les plus grosses

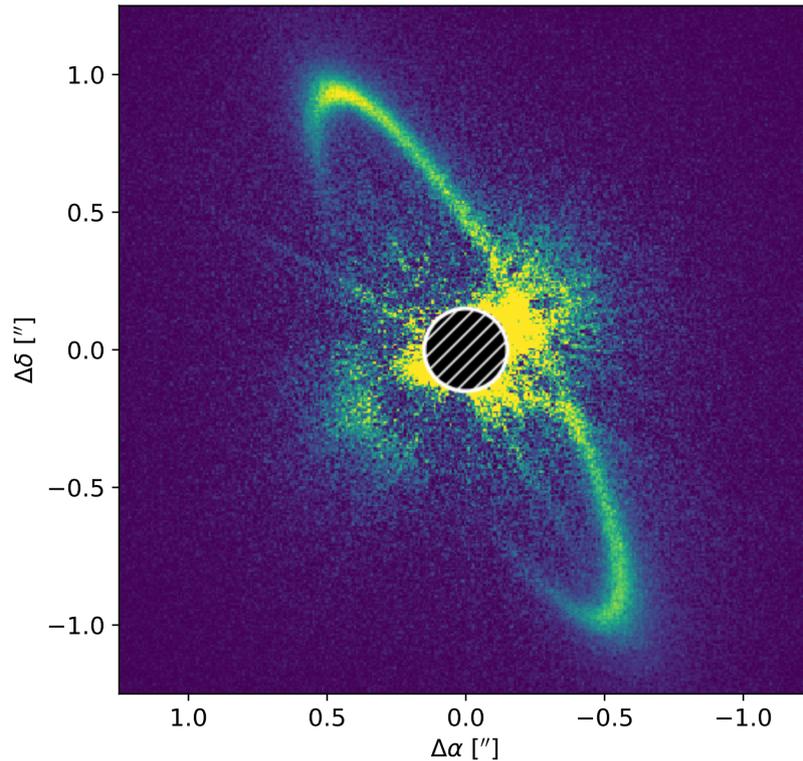


FIGURE 1.2 – Observations SPHERE/ZIMPOL du disque de débris autour de l'étoile HR 4796 A, issue de [Olofsson et al. \(2019\)](#)

poussières, ainsi que le gaz qui serait présent dans les disques de débris ([Lieman-Sifry et al. 2016](#)).

Cependant, une fois encore, ces études restent limitées par les capacités de détection des instruments qui sélectionnent les disques les plus brillants (les 20% des disques froids les plus lumineux selon [Kennedy & Wyatt 2013](#))

### 1.1.3 Modélisation des disques de débris

Pour extraire des informations fiables sur les propriétés des poussières composant les disques de débris, un travail de modélisation poussé est nécessaire. En effet, le problème présente de nombreuses inconnues, qui concernent l'architecture du système (asymétries, planètes), son histoire, ainsi que les processus physiques à l'oeuvre.

L'approche la plus simple consiste à considérer les excès infrarouge détectés, et supposer qu'ils correspondent à des émissions thermiques de grains de poussière se comportant comme des corps noirs. On obtient ainsi la température des poussières, puis leur distance à l'étoile en effectuant un bilan thermique ([Chen et al. 2014](#)).

Une modélisation plus poussée des disques de débris comporte plusieurs difficultés récurrentes. L'une d'elles notamment est que l'on observe généralement les petits grains (plus nombreux et responsables de la majorité du flux, [Boccaletti et al. 2003](#)) alors que la masse du système réside dans les gros grains. Il est donc difficile d'estimer la masse d'un disque, et il est préférable d'utiliser l'âge du système et un temps de vie collisionnel pour effectuer une estimation ([Krivov et al. 2008](#)). Une autre concerne les problèmes de collisions : ces collisions sont généralement traitées non plus individuellement mais statistiquement ([Thebault et al. 2003](#); [Thebault &](#)

(Augereau 2007), notamment grâce à un modèle de cascade collisionnelle qui aboutit à une distribution de taille de grain approchée par une loi de puissance en  $s^{-q}$  où  $s$  est la taille de grain (Matthews et al. 2014).

Un exemple de code de modélisation de transfert radiatif est le code *GRaTeR*, écrit par Jean-Charles Augereau initialement pour Augereau et al. (1999). Il calcule les propriétés des poussières (de compositions potentiellement complexes et poreuses) avec la théorie de Mie, puis, à partir d'hypothèses sur leur distribution en taille et distance à l'étoile, calcul des flux intégrés. Le code produit ainsi des observables (images, distributions spectrales d'énergie et mesures interférométriques) qui peuvent être comparées aux observations.

#### 1.1.4 Propriétés des poussières dans les disques de débris

Nous allons détailler dans cette section les principaux résultats obtenus sur les propriétés des poussières des disques de débris, obtenus grâce à une interprétation directe des observations ou grâce à des travaux de modélisation du disque.

La taille des poussières peut être estimée grâce à la pente de la distribution spectrale d'énergie qui, couplée à un modèle d'émission des grains, indiquerait une distribution en loi de puissance  $s^{-q}$  avec  $q$  de l'ordre de 3,5 (Williams et al. 2004). Cette pente serait cohérente avec les modèles d'évolution collisionnelle usuels (Dohnanyi 1969; Marshall et al. 2017). Cependant des études menées sur le système solaire, sur la poussière zodiacale (Leinert et al. 1976; Grun et al. 1985) ou sur des comètes (Ishiguro et al. 2014), ont suggéré une pente moins marquée de l'ordre de 2, tandis qu'un travail sur la comète 67P indiquerait une distribution en taille oscillant entre 2 et 3,7 (Fulle et al. 2016).

Ces estimations sont rendues une fois de plus difficiles par l'aspect dégénéré du problème, ou par d'autres effets propres à la distribution en taille tels que des effets de troncature des plus petits grains éjectés par la pression de radiation (Pawellek & Krivov 2015).

L'étude de la taille des poussières peut être complétée par des observations en lumière diffusée. En effet, les grains de poussière sont plus efficaces pour diffuser la lumière de l'étoile aux longueurs d'onde inférieures à leur taille : un grain de rayon  $1\mu\text{m}$  va donc diffuser plus efficacement les longueurs d'onde submicrométriques par exemple. Et, en conséquence, en observant à la longueur d'onde  $\lambda = 1\mu\text{m}$ , on sondera efficacement les grains de  $1\mu\text{m}$  et plus, et l'on aura plus de difficultés à observer les plus petits grains.

Hors, il se trouve que, dans un processus collisionnel classique, les petits grains sont les plus nombreux et représentent la majeure partie de la section géométrique, les gros grains ont donc tendance à être moins visibles. Ces deux effets, l'efficacité de diffusion et la distribution de taille des grains, aboutit au résultat que l'observation de la lumière diffusée permet de voir principalement les grains de taille proche de la longueur d'onde d'observation, et se révèle donc un outil puissant pour sonder la distribution de taille des grains dans les disques observés.

La composition chimique des grains est un sujet sur lequel il n'y a pour l'instant pas de consensus. Mittal et al. (2015) ainsi que Lisse et al. (2012) détectent par exemple des raies de silicates, même si la détection de telles raies n'est pas aisée car la plupart des disques de débris sont trop froids et les grains trop gros pour émettre dans le moyen-infrarouge et observer des raies minéralogiques en émission. Mais

d'autres travaux suggèrent également la présence de grains carbonés et de glace d'eau (Lebreton et al. 2012; Augereau et al. 1999; Donaldson et al. 2013) ou même de fer (Olofsson et al. 2012). Outre l'analyse spectrale, il est à noter que les observations en lumière diffusée (par exemple avec *GPI* ou *SPHERE*, e.g. Esposito et al. 2020; Olofsson et al. 2020) sont un outil puissant pour obtenir des informations sur la composition chimique des grains, notamment grâce à la fonction de phase des grains. Enfin, la détection de gaz, supposé être un produit de la cascade collisionnelle, permet de tracer indirectement la composition chimique des grains du disque (Kral et al. 2016, 2017). Cette grande incertitude sur la composition chimique s'explique notamment par le fait que le problème est très dégénéré (Lebreton et al. 2016).

La porosité des grains est en outre une propriété très étudiée, même si elle est rendue compliquée car le problème est là encore dégénéré. Des agrégats poreux pourraient expliquer les observations en lumière diffusée (Tazaki et al. 2019), et cette porosité pourrait atteindre jusqu'à 90 % (Donaldson et al. 2013). La présence de glace et de porosité dans les grains est notamment confirmée dans le système solaire, sur la comète 67P (Kofman et al. 2015) : ceci ouvrirait notamment la possibilité que les corps parents des grains amènent de l'eau sur les planètes rocheuses en fin de formation.

Enfin, la forme des grains est aussi un axe de recherche important. Un grand nombre de modèles se base en effet sur la théorie de Mie, valide pour des sphères compacts. Cependant, des observations en polarisation suggèrent que les résultats d'observation ne sont pas compatibles avec des sphères compactes (Graham et al. 2007; Kirchsclager & Bertrang 2020), ni même des sphères (Milli et al. 2017; Arriaga et al. 2020). Les grains seraient plus probablement des agrégats, théorie supportée par l'observation directe de ces particules sur la comète 67P (Mannel et al. 2016; Mannel et al. 2019) dans le système solaire. C'est pourquoi des recherches sur la modélisation des agrégats tels que ceux menés par Mukai et al. (1992) ou Kimura et al. (1997) sont nécessaires pour améliorer la fiabilité des modèles.

### 1.1.5 Des disques de débris actifs collisionnellement

Les propriétés des grains évoquées dans la section précédente permettent de mettre en lumière les processus sous-jacents à l'oeuvre dans les disques.

En premier lieu, la distribution en taille de grains suggère la présence de nombreux petits grains, qui sont effectivement observés dans des systèmes de plusieurs millions à milliards d'années. Or, l'effet de la pression de radiation (sur lequel nous reviendrons en détail en section 1.4.3) devrait expulser ces grains du système sur des échelles de temps très courtes (de l'ordre d'une fraction de la période orbitale), ou les faire migrer vers l'étoile et disparaître en une centaine de milliers d'années (Kral et al. 2017).

Les poussières observées ne sont donc pas primordiales, mais plutôt le produit de processus de repeuplement tels que l'érosion collisionnelle des planétésimaux du système (Wyatt et al. 2007; Marino et al. 2018) : la poussière dans les disques de débris sera donc régénérée en permanence. Il est donc apparent que, même si l'émission des disques de débris semble baisser avec l'âge du système (Matthews et al. 2014), les disques de débris sont des objets actifs : leur évolution ne s'arrête pas au moment où le disque protoplanétaire s'estompe pour laisser derrière lui un disque

de débris, ce dernier évolue ensuite au cours de la vie du système, par des phénomènes dynamiques et collisionnels entre les différents corps présents dans le système.

Cette idée selon laquelle les disques de débris sont collisionnellement actifs est renforcée par la détection de gaz à la même position que les poussières (Dent et al. 2014; Marino et al. 2016, 2020). C'est notamment le cas dans le disque de  $\beta$  Pictoris (Roberge et al. 2000; Matrà et al. 2017) où le gaz semble être en mouvement képlérien autour de l'étoile, à la même distance que le disque de débris détecté (Rebollido et al. 2018), ce qui indiquerait que ce gaz est issu des planétésimaux et grains du disque de débris plutôt que des restes du disque protoplanétaire. Cette idée est renforcée par le temps de survie du gaz CO dans les disques de débris qui est de l'ordre de la centaine d'année (van Dishoeck & Black 1988), et rend donc l'hypothèse d'un gaz primordial totalement impossible.

Enfin, la présence de gaz dans les disques de débris, ainsi que le fait que la poussière dans les disques n'est pas primordiale mais produite par des processus de destruction des grains, rend la distinction entre disques protoplanétaires et disques de débris moins nette que l'idée selon laquelle les disques protoplanétaires contiennent du gaz et les disques de débris en sont dépourvus (Wyatt et al. 2015).

En conclusion, l'étude des disques de débris et des grains les composant est un domaine de recherche qui a produit de nombreux résultats depuis la première détection d'un disque de débris en 1984. Les propriétés des disques permettent d'une part de mieux comprendre l'architecture et la répartition des masses dans les systèmes lointains, et d'autre part de remettre en contexte notre propre système solaire et ses propriétés.

## 1.2 La poussière zodiacale

La section précédente consacrée aux disques de débris s'est focalisée sur les ceintures externes froides, analogues à la ceinture de Kuiper. En effet, ce sont les composantes du disque les plus aisées à détecter, et sur lesquelles nous avons le plus d'informations.

Nous allons à présent faire un détour par le système solaire, et montrer que la ceinture de Kuiper est accompagnée d'objets dans la région plus interne du système, et notamment de poussière que l'on nommera poussière "zodiacale". Ceci permettra d'introduire la question concernant la présence de poussières analogues, dites "exozodiacales", dans les systèmes autres que le système solaire, dont l'étude sera abordée en section 1.3.4.

### 1.2.1 Système solaire et poussière zodiacale

Le système solaire est composé d'une étoile entourée de planètes telles que la Terre, et un disque de débris composé de la ceinture de Kuiper (dans la région externe du système), de la ceinture d'astéroïdes (dans la région interne), de comètes en orbite plus ou moins lointaine, ainsi que des poussières dans l'ensemble du système. L'étude des petits corps et poussières du système solaire est un domaine de recherche actif, et a notamment justifié plusieurs missions spatiales qui ont prélevé des échantillons in-situ, parfois pour les ramener sur Terre pour analyse. On peut citer par exemple la mission *Stardust* (Brownlee et al. 2006) pour la comète 81P et la poussière interstellaire, la mission *Hayabusa* (Tsuchiyama et al. 2011; Nakamura et al.

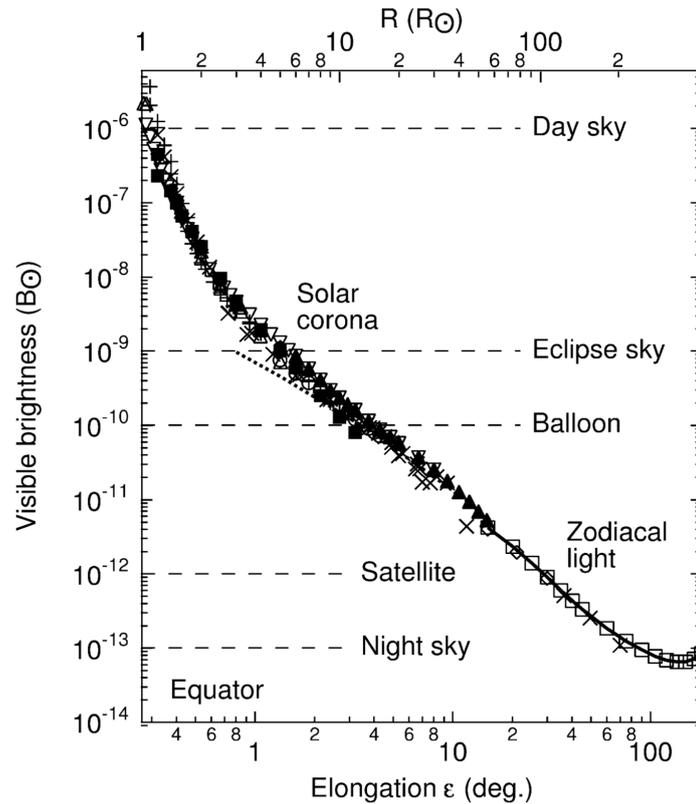


FIGURE 1.3 – Visibilité de la F-Corona et de la lumière zodiacale dans le plan équatorial. Image issue de [Kimura & Mann \(1998a\)](#)

2012) pour l'astéroïde *Itokawa*, la mission *Hayabusa 2* ([Müller et al. 2017](#)) pour l'astéroïde *Ryugu* ou encore la mission *Rosetta* ([Pätzold et al. 2016](#)) pour la comète 67P. L'ensemble de ces missions permet d'obtenir des informations précieuses sur la nature chimique des objets composant le système solaire, et notamment des poussières qui pourraient être les produits de la destruction collisionnelle ou de la sublimation de corps plus gros (ce point sera détaillé ultérieurement).

La poussière que l'on appelle poussière *zodiacale* s'étend de quelques rayons solaires à quelques unités astronomiques, et recouvre notamment la zone habitable dans laquelle est située la Terre. Une fraction, estimée à environ 40 000 tonnes, de cette poussière tombe sur chaque année sur la Terre ([Love & Brownlee 1993](#)). La poussière zodiacale est observée à l'œil nu de longue date, mais c'est au 17<sup>ème</sup> siècle que pour la première fois est émise l'hypothèse que cette lumière puisse être produite par de la matière, des particules proches du plan de l'écliptique ([Cassini 1695](#)). C'est en effet le cas, et malgré la masse modeste de ce nuage de poussière zodiacale, son émission lumineuse est très importante : dans l'infrarouge, ce serait l'objet le plus brillant du système solaire après le Soleil, tant en lumière diffusée qu'en émission thermique ([Mennesson et al. 2019](#)).

Cette forte luminosité de la poussière zodiacale a permis son étude grâce à des télescopes spatiaux, tels que *Helios A et B* dans les années 1970, et *IRAS* et *COBE* dans les années 1980. La figure 1.3 présente le profil de luminosité de la poussière zodiacale, qui forme un continuum depuis la poussière la plus chaude située à quelques

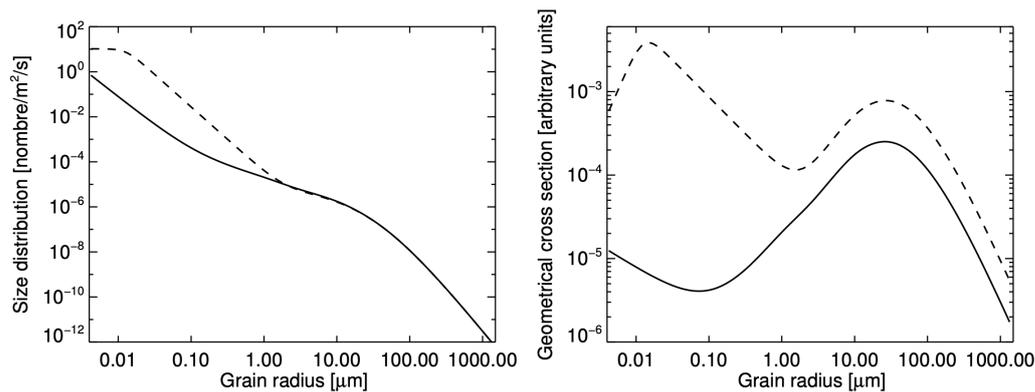


FIGURE 1.4 – Distribution en taille de la poussière zodiacale issue de [Grun et al. \(1985\)](#), et section efficace géométrique associée calculée par Jean-Charles Augereau.

rayons solaires (dans la F-Corona, voir section 1.2.3) jusqu'à la poussière tiède jusqu'à quelques unités astronomiques. Ces télescopes ont permis d'évaluer le profil de densité de poussière selon la distance au Soleil : les missions *Helios* conclueront à un profil lumineux entre 0,3 et 1 *au* de la forme  $r^{-2,3}$ , soit une densité de poussières évoluant en  $r^{-1,3}$  ([Leinert et al. 1981](#)). Les résultats de la mission *COBE* confirmeront cette loi de puissance, puis la mission *AKARI* suggérera plutôt la loi  $r^{-1,6}$  pour la densité ([Kondo et al. 2016](#)). Ces missions donneront en outre des informations sur la distribution en tailles de grains, la température ou la profondeur optique des poussières ([Kelsall et al. 1998](#); [Fixsen & Dwek 2002](#)).

La structure du disque de poussière zodiacale prendrait quant à elle la forme d'un disque autour du plan de l'écliptique, étendu verticale (avec un rapport hauteur sur rayon de l'ordre de un tiers). On observerait des bandes de poussières qui serait dues à des phénomènes collisionnels quand les bandes sont larges ([Nesvorny et al. 2003](#)) ou cométaires lorsqu'elles sont étroites. En outre, une surdensité de poussières suit la Terre ([Dermott et al. 1994](#)) et le gauchissement du disque de poussière serait sans doute dû à une perturbation séculaire de Jupiter ou Saturne ([Wyatt et al. 1999](#)).

## 1.2.2 Propriétés générales de la poussière zodiacale

La poussière zodiacale diffuse la lumière de 0,2 à 2 µm, révélant ainsi des poussières de l'ordre du micromètre ([Leinert et al. 1981](#); [Leinert et al. 1998](#)). Cependant, des mesures de polarisation de la lumière zodiacale suggéreraient plutôt la présence de grains submicroniques (de l'ordre de 220nm, voir [Lasue et al. 2007](#)). Enfin, l'émission thermique des poussières zodiacales domine au-delà de  $\lambda \simeq 3,5$  µm, et révèle des poussières de quelques centaines de microns (dont la section efficace d'émission les rend très visibles malgré un nombre possiblement inférieur, voir Figure 1.4). Ces résultats basés sur l'émission lumineuse des poussières zodiacale sont complétés par les mesures in-situ des missions spatiales telles que *Galileo* ou *Ulysses*, qui penchent pour des grains submicroniques.

La composition chimique des grains de poussière zodiacale est en outre étudiée, et encore aujourd'hui un objet de débat. En effet, la présence de raies typiques du silicate ([Reach et al. 1996](#)), ainsi que des distributions d'énergie typiques du silicate ([Reach 1988](#)) sont en contradiction avec les mesures d'albédo qui suggèrent elles des grains carbonés, notamment loin de l'étoile ([Dumont & Levasseur-Regourd 1988](#)).

Le profil de température des grains en fonction de la distance à l'étoile est en outre mieux reproduits si les grains sont fortement absorbants donc carbonés (Yang & Ishiguro 2015). Enfin, un mélange de silicate et de carbone proche du Soleil serait compatible avec les mesures de polarisation (Renard et al. 1995). Les grains seraient en outre poreux (de l'ordre de 70%) et pauvres en glace (Yang & Ishiguro 2015).

La masse totale du nuage de poussière zodiacale est estimé à  $10^{-9} M_{\oplus}$  (Whipple 1967), soit 1000 fois la masse de la comète 67P. Cet ordre de grandeur a été confirmé par Nesvorny et al. (2010) qui propose  $8 \times 10^{-9} M_{\oplus}$ .

Un gros grain situé à quelques unités astronomiques dérive vers l'intérieur du système par effet Poynting-Robertson en environ  $10^5$  années, ce qui nécessite donc un besoin de repeuplement en masse de l'ordre de  $10^{-14} M_{\oplus} / an$  (Whipple 1967; Mann et al. 1996). Un tel montant de création de poussière est possible, tel qu'expliqué par Grun et al. (1985), pour qui un profil de densité de corps parents selon la distance à l'étoile en loi de puissance  $r^{-3,5}$  permettrait d'obtenir un taux de création de  $2,8 \times 10^{-14} M_{\oplus} / an$  grâce à une chaîne collisionnelle. La nature des corps parents susceptibles d'alimenter le nuage zodiacal pencherait pour les comètes, qui représenteraient les deux tiers de l'apport (Liou et al. 1995; Dermott et al. 1996; Ipatov et al. 2008). Nesvorny et al. (2010) suggèrent que la contribution des comètes de la famille de Jupiter s'élèverait même jusqu'à 90%. L'origine cométaire de la poussière zodiacale permettrait en outre d'expliquer sa variabilité (Napier 2001).

L'ensemble de ces connaissances générales sur la nature et l'origine de la poussière zodiacale sera un outil précieux pour guider l'étude de la poussière exozodiacale.

### 1.2.3 F-Corona et exozodi chauds

Très proche du Soleil, l'émission coronale solaire comprend deux composantes. Dans la première ceinture, nommée K-Corona, le spectre solaire est diffusé par les électrons libres par diffusion Thomson. La seconde ceinture, nommée F-corona, correspond à la diffusion du spectre solaire cette fois-ci par les poussières. Ces poussières constituent la composante la plus interne du nuage zodiacal. La K-Corona dominerait jusqu'à 2 rayons solaires, puis, après une période de transition, la F-Corona prendrait l'ascendant au-delà de 4 rayons solaires (Koutchmy & Lamy 1985). D'autres études (Lamy et al. 2022) suggèrent que la présence des poussières constituant la F-Corona débiterait à 5 rayons solaires.

La composition chimique de ces grains de poussière zodiacale très chauds est pour l'instant très incertaine. Ces grains semblent s'accumuler proches de leur rayon de sublimation : leur localisation contraint donc leur composition chimique, qui serait donc à base de carbone en cas de poussières à 4 rayons solaires (Belton 1966), ou silicatée à 9 rayons solaires (Mukai et al. 1974). Une analyse spectrale dans le proche infrarouge suggérerait plutôt des silicates d'environ  $100 \mu m$  de rayon (Mizutani et al. 1984), de même que des considérations dynamiques qui pencheraient pour des grains silicatés car ceux-ci seraient moins sensibles à la pression de radiation et pourraient donc plus facilement s'accumuler à proche de l'étoile (Krivov et al. 1998). L'origine des poussières chaudes composant la F-Corona est pour l'instant très incertaine mais pourrait être cométaire (Mann et al. 2004). Cependant, la variabilité

de la luminosité de la F-Corona, découverte par Hodapp et al. (1992) et manifestement indépendante des cycles solaires (Morgan & Habbal 2007), complique l'étude de cette poussière zodiacale chaude.

### 1.3 Observation des exozodis et premières statistiques

Nous avons vu dans les sections précédentes que l'étude des disques de débris, analogues à la ceinture de Kuiper dans le système solaire, est un axe de recherche dynamique depuis la première détection de Aumann et al. (1984). Il se trouve que, dans le cas du système solaire, la ceinture de débris externe est accompagnée d'un continuum de poussières dans les régions plus internes du système, depuis des poussières chaudes (les poussières de la F-Corona) jusqu'à des poussières tièdes (la poussière zodiacale dans le voisinage de la Terre).

Il est donc légitime de s'interroger sur l'existence de poussières analogues dans les disques de débris autour d'étoiles lointaines.

Cette section est dédiée à l'exposition des grands enjeux de la détection et de l'étude de la poussière exozodiacale, ainsi qu'aux premières observations puis aux premiers relevés exhaustifs de poussières exozodiacales tièdes et chaudes.

#### 1.3.1 Motivations

Depuis la première exoplanète découverte autour d'une étoile de la séquence principale (Mayor & Queloz 1995), les détections se sont considérablement accélérées, pour atteindre 5300 exoplanètes confirmées en 2023<sup>1</sup>. La technique de détection la plus fructueuse est à ce jour la détection par transit, suivie par la technique des vitesses radiales. L'observation par imagerie directe est aujourd'hui également capable de détecter des exoplanètes (62 détections à ce jour, e.g. Chauvin et al. 2017). L'avantage de la détection par imagerie directe réside dans sa capacité à caractériser l'atmosphère des planètes détectées, en particulier lorsque la planète est éloignée de l'étoile, sans nécessiter que le système planétaire soit vu par la tranche.

Passées les premières détections, de Jupiter chauds notamment, un des grands enjeux du champ d'étude des exoplanètes est la détection d'exo-Terres : des planètes rocheuses situées dans la zone habitable de leur étoile. Cependant, l'observation et l'étude de ces exo-Terres n'est pas sans difficultés car, s'il s'avère que le système solaire n'est pas un système particulier, de la poussière exozodiacale pourrait potentiellement se trouver dans cette zone d'observation.

En effet, la présence de poussière exozodiacale pourrait être à double tranchant. D'un côté, ces poussières exozodiacales pourraient, par leur présence, leur densité, leur composition chimique, se révéler une source d'information inestimable sur les processus à l'oeuvre dans le système planétaire tout entier (voir section 1.4.3), au point de révéler potentiellement la présence de planètes. En revanche, cette poussière pourrait masquer les tentatives de détection et de caractérisation d'exo-Terres. Pour mesurer la luminosité possible de cette poussière exozodiacale, on peut simuler celle de la poussière zodiacale. Si l'on observait le système Soleil-Terre-poussière zodiacale avec un télescope de 4m situé à 10 pc de distance de notre système solaire, le flux de la poussière zodiacale serait plusieurs centaines de fois plus élevé que celui de la Terre à 10 $\mu$ m (Mennesson & Mariotti 1997), et encore 3 fois plus élevé

1. <http://exoplanet.eu/catalog/>

dans le visible (Roberge et al. 2012). Ces estimations permettent de mesurer l’ampleur du problème, et ce alors que la masse de la poussière zodiacale est estimée à seulement  $10^{-9} M_{\oplus}$  et qu’il n’est pas impossible que les systèmes étudiés présentent des niveaux de poussière exozodiacale supérieurs. Ainsi, une mission d’observation visant à détecter des exo-Terres par imagerie directe verrait en moyenne son taux de détection divisé par 2 à chaque augmentation de la densité de poussière exozodiacale d’un facteur 10 selon la longueur d’onde d’observation (Stark et al. 2015).

En outre, la présence d’hétérogénéités de distribution de la poussière exozodiacale pourrait créer des artefacts à même de produire de faux positifs. Des simulations réalisées par Defrère et al. (2012) montrent que dans le cas d’observations par coronographie, de tels faux positifs sont facilement détectés dès que la densité de poussière atteint 20 *zodi* à  $10\mu\text{m}$  (20 fois la densité de la poussière zodiacale à  $10\mu\text{m}$ ).

On notera cependant que dans le cas de cette étude, ces faux positifs sont dus à la traînée de poussière exozodiacale suivant une planète bien présente, et que cette fausse détection est en réalité un signe indirect révélant la présence d’une planète encore indétectable autrement. Des études similaires ont été menées (Raymond et al. 2011; Bonsor et al. 2018) pour évaluer dans quelle mesure la densité et la distribution de poussière peut être un marqueur de la présence ou de l’absence de planètes dans le système. Pour l’instant cependant, les mécanismes et corrélations entre poussière et planètes restent encore incertains.

L’observation et l’étude de la poussière exozodiacale est donc manifestement un sujet scientifique important. La technique de détection de la poussière consistera à résoudre un signal très faible et très proche d’une étoile centrale, et la longueur d’onde caractéristique d’émission attendue est l’infrarouge ( $10\mu\text{m}$  correspond à un pic d’émission thermique de poussières à 300 K). C’est pourquoi des interféromètres travaillant dans le proche et moyen infrarouge semblent adaptés à ce problème scientifique.

Divers investissements ont été réalisés en ce sens. La NASA a ainsi développé le KIN (Colavita et al. 2013, KECK Interferometer Nuller, ), sur lequel 32 nuits ont été notamment consacrées à la recherche de poussière exozodiacale. Mais l’investissement le plus conséquent pour l’étude de la poussière exozodiacale a été le LBTI (Hinz et al. 2014, Large Binocular Telescope Interferometer) avec lequel a notamment été conduit le relevé HOSTS (*Hunt for Observable Signatures of Terrestrial Systems*) qui sera présenté en section 1.3.4. La recherche de la poussière exozodiacale sera également menée du côté européen avec les instruments PIONIER et MATISSE du télescope VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*) opéré par l’ESO, avec lesquels seront également conduits plusieurs relevés, et l’instrument français FLUOR du télescope américain CHARA.

Dans les paragraphes suivants, je décrirai et analyserai des résultats d’observation dans le domaine (proche-)infrarouge. Les longueurs d’onde auxquelles sont conduites ces observations ne seront pas indiquées explicitement (via  $\lambda$  en m) mais grâce aux bandes du domaine infrarouge, qui correspondent aux fenêtres où la transparence de l’atmosphère terrestre est maximale :

- bande H : entre  $1,45\mu\text{m}$  et  $1,8\mu\text{m}$  (proche-IR)
- bande K : entre  $2\mu\text{m}$  et  $2,5\mu\text{m}$  (proche-IR)
- bande L : entre  $3,5\mu\text{m}$  et  $4,1\mu\text{m}$
- bande M : entre  $4,6\mu\text{m}$  et  $5,5\mu\text{m}$
- bande N : entre  $10\mu\text{m}$  et  $13\mu\text{m}$  (moyen-IR)

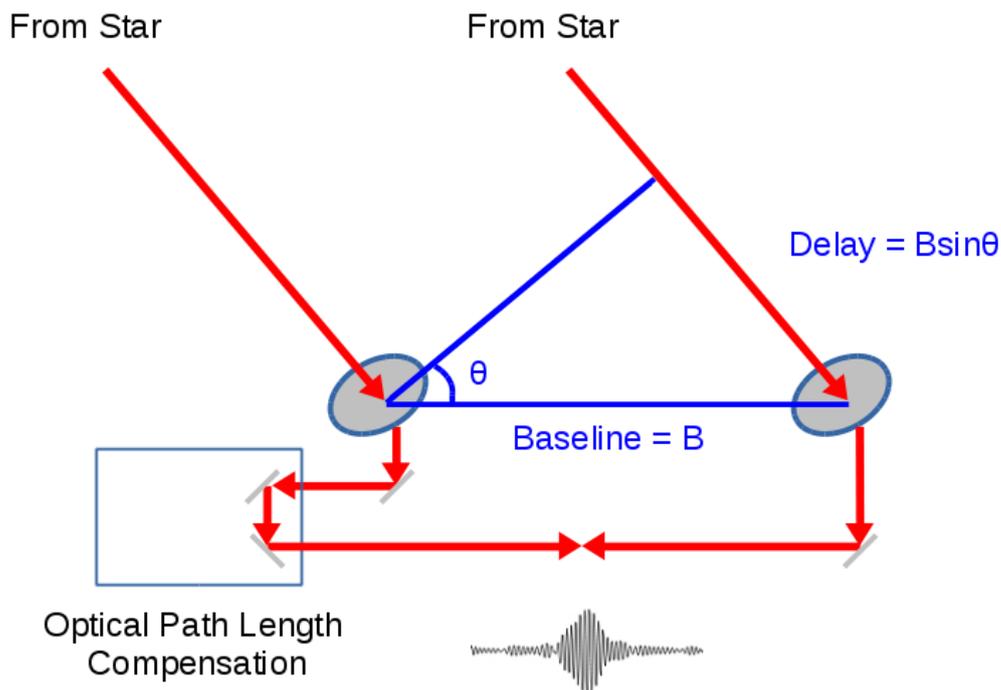


FIGURE 1.5 – Schéma illustratif du principe de l'interférométrie, en recombinant ici la lumière issue de deux télescopes. Crédit : page internet du télescope CHARA

### 1.3.2 Rappels sur l'interférométrie et stratégie d'observation des exozodis

Un schéma illustratif d'un dispositif interférométrique est présenté en figure 1.5. L'interférométrie consiste à capter grâce à plusieurs récepteurs (ici des télescopes) des rayons lumineux émis par une source de lumière (ici le système observé). La différence de trajet des rayons lumineux de la source à chacun des récepteurs est compensée par un allongement du chemin optique des rayons dans le système interférométrique, afin que le trajet parcouru par chacun des rayons soit identique au moment de la recombinaison. Si la source lumineuse est cohérente (dans le cas de l'astronomie, que la source observée n'est pas résolue), des franges d'interférence apparaissent alors.

Ce sont ces franges qui vont donner indirectement des informations sur le système étudié. On définit la visibilité de l'objet observé par le contraste, en intensité, des franges d'interférences :  $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ . Le théorème de Van Cittert-Zernike dit que  $V$  correspond au module de la visibilité complexe de la source pour la fréquence spatiale considérée (égale à  $B/\lambda$ , fréquence d'autant plus grande que la séparation entre les télescopes  $B$  est grande), qui est elle-même la transformée de Fourier de la distribution d'intensité normalisée de la source dans le plan 2D d'observation. Ainsi, en étudiant la visibilité des franges d'interférence, on obtient des informations spatiales sur l'endroit d'émission de la lumière détectée. Une perte de visibilité de l'objet traduira notamment la présence d'une source spatialement étendue (que l'on pourra ici interpréter comme de l'émission de poussières situées à plusieurs rayons stellaires de l'étoile). En pratique, on travaillera avec l'intensité au carré  $V^2$  car la phase de l'intensité complexe est affectée par les conditions atmosphériques et instrumentales.

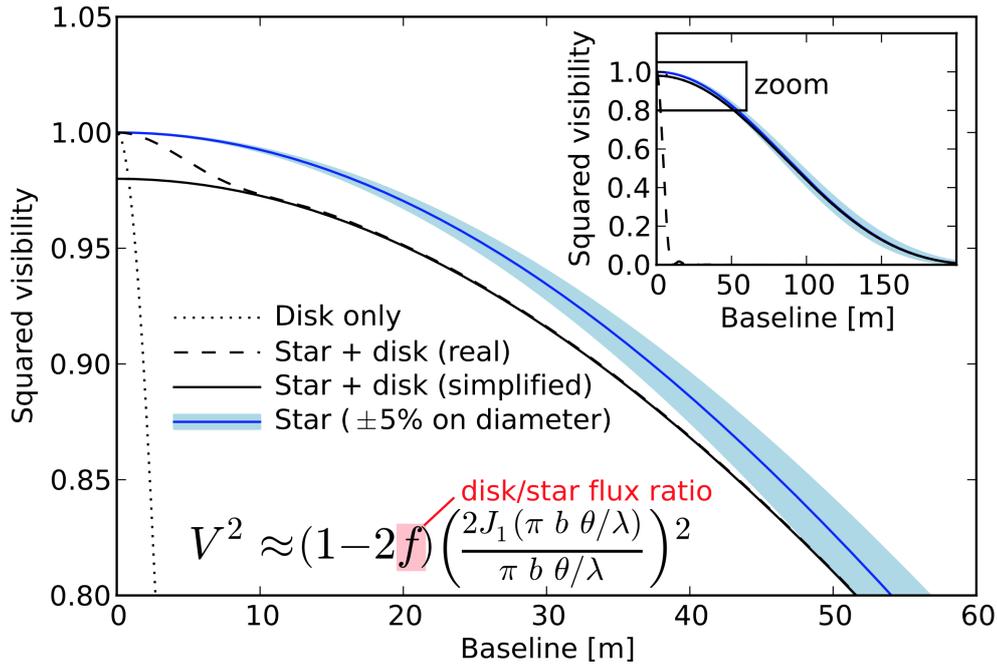


FIGURE 1.6 – Illustration de la contribution du disque de poussière au carré de la visibilité observée. Figure issue de [Ertel et al. \(2014\)](#)

Dans le présent cas d'étude, l'objet observé est supposé être constitué d'une étoile centrale et d'un disque de poussière exozodiacale plus étendu. Le carré de la visibilité  $V$  observée par interférométrie vaut alors :

$$V^2 = ((1 - f)V_{\star} + fV_{\text{disque}})^2 \quad (1.1)$$

où  $V_{\star}$  est la visibilité de l'étoile,  $V_{\text{disque}}$  la visibilité du disque et  $f = \frac{F_{\text{disque}}}{F_{\star}}$  le rapport de flux du disque de poussière exozodiacale avec le flux de l'étoile à la longueur d'onde d'observation. Lorsque l'étoile est peu résolue,  $V_{\star}$  est proche de 1 (frange d'interférence nettes). Le disque, plus étendu, est quand à lui résolu et  $V_{\text{disque}}$  est proche de 0. Si l'on suppose en plus que  $f \ll 1$  (le disque est peu lumineux par rapport à l'étoile dans la longueur d'onde d'observation, ce qui est vérifié dans le proche infrarouge), on peut écrire :

$$V^2 \simeq (1 - f)^2 V_{\star}^2 \simeq (1 - 2f)V_{\star}^2 \quad (1.2)$$

Si l'on possède une estimation de la visibilité de l'étoile  $V_{\star}$  et que l'on mesure  $V^2$ , on peut donc théoriquement remonter à la valeur de  $f$  et ainsi mettre en lumière une émission lumineuse due à une source plus étendue que l'étoile. En pratique, on va calibrer  $V_{\star}$  avec des observations longues lignes de base : la grande séparation des télescopes va permettre de balayer les fréquences spatiales élevées du système étudié. On observera d'autre part aux courtes lignes de base pour balayer les faibles fréquences spatiales du système pour mesurer la contribution des potentiels exozodi via le déficit de visibilité  $2f$ . Une représentation de l'évolution de la visibilité au carré  $V^2$  en fonction de la ligne de base est présentée en figure 1.6. La précision sur les mesures de visibilité peut atteindre quelques fractions de pourcents, ce qui permet de détecter des excès de flux de l'ordre du pourcent.

Enfin, il est à noter que les instruments *KIN* et *LBTI* utilisent une technique d'interférométrie annulante nommée "Nulling". Le principe consiste à recombinaison des rayons lumineux non pas en phase (pour obtenir des interférences constructives par défaut) mais en opposition de phase. Par ce biais, les rayons captés plein axe (ceux émis par l'étoile pointée par les télescopes) se détruisent tandis que ceux hors-axes (issus du disque de débris spatialement plus étendu) ne sont pas tout à fait en opposition de phase et donc ne se détruisent pas mutuellement. Cette technique devrait être implémentée au télescope *VLT* grâce à l'instrument en bande L *NOTT* (anciennement appelé *Hi-5*) de l'imageur haut-contraste *Asgard* (Defrère et al. 2022; Laugier et al. 2022).

### 1.3.3 Première détection d'exozodi

Si la détection de disques de débris froids date de près de 40 ans (Aumann et al. 1984), celle des poussières exozodiacales tièdes et chaudes s'est révélée plus ardue, notamment du fait de leur proximité à l'étoile et de leur émission dans le proche et moyen infrarouge, domaines de longueur d'onde dans lesquels l'émission de l'étoile est généralement plus importante que dans l'infrarouge lointain.

Cependant, la stratégie d'observation présentée en section précédente a permis la première détection de poussière exozodiacale en 2006 (Absil et al. 2006) : des observations en bande K conduites sur l'instrument *FLUOR* du télescope *CHARA* ont mis en évidence un déficit de visibilité de l'objet, interprété comme une émission diffuse d'un disque de poussière autour de l'étoile. Ce déficit de visibilité a ensuite été re-décelé avec un autre instrument (Defrère et al. 2011) et donc confirmé. La détection indirecte de poussières exozodiacales chaudes au voisinage de l'étoile observée a ouvert la voie à un nouveau champ observationnel : la détection de poussières exozodiacales chaudes et tièdes, dont nous allons présenter les avancées dans la section suivante.

### 1.3.4 Relevés d'observation effectués et statistiques

Notre connaissance du système solaire ainsi que les nombreuses détections de disques de débris froids depuis les années 80 et de poussières plus chaudes depuis 2006 permettent d'imaginer que les systèmes planétaires autour d'étoiles lointaines pourraient également contenir des planètes, des petits corps (astéroïdes, comètes) et des poussières. Un exemple de configuration typique est présentée en Figure 1.7, où l'étoile centrale est accompagnée de planètes, ainsi que de poussières chaudes très proches de l'étoile (analogues à la poussière zodiacale de la F-Corona), de poussières tièdes peuplant la région allant de quelques fractions d'*au* à quelques *au* (analogues à la poussière zodiacale dans la zone autour de la Terre), ainsi que d'un disque externe froid (analogue à la ceinture de Kuiper). La Figure 1.7 présente en outre les températures attendues pour chaque type de poussière, ainsi que leur pic d'émission thermique. Des poussières à différentes distances de l'étoile auront donc des températures et maxima d'émission différents, et la longueur d'onde à laquelle on effectuera les observations permettra de sonder une région spécifique du disque de débris. Ainsi, le domaine proche-infrarouge sera utilisé pour détecter les poussières chaudes, tandis que le moyen-infrarouge sera consacré aux poussières tièdes (voir Figure 1.8).

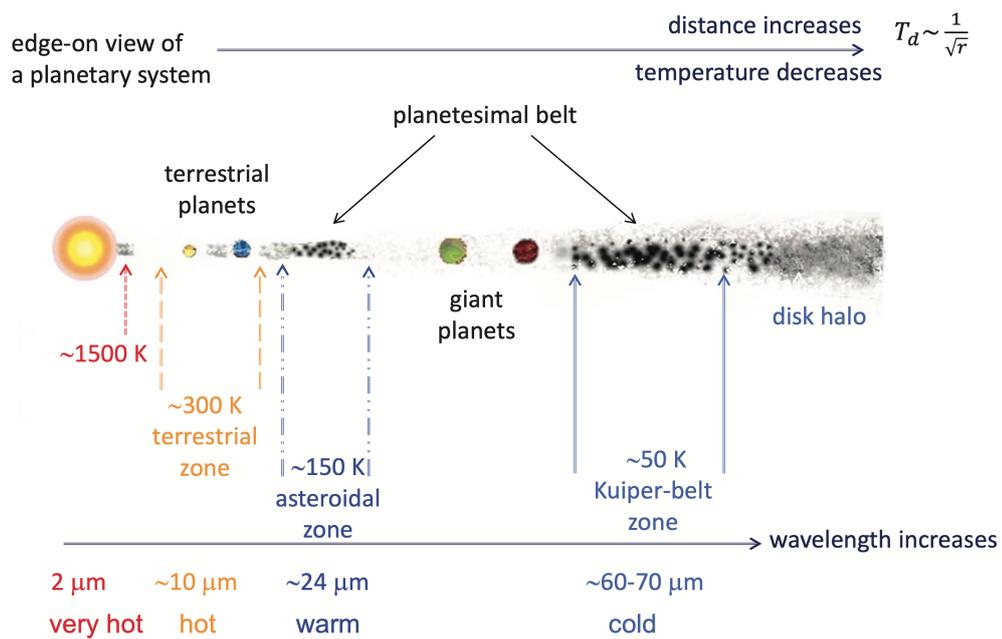


FIGURE 1.7 – Illustration des différents éléments composant possible-ment un système planétaire (planètes, petits corps, poussières) sem- blable au système solaire, et de la température de la poussière et de l'émission thermique attendue selon la distance à l'étoile. La poussière désignée dans cette figure comme "very hot" correspond aux poussières exo- zodiacales chaudes, tandis que les poussières "hot" et "warm" correspondent aux poussières tièdes. Figure issue de [Su & Rieke \(2013\)](#)

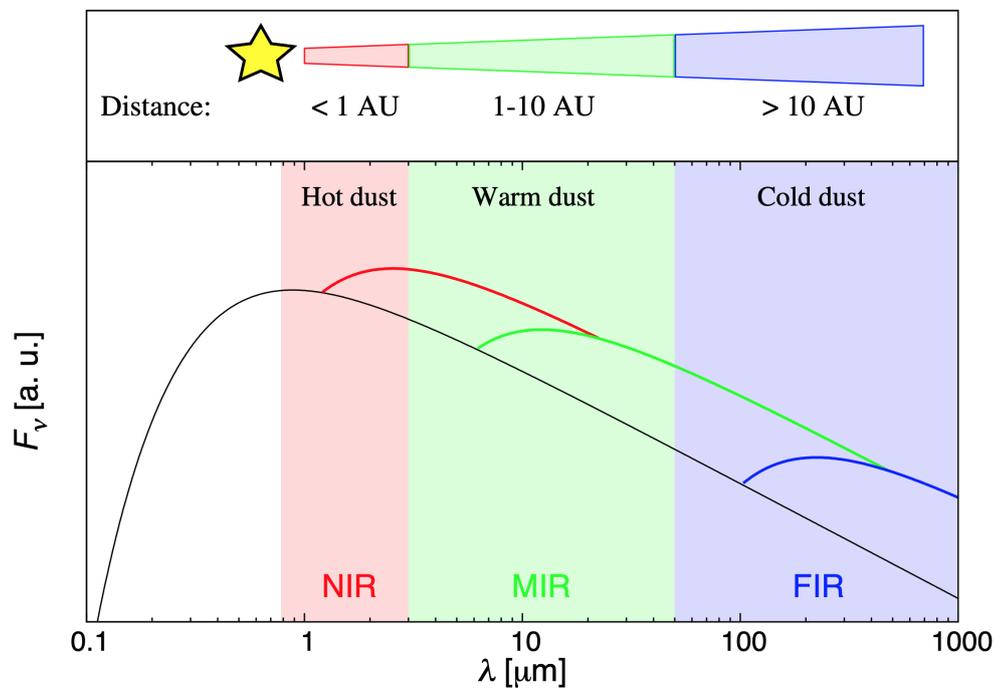


FIGURE 1.8 – Contribution attendue, en termes d'émission lumi- neuse, des poussières chaudes, tièdes et froides modélisées par des corps noirs. Image issue de [Kirchschlager et al. \(2017\)](#)

Le premier relevé consacré aux poussières tièdes a été réalisé par [Mennesson et al. \(2014\)](#), grâce à des observations conduites entre 2008 et 2011 en bande N avec le télescope *KIN*. La limite de détection estimée correspond à environ 150 *zodi* (150 fois la luminosité de la poussière zodiacale à cette longueur d'onde). Sur les 40 étoiles valides observées, 5 ont présenté un excès d'émission significatif ( $> 3\sigma$ ) imputable à de la poussière tiède, soit un taux de détection de 12,5%. Ces excès ont été plus fréquemment détectés autour d'étoiles de type *A*, et dans les systèmes connus pour présenter un excès dans l'infrarouge lointain (traceur d'une ceinture froide). En revanche, aucune corrélation n'a été trouvée entre les excès dans le moyen-infrarouge relevés dans cette étude et les excès proche-infrarouge détectés précédemment, ce qui suggérerait une absence de corrélation entre la présence de poussières tièdes et poussières chaudes. Au final, le niveau moyen d'émission lumineuse de la poussière exozodiacale dans les systèmes observés est estimé à  $12 \pm 24$  *zodi* en bande *N*.

Un second relevé dans le moyen-infrarouge a été conduit par le programme *HOSTS* (*The Hunt for Observable Signatures of Terrestrial Planetary Systems*), dont les observations ont été réalisées entre 2016 et 2018 en bande N au *LBTI* et ont donné lieu à deux publications : [Ertel et al. \(2018\)](#) et [Ertel et al. \(2020\)](#). La limite de détection a été améliorée par rapport aux observations menées sur le *KIN* et atteint à présent 30 *zodi* en moyenne (ce niveau dépend notamment du type spectral de l'étoile observée). Cependant, cela signifie que l'on ne détecte toujours que les 20% des exozodis les plus brillants. Ce relevé porte en effet sur 38 étoiles, dont 10 présentent un excès significatif dans le moyen-infrarouge, soit 26%. L'analyse des données de détection ne permet pas de retrouver la corrélation avec le type spectral, et n'a pas non plus permis de mettre en lumière un lien avec l'âge de l'étoile (entre les étoiles jeunes de quelques millions d'années, aux étoiles âgées de plusieurs milliards d'années). En revanche, la forte corrélation avec la présence d'une ceinture de débris froide est présente une nouvelle fois. Enfin, le niveau moyen d'émission lumineuse de la poussière exozodiacale est estimée à 3 *zodi* en bande *N*, ce qui permettrait d'affirmer que le niveau de poussière zodiacale dans le système solaire ne serait pas inhabituel. Enfin, ce relevé a mis en évidence l'existence de disques "extrêmes", dont la grande quantité de poussières pourrait être due à des événements catastrophiques récents.

[Absil et al. \(2013\)](#) constitue le premier relevé consacré aux poussières exozodiacales chaudes. Il a été réalisé en bande K grâce à l'instrument *FLUOR* du télescope *CHARA*. Ce relevé porte sur 42 étoiles de l'hémisphère nord, et 11 présentent un excès proche-infrarouge significatif, soit 26%. Les détections sont plus fréquentes autour d'étoiles de type *A*, et pour les systèmes dotés d'une ceinture de débris froide dans le cas des étoiles de type solaire.

Ce relevé a été suivi par celui de [Ertel et al. \(2014\)](#), conduit en bande H avec l'instrument *PIONIER* du *VLT*, et portant sur 85 étoiles de l'hémisphère sud. Seules 9 étoiles présentent un excès significatif dans le proche-infrarouge, soit 11%. La corrélation avec le type spectral est retrouvée, mais pas celle avec les disques froids. Cette statistique de détection peut sembler faible, mais est probablement due à la limite de détection très élevée pour cette recherche d'exozodi chauds : 0,25% flux stellaire pour l'instrument *PIONIER*, soit 500 *zodi* en bande *H*.

[Nuñez et al. \(2017\)](#) a conduit un autre relevé, à nouveau en bande K sur l'instrument *JouFLU* (qui est une amélioration de l'instrument *FLUOR*) du télescope *CHARA*, portant sur 44 étoiles (dont 29 nouvellement observés). La combinaison de ses résultats avec ceux présentés dans [Absil et al. \(2013\)](#) a permis d'obtenir des statistiques sur 68 étoiles : 15 présentent un excès significatif, soit 22%. Ce relevé a permis de mettre en lumière une possible variabilité de l'émission de la poussière exozodiacale.

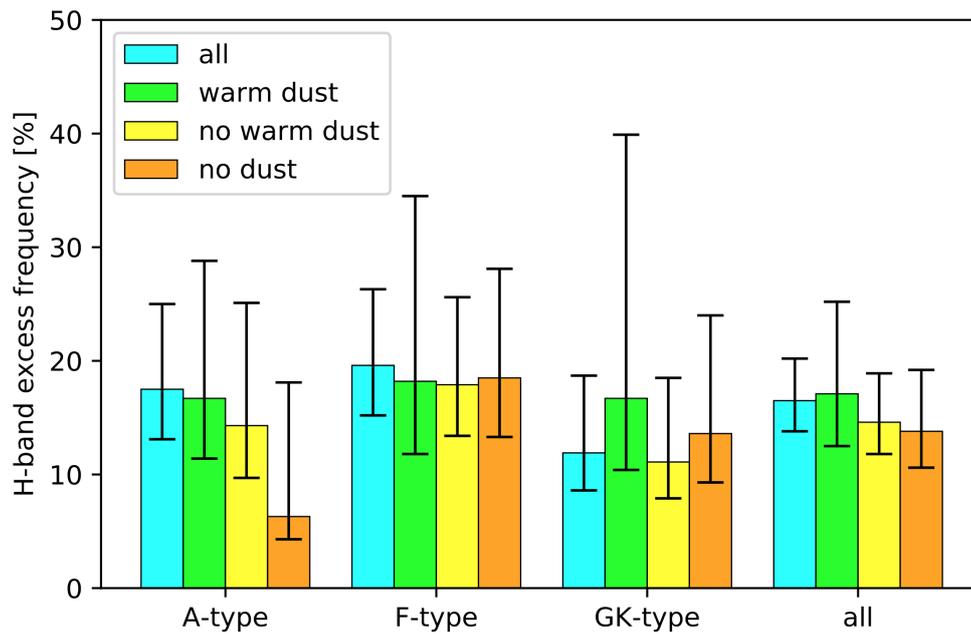


FIGURE 1.9 – Occurrence de détection de poussière exozodiacale chaude en fonction du type spectral de l'étoile observée, ainsi que de la détection ou non de poussière tiède. Figure issue de [Absil et al. \(2021\)](#)

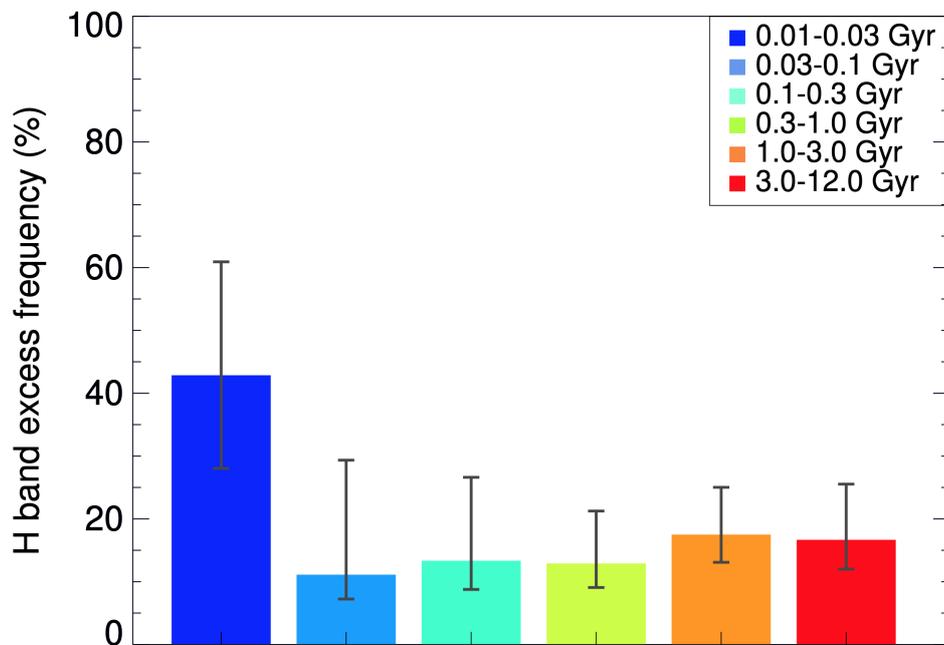


FIGURE 1.10 – Occurrence de détection de poussière exozodiacale chaude en fonction de l'âge de l'étoile observée. Figure issue de [Absil et al. \(2021\)](#)

Enfin, le relevé présenté par [Absil et al. \(2021\)](#) est à ce jour le plus complet pour la poussière chaude. Il est basé sur des observations menées en 2014 en bande H sur l'instrument *PIONIER* du *VLT*, sur 48 nouvelles étoiles. En intégrant les observations antérieures menées sur l'instrument *PIONIER*, l'échantillon atteint 133 étoiles. Au total, 22 disques de poussière exozodiacale chaude sont détectés, soit une fréquence de 16,5%, et, après rectification des résultats du à la résolution seulement partielle des exozodis très proches de l'étoile, ce taux monte à 22%. L'étude ne trouve pas de corrélation entre la présence de poussière chaude et le type spectral de l'étoile (voir Figure 1.9), poussière qui semble plus fréquente autour des étoiles jeunes (< 30 millions d'années) (voir Figure 1.10). Enfin, la détection d'un excès proche-infrarouge semble plus fréquente pour les systèmes pour lesquels un réservoir de poussières tièdes est détecté pour les étoiles de type A, mais pas pour les autres types spectraux (voir Figure 1.9).

Les différents relevés effectués pour les poussières exozodiacales chaudes et tièdes semblent conclure à une fréquence de détection aux alentours de 20%, une corrélation possible avec le type spectral, l'âge de l'étoile, tandis que la corrélation de détection des différents réservoirs de poussière (chaude, tiède et froide) reste incertaine. Ces relevés permettent d'une part de confirmer que la présence de la poussière exozodiacale dans les systèmes stellaires lointains n'est pas un fait exceptionnel mais au contraire répandu. En outre, les premières détections et corrélations vont permettre de guider le travail de modélisation théorique de cette poussière exozodiacale : les mécanismes de création et de transport doivent être notamment suffisamment universels pour être applicables à des étoiles et systèmes planétaires a priori très variés. Ces premières tendances sont cependant pour l'instant à prendre avec prudence. En effet, du fait des limites de détection des instruments actuels, on ne détecte que les exozodis les plus lumineux, largement plus intenses que la poussière zodiacale notamment. Il en va de même pour les disques de débris froids, qui ne sont pas tous détectés. Par exemple, l'absence de corrélation entre poussières chaudes et réservoir de masse dans un disque externe froid peut sembler surprenante, mais peut s'expliquer si le disque froid est simplement trop ténu pour être observé ([Bonsor et al. 2014](#)). Enfin, le faible nombre de détections (de l'ordre de la dizaine à quelques dizaines) incite à la prudence d'un point de vue statistique.

## 1.4 Propriétés et origine de la poussière exozodiacale

### 1.4.1 Propriétés de la poussière exozodiacales

Un travail de modélisation est nécessaire pour extraire des informations sur la nature des exozodis à partir d'excès détectés dans le proche et le moyen infrarouge, et ce d'autant plus que les contraintes spatiales sont généralement très faibles. L'objectif est d'obtenir la distribution spatiale des poussières, leur masse, taille et composition chimique, afin de comprendre les mécanismes physiques à l'oeuvre dans le système dans son ensemble.

Le principe du travail de modélisation des poussières exozodiacales ressemble à celui des disques de débris. Une hypothèse sur la composition chimique permet d'obtenir leur température de sublimation, et ainsi la distance à l'étoile correspondant à cette température, qui déterminera le bord interne du disque (il est à noter que cette distance de sublimation dépend légèrement de la taille de grain). Le disque est

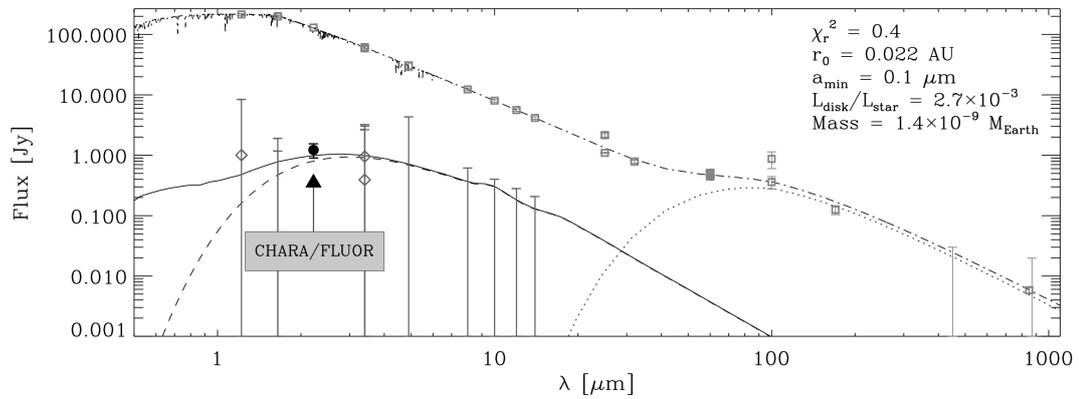


FIGURE 1.11 – Superposition d’observation de l’étoile  $\tau$  Ceti et de flux modélisés permettant d’interpréter la présence de poussières froides (pointillés dans l’IR lointain) et chaudes/tièdes (ligne discontinue dans le proche et moyen infrarouge pour l’émission thermique, ligne continue pour l’émission totale). Image issue de [Di Folco et al. \(2007\)](#)

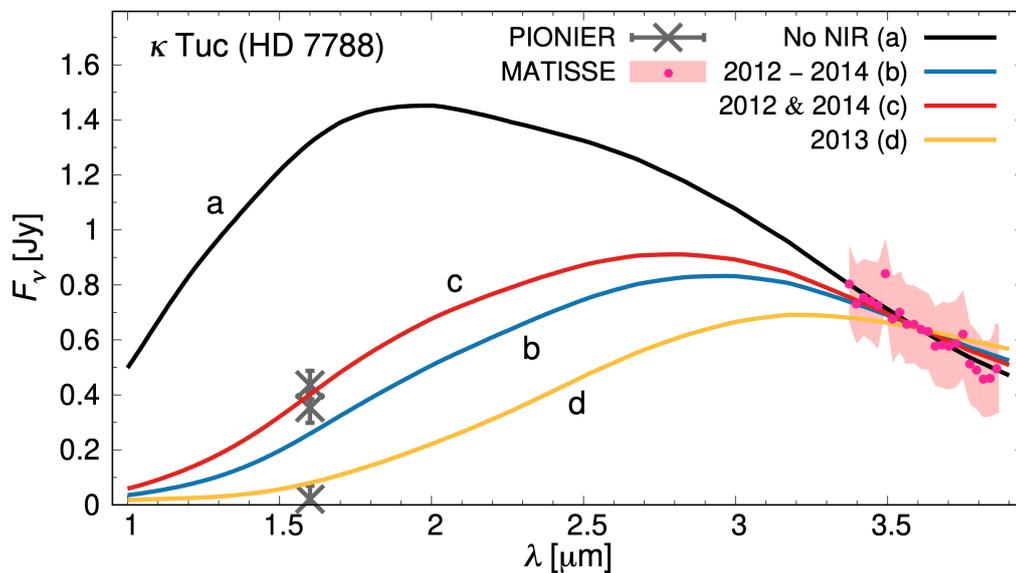


FIGURE 1.12 – Superposition d’ajustements de distribution d’énergie (lignes continues) pour différents points correspondant à des observations en bande H avec PIONIER (croix grises) ou en bande L avec MATISSE (points roses) de l’étoile  $\kappa$  Tuc. Image issue de [Kirchschlager et al. \(2020\)](#)

généralement simulé par un modèle 1D et les propriétés optiques des poussières calculées sous certaines hypothèses pour obtenir des observables théoriques en lumière diffusée et en émission thermique. Ces observables sont ensuite comparées aux mesures (hélas très limitées : quelques points de photométrie, des contraintes spatiales grâce à l'interférométrie, des limites supérieures de flux grâce aux non-détections etc.) et ajustées grâce à un nombre de paramètres tel que le problème est généralement très dégénéré.

Un exemple de flux de l'étoile  $\tau$  Ceti interprété comme l'émission de l'étoile, d'un disque de débris froid et de poussière plus chaud émettant dans le proche et moyen infrarouge est présenté en Figure 1.11. L'ajustement d'un modèle de disque de poussières exozodiacales grâce à des mesures de flux en bande  $H$  et en bande  $L$  est illustré en Figure 1.12.

Nos connaissances sur la poussière exozodiacale sont à ce jour beaucoup plus limitées que celles sur les disques de débris froids, et plus incertaines. Les excès de luminosité sont résolus aux grandes lignes de base, ce qui implique qu'une partie de la poussière exozodiacale serait située très proche de l'étoile, à quelques rayons stellaires (Mennesson et al. 2011). A cette distance, les grains seraient proches de leur température de sublimation, et le flux détecté serait le fruit de l'émission thermique (Absil et al. 2006; Marshall et al. 2016; Kirchschrager et al. 2017). En revanche, les excès de flux dans le proche-infrarouge n'étant pas corrélés à des excès dans le moyen-infrarouge suggérerait que les grains seraient suffisamment petits, de taille micrométrique ou inférieure (Mennesson et al. 2014). Lebreton et al. (2013) suggère quant à lui la présence simultanée de deux populations de poussières pour l'étoile Fomalhaut, une population de poussières tièdes (400 K) à environ 2 unités astronomiques - semblable à la poussière zodiacale proche de la Terre - responsable de l'émission dans le moyen-infrarouge, et une autre population de poussières chaudes (2000 K) de grains submicroniques (10 à 500nm) proches de la distance de sublimation - semblables à la F-Corona du système solaire. Enfin, la masse du nuage de poussière exozodiacale serait de l'ordre de  $10^{-9} M_{\oplus}$  d'après une étude sur 9 disques détectés (Kirchschrager et al. 2017).

### 1.4.2 Forces agissant sur les grains de poussière

Nous allons décrire brièvement dans cette section les forces auxquelles sont soumis les grains de poussière (exo)zodiacale, afin d'introduire le problème de l'éjection des grains par pression de radiation et le besoin d'un piégeage.

Le grain est tout d'abord soumis à l'attraction gravitationnelle de l'étoile :

$$\vec{F}_g = -\frac{GM_*m}{r^2}\vec{e}_r \quad (1.3)$$

où  $G$  est la constante gravitationnelle universelle,  $M_*$  la masse de l'étoile,  $m$  la masse du grain et  $r$  la distance du grain au centre de l'étoile. Hormis dans des modèles de transport de poussière par des phénomènes de résonnances induits par des planètes, on négligera généralement l'influence gravitationnel des objets autres que l'étoile sur les grains de poussière.

Les grains sont en outre exposés au flux lumineux de l'étoile, qui va avoir un impact sur leur dynamique. En effet, l'absorption de photons par le grain ne se fait que selon la face dirigée par l'étoile, tandis que l'émission lumineuse de grain (qui correspond au rayonnement thermique) est quant à lui isotrope. En outre, la diffusion

de la lumière de l'étoile par le grain est elle aussi anisotrope. On obtient un bilan de quantité de mouvement dirigé vers l'extérieur du système, que l'on assimile à une force de pression de radiation subie par le grain.

A l'instar de la force gravitationnelle, la quantité de photons responsables de cette force de pression évolue en  $r^{-2}$ , on définit donc un paramètre  $\beta_{PR}$ , indépendant de la distance à l'étoile, qui est le rapport de la composante radiale de la force de radiation et de la force gravitationnelle (Burns et al. 1979). Ce rapport dépend des propriétés optiques du grain, donc de sa composition chimique et de sa taille. Dans le domaine de l'optique géométrique, quand la taille du grain est grande par rapport à la longueur d'onde, les propriétés optiques sont indépendances de la taille de particule, et  $\beta_{PR}$  évolue donc avec le rapport surface sur masse du grain, donc en  $s^{-1}$  ( $s$  est la taille du grain). Aux petites tailles de grain par rapport à la longueur d'onde,  $\beta_{PR}$  est indépendant de la taille du grain. Et entre ces deux régimes, le comportement optique du grain peut être calculé précisément avec la théorie de Mie (Mie 1908), valide pour des sphères homogènes. Un exemple de courbe  $\beta_{PR}(s)$  sera présenté ultérieurement en Figure 1.16. Il s'en suit que le grain subit radialement la force de pression de radiation suivante :

$$\vec{F}_{PR,rad} = \beta_{PR} \frac{GM_{\star}m}{r^2} \vec{e}_r \quad (1.4)$$

On note la force photogravitationnelle la somme  $\vec{F}_{PR,rad} + \vec{F}_g = (1 - \beta_{PR})\vec{F}_g$ .  $\beta_{PR}(s)$  tend donc à diminuer virtuellement la masse de l'étoile autour de laquelle le grain est en orbite. Pour  $\beta_{PR} > 1$ , cette masse apparente devient négative, et les grains sont éjectés du système sur des orbites hyperboliques (Krivov et al. 2006). Et, en réalité, la pression de radiation subie par des grains déposés par un corps parent lui-même peu sensible à la pression de radiation ( $\beta_{PR} \simeq 0$ ) permet de les éjectés du système dès  $\beta_{PR} = 0,5$  pour un corps parent sur une orbite circulaire.

À cet effet du premier ordre, s'ajoute un effet relativiste du second ordre. Du fait de la vitesse propre du grain, son émission de lumière n'est pas isotrope, et il émet plus d'énergie vers l'avant que vers l'arrière. Cet effet le ralentit, et tend à diminuer sa distance à l'étoile par conservation du moment angulaire : c'est l'effet Poynting-Robertson (Robertson & Russell 1937). Cet effet conduit les particules à se rapprocher lentement de l'étoile, tout en diminuant leur excentricité, et est proportionnel à  $\beta_{PR}$  :

$$\vec{F}_{PR} = \beta_{PR} \frac{GM_{\star}m}{r^2} \left( -\frac{r\vec{e}_r}{c} - \frac{\vec{v}}{c} \right) \quad (1.5)$$

où  $\vec{v}$  la vitesse du grain dans le référentiel de l'étoile,  $\dot{r}$  la composante radiale de cette vitesse et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

Cette dérive des grains de poussière tend à les accumuler proche de la distance à laquelle ils atteignent leur point de sublimation dans le système solaire (Mukai & Yamamoto 1979; Kobayashi et al. 2009). Cependant, cette surdensité semble être constituée de grains un peu trop petits, dont le paramètre  $\beta_{PR} > 0,5$  conduirait à leur expulsion rapide du système. Ce mécanisme permettrait donc d'apporter la masse correspondant aux (exo)zodis chauds, mais un problème de taille de grain subsisterait (Lebreton et al. 2013), même en incluant les processus collisionnels (van Lieshout et al. 2014).

Une autre force agissant sur les grains est la pression du vent stellaire. De façon

analogue à la pression de radiation, la pression du vent stellaire représente la quantité de mouvement transmise au grain lors de l'impact des particules composant le vent stellaire (principalement des  $e^-$ ,  $p^+$  et particules  $\alpha$ ) sur celui-ci. La dilution géométrique du vent stellaire suit une loi de type  $r^{-2}$ , et permet d'intégrer la force de pression du vent stellaire dans un paramètre  $\beta_{sw}$  (Gustafson 1994). Cette force est souvent négligée, mais a par exemple été considérée dans Augereau & Beust (2006).

Enfin, les grains de poussière (exo)zodiacale peuvent acquérir une charge électrique (voir Chapitre 2), ce qui les rend sensibles au champ magnétique stellaire via la force de Lorentz :

$$\vec{F}_l = Q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1.6)$$

où  $Q$  est la charge électrique du grain,  $\vec{v}$  la vitesse du grain dans le référentiel du vent stellaire ( $\vec{v} = \vec{v}_{grain} - \vec{v}_{sw}$ ) et  $\vec{B}$  est le champ magnétique stellaire (NB : le champ électrique  $\vec{E}$  engendré par l'étoile est généralement négligé). L'effet de la force de Lorentz sera étudié dans le Chapitre 3.

### 1.4.3 Origine et transport de la poussière

Quelle est l'origine des poussières exozodiacales tièdes et chaudes détectées ? Le problème de la masse du disque exozodiacal peut être résumé ainsi : le système comporte des sources de poussière (comètes, astéroïdes), des puits (dérive vers l'intérieur du système par effet Poynting-Robertson jusqu'à l'étoile, expulsion du système par pression de radiation, sublimation), ainsi que des éléments de perturbation (collisions, influence des planètes etc.). En particulier, les puits de poussière (sublimation ou collisions qui réduisent la taille des poussières ou les détruisent directement ou les rendent sensibles aux effets de la pression de radiation) réduisent leur temps de vie à des niveaux bien inférieurs à la durée de vie de l'étoile hôte. Hors, la poussière exozodiacale étant détectée autour d'étoiles âgées, elle ne peut être primordiale et donc doit être régénérée à partir de sources de poussières et de mécanismes de transport.

On peut distinguer trois scénarios d'origine de la poussière exozodiacale chaude. Le premier est la production in-situ des grains de poussière, grâce à des collisions entre corps parents localisés là où la poussière est observée. Cependant, aucune population locale de petits corps ne peut survivre assez longtemps si près de l'étoile pour expliquer les observations (Wyatt et al. 2007; Kennedy & Wyatt 2013). Un réservoir de masse situé dans une région plus externe du système est donc nécessaire. Le deuxième scénario consiste à amener cette poussière chaude grâce à un transport progressif par effet Poynting-Robertson de poussière créée dans ceinture externe (Wyatt 2005; Kennedy & Piette 2015). Un tel transport produit une distribution de poussières exozodiacales tièdes tout au long du chemin, à même d'émettre des niveaux de flux détectables par le *LBTI* dans les systèmes possédant une ceinture externe connue (Rigley & Wyatt 2020). Cependant, l'émission importante de ces poussières tièdes dans le moyen infrarouge peut rentrer en conflit avec les observations, comme le montre Sezestre et al. (2019) dont les résultats seront détaillés en section 1.5.

Enfin, le troisième scénario décrit un dépôt in-situ, proche de l'étoile, de poussières par des exo-comètes qui se subliment lorsqu'elles passent proche de l'étoile. La présence d'exo-comètes a notamment été avancée par Beust & Morbidelli (2000) et

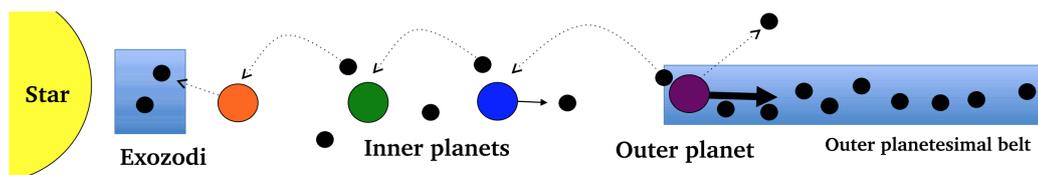


FIGURE 1.13 – Schéma de principe de transport de masse depuis un réservoir externe vers l'intérieur du système, par le biais de planètes.  
Image issue de [Bonsor et al. \(2014\)](#)

[Thébault & Beust \(2001\)](#) pour le système  $\beta$  Pictoris pour expliquer les observations de raies d'absorption de gaz variables dans le temps. Le scénario d'approvisionnement de la poussière exozodiacale chaude par des exo-comètes est analogue à celui proposé par [Nesvorný et al. \(2010\)](#) pour la poussière zodiacale. Ce modèle pourrait également expliquer les détections de poussière exozodiacale chaude dans les systèmes  $\beta$  Uma et  $\eta$  Corvi selon [Rigley & Wyatt \(2020\)](#). En outre, l'irrégularité du passage des comètes proche de l'étoile pourrait fournir une explication à la variabilité de la détection des exozodis chauds ([Ertel et al. 2016](#); [Nuñez et al. 2017](#)). L'apport de masse de la sublimation des comètes au disque zodiacal chaud, qui permettrait d'obtenir une distribution spectrale d'énergie de l'émission plus cohérente avec les observations ([Sezestre et al. 2019](#)), nécessiterait cependant des conditions particulièrement favorables pour expliquer entièrement la quantité de poussières détectées ([Pearce et al. 2022](#)). La fragmentation des comètes pourrait cependant venir compléter cet apport de masse, et pourrait être même l'élément dominant ([Rigley & Wyatt 2021](#)).

Le problème du transport de masse depuis les régions externes du système jusqu'à la proximité de l'étoile permet d'appréhender et d'étudier le système stellaire dans son ensemble.

Ainsi, l'hypothèse d'une origine des poussières dans le système due à des événements catastrophiques, à l'image du *LHB* ([Gomes et al. 2005](#), Late Heavy Bombardment) du système solaire, ou du moins exceptionnels ([Rigley & Wyatt 2021](#), fragmentation de comètes de 100km de rayon tous les 50 millions d'années selon ) a été étudiée. Par exemple par [Bonsor et al. \(2013\)](#), qui estime le transport de masse depuis une ceinture externe par le biais d'instabilités dynamiques dues à la présence de planètes géantes. Cependant, la fréquence des événements catastrophiques nécessaire pour soutenir ce mécanisme de création et de transport des poussières excluerait un caractère universel du phénomène, et ne concernerait que 0,1% des systèmes. [Bonsor et al. \(2012\)](#) a en outre étudié si une chaîne de planètes pouvait créer un apport cométaire suffisant pour expliquer les détections de poussière exozodiacales chaudes, mais cela ne fonctionne que dans des conditions bien spécifiques. Ce modèle a été ensuite amélioré avec un phénomène de migration planétaire vers la ceinture de débris externe, qui permet en outre de dépléter cette ceinture froide et expliquer les cas de non-détection de réservoir externe ([Bonsor et al. 2014](#), voir Figure 1.13). Enfin, [Faramaz et al. \(2017\)](#) a étudié un mécanisme de transport similaire, cette fois-ci créé par des résonances de moyen-mouvement avec les planètes du système, qui permet d'expliquer les niveaux de poussière détectés autour de *Vega*. Ces modèles de création et de transport de poussières ont la grande qualité de mettre des contraintes sur le système planétaire à partir de l'étude des poussières.

Pour conclure cette section, il est important de noter que tous ces modèles de

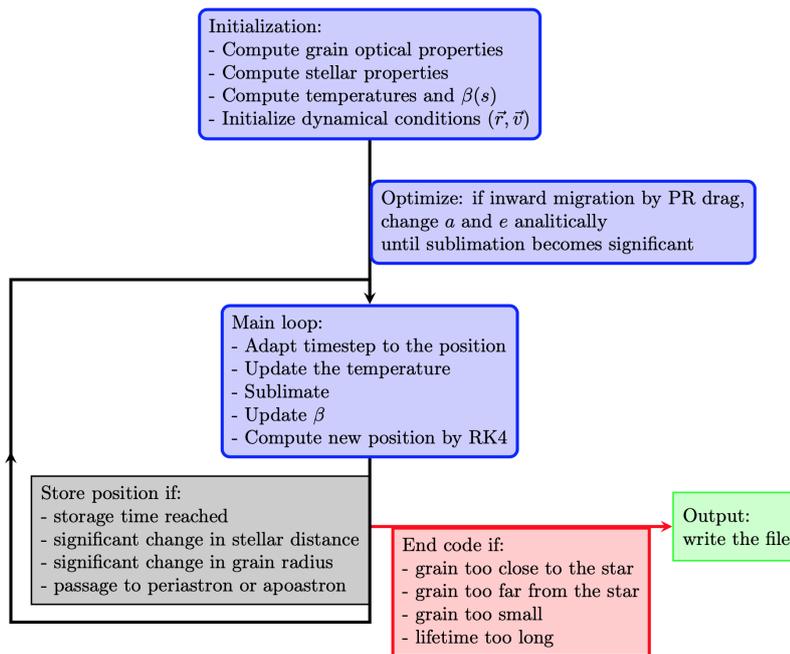


FIGURE 1.14 – Fonctionnement du code *Exozodi*, tel que décrit dans la thèse de Elie Sezestre.

transport de masse viennent répondre à un besoin induit par la courte durée de vie attendue des poussières exozodiacales situées très proches de l'étoile. Une manière de réduire les contraintes quantitatives sur les mécanismes de transport serait d'allonger le temps de vie des exozodis chauds, par le biais de mécanismes de piégeage. Cet axe de recherche sera développé en section 1.6.

## 1.5 Le code *Exozodi*, par Elie Sezestre

### 1.5.1 Fonctionnalités et structure

Le code *Exozodi* a été développé par Elie Sezestre, sur la base d'éléments de code écrits par Jean-Charles Augereau, pour l'étude de la dynamique de la poussière zodiacale qui a été présentée dans l'article [Sezestre et al. \(2019\)](#). Ce paragraphe a vocation à décrire ses atouts, ses résultats, ainsi que son fonctionnement technique afin d'introduire la section 3.3 qui détaille les améliorations que j'ai apportées au code.

Le code permet de calculer la dynamique d'un grain de poussière exozodiacale, dont la composition chimique peut être choisie parmi une base de données existante (astrosilicates, carbone amorphe etc.), en orbite autour d'une étoile de type spectral défini par l'utilisateur et dont le spectre est calculé grâce à des spectres synthétiques *NextGen*.

Le mouvement du grain est calculé à partir des forces auxquelles il est soumis : la gravité et la pression de radiation (via sa composante radiale et le freinage Poynting-Robertson). La pression due au vent stellaire peut également être ajoutée, en revanche la force de Lorentz n'est pas intégrée au modèle. Le bilan thermique du grain est effectué en temps réel et permet la prise en compte du phénomène de sublimation grâce aux formules de [Lamy \(1974\)](#) ou [Kobayashi et al. \(2011\)](#), à l'image du modèle

développé par [Lebreton et al. \(2013\)](#). Les propriétés optiques nécessaires aux calculs de la pression de radiation et de l'équilibre thermique sont calculées directement dans le code par la théorie de Mie.

La structure du code est présentée en Figure 1.14. Une phase d'initialisation des propriétés de l'étoile et du grain est d'abord réalisée. La dérive du grain vers l'intérieur du système par effet Poynting-Robertson, extrêmement lente, peut ensuite être accélérée grâce à un traitement analytique de l'évolution du demi-grand axe et de l'excentricité de l'orbite. Le mouvement du grain est ensuite résolu entièrement pas à pas grâce à un intégrateur Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps fixe (et non moyenné au cours de l'orbite) jusqu'à ce que le grain soit entièrement sublimé, tombe sur l'étoile ou soit éjecté du système.

En pratique, le code est écrit en langage *Python 2* et est réparti en quelques scripts :

- un fichier principal de la simulation
- un fichier regroupant les classes et fonctions pour le grain, l'étoile et le traitement dynamique,
- un fichier regroupant les fonctions générales nécessaires au code (conversion, ré-échantillonnages etc.)
- un fichier dédié à la création des figures
- des fichiers de gestion de calcul parallèle pour les propriétés optiques des grains

## 1.5.2 Résultats scientifiques

L'objectif de l'article [Sezestre et al. \(2019\)](#) écrit grâce au code *Exozodi* est de tester deux scénarii de transport de masse de poussière exozodiacale : l'accumulation proche de l'étoile après dérive par freinage Poynting-Robertson, et le dépôt in-situ par sublimation d'exo-comètes.

La vie d'un grain de poussière modélisée par le code *Exozodi* est décrite en Figure 1.15. Sur cette figure, un grain carboné initialement localisé à quelques dizaines de rayons stellaires d'une étoile *F0* est immédiatement éjecté vers l'extérieur si son rayon est inférieur au micromètre. S'il est supérieur à cette taille, il dérive en revanche vers l'intérieur (à taille constante, phase 1), jusqu'à atteindre une distance suffisamment proche de l'étoile pour que sa température atteigne la température de sublimation du matériau considéré. Le grain commence alors à se sublimer et sa taille diminue (à distance à l'étoile constante, phase 2), jusqu'à qu'il atteigne une taille suffisamment petite pour être éjecté du système (phase 3).

L'éjection de grains pourtant attirés gravitationnellement par l'étoile est due à la pression de radiation. La valeur du paramètre  $\beta_{PR}$  pour des grains carbonés en fonction du rayon du grain  $s$  est présentée en Figure 1.16 (courbe verte pour le type spectral *F0*). La valeur limite  $\beta_{PR} = 0,5$  est indiquée par la ligne continue horizontale. Dans le scénario PR-drag, tant que  $\beta_{PR} < 0,5$ , c'est-à-dire pour les grains dont le rayon est supérieur à quelques micromètres, le grain est attiré par l'étoile, mais dès que  $\beta_{PR} > 0,5$ , le grain devient suffisamment petit pour être éjecté du système. Ce mécanisme éjecte donc immédiatement les petits grains, ainsi que les grains initialement plus gros mais dont la taille a été réduite par sublimation.

Des densités de flux ont ensuite été modélisées à partir des résultats du code *Exozodi*.

Le cas du transport par effet Poynting-Robertson est présenté en Figure 1.17. La

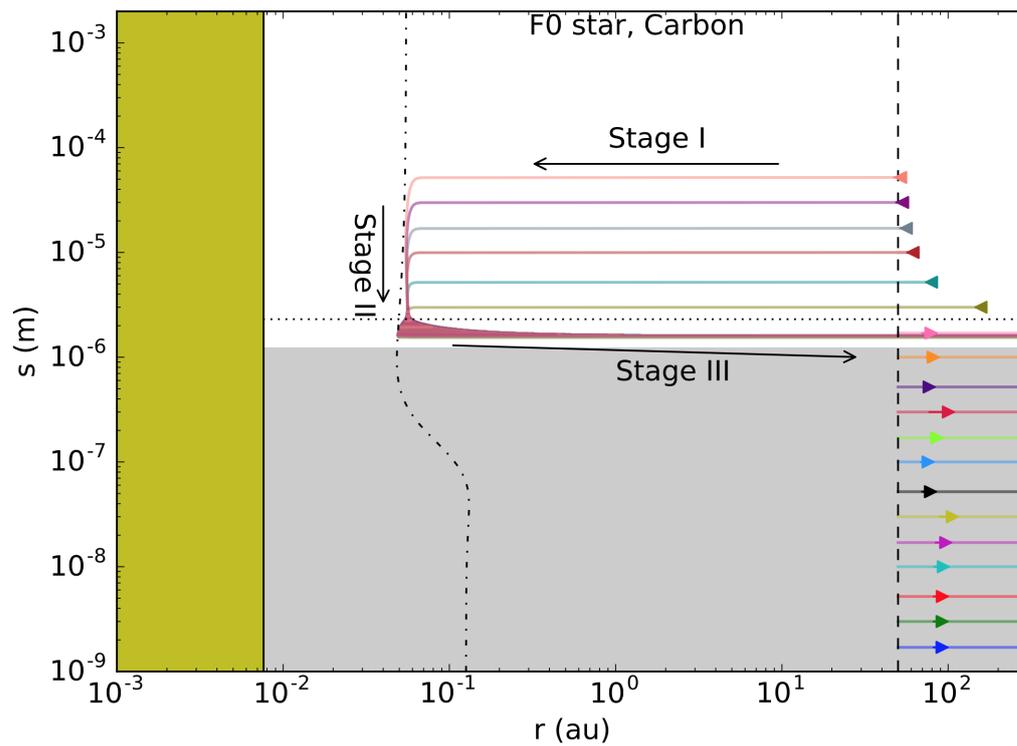


FIGURE 1.15 – Evolution de grains carbonés lancés quelques fractions d'*au* autour d'une étoile de type F0. Le grain évolue en termes de distance à l'étoile (axe des abscisses) et de taille de grain (axe des ordonnées). Figure issue de [Sezestre et al. \(2019\)](#).

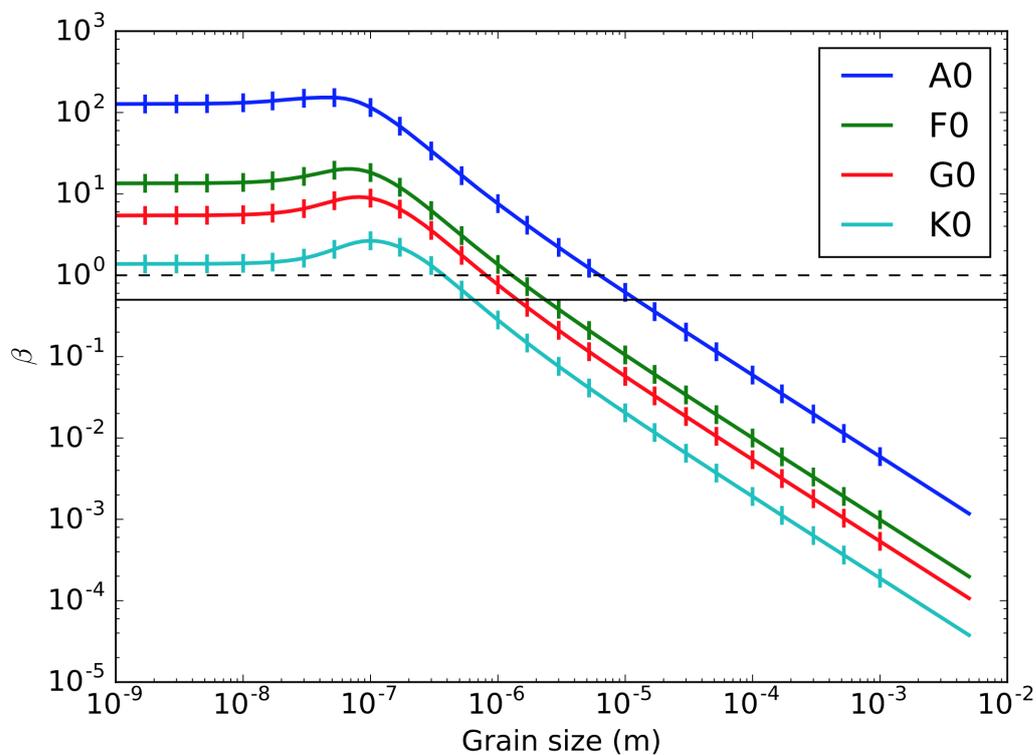


FIGURE 1.16 – Paramètre  $\beta_{PR}$  en fonction de la taille de grain pour un grain de carbone et différents types spectraux. Figure issue de [Sezestre et al. \(2019\)](#).

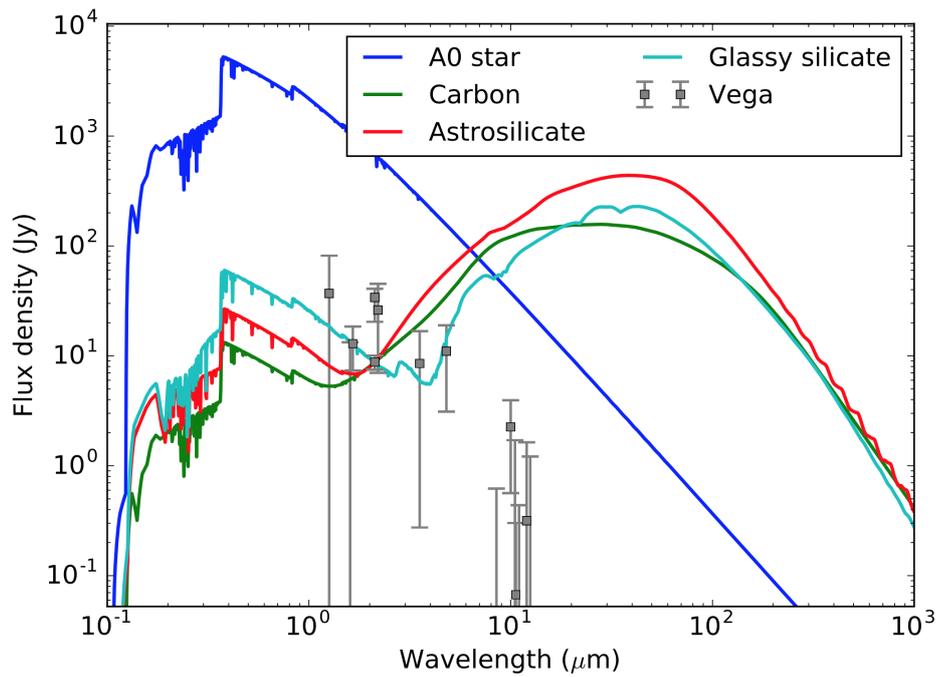


FIGURE 1.17 – Emission simulée de poussière exozodiacale transportée par effet Poynting-Robertson, pour différentes compositions chimiques, autour d’une étoile de type *A0* (lignes continues). Les points gris correspondent aux flux mesurés par [Absil et al. \(2006\)](#) pour l’étoile Véga. Figure issue de [Sezestre et al. \(2019\)](#).

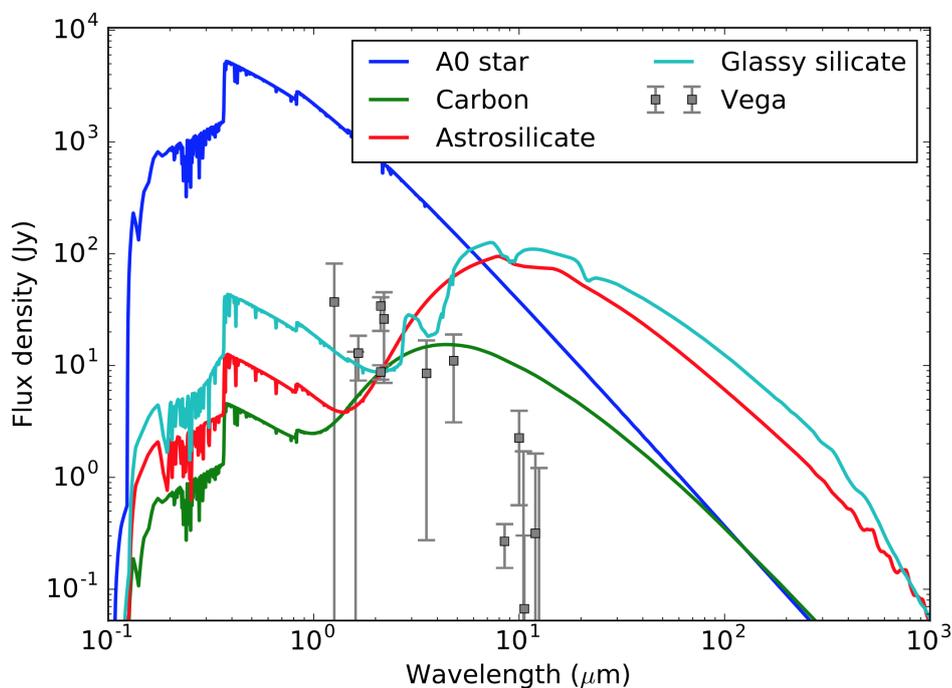


FIGURE 1.18 – Emission simulée de poussière exozodiacale déposée in-situ par une comète, pour différentes compositions chimiques, autour d’une étoile de type *A0* (lignes continues). Les points gris correspondent aux flux mesurés par [Absil et al. \(2006\)](#) pour l’étoile Véga. Figure issue de [Sezestre et al. \(2019\)](#).

dérive lente des grains jusqu'à la zone de sublimation remplit la zone intermédiaire du système de grains tièdes, responsables d'une forte émission dans le moyen-infrarouge (qui est représentée par les bosses sur la partie droite de la figure) qui dépasse même l'émission proche-infrarouge, alors que les points d'observation (croix grises) sont concentrées dans le proche-infrarouge et témoignent d'une émission moyen-infrarouge beaucoup plus faible. Les résultats de simulation montrent que dans ce scénario, un excès de flux proche-infrarouge est toujours accompagné d'un flux moyen-infrarouge au moins aussi intense, et ne peut donc pas expliquer les nombreuses observations pour lesquelles est détecté un excès proche-infrarouge sans contrepartie dans le moyen-infrarouge.

Dans le cas du dépôt in-situ de poussières proches de l'étoile, présenté en Figure 1.18, un mince anneau de poussière de taille de quelques centaines de microns se forme, dont la température est proche de leur température de sublimation. Ce scénario ajuste un peu mieux les données observationnelles car l'émission dans le domaine moyen-infrarouge est moins intense. Les grains carbonés fournissent à ce titre les meilleurs résultats.

Cette étude semble donc confirmer la viabilité d'un dépôt de poussières cométaires très proches de l'étoile (qui formeraient ainsi une ceinture de poussières exozodiacales chaudes) plutôt qu'un approvisionnement de masse par effet Poynting-Robertson.

Le modèle possède cependant quelques limites. La population de poussières obtenue est constituée de grains notablement trop gros par rapport aux résultats d'ajustements d'observations par transfert radiatif, qui pointent vers des grains submicroniques. Ces grains sont en effet directement éjectés par pression de radiation, comme l'illustre la Figure 1.16. Ces grains submicroniques pourraient éventuellement être créés in-situ grâce à des processus collisionnels, dont un traitement pourrait être inclus dans le code *Exozodi*, ou bien être victimes d'un piégeage magnétique. Cette possibilité sera présentée dans la section 1.6 ci-après.

## 1.6 La solution du piégeage des exozodis chauds

Les poussières exozodiacales chaudes sont supposées être situées très proches de l'étoile (à quelques rayons stellaires, zone à laquelle les poussières sont proches de leur température de sublimation et leur émission thermique piquée dans le proche-infrarouge), et composés de grains dont le rayon est inférieur au micromètre. Cependant, la durée de vie de telles poussières est a priori très faible à cette distance de l'étoile, notamment car la sublimation tend à rendre les grains suffisamment petits pour que la pression de radiation les éjecte du système rapidement. Ce problème nécessite donc la présence de réservoirs de masse et de mécanismes de transport efficaces pour sans cesse réalimenter cette ceinture de poussières chaudes. Cependant, si des processus à même de prolonger la durée de vie des exozodis chaudes pouvaient être confirmés, cela permettrait de réduire les contraintes sur les solutions de ré-approvisionnement envisagées. C'est notamment la conclusion à laquelle parvient [Pearce et al. \(2022\)](#), qui conclue à une réalimentation d'origine cométaire insuffisante et le besoin d'un mécanisme de piégeage.

La sublimation des grains, c'est-à-dire leur passage de l'état solide à l'état gazeux, à quelques rayons stellaires de l'étoile crée localement un nuage de gaz. Ce nuage de gaz pourrait d'une part stabiliser dynamiquement les grains grâce à une

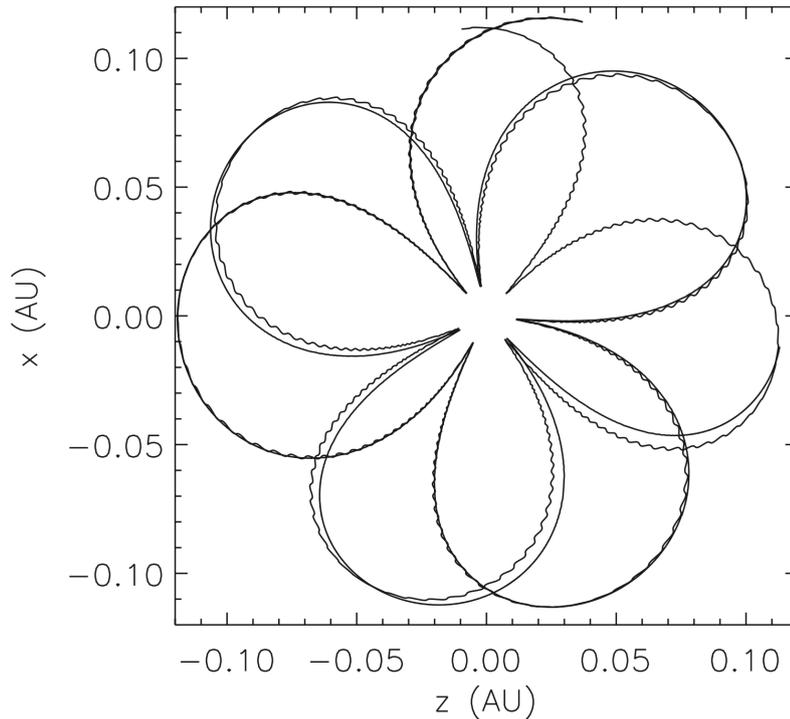


FIGURE 1.19 – Trajectoires autour du Soleil de grains de poussière électriquement chargés, affectés par le champ magnétique solaire. Figure issue de [Czechowski & Mann \(2010\)](#).

nouvelle force agissant sur ces derniers (freinage visqueux) et enrayer le processus de sublimation car les grains pourraient également accréter de la matière pour augmenter en masse. Ce piégeage par le gaz a été étudié analytiquement dans [Lebreton et al. \(2013\)](#), et plus spécifiquement dans [Pearce et al. \(2020\)](#). La conclusion de ce dernier article est que la présence de gaz est effectivement un outil efficace pour enrayer la sublimation et stabiliser la taille des grains autour d'une valeur d'équilibre de l'ordre du micromètre, mais que la stabilisation dynamique est hélas négligeable.

Une autre hypothèse de piégeage repose sur la capacité des grains de poussière dans l'espace à acquérir une charge électrique de surface, qui les rend sensibles au champ magnétique stellaire. La contribution dynamique de la force de Lorentz viendrait alors significativement altérer les trajectoires classiques guidées par les forces photo-gravitationnelle.

Ce mécanisme a été étudié dans plusieurs situations depuis une vingtaine d'années par [Krivov et al. \(1998\)](#), [Ragot & Kahler \(2003\)](#), [Czechowski & Mann \(2010\)](#), [Mann et al. \(2014\)](#), [Rieke et al. \(2016\)](#), [Stamm et al. \(2019\)](#) ou encore [Kimura et al. \(2020\)](#). Ces études ont chacune leurs avantages et inconvénients. La charge électrique des grains est généralement traitée sommairement, par le biais d'un rapport charge-sur-masse  $Q/m$  fixe, bien que [Krivov et al. \(1998\)](#) ait incorporé une dépendance du potentiel électrique du grain dépendante de la distance à l'étoile et que [Kimura et al. \(2020\)](#) ait calculé ce potentiel in-extenso. La pression de radiation est elle aussi généralement réduite à un paramètre  $\beta_{PR}$  souvent fixe, alors que ce paramètre peut varier au cours de la vie du grain, notamment lorsque le rayon de ce dernier évolue par un processus de sublimation ou de collisions. Les collisions ne sont d'ailleurs

jamais traitées directement, non plus que la contribution du vent stellaire à la dynamique du grain (bien qu'il influe largement sur l'acquisition de la charge électrique de surface). Enfin, les premières études de piégeage magnétique se sont concentrées sur le cas solaire, puis ont été étendues au cas d'une étoile de type spectral A0 par Rieke et al. (2016) et Stamm et al. (2019), et enfin à tout type spectral par Kimura et al. (2020).

Malgré leurs limites respectives, ces simulations ont obtenus des résultats encourageants. Ainsi, Czechowski & Mann (2010) a montré qu'un champ magnétique en forme de "Spirale de Parker" permettait de piéger les grains sur des trajectoires en formes de pétales (sans considération pour les phénomènes de sublimation qui surviendraient si proche de l'étoile), comme illustré en Figure 1.19. Rieke et al. (2016) a en outre montré que la durée de vie de la poussière exozodiacale chaude pouvait être augmentée autour des étoiles A0 par piégeage magnétique, dans certaines conditions. Cependant, les conclusions sont souvent mitigées, notamment à cause du caractère incomplet des modèles.

Ce mécanisme semble cependant suffisamment prometteur pour qu'il soit intégré au code *Exozodi*. Il permettrait d'une part de stabiliser les petits grains pour l'instant éjectés à cause de leur paramètre  $\beta_{PR}$  trop élevé. La présence du phénomène de sublimation permettrait en outre d'étudier des trajectoires de grains aux paramètres  $Q/m$  et  $\beta_{PR}$  variables au cours de la simulation, afin de comparer en direct les effets de la pression de radiation et de la force de Lorentz, ce qui n'a pour l'instant jamais été réalisé.

Le mécanisme de piégeage magnétique nécessite des grains chargés électriquement. L'étude théorique de la charge électrique des grains de poussière exozodiacale sera l'objet du Chapitre 2 de cette thèse, tandis que le piégeage magnétique sera abordé au Chapitre 3.



## Chapitre 2

# Charge électrique des poussières exozodiacales

Le mécanisme de piégeage magnétique nécessite que les poussières exozodiacales chaudes acquièrent une charge électrique, afin qu'elles puissent être sensibles au champ magnétique stellaire. Il est donc nécessaire d'étudier les processus physiques à même de charger électriquement les grains de poussière dans le milieu interplanétaire.

Dans ce chapitre 2, nous allons tout d'abord présenter en section 2.1 les raisons qui ont nécessité le développement d'un modèle, puis décrire en détail le modèle de charge en section 2.2. Les sections 2.3 à 2.6 seront consacrées aux résultats obtenus.

## 2.1 Introduction : travaux antérieurs, premiers modèles

### 2.1.1 Contexte de l'étude

L'étude de la charge électrique acquise par les grains de poussière exozodiacale se situe dans un contexte interplanétaire - ou, plus précisément, limité à quelques unités astronomiques de l'étoile, puisque l'on ne sait pas si le système contient effectivement des planètes -, autour d'étoiles de la séquence principale.

Ceci nous différencie de l'étude d'un même processus de charge électrique autour d'étoiles jeunes, à l'image de celle menée par [Pedersen & Gómez de Castro \(2011\)](#). A proximité d'objets jeunes, nous aurons généralement un courant photoélectrique très fort - dû à l'intense luminosité de l'étoile jeune dans l'ultraviolet - capable d'induire une charge électrique des grains positive très élevée. L'intensité d'un tel courant photoélectrique pourrait en revanche dépendre très fortement de la distance à l'étoile, à cause de l'opacité du milieu bien plus dense en poussières. Ce nuage de poussières bien plus dense pourrait en outre être à même de remettre en cause les hypothèses d'indépendance de charge de chaque grain ou de non-échange de charge par processus collisionnels.

En outre, le contexte "interplanétaire" signifie que nous nous situons proche d'une étoile, et non dans le milieu interstellaire. La présence d'une étoile à proximité implique qu'un courant photoélectrique, même faible, sera toujours présent. En outre, le plasma dans lequel baigneront les grains sera le vent stellaire, dont la densité volumique et la température peuvent notamment se révéler très différentes de celles considérées dans le milieu interstellaire (à l'image de l'étude de [Draine & Salpeter \(1979\)](#)).

Les phénomènes physiques mis en jeu ainsi que leur importances respectives varient de façon significative entre les situations, et les interprétations et résultats obtenus doivent donc être comparés avec la plus grande prudence.

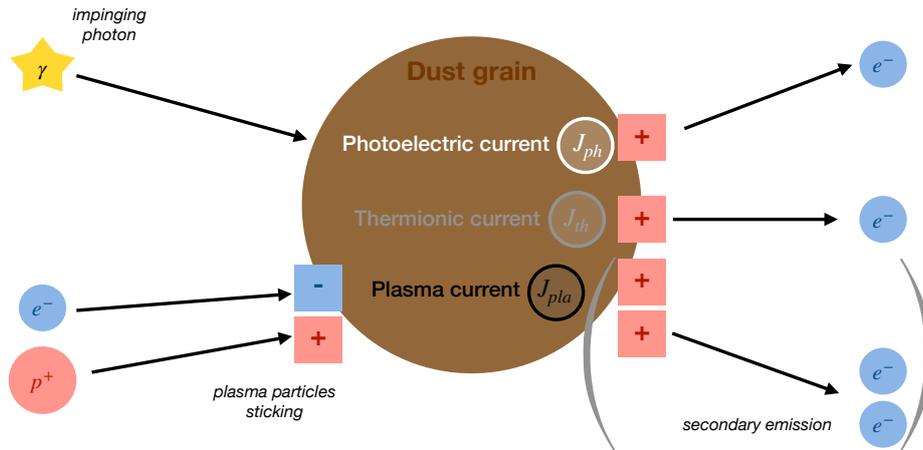


FIGURE 2.1 – Illustration des trois courants électriques considérés dans cette étude : photoélectrique  $J_{ph}$ , thermionique  $J_{th}$ , plasma  $J_{pla}$ .

### 2.1.2 Description des principaux courants : origine, modélisation

Nous allons présenter ici une vue d'ensemble du processus de charge électrique des grains de poussière exozodiacale. L'objectif est de se familiariser avec les principales mécaniques et enjeux, en vue de l'analyse des précédentes études sur le sujet exposée à la section 2.1.3, ainsi que la présentation de mes premiers modèles simplifiés en section 2.1.4. La description complète du modèle de charge que j'ai utilisé sera détaillée en section 2.2.

Le principe de charge électrique est le suivant : un grain de poussière est soumis à différents courants électriques - soit alimentés par l'environnement (les photons et le plasma issu de l'étoile), soit par le grain lui-même (par exemple le courant thermionique du à la température du grain) - qui lui confèrent ainsi une charge électrique.

La charge électrique du grain  $Q$  est donc reliée aux courants électriques  $J_k$  par la relation suivante :

$$\frac{dQ}{dt} = \sum_k J_k. \quad (2.1)$$

Les trois courants  $J_k$  considérés dans notre étude sont représentés schématiquement en Figure 2.1, et sont les suivants :

- le courant photoélectrique ( $J_{ph}$ ) : un électron  $e^-$  est éjecté du grain par un impact de photon, si ce dernier est suffisamment énergétique pour vaincre l'énergie d'extraction de l'électron.
- le courant plasma ( $J_{pla}$ ) : les électrons et les ions (protons, particules  $\alpha$ ) du vent stellaire se collent au grain lors de l'impact. Suivant son énergie, la particule incidente peut générer de l'émission secondaire d'électrons.
- le courant thermionique ( $J_{th}$ ) : un électron  $e^-$  est éjecté à cause de l'agitation thermique induite par la température du grain lui-même.

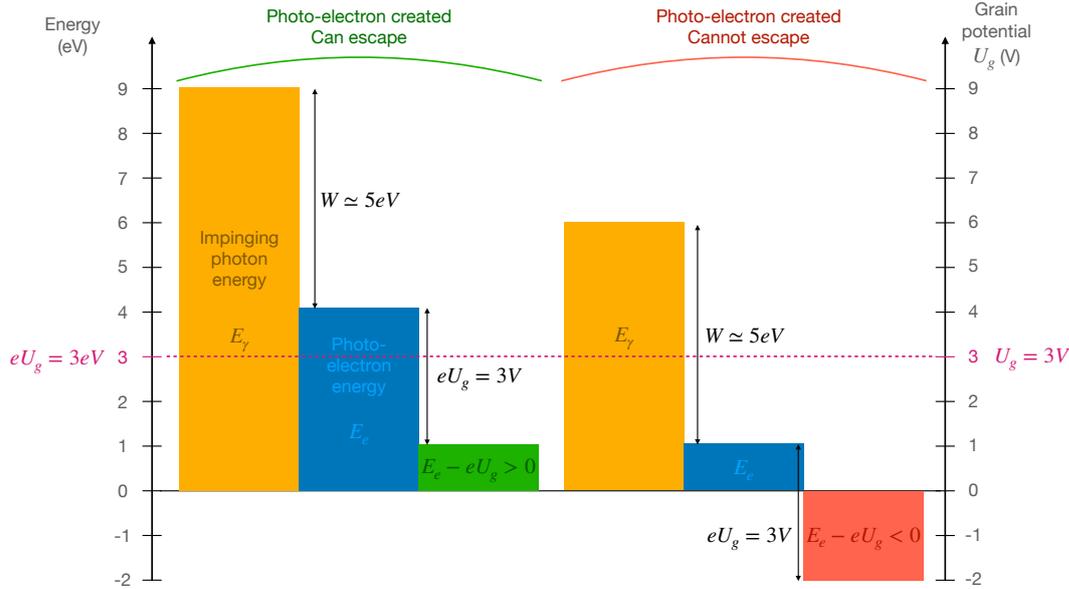


FIGURE 2.2 – Un  $e^-$  produit par effet photoélectrique sur un grain chargé positivement ( $U_g = 3V$ ). Certaines  $e^-$  expulsés par le grain ne peuvent s'échapper du puit de potentiel  $eU_g$  que ce dernier représente.

Comme l'illustre la Figure 2.1, le grain exozodiacal va principalement subir des courants électriques qui vont le charger positivement.

L'émission d'électrons secondaires induite par l'impact de particules du vent stellaire est probablement le processus le moins intuitif. Lorsque les particules du vent stellaire rencontrent le grain de poussière, elles peuvent se "coller" pour ajouter leur charge au grain, mais pas seulement. En effet, la particule pénètre dans la matière solide qu'est le grain et y dépose de l'énergie (qui est le produit de la quantité d'énergie déposée par unité de distance et de la distance traversée par la particule). Cette énergie peut alors exciter suffisamment un atome pour qu'il expulse un électron. Si cet électron parvient à atteindre la surface du grain (on le nomme alors électron "secondaire"), il peut alors espérer s'échapper du grain (si son énergie cinétique est suffisante pour surpasser l'éventuelle attraction exercée par une charge électrique positive en surface du grain). Ceci implique notamment - nous y reviendrons plus longuement par la suite dans la section 2.3 - que l'efficacité des électrons incidents pour apporter une charge négative est réduite (un électron incident qui émet un électron secondaire ne "compte pas" dans la charge) et l'efficacité des protons et particules  $\alpha$  augmentée (un proton ou particule  $\alpha$  qui émet un électron secondaire "compte double"). Ainsi, un grain frappé majoritairement (voire quasi-exclusivement) par des électrons peut tout de même ressentir un courant de plasma positif si les électrons secondaires émis sont plus nombreux que les électrons primaires collés.

Nous allons en outre utiliser le potentiel électrique en surface du grain - supposé sphérique, voir section 2.2 - défini par la formule :

$$U_g = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 S} \quad (2.2)$$

où  $s$  est le rayon du grain et  $\epsilon_0$  la permittivité électrique du vide. Le potentiel électrique de surface du grain  $U_g$  sera un paramètre clé de l'étude, car il va filtrer - par le biais de l'énergie potentielle électrique  $eU_g$  - les électrons effectivement capables de quitter le grain après leur processus de création. En outre, il permettra de comparer bien plus aisément les charges de grain de taille très différente, bien davantage que la charge électrique  $Q$ .

Ce phénomène est illustré, pour l'exemple de l'effet photoélectrique, en Figure 2.2.

A gauche, nous avons un photon incident possédant une énergie  $9\text{ eV}$  (ce qui correspond à  $\lambda = 130\text{ nm}$ , dans les *UV* lointains). Il vient frapper le grain, et consacre environ  $5\text{ eV}$  pour arracher un électron d'un atome d'un grain à son orbitale atomique. L'électron ainsi créé par effet photoélectrique, nommé ici "photo-électron", possède donc l'énergie résiduelle  $9 - 5 = 4\text{ eV}$  sous la forme d'énergie cinétique. Si le grain n'était pas chargé, cet électron pourrait s'échapper du grain librement avec ses  $4\text{ eV}$  d'énergie cinétique. Cependant, le grain est ici chargé positivement - nous verrons ultérieurement que c'est le cas presque systématiquement - à hauteur d'un potentiel électrique de surface de  $3\text{ V}$ . Ceci signifie que le grain est un puits de potentiel pour les électrons, d'une profondeur de  $3\text{ eV}$ . Notre photo-électron va donc consacrer  $3$  et de ses  $4\text{ eV}$  à vaincre ce puits de potentiel. Puisque  $4 > 3$ , il y arrive et s'échappe finalement du grain avec une énergie cinétique finale de  $1\text{ eV}$ . Le grain continue donc de se charger positivement, car le photon incident était suffisamment énergétique pour surmonter à la fois l'énergie d'extraction et l'énergie potentielle électrique.

A droite, nous avons à présent un photon incident légèrement moins énergétique,  $6\text{ eV}$  soit  $\lambda = 250\text{ nm}$ , venant frapper le même grain, toujours chargé à  $3\text{ V}$ . Le photo-électron créé possède une énergie cinétique de seulement  $6 - 3 = 3\text{ eV}$ , inférieure à l'énergie potentielle électrique de  $3\text{ eV}$  générée par le grain qui attire le photo-électron vers lui. Le photo-électron est donc incapable de s'échapper, et retombe sur le grain. Il n'y a donc pas d'extraction d'électron : le photon de  $6\text{ eV}$  n'a pas contribué à charger positivement le grain, malgré son énergie apparemment capable d'arracher un électron au grain.

Ce phénomène peut être généralisé : les grains vont avoir tendance à se charger positivement, par extraction d'électrons (effet photoélectrique, émission secondaire due au plasma, effet thermionique). A mesure que le grain se charge positivement, les électrons arrachés vont avoir de plus en plus de mal à s'arracher au puits de potentiel que représente le grain pour eux, et vont avoir tendance à retomber sur le grain. Les processus qui chargent positivement le grain vont peu à peu se tarir, l'évolution de la charge électrique va ralentir, jusqu'à converger lorsque la somme des courants positifs aura décliné jusqu'à atteindre la valeur de la contribution négative : le collage des électrons issus du plasma. Ces considérations générales d'es-soufflement puis d'équilibre des courants seront abondamment détaillées qualitativement et quantitativement en section 2.3.

### 2.1.3 La charge électrique dans les travaux antérieurs : résultats et limites

#### 2.1.3.1 Articles abordant la dynamique des exozodis

Le temps que j'ai consacré au processus de charge électrique des exozodis préalablement à l'étude dynamique a été motivé par son importance intrinsèque - une différence d'un facteur 2 ou 10 de la charge électrique  $Q$  se répercute sur la force de

Lorentz ressentie par ce grain - et par l'attention très variable qui lui a été consacrée dans les publications d'étude dynamique antérieure.

L'exemple le plus illustratif est celui de l'article, pourtant récent et déjà largement cité, [Rieke et al. \(2016\)](#). L'ordre de grandeur de charge électrique d'équilibre des (exo)zodis dans la littérature est de l'ordre de 5 V, assez indépendant de la taille du grain. Hors, l'article [Rieke et al. \(2016\)](#), qui base son modèle principalement sur l'étude de [Pedersen & Gómez de Castro \(2011\)](#) pour les étoiles jeunes évoquée à la section 2.1.1 et que j'estime pour ma part inapplicable (même aux étoiles A0), utilise des valeurs de charge de l'ordre de 40 V! Cette sur-estimation d'un ordre de grandeur de la charge des grains induit une sur-estimation d'un ordre de grandeur de l'intensité de la force de Lorentz par rapport à l'attraction gravitationnelle, et en conséquence d'un demi ordre de grandeur de la taille maximale des grains dont la trajectoire est guidée par les effets magnétiques. Même si cette erreur sur la charge électrique des grains ne remet pas complètement en cause l'étude dynamique postérieure, elle induit un facteur d'erreur systématique dont les auteurs auraient pourtant pu aisément se passer.

Un autre article de référence sur la dynamique de la poussière est celui de [Czechowski & Mann \(2010\)](#). Les rapports charge électrique sur masse  $\frac{Q}{m}$  utilisés correspondent à des ordres de grandeur de charge corrects pour des grains submicrométriques. En revanche, cette charge reste fixe au cours de la simulation, même lorsque la distance à l'étoile varie. Ceci est en contradiction avec les études portant spécifiquement sur la charge électrique des grains de poussière dans le milieu interplanétaire, qui prédisent une décroissance de la charge électrique à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile.

Finalement, seul l'article d'étude de la dynamique de la poussière zodiacale dans le champ magnétique solaire [Krivov et al. \(1998\)](#) présente un modèle de charge électrique relativement complet avec le bon ordre de grandeur, et s'appuyant sur le modèle de [Kimura & Mann \(1998b\)](#), sous l'hypothèse d'une dépendance avec la distance à l'étoile, mais indépendance avec la taille de grain.

Un autre facteur ayant justifié mon étude de la charge est celui de la variété des types spectraux. Dans les études dynamiques précédentes, seul un type spectral était considéré (A0 pour [Rieke et al. \(2016\)](#), le soleil pour les deux autres). Nous avons l'ambition de profiter des capacités du code Exozodi pour balayer une gamme de types spectraux plus étendue, à l'image de l'étude de [Sezestre et al. \(2019\)](#) pour laquelle le code fut conçu. Ceci demandait donc des profils de charge  $Q(s, r)$  fiables pour toute une variété d'étoiles et de matériaux, et justifiait donc le développement d'un code local de charge électrique.

### 2.1.3.2 Articles sur la charge électrique

En complément ou en parallèle des calculs de charge électrique de grains pour des études dynamiques, des réflexions spécifiquement axées sur les processus de charge des grains interplanétaires ont été menées dans le cas du système solaire. Cependant, je vais détailler dans ce paragraphe pourquoi aucune d'entre elle ne convenait pleinement à mon présent travail et justifiait que j'engage moi-même une étude spécifique sur le sujet.

Les premiers travaux sur la charge électrique des grains peuplant le milieu interplanétaire et leur dynamique associée sont ceux de [Belton \(1966\)](#). Cependant, le modèle de charge, bien que complet, n'y est détaillé que qualitativement. Le travail

de [Draine & Salpeter \(1979\)](#) explicite quant à lui entièrement le modèle, les calculs théoriques nécessaires ainsi que les hypothèses prises et données d'entrée utilisées. Malheureusement, l'objet d'étude est la poussière dans le milieu interstellaire, ce qui modifie drastiquement les températures de plasma utilisées et donc les résultats et interprétations qui sont issus du modèle. D'autres études postérieures comme celles de [Mukai \(1981\)](#) ou [Mann et al. \(2014\)](#) ont l'avantage de détailler précisément à la fois un modèle complet, et l'appliquer dans un contexte interplanétaire. Hélas, le cadre se limite au système solaire ce qui ne permet pas d'envisager la comparaison entre différents types spectraux. Finalement, seul l'article [Kimura et al. \(2020\)](#), pré-publié en 2018, présente tous les avantages précédemment cités et l'applique à différentes étoiles. C'est cet article qui a servi de base à mon travail lorsque je l'ai initié en stage de fin d'études en 2019.

Cependant, il est vite apparu que la plupart de ces études, et notamment l'article [Kimura et al. \(2020\)](#), passaient directement d'une description minimale du modèle à la présentation des résultats, sans conduire une analyse théorique intermédiaire des mécanismes à l'oeuvre et de leur importance respective. Seule la revue [Mann et al. \(2014\)](#) propose des explications théoriques poussées sur les ordres de grandeur d'énergie en jeu et les équilibres qui en découlent, mais hélas dans un cadre un peu trop restreint pour mon étude (analyse principalement sur le courant plasma sans émission secondaire, et manque de résultats d'application sur diverses étoiles ou matériaux). Et les autres références contiennent, soit une analyse théorique succincte ([Mukai 1981](#)), soit une simple présentation des résultats finaux de charge ([Kimura et al. 2020](#)) dont la robustesse est sujette à caution lorsque les données d'entrée sont discutables ou incertaines. En outre, ces modèles sont généralement très riches et il est très difficile de distinguer les éléments importants des éléments secondaires lorsque le poids de chaque composante du modèle n'est pas étudié.

Enfin, des études expérimentales et théoriques ont également été conduites par d'autres équipes sur des éléments spécifiques du processus de charge électrique, comme l'émission d'électrons secondaires, qui viennent confirmer ou infirmer grâce à un travail rigoureux les modèles et données utilisés dans les articles étudiant la charge électrique des grains de poussière dans l'espace. C'est notamment le cas de [Němeček et al. \(2018\)](#), basé sur le modèle de [Richterova et al. \(2004\)](#), qui étudie expérimentalement les rendements d'émission secondaire et obtient des résultats cohérents avec les études préalablement citées, venant renforcer leur crédibilité. En revanche, les travaux théoriques de [Chow et al. \(1993\)](#), ensuite raffinés par [Misra et al. \(2013\)](#), viennent introduire un élément - la dépendance du rendement d'émission d'électrons secondaires en fonction de la taille du grain - manquant aux articles de référence. L'impact de la non-prise en compte de cette variation pourrait être non-négligeable, mais est difficile à évaluer si l'importance même de ce phénomène d'émission secondaire n'a pas été bien comprise.

Ce sont toutes ces raisons - le périmètre d'étude trop restreint ou le manque d'étude en profondeur du modèle - qui m'ont conduit à ré-étudier le processus de charge électrique des grains de poussière (exo)zodiacale préalablement à mon travail sur leur dynamique. Je souhaiterais identifier les éléments clés du problème, et catégoriser de façon pertinente les situations. Enfin, je souhaiterais fournir des éléments de compréhension aux chercheurs souhaitant utiliser ces résultats pour leurs projets, ainsi que des résultats clés en main si besoin.

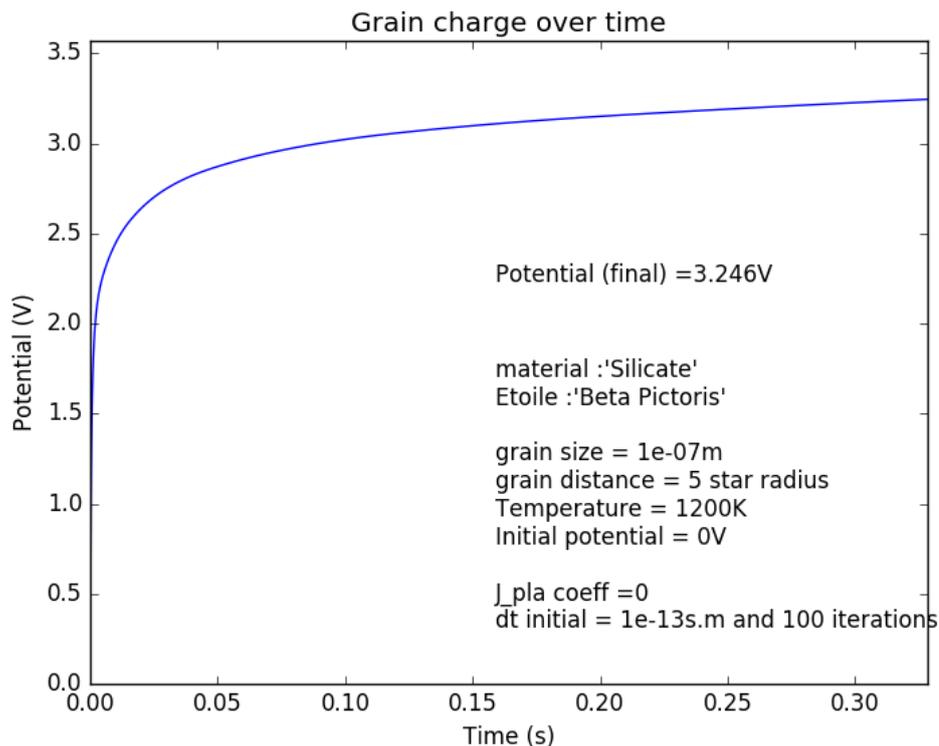


FIGURE 2.3 – Evolution temporelle du potentiel électrique de surface  $U_g(t)$ , pour un grain de silicate autour de  $\beta$  Pictoris, en présence des courants photoélectrique  $J_{ph}$  et thermionique  $J_{th}$  uniquement.

## 2.1.4 Premières expérimentations

Ce paragraphe résume les premiers travaux que j'ai menés sur la charge électrique des exozodis, avec un modèle initialement très simple, puis enrichi peu à peu. Il permettra d'une part d'introduire les courants électriques et leur comportement de façon progressive, et d'autre part d'illustrer le décalage entre l'importance apparente et l'importance réelle de chaque phénomène, qui n'a à mon sens pas suffisamment été mis en lumière dans les études précédentes.

### 2.1.4.1 Sans courant plasma

Dans cette première version du modèle, les seuls courants auquel est soumis le grain sont les courants photoélectrique (issu de l'impact de photons de l'étoile sur le grain, dont l'intensité est donnée dans la section 2.2.2 en formule 2.3) et thermionique (éjection d'électron due à l'agitation thermique au sein du grain lorsqu'il est chauffé, section 2.2.4, formule 2.16). La raison de cette sélection de courant est essentiellement pratique : le courant thermionique est le plus simple à calculer, suivi du courant photoélectrique (qui nécessite un spectre stellaire). Le courant plasma nécessite un modèle de vent stellaire, à l'époque non développé dans mon modèle.

L'évolution du potentiel de surface  $U_g$  en fonction du temps est décrite en Figure 2.3, pour un grain de silicate en orbite autour de l'étoile  $\beta$  Pictoris. Les deux processus chargent le grain positivement en lui arrachant des électrons : la charge du grain est donc forcément positive, et toujours strictement croissante dans le temps puisqu'il n'y a que deux courants positifs. Le potentiel de surface a cependant du

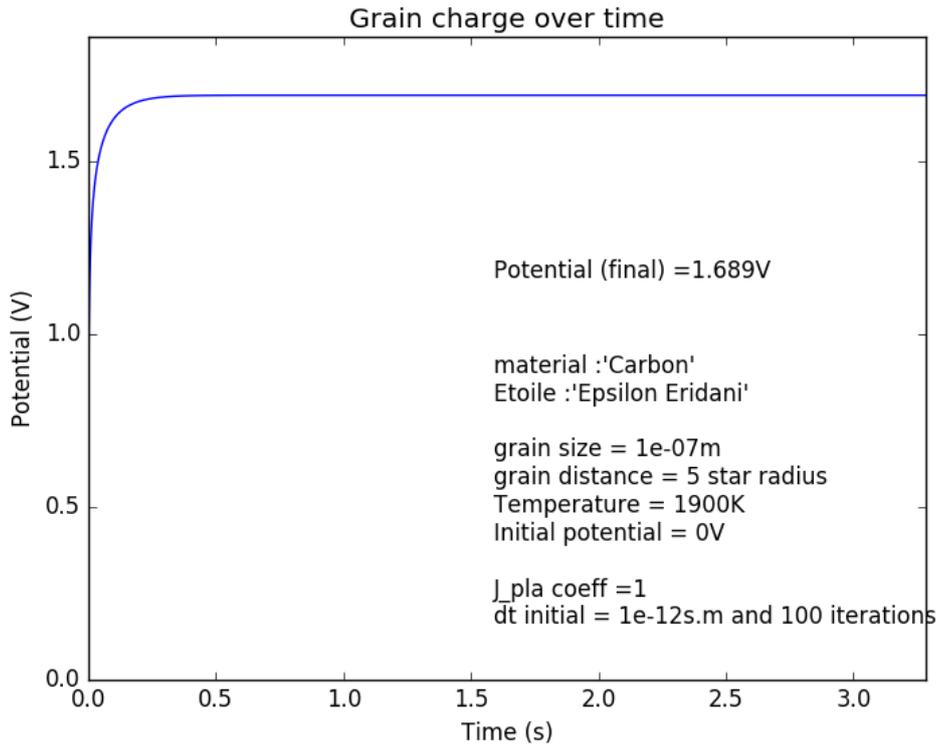


FIGURE 2.4 – Evolution temporelle du potentiel électrique de surface  $U_g(t)$  en présence des courants photoélectrique  $J_{ph}$ , thermionique  $J_{eh}$  et plasma  $J_{pla}$ , mais sans vitesse d'agitation thermique dans ce dernier.

mal à dépasser quelques volts, étant donnée la forte baisse d'intensité des courants lorsque le potentiel augmente (les électrons arrachés ont du mal à quitter le puits de potentiel que représente le grain chargé positivement, ou vu autrement les photons susceptibles de contribuer à charger positivement le grain doivent être de plus en plus énergétiques). On obtient un résultat de potentiel électrique du bon ordre de grandeur (quelques volts), mais peu satisfaisant car on doit arrêter manuellement le processus numérique au bout d'un moment puisqu'il ne converge pas...

Dans ces premières simulations, le courant photoélectrique semblait prédominer sur l'effet thermionique, notamment autour des étoiles qui étaient riches en photons *UV* (étoiles de type A par exemple). L'intensité de l'émission thermionique croît quant à elle exponentiellement avec la température du grain, et son intensité maximale et donc l'importance relative de sa contribution dépendent des hypothèses sur la température de sublimation (qui correspond à la température maximale que peut atteindre le grain) retenue. Ce sujet sera traité plus en profondeur en section 2.3.

#### 2.1.4.2 Avec un premier courant de plasma simple

La seconde version du modèle intègre un modèle de vent stellaire très simple, composé de protons et d'électrons en quantité égale, se déplaçant radialement depuis l'étoile à une vitesse de flot donnée par la formule suivante (Kimura et al. 2020) :  $v_{sw}(r) = v_{sw}^{\infty} \left(1 - \frac{R_{*}}{r}\right)$ , où  $v_{sw}(r)$  est la vitesse de flot du vent stellaire à une distance  $r$  de l'étoile,  $v_{sw}^{\infty}$  la vitesse du vent à l'infini, et  $R_{*}$  le rayon de l'étoile. L'agitation

thermique dans le plasma (et les vitesses d'agitation thermique qui en découlent) ne sont pas prises en compte par souci de simplicité.

Le courant de plasma est lui aussi le plus simple possible, et intègre uniquement le collage des particules chargées sur le grain lors d'un impact avec le grain :

- $J_{pla} = \sum_k \frac{Q_k}{\tau_k}$  où  $Q_k$  est la charge de la particule  $k$ ,  $\tau_k$  est le temps caractéristique de collision de la particule  $k$  (proton ou électron) avec le grain.
- $\tau_k = \frac{1}{n_k v_{sw} \sigma_k}$  où  $n_k$  est la densité volumique de l'espèce  $k$  et  $\sigma_k$  la section efficace du grain vue par la particule de plasma incidente. Elle correspond à la section efficace géométrique modulée par le ratio des énergies potentielles électrique et gravitationnelle (adaptation d'un modèle de capture gravitationnelle).
- $\sigma_k = \pi s^2 \left(1 - \frac{2(Q_k)U_g}{m_k v_{sw}^2}\right)$  où  $m_k$  est la masse de la particule  $k$ .

Le modèle de plasma simple considère des protons et électrons qui se déplacent à la vitesse du vent stellaire, dans le référentiel du grain : le grain voit donc passer autant de protons que d'électrons. Lorsque le grain est neutre, le courant positif induit par les protons compense exactement le courant négatif dû aux électrons. Lorsque le grain se charge, la surface apparente du grain varie (un grain positif attire davantage les électrons, et d'autant moins les protons) et un courant de signe opposé à la charge apparaît : le plasma va jouer un rôle de modération de la charge électrique.

Enfin, l'émission d'électrons secondaires n'est pas prise en compte car je pensais à l'époque, mal à propos, qu'il s'agissait d'un phénomène marginal.

L'évolution du potentiel de surface  $U_g$  en fonction du temps, avec l'ajout du courant de plasma simple, est présentée en Figure 2.4.

La correction due à l'effet du plasma est très nette :

- La courbe d'évolution du potentiel électrique de surface du grain au cours du temps converge à présent. La perte de charge due aux collisions plus fréquentes du grain chargé positivement avec les électrons du plasma qu'avec les protons croît en intensité à mesure que celui-ci se charge positivement. A l'inverse, l'effet photoélectrique et l'émission thermoionique s'essoufflent à mesure que le potentiel augmente. Au bout d'un certain temps, le courant de plasma  $J_{pla}$  est suffisamment négatif pour compenser exactement la somme des courants photoélectrique et thermionique  $J_{ph} + J_{th}$  : le grain atteint sa charge d'équilibre.
- Le potentiel final obtenu est globalement plus faible que celui que j'obtenais précédemment car  $J_{pla}$  freine relativement rapidement le processus de charge. Cet effet est d'autant plus marqué que le vent stellaire est dense et rapide, et que l'effet photoélectrique ténue (pour des étoiles moins chaudes).

D'une manière générale, le courant de plasma apporte une rétroaction parfaite au processus de charge : si le grain se charge positivement et acquiert un potentiel de surface  $U_g$  positif, le courant plasma  $J_{pla}$  est négatif et tend à ramener le potentiel électrique vers 0 volts, et inversement si jamais le grain était chargé négativement. Dans ce modèle, le courant plasma n'est donc jamais moteur de la charge, il tend toujours à la freiner.

### 2.1.4.3 Ajout de l'agitation thermique dans le modèle de vent stellaire

Le modèle de vent stellaire simple décrit au paragraphe précédent présentait l'avantage d'avoir un comportement très prévisible et stabilisateur pour le processus de charge. Malheureusement, il n'était physiquement pas réaliste, car l'agitation thermique joue forcément un grand rôle dans un plasma d'une température de plusieurs centaines de milliers de Kelvins.

Dans le nouveau modèle, on fait l'hypothèse que les protons et électrons sont à l'équilibre thermodynamique, le vent stellaire a donc une unique température  $T_{\text{pla}}$  de l'ordre de  $10^6$  K à la surface de l'étoile et qui décroît à mesure que la distance  $r$  à l'étoile augmente.

Les protons et électrons ont donc la même énergie, donc  $\frac{1}{2}m_e v_{th,e}^2 = \frac{1}{2}m_p v_{th,p}^2$ , soit  $v_{th,e} = \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} v_{th,p} \simeq 43 v_{th,p}$  : les électrons sont donc bien plus véloce que les protons (qui sont plus lourds). Cette vitesse d'agitation thermique (3D) est ajoutée à la vitesse de flot du vent stellaire (1D), et la vitesse totale des électrons reste significativement supérieure à celle de protons, même à une distance de l'ordre de 1 *au* où la température de plasma est moins élevée. Il s'en suit que les grains de poussière voient passer beaucoup plus d'électrons que de protons (de l'ordre de 5 à 15 fois plus suivant que l'on se situe à 1 *au* ou quelques rayons stellaires), et que le courant plasma initial (lorsque le grain n'est pas chargé électriquement) n'est plus nul mais négatif. Si, comme c'est le cas pour une étoile peu lumineuse comme  $\epsilon$  Eridani, ce courant négatif surpasse les courants positifs photoélectrique et thermoionique dont l'intensité est faible, une charge négative du grain s'amorce, et se poursuit tant que le potentiel de surface du grain n'est pas suffisant pour moduler suffisamment les sections efficaces de collision des particules avec le grain. D'ailleurs, cette modulation de section efficace se fait en comparant l'énergie potentielle électrostatique et l'énergie cinétique des particules (électron/proton/particules  $\alpha$ ) incidentes. A présent, les électrons ont une vitesse et donc une énergie cinétique plus élevée, il devient plus difficile de faire varier leur section efficace : le courant de plasma (du moins la partie négative liée aux électrons) réagit de manière moins élastique à une variation du potentiel de surface du grain.

Ce modèle donne logiquement des résultats de potentiel électrique de surface plus faibles - voire négatifs - par rapport aux précédents. En réalité, il tend à surestimer la contribution de charge négative due aux électrons, car il manquait encore un processus physique au modèle : l'éjection d'électrons secondaires due à l'impact d'électrons, protons et particules  $\alpha$  incidentes.

## 2.2 Description du modèle électrique

Cette section est consacrée à la description complète du modèle de charge, en commençant par les hypothèses générales (section 2.2.1) puis par les formules de chaque courant électrique auquel est soumise la poussière exozodiacale (sections 2.2.2, 2.2.3, 2.2.4)

### 2.2.1 Principales hypothèses

Le grain de poussière (exo)zodiacale étudié est supposé être une sphère homogène compacte (une discussion sur l'impact de la forme du grain sur les résultats de charge électrique est proposée en section 2.5.3). Le rayon du grain, noté  $s$ , est

supposé constant durant le processus de charge. L'intégrité physique du grain est donc supposée être préservée des phénomènes tels que la sublimation, les collisions, la disruption par torque radiatif (Hoang 2020) ou effet électrostatique. Cette dernière est de toute façon évitée par le phénomène d'émission par effet de champ (voir Mann et al. 2014; Draine & Salpeter 1979) qui limite la charge électrique accumulée par le grain avant qu'elle n'atteigne un niveau susceptible de lui causer des dommages destructifs. En pratique, nous n'atteignons jamais de tels niveaux de charge ( $> 30 V$ ), si bien que l'on peut également négliger le phénomène d'émission par effet de champ.

L'orbite sur laquelle se déplace le grain autour de l'étoile est considérée circulaire ou faiblement excentrique, pour garantir qu'à une distance donnée  $r$  de l'étoile corresponde une unique situation physique (étant données les vitesses relatives entre le grain et le vent stellaire). Toutefois, nous verrons en section 2.5.3 que cette hypothèse n'est pas réellement nécessaire.

Les processus de charge de deux grains peuvent être considérés comme indépendants s'ils sont séparés par une distance supérieure à la longueur de Debye  $L_D = \sqrt{\epsilon_0 k_b T_{sw} / (n_e e^2)}$  où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $k_b$  la constante de Boltzmann,  $n_e$  la densité volumique d'électrons dans le vent stellaire, et  $e$  la charge électrique élémentaire. Cette condition est vérifiée pour des conditions standard où la distance typique entre deux grains est estimée à environ  $\sim 100 m$  Ishimoto (2000) pour le système solaire, tandis que la longueur de Debye est de l'ordre de quelques mètres et ne dépasse a priori pas  $1 m$  proche de l'étoile qui est la zone d'étude qui nous intéresse le plus. Ces calculs comportent cependant une part d'incertitude non négligeable, car ils reposent sur des caractéristiques du vent stellaire très mal connues pour les étoiles autres que le soleil. Nous allons pour la suite de l'étude considérer que l'hypothèse d'indépendance de charge est vérifiée, tout en gardant en tête que dans certaines situations locales la charge des grains de poussière pourrait ne pas être indépendante : dans la queue ou la chevelure d'une comète passant proche d'une étoile, ou immédiatement après un événement collisionnel catastrophique.

La description microscopique du processus de charge sera en outre simplifiée par l'absence de polarisation du grain. En effet, le rayon de Landau  $r_L = e^2 / (4\pi\epsilon_0 k_b T_{sw})$ , qui correspond à la distance à laquelle l'énergie électrostatique d'interaction entre deux électrons est égale à l'énergie d'agitation thermique, est ici un (loin de l'étoile) à deux (proche de l'étoile) ordres de grandeur inférieure à celle du plus petit rayon de grain considéré dans l'étude (10 nm).

Enfin, la description de l'étoile ne comprend pas de variabilité temporelle dans ce modèle : son spectre ainsi que la densité et la vitesse du vent sont pris constants dans le temps. Cependant, nous verrons en section 2.6.1 que le temps caractéristique de charge est extrêmement faible, notamment par rapport aux échelles de temps longues de la variabilité du spectre et du vent stellaires.

Les équations maîtresses régissant l'évolution temporelle de la charge électrique du grain ainsi que son potentiel de surface ont déjà été décrites en section 2.1.2, grace aux équations 2.1 et 2.2. Les sections 2.2.2, 2.2.3 et 2.2.4 visent à détailler les formules complètes de chaque courant, de leurs éléments sous-jacents tels que le vent stellaire, ainsi que les hypothèses et données d'entrée utilisées.

### 2.2.2 Courant photoélectrique

Le courant photoélectrique  $J_{\text{ph}}$  est créé par les électrons arrachés au grain par des impacts de photons. Le flux de photons incidents est créé par l'étoile autour de laquelle le grain gravite. Les  $e^-$  arrachés au grain par effet photoélectrique sont ici appelés "photo-électrons". Le courant photoélectrique  $J_{\text{ph}}$ , somme des charges des  $e^-$  arrachés par unité de temps, est calculé par la formule suivante :

$$J_{\text{ph}} = e \int_W^{+\infty} d(h\nu) \pi s^2 Q_{\text{abs}}(h\nu) F(h\nu) Y(h\nu) \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} dE \rho_{\text{ph}}(E). \quad (2.3)$$

Dans cette formule :

- $h\nu$  est l'énergie des photons incidents
- $e$  est la charge élémentaire. Puisque le courant photoélectrique arrache des électrons de charge  $-e$  au grain, la charge nette ajoutée au grain est donc  $-(-e) = +e$
- $W$  est l'énergie minimale requise pour arracher un  $e^-$  à son atome :  
 $W = W_{\infty} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3}{8} \frac{e^2}{s} \frac{\epsilon-1}{\epsilon}$  où  $W_{\infty}$  est l'énergie d'extraction pour un demi-plan infini,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $s$  le rayon du grain et  $\epsilon$  la constante diélectrique relative dans le vide, documentée en table 2.1. Cette énergie ne dépend que faiblement de la taille de grain pour  $s > 10 \text{ nm}$  et est donc proche de  $W_{\infty}$  - documenté dans la table 2.1 - pour cette gamme de taille de grain.
- $\pi s^2 Q_{\text{abs}}$  est la section efficace d'absorption vue par le photon incident avec  $Q_{\text{abs}}$  l'efficacité d'absorption optique (calculée avec la théorie de Mie, valide pour des sphères dures ce qui est le cas dans notre modèle)
- $F$  le flux stellaire, exprimé en photons. $s^{-1}.\text{m}^{-2}$
- $Y$  le rendement photoélectrique (*ie* le nombre de photo-électrons effectivement produits pour chaque photon incident suffisamment énergétique pour théoriquement produire un photo-électron), donné par l'Eq.A12 de [Kimura \(2016\)](#)
- $E_{\text{min}} = \max(0, eU_{\text{g}})$  est l'énergie potentielle électrostatique à la surface du grain, qui doit être dépassée par le photo-électron pour pouvoir s'échapper.  $E_{\text{max}} = h\nu - W$  est l'énergie maximale que peut posséder un photo-électron créé (l'énergie initiale du photon incident, moins l'énergie consacrée à arracher l'électron à son atome). Enfin,  $\rho_{\text{ph}}$  est la distribution en énergie des photo-électrons, donnée par l' Eq.5 de [Kimura et al. \(2020\)](#).

Dans l'équation 2.3, la première intégrale correspond au nombre de photo-électrons effectivement produits : le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps  $F$  est multiplié par la section efficace d'absorption du grain  $\pi s^2 Q_{\text{abs}}$ , puis par le rendement  $Y$ , et ce pour chaque photon d'énergie supérieure à  $W$  (à même d'arracher un électron à un atome donc).

La seconde intégrale quant à elle filtre les photo-électrons, pour ne conserver que ceux qui possèdent une énergie suffisante pour s'échapper réellement du grain ([Mukai 1981](#); [Kimura et al. 2020](#)). En effet, on ne retient que les photo-électrons dont l'énergie est à la fois possible (inférieure à  $E_{\text{max}} = h\nu - W$ , énergie maximale d'un photo-électron créé par un photon d'énergie  $h\nu$ ) mais également suffisante pour s'échapper ( $E_{\text{min}} = \max(0, eU_{\text{g}})$ ). Si  $E_{\text{max}} > E_{\text{min}}$ , des photo-électrons peuvent effectivement être créés (Figure 2.2, rectangle vert), mais si  $E_{\text{max}} < E_{\text{min}}$  aucun n'est créé et le courant engendré pour cette gamme d'énergie de photons est nul (Figure 2.2, rectangle rouge).

### 2.2.3 Courant plasma

Le courant plasma  $J_{\text{pla}}$  est créé par les  $e^-$  et ions du vent stellaire qui viennent frapper le grain : ils ajoutent leur charge respective en se collant au grain, ou bien arrachent des électrons au grain produisant une émission d'électrons secondaires. Cette section sera divisée en trois parties : je vais commencer par décrire le modèle de vent stellaire que j'ai utilisé, puis présenter les formules générales du courant plasma, et enfin entrer dans les détails des contributions des électrons et ions via les rebonds sur le grain et l'émission d'électrons secondaires.

#### 2.2.3.1 Description du vent stellaire

Le vent stellaire est un plasma supposé être composé uniquement d'électrons ( $e^-$ ), protons ( $p^+$ ) et particules  $\alpha$ . Les abondances relatives sont  $f_e = 104$ ,  $f_p = 96$  et  $f_\alpha = 4$  pour les  $e^-$ ,  $p^+$  et particules  $\alpha$  respectivement. Les abondances relatives ioniques sont issues de [Wurz \(2005\)](#), et celle des électrons obtenue en faisant l'hypothèse que le plasma est électriquement neutre.

La densité massique de vent stellaire  $\rho_{\text{sw}}$  dépend de la perte de masse de l'étoile  $\dot{M}_*$  selon la formule :

$$\rho_{\text{sw}} = \frac{\dot{M}_*}{4\pi r^2 v_{\text{sw}}}, \quad \text{avec } v_{\text{sw}} = v_{\text{sw}}^\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right) \quad (2.4)$$

où l'on a :

- $v_{\text{sw}}$  la vitesse de flot (*ie.* la vitesse d'ensemble) du vent stellaire, supposée purement radiale dans le référentiel fixe associé au centre de l'étoile
- $r$  la distance à l'étoile
- $R_*$  le rayon de l'étoile
- $v_{\text{sw}}^\infty$  la vitesse asymptotique du vent stellaire lorsque  $r \gg R_*$

La densité de chaque constituant du vent est ensuite donnée, en notant  $f_{m,k} = m_k f_k$  l'abondance de l'espèce  $k$  pondérée par sa masse  $m_k$ , par la formule suivante :

$$\begin{aligned} n_k &= \frac{1}{m_k} \frac{f_{m,k}}{\sum_k f_{m,k}} \rho_{\text{sw}} \\ &= \frac{1}{m_k} \frac{f_k m_k}{\sum_k f_k m_k} \rho_{\text{sw}} \\ n_k &= \frac{f_k}{\sum_k f_k m_k} \rho_{\text{sw}} \end{aligned} \quad (2.5)$$

La température du vent stellaire  $T_{\text{pla}}$  est supposée identique pour les trois composants du plasma (*ie.* le plasma est à l'équilibre thermodynamique local), hypothèse valable selon [Wilson et al. \(2018\)](#). Nous faisons l'hypothèse, appuyée par les travaux de [Boldyrev et al. \(2020\)](#), que  $T_{\text{pla}}$  décroît avec la distance à l'étoile selon la loi de puissance  $r^{-0,4}$ , à partir d'une température maximale à la surface à l'étoile, la température coronale  $T_{\text{cor}}$  (documentée dans la table 2.2).

$$T_{\text{sw}} = T_{\text{cor}} \left(\frac{R_*}{r}\right)^{0,4} \quad (2.6)$$

Nous faisons l'approximation que la vitesse thermique des électrons  $v_{\text{th},e}$  est grande devant la vitesse du vent stellaire  $v_{\text{sw}}$ , elle-même grande devant la vitesse

thermique des protons  $v_{th,p}$  et des particules  $\alpha$   $v_{th,\alpha}$  (Mukai 1981). Ce qui donne les vitesses finales suivantes pour les particules de plasma dans vues par le grain :

$$v_e = v_{th,e} = \sqrt{\frac{8k_b T_{sw}}{\pi m_k}} \quad \text{et} \quad v_p = v_\alpha = v_{sw} \quad (2.7)$$

### 2.2.3.2 Formule du courant plasma

Le gain net de charges électriques pour un grain exposé à un vent stellaire est la somme des contributions des particules de plasma incidentes ( $e^-$ ,  $p^+$ , particules  $\alpha$ ) qui ajoutent leur charge au grain en s'y collant. Cette contribution est proportionnelle à la fréquence  $1/\tau_k$  (où  $\tau_k$  est le temps caractéristique de collision de l'espèce  $k$  avec le grain) à laquelle ces particules heurtent le grain. Enfin, la participation de chaque espèce est modulée par un facteur de correction  $\gamma_k$  dont la justification et la formule sont détaillées ultérieurement.

Au final, la formule de l'intensité du courant plasma est donnée par :

$$J_{pla} = \sum_k \gamma_k \frac{Q_k}{\tau_k} = \sum_k \gamma_k Q_k \times (n_k v_k \sigma_k) \quad (2.8)$$

où  $Q_k$  est la charge de la particule incidente, parmi les  $k$  espèces composant le plasma ( $e^-$ ,  $p^+$ ,  $\alpha$ ),  $n_k$  la densité volumique de l'espèce,  $v_k$  sa vitesse dans le référentiel du grain et  $\sigma_k$  la section efficace du grain vue par la particule de l'espèce  $k$ .

Pour les ions ( $p^+$ ,  $\alpha$ ), pour lesquels il n'y a pas de distribution de vitesse,  $\sigma_k$  est donné par (Wyatt 1969) :

$$\sigma_k = \pi s^2 \times \max \left( 0 ; 1 - \frac{Q_k U_g}{E_k} \right). \quad (2.9)$$

où  $m_k$  est la masse de la particule et  $E_k$  l'énergie cinétique de la particule ( $E_k = \frac{1}{2} m_k v_k^2$ ). La formule 2.9 est en réalité une modulation de la section géométrique  $\pi s^2$ . Si la particule et le grain sont de signes contraires ( $Q_k U_g < 0$ , donc pour un grain chargé négativement), la section géométrique est multipliée par un facteur supérieur à 1, sur le modèle d'une situation de rencontre gravitationnelle. Dans le cas où ils sont de même signe ( $Q_k U_g > 0$ , pour un grain charge positivement), la section géométrique est alors modulée d'un facteur cette fois-ci inférieur à 1 (et ne peut être inférieur à zéro) à cause de la déflexion due à la répulsion électrostatique.

Pour les électrons, la formule est donnée par :

$$\sigma_k = \sigma_e = \pi s^2 \times \begin{cases} 1 - \frac{Q_e U_g}{E_e} & \text{si } Q_e U_g < 0 \\ e^{-\frac{Q_e U_g}{E_e}} & \text{si } Q_e U_g > 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

où  $E_e = k_b T_{sw}$ . Le raisonnement est analogue, sauf que le cas répulsif ( $Q_e U_g > 0$ , pour un grain chargé négativement) est traité de façon statistique pour ne considérer que la fraction des électrons dont l'énergie est suffisante pour atteindre le grain (Mukai 1981; Mann et al. 2014).

### 2.2.3.3 Rebonds et émission secondaire

Le coefficient de correction  $\gamma_k$  évoqué dans la formule 2.8 traduit la charge effectivement ajoutée au grain par une particule de plasma incidente, normalisée par la

valeur de la charge de la particule. Si chacune d'entre elle se collait simplement et parfaitement, nous aurions  $\gamma_k = 1$  pour chacune des espèces  $k$  du plasma.

Cependant, certaines particules incidentes rebondissent sur le grain au lieu de s'y coller, et grâce à leur haute énergie sont capables de s'échapper loin du grain quelque soit sa charge. Ceci tend à faire diminuer les coefficients  $\gamma$  (pour chaque particule incidente, on n'ajoute plus que 0,8 ou 0,9 charge par exemple).

En outre, l'émission d'électrons secondaires va également faire varier  $\gamma$  : pour les électrons incidents,  $\gamma$  va donc baisser (si à chaque électron incident un demi électron secondaire est créé,  $\gamma_e$  diminue donc de 0,5. Nous aurons ainsi des valeurs de  $\gamma_e$  inférieures à 1, voire même négatives) tandis que pour les ions  $\gamma$  va croître (si à chaque proton incident un demi-électron secondaire est éjecté,  $\gamma_p$  augmente quant à lui de 0,5. Les valeurs de  $\gamma_p$  et  $\gamma_\alpha$  seront généralement supérieures à 1).

#### • Electrons :

Le coefficient de correction  $\gamma_e$  pour les  $e^-$  vaut :

$$\gamma_e = 1 - L - \delta_e(E_e) \times p_{\text{esc}}(U_g) \quad (2.11)$$

Dans cette formule, nous avons :

- $L$  la fraction d' $e^-$  incidents qui rebondissent sur le grain
- $E_e$ , l'énergie cinétique moyenne des  $e^-$  incidents (issue à la fois de la vitesse de flot du vent stellaire et de la vitesse d'agitation thermique, généralement dominante pour les  $e^-$ ).
- $\delta_e(E_e)$  le rendement d'émission d' $e^-$  secondaires (le nombre de  $e^-$  effectivement éjectés du grain par un impact d'un  $e^-$  suffisamment énergétique)
- $p_{\text{esc}}$  la probabilité qu'un  $e^-$  secondaire s'échappe effectivement du grain ( $p_{\text{esc}} = 1$  si le grain est neutre ou négativement chargé, mais  $p_{\text{esc}} < 1$  si le grain est chargé positivement car l' $e^-$  secondaire ne pourra pas s'extraire de ce puits de potentiel s'il n'a lui-même pas assez d'énergie)

$\delta_e(E_e)$  est donné par la formule suivante (Mukai 1981) :

$$\delta_e(E_e) = 2 \times 4\delta_{\text{max}} \frac{E_e}{E_{\text{max}}} \times \left(1 + \frac{E_e}{E_{\text{max}}}\right)^{-2} \quad (2.12)$$

où  $\delta_{\text{max}}$  est le rendement d'émission d' $e^-$  secondaires obtenu à l'énergie  $E = E_{\text{max}}$  (voir tableau 2.1).

La variation de  $\delta_e$  avec la taille de grain est issue de Draine & Salpeter (1979), peu dépendante de la taille de grain pour les rayons supérieurs à 10 nm (hypothèse fréquente, et confirmée expérimentalement par la Figure 3 de Richterova et al. (2004), même si les travaux théoriques de Chow et al. (1993) et Misra et al. (2013) ont travaillé sur cet aspect, et que l'angle d'impact  $\theta$  pourrait en outre tendre à augmenter  $\delta_e$  pour les impacts non-perpendiculaires selon Bruining (1954)).

Enfin, la probabilité d'échappement d'un  $e^-$  secondaire vaut (Draine & Salpeter 1979) :

$$p_{\text{esc}}(U_g) = \left(1 + 0,5 \left(\frac{\max(0, eU_g)}{E_{\text{esc}}}\right)^2\right)^{-0,5} \quad (2.13)$$

où l'énergie moyenne d'un  $e^-$  secondaire  $E_{\text{esc}}$  vaut 2 eV (Kollath 1956)

#### • Ions :

Les ions du plasma,  $p^+$  et particules  $\alpha$ , peuvent également éjecter des  $e^-$  secondaires, ce qui est représenté par la formule analytique de  $\gamma_p$  suivante, issue de Mukai (1981) :

TABLE 2.1 – Données sur les matériaux

Matériau	$\rho$ (kg.m <sup>3</sup> )	$W_\infty$ (eV)	$\kappa$	$T_{\text{sub}}$ (K)	$L$	$\delta_{\text{max}}$	$E_{\text{max}}$ (eV)	$A$ (cgs)	$B$ (cgs)	Références
Silicate	$3,3 \times 10^3$	4,97	0,102	1200	0,2	2,4	400	28030	12,471	1 2 3 4
Carbone	$1,81 \times 10^3$	4,75	0,383	2000	0,1	1,0	250	37215	1,3028	1 2 3 4

$$\gamma_p = 1 + \frac{\rho_p(E_p)}{1 + \max(0, U_g(V))} \quad \text{et} \quad \gamma_\alpha = 2\gamma_p - 1 \quad (2.14)$$

où  $E_p$  est l'énergie moyenne des  $p^+$  incidents (généralement dominée par la vitesse de flot du vent stellaire plutôt que par l'agitation thermique),  $U_g(V)$  la valeur en volts du potentiel électrique en surface du grain et  $\rho_p$  le rendement d'émission d'électrons secondaires pour les protons incidents (analogue à  $\delta_e$  pour les électrons incidents), donné par la formule :

$$\rho_p(E_p) = 0,1 \left(1 + \frac{E_p}{500 \text{ eV}}\right) \left(1 + \frac{E_p}{35000 \text{ eV}}\right)^{-2}. \quad (2.15)$$

## 2.2.4 Courant thermionique

L'agitation thermique due à la température propre du grain de poussière confère à certains électrons une vitesse thermique suffisante pour leur permettre de s'échapper de leur orbite autour de leur atome, et ainsi s'échapper du grain. Les électrons ainsi éjectés du grain, par la suite appelés "thermo-électrons", génèrent un courant thermionique  $J_{\text{th}}$  (positif, pour la même raison que le courant photoélectrique) dont l'intensité suit la formule ci-dessous (Sodha 1961; Kimura et al. 2020). Cette formule est une loi de Richardson (de la forme  $AT_g^2 e^{-\frac{W}{k_b T_g}}$ ), elle est initialement employée pour les métaux mais étendue aux isolants dans la littérature astrophysique :

$$J_{\text{th}} = 4\pi s^2 e \kappa \left(\frac{4\pi m_e k_b^2}{h^3}\right) \left(1 + \frac{E_{\text{min}}}{k_b T_g}\right) T_g^2 e^{-\frac{W + E_{\text{min}}}{k_b T_g}} \quad (2.16)$$

où :

- $m_e$  est la masse d'un électron
- $k_b$  la constante de Boltzmann
- $T_g$  la température du grain (le grain est supposé être à l'équilibre thermique)
- $\kappa$  un coefficient de correction dépendant du matériau (voir table 2.1)

L'intensité du courant thermionique  $J_{\text{th}}$  croît très fortement lorsque la température du grain  $T_g$  augmente.

- 
1. Kimura et al. (2020)
  2. Kimura (2016)
  3. Sezestre et al. (2019)
  4. Mukai (1981)
  5. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
  6. Ahuir et al. (2020)

TABLE 2.2 – Données sur les étoiles

Etoile	Type	$T_*$ (K)	$R_*$ ( $R_\odot$ )	$M_*$ ( $M_\odot$ )	$v_{sw}^\infty$ ( $\text{km.s}^{-1}$ )	$\dot{M}_*$ ( $M_\odot.\text{an}^{-1}$ )	$T_{cor}$ (K)	Références
$\beta$ Pictoris	A6V	8200	1,759	1,75	616	$1,1 \times 10^{-14}$	$1,1 \times 10^6$	5 1
$\epsilon$ Eridani	K2V	5135	0,743	0,9	680	$10^{-14}$	$1,7 \times 10^6$	5 1 6

### 2.2.5 Objectif : compréhension éléments décisifs

La section 2.1.3 a détaillé les raisons pour lesquelles les études préalablement menées m'ont semblé insuffisantes et ont nécessité un travail spécifique sur les processus de charge. Je vais à présent expliquer en détail quels ont été les objectifs et accomplissements de mon travail.

Je souhaitais d'une part reprendre une étude théorique, à l'image de celle conduite dans Mann et al. (2014) mais dont les applications pratiques sont limitées au système solaire. J'ai notamment appliqué ces éléments théoriques à l'estimation des importances relatives de chaque courant suivant les situations rencontrées, afin de faciliter et renforcer la compréhension intuitive du processus de charge. Cet accent mis sur l'étude individuelle de chaque courant se traduit par une place importante dans ce manuscrit.

En outre, je souhaitais que mes résultats soient accessibles et utiles à la communauté, afin que les études employant des résultats de charge électrique le fassent aisément et à bon escient. Pour cela, il me semblait indispensable de renforcer la crédibilité des ordres de grandeur. Je souhaitais en outre identifier les paramètres clés influençant la charge électrique d'une poussière exozodiacale afin de circonscrire le modèle le plus possible tout en gardant la complexité nécessaire et porter l'accent sur les éléments décisifs. Ceci inclut notamment les paramètres situationnels (taille de grain  $s$ , distance à l'étoile  $r$ , type d'étoile et de matériau), ainsi que les paramètres du modèle, parfois mal connus (définition du vent stellaire, caractéristiques fines du matériau tels que le rendement d'émission secondaire etc. ). Toute cette étude doit permettre d'obtenir des résultats fiables et les plus simples possible, applicables dans des situations bien cadrées mais générales.

### 2.2.6 Structure et fonctionnement du code

Les résultats de charge électrique de poussières exozodiacales présentés dans les sections à venir ont été obtenus par un code numérique "Charge" que j'ai développé en Python 3 durant ma thèse. Ce code est versionné grâce à l'outil Git, et présent sur le dépôt distant Gitlab de l'UGA, afin d'augmenter la transparence et la sécurité du développement, et permettre son partage à plusieurs développeurs et utilisateurs.

Son fonctionnement général est le suivant : on résout l'équation différentielle  $\frac{dQ}{dt} = \sum_k J_k$  grâce à une méthode eulérienne. Le pas de temps est adaptatif en fonction de la vitesse de charge (la pente  $\frac{dQ}{dt}$ ) afin de résoudre précisément le début de charge généralement très rapide tout en convergeant rapidement vers une valeur d'équilibre atteinte ensuite à un rythme beaucoup plus lent. L'intensité de chaque courant électrique est calculée séparément, à partir de spectres stellaires *NextGen Spectra* et de constantes optiques calculées par la théorie de Mie pour le courant photoélectrique, du modèle de vent stellaire détaillé précédemment et de données générales stellaires pour le courant plasma, et des données de matériaux pour le courant thermionique. Les principaux résultats sont ensuite sauvegardés et représentés

graphiquement grâce à des routines également en Python 3.

Cette résolution présente l'avantage de pouvoir représenter graphiquement l'évolution temporelle de la charge (ou plus précisément de son potentiel de surface  $U_g$ ) du grain ainsi que celle des intensités des trois courants électriques. Le temps de calcul, de l'ordre de la seconde, n'est absolument pas prohibitif pour le calcul d'une situation unique, cependant l'efficacité numérique est devenue un enjeu lorsque j'ai commencé à dresser des cartes de potentiel électrique en fonction de certaines paramètres (taille de grain  $s$ , distance à l'étoile  $r$ ). Nous verrons en section 2.4 que le potentiel de surface d'équilibre du grain  $U_{g,eq}$  est atteint lorsque les courants s'équilibrent. La valeur de  $U_{g,eq}$  peut donc être obtenue en résolvant analytiquement l'équation  $\sum_k J_k = 0$ , par un solveur pré-construit. J'ai utilisé cette méthode de résolution, plus efficace numériquement, lorsque j'ai dû calculer un grand nombre de potentiels électriques d'équilibres et lorsque l'historique de l'évolution temporelle de la charge n'était pas nécessaire.

C'est notamment cette méthode de résolution qui est utilisée pour calculer les tableaux de potentiels électriques d'équilibre qui seront utilisés ensuite dans la simulation numérique dynamique du code "Exozodi" (Le code "Exozodi", son fonctionnement ainsi que son évolution seront plus amplement détaillés en section 3). Pour sa bonne intégration dans le code "Exozodi", le code "Charge" a été conçu pour être le plus cohérent possible avec le premier cité. Il fait notamment appel aux mêmes constantes et fonctions générales, et utilise dans la mesure du possibles les mêmes objets Python comme les étoiles. Ainsi, pour calculer un courant photoélectrique, le code "Charge" utilise une étoile conçue à partir du code "Exozodi". Ceci permet à la fois une meilleure compréhension pour les utilisateurs de l'ensemble du système de codes, ainsi qu'une cohérence maximale de la simulation (on est sûr que l'étoile utilisée pour l'évolution dynamique du grain dans le code "Exozodi" est exactement la même que celle utilisée pour le calcul de la charge électrique du grain via le code "Charge").

Les sections 2.3 à 2.7 seront consacrées aux résultats de charge électrique de grains de poussière que j'ai obtenus à partir du modèle préalablement décrit et implémenté dans le code "Charge" que j'ai écrit en *Python3*.

Ces résultats ont fait l'objet d'un article scientifique, SOUMIS/PUBLIE dans la revue *Astronomy and Astrophysics* dont les prochaines sections reprennent les principaux développements et conclusions.

## 2.3 Etude individuelle des courants et sensibilité aux paramètres

Les charges et potentiels électriques de surface obtenus seront le résultat de l'équilibre des courants auxquels est soumis le grain. C'est pourquoi l'étude de chaque courant pris individuellement, pour évaluer son intensité et la comparer à celle des autres courants, est d'un grand intérêt pour comprendre les conditions d'équilibre de charge et leur sensibilité aux paramètres de la simulation.

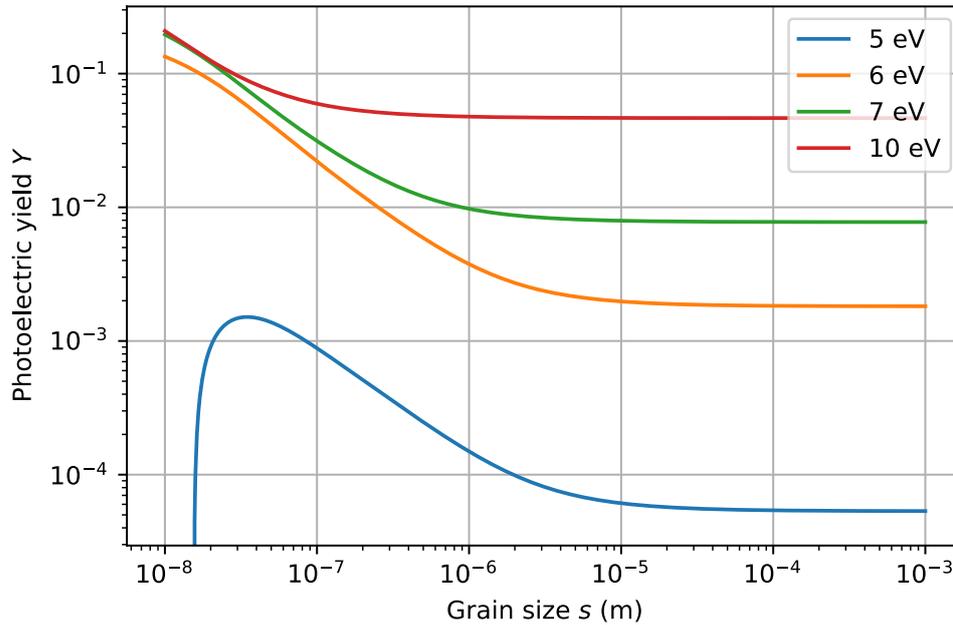


FIGURE 2.5 – Rendement photoélectrique  $Y$  d'un grain de silicate en fonction de la taille de grain  $s$  pour différentes énergies  $h\nu$  (eV) de photons incidents.

### 2.3.1 Sensibilité à la taille de grain $s$

La variation de l'intensité des courants électriques en fonction du rayon du grain  $s$  est proche d'une loi de puissance en  $s^2$ . En effet, les courants photoélectrique et plasma sont proportionnels à la section géométrique du grain  $\pi s^2$  vue respectivement par les photons incidents (Eq. 2.3) et par les particules constituant le vent stellaire (Eqs. 2.8, 2.9 et 2.10). En outre, le courant thermionique est lui proportionnel à la surface du grain  $4\pi s^2$  (Eq. 2.16). Nous allons voir dans ce paragraphe que cette dépendance de l'intensité des courants en  $s^2$  est la dépendance majeure en taille, modulée par la dépendance à  $s$  des autres paramètres intervenant dans les formules des courants électriques.

Dans le cas du courant photoélectrique, lesdits paramètres sont l'énergie d'extraction d'un  $e^-$   $W(s)$ , le rendement photoélectrique  $Y(s)$  et l'efficacité d'absorption optique  $Q_{\text{abs}}(s)$ . La formule exacte de  $W(s)$  est donnée en section 2.2.2, et peut être approximée ainsi :  $W(s) = W_{\infty} \times (1 + 0,1(s(\text{nm}))^{-1})$ . Cette formule illustre que  $W(s)$  s'écarte de  $W_{\infty}$  (constante) d'au plus 1% pour les grains de rayon 10 nm (qui sont les plus petits grains considérés dans notre étude), ce qui est négligeable comparé aux autres dépendances en taille du courant photoélectrique.

La variation du rendement photoélectrique  $Y$  en fonction de la taille de grain  $s$ , dont la formule est donnée par l'Eq. A.12 de Kimura (2016), est représentée en Figure 2.5 pour différentes valeurs d'énergie de photons incidents (5 à 10 eV).  $Y(s)$  est quasiment constant pour les grains de taille supérieure à une valeur dépendant de l'énergie des photons incidents, de l'ordre de grandeur de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  pour  $h\nu = 5 \text{ eV}$  à une fraction de  $\mu\text{m}$  pour  $h\nu = 10 \text{ eV}$ . Pour les grains plus petits que cette valeur seuil,  $Y(s)$  s'infléchit pour s'apparenter à une évolution en  $s^{-1}$  ( $Y$  gagne 2 ordres de grandeur lorsque  $s$  en perd 2). Cette dépendance de  $Y$  à la taille de grain

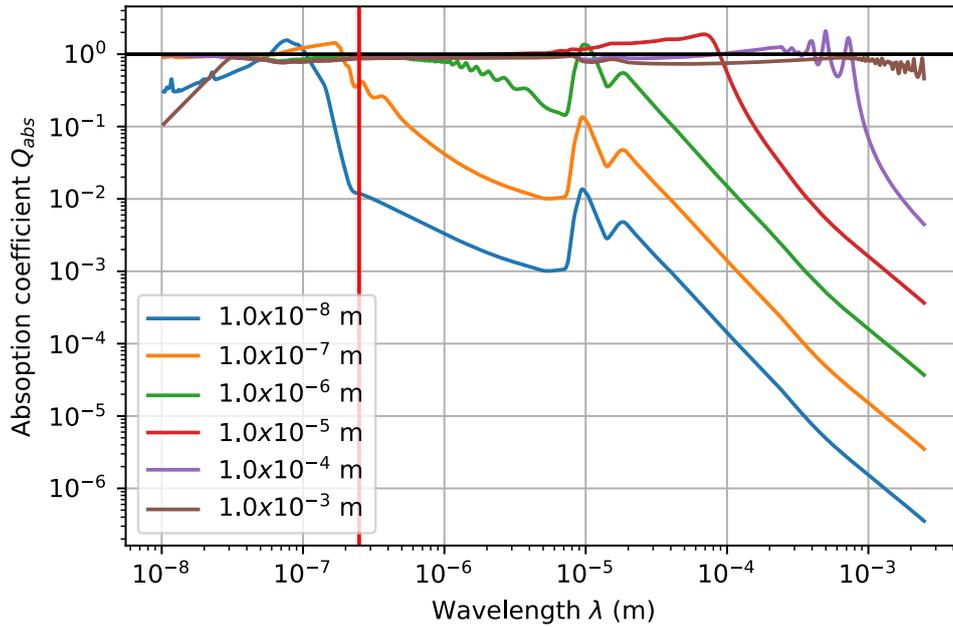


FIGURE 2.6 – Constante optique d’absorption  $Q_{\text{abs}}$  d’un grain de silicate en fonction de la longueur d’onde de la lumière incidente  $\lambda$ , pour différentes tailles de grain  $s$

pour les grains les plus petits est plus douce que la dépendance globale du courant en  $\pi s^2$ , mais pourrait tout de même infléchir légèrement l’intensité du courant vers des valeurs supérieures pour les petits grains de l’étude. On peut noter l’apparence surprenante de la courbe bleue de la Figure 2.5 ( $h\nu = 5 \text{ eV}$ ), qui montre un rendement photoélectrique tombant à 0 lorsque la taille du grain décroît jusqu’à quelques nanomètres. Il s’agit simplement d’un effet de seuil dû à la faible dépendance de  $W$  avec la taille de grain  $s$  évoquée ci-dessus :  $W$  passe de  $4,97 \text{ eV}$  ( $= W_\infty$ ) pour de gros grains à  $5,01 \text{ eV}$  pour  $s = 10 \text{ nm}$ , ce qui représente une barrière soudainement infranchissable pour un photon incident d’énergie exactement égale à  $5 \text{ eV}$ .

Enfin, l’efficacité d’absorption optique  $Q_{\text{abs}}(\lambda, s)$  est calculée à partir de la théorie de Mie.  $Q_{\text{abs}}(\lambda)$  est représentée pour différentes valeurs de  $s$  en Figure 2.6, pour un grain de silicate. Les photons participant effectivement à l’effet photoélectrique ont une énergie  $h\nu > 5 \text{ eV}$ , soit  $\lambda \sim < 250 \text{ nm}$  (et, d’après les spectres stellaires présentés dans la section suivante, en Figure 2.14, les photons encore plus énergétiques sont d’autant plus rares), ce que représente la barre verticale rouge sur la figure. On observe à cette longueur d’onde que  $Q_{\text{abs}}(\lambda, s)$  perd 1 à 2 ordres de grandeur lorsque la taille des grains diminue de  $1 \mu\text{m}$  à  $10 \text{ nm}$ . Cette raie large de moindre absorption pour les silicates n’est cependant pas observée pour les grains de carbone (voir Figure 2.7). À l’image des conclusions pour le rendement photoélectrique  $Y$ , cette variation d’efficacité d’absorption des grains silicatés n’est pas totalement négligeable pour les plus petites poussières mais risque de rester anecdotique par rapport à celle due à l’évolution de la section efficace. En outre, elle est antagoniste avec  $Y$ , si bien qu’il est probable que les deux effets se compensent mutuellement.

C’est en effet ce que l’on observe sur la Figure 2.8.  $J_{\text{ph}}(s)$  ne s’écarte que très peu de la dépendance géométrique en  $s^2$ . On n’observe qu’un léger relief pour les grains submicrométriques, qui se poursuit jusqu’aux tailles de  $10 \text{ nm}$  pour les grains de

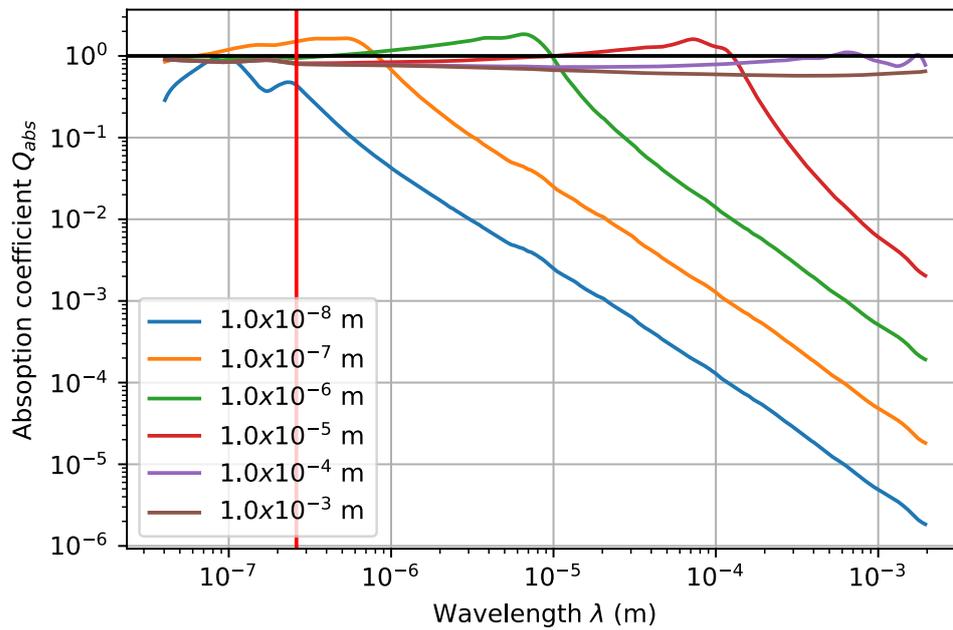
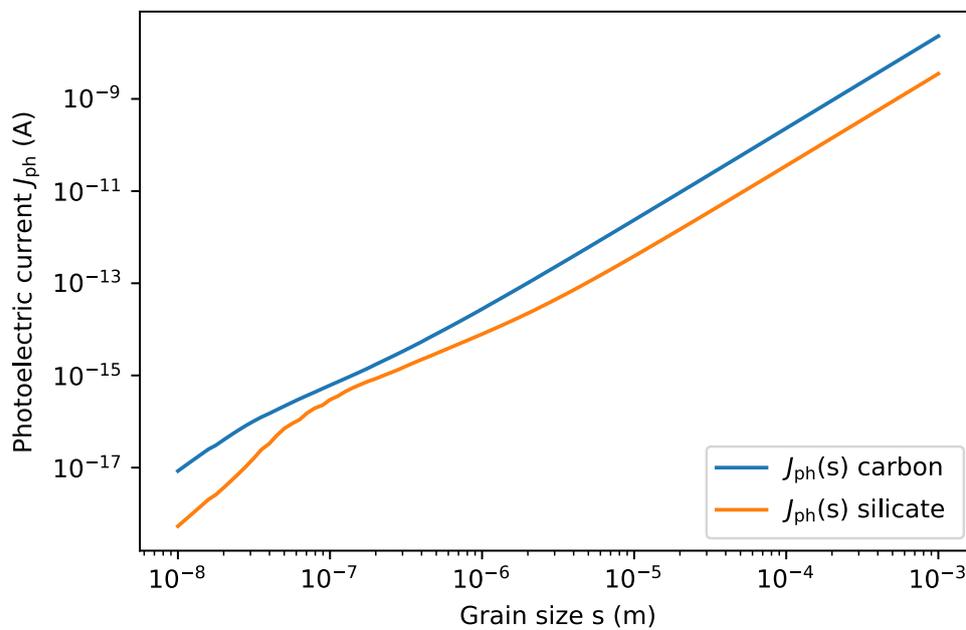


FIGURE 2.7 – IDEM Figure 2.6 mais pour un grain de carbone.

FIGURE 2.8 – Intensité du courant photoélectrique  $J_{ph}$  en fonction du rayon du grain  $s$  pour deux compositions chimiques - carbone et silicate - pour un grain situé à 10 rayons stellaires de l'étoile  $\beta$  Pictoris.

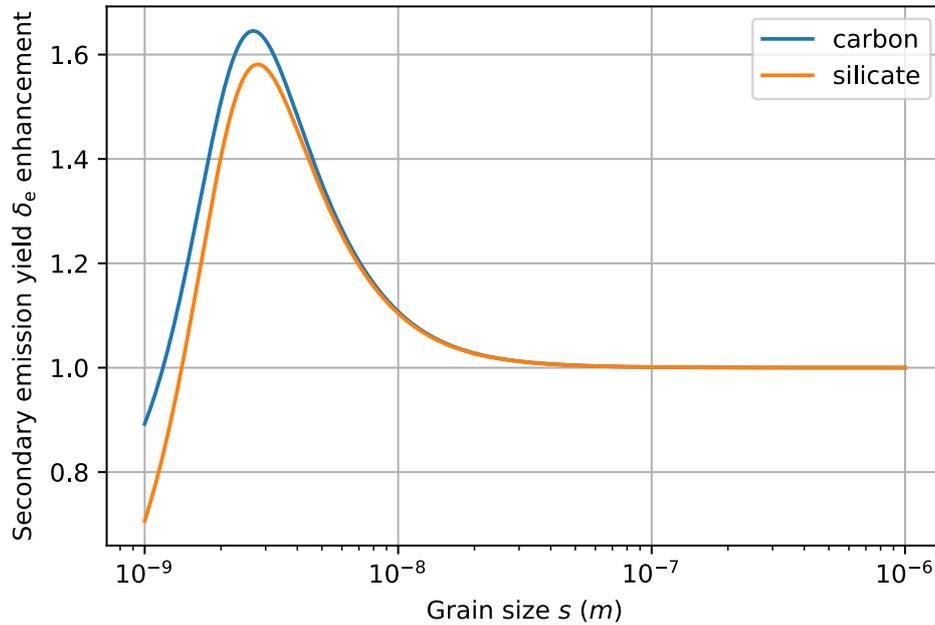


FIGURE 2.9 – Facteur d’amplification du rendement d’émission secondaire des électrons incidents  $\delta_e$  (Draine & Salpeter 1979) en fonction de la taille de grain  $s$ . Les électrons incidents ont ici une température de  $1,7 \times 10^6 K$

carbone (sous le seul effet de  $Y(s)$ , amplificateur) alors que la sur-intensité se dissipe pour les tailles approchant les  $10 \text{ nm}$  pour les grains de silicate (à cause de la perte d’efficacité d’absorption de  $Q_{\text{abs}}(s)$ ). Ces conclusions sont principalement dues aux caractéristiques du matériau, et restent donc identiques quelque soit l’étoile utilisée.

Le courant plasma  $J_{\text{pla}}$  est principalement dépendant de la taille de grain par l’intermédiaire de la section efficace géométrique  $\pi s^2$ . En effet, tous les autres paramètres intervenant dans les formules de calcul de l’intensité du courant plasma sont supposés indépendants de  $s$ , à part le rendement d’émission secondaire des électrons  $\delta_e$ , dont la dépendance à la taille de grain est présentée en Figure 2.9. Nous voyons que, même pour des électrons incidents très énergétiques ( $T_e = 1,7 \times 10^6 K$ , soit la température coronale la plus chaude des étoiles considérées dans notre étude),  $\delta_e$  est constant pour  $s > 10^{-7} \text{ m}$  et augmente progressivement pour les grains de quelques dizaine de nm pour atteindre une amplification de l’ordre de 10% pour les grains de  $10 \text{ nm}$  qui représentent la limite inférieure de notre étude. L’amplification notable de  $\delta_e$  n’est visible que pour les grains nanométriques, qui ne sont ici pas considérés. La conséquence de ceci est que le courant plasma aura tendance à être légèrement plus positif (car il y a davantage d’électrons secondaire créés) pour les grains dont la taille s’approche de  $10 \text{ nm}$ .

La faible dépendance du courant plasma avec la taille de grain (autre que la dépendance géométrique), standard dans les modèles de charge électrique de la littérature, est de première importance. Elle a été évoquée lors de la présentation du modèle en section 2.2.1 et sera rediscutée en section 2.1.3.

Enfin, l’intensité du courant thermionique  $J_{\text{th}}$  dépend de la taille de grain  $s$  par

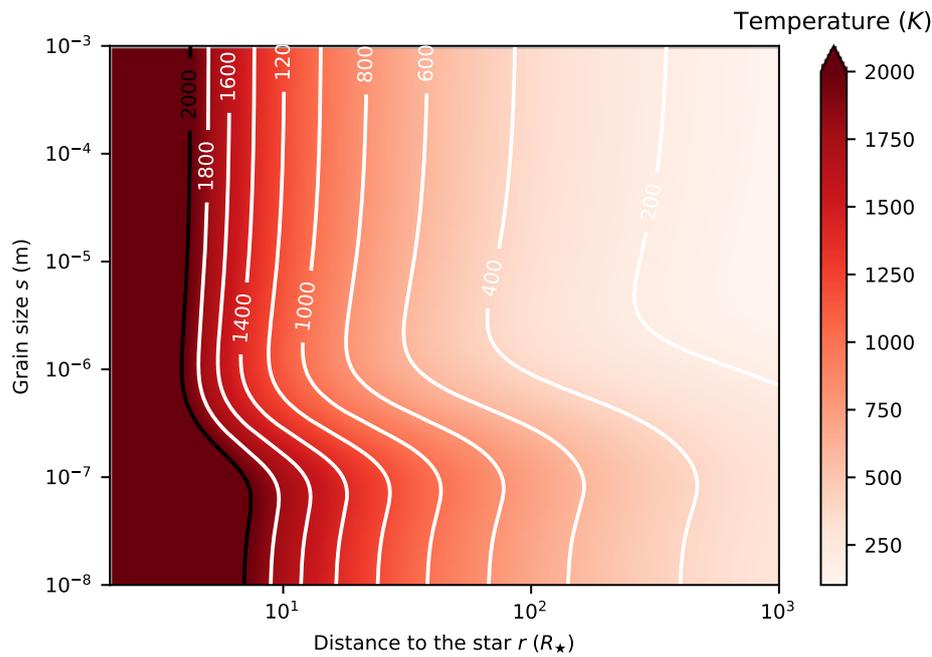


FIGURE 2.10 – Température d’un grain de carbone en orbite autour d’ $\epsilon$  Eridani en fonction de la distance à l’étoile  $r$  et du rayon du grain  $s$ .

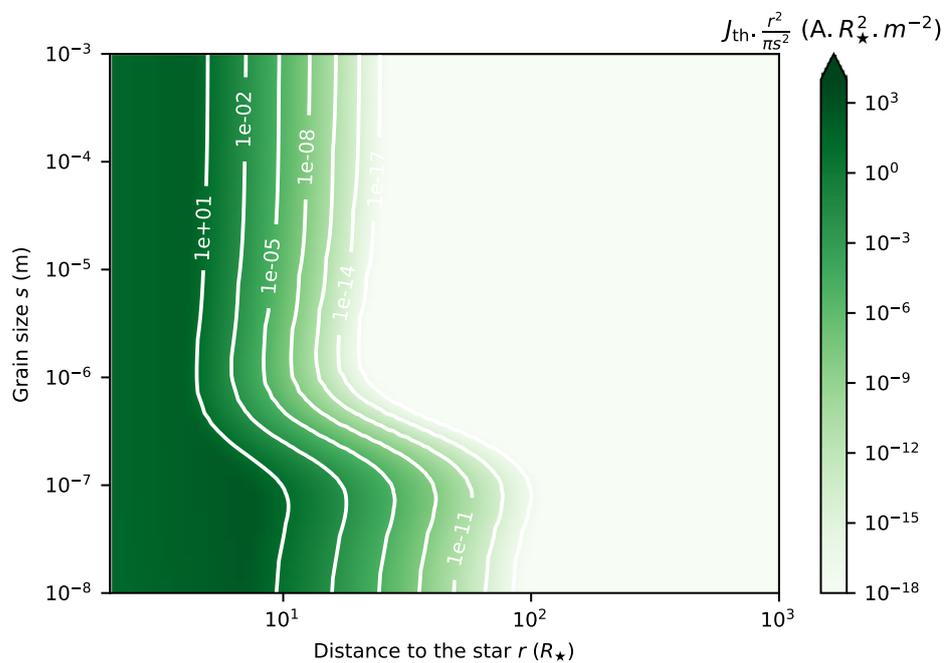


FIGURE 2.11 – Intensité du courant thermionique  $J_{th}$  (normalisé en taille pour éliminer la dépendance géométrique ( $\pi s^2$ ) et en distance ( $r^2$ ) pour une comparaison ultérieure plus aisée avec les courants photoélectrique  $J_{ph}$  et plasma  $J_{pla}$ ) en fonction de la distance à l’étoile  $r$  et du rayon du grain  $s$ . Grain de carbone autour d’ $\epsilon$  Eridani, non chargé (0 V).

l'intermédiaire de la température du grain  $T_g$ . En effet, la température du grain est le résultat d'un équilibre thermique, qui aboutit à des valeurs d'équilibre de température différentes selon la taille du grain, malgré des situations de distance, d'étoile et de matériau identiques. Un exemple de carte de température de grain, en fonction de la distance à l'étoile  $r$  (axe horizontal) et de la taille du grain  $s$  (axe vertical), est présenté en Figure 2.10. La température ne peut pas dépasser la température de sublimation, et est donc constante à gauche de la ligne de niveau noire qui représente  $T = T_{\text{sub}}$ .

La Figure 2.11 illustre l'intensité du courant  $J_{\text{th}}$ . L'intensité est normalisée en taille pour éliminer de la représentation la dépendance purement géométrique en  $s^2$ , et en distance pour éliminer l'effet de dilution géométrique en  $\frac{1}{r^2}$ . On voit que les lignes de niveau de  $J_{\text{th}}(r, s)$  retraduisent celles de  $T_g(r, s)$ . Les grains submicrométriques ayant tendance à être plus chauds que les grains plus gros, on voit sur la Figure 2.11 que  $\frac{J_{\text{th}}}{\pi s^2}$  tend à être supérieur de plusieurs ordres de grandeur par rapport à un grain millimétrique, à situation de distance, étoile et matériau identiques.

Au final, chacun des trois courants dépend de la taille de grain par la section géométrique  $\pi s^2$ , mais seul le courant thermionique  $J_{\text{th}}$  s'en écarte de façon significative - jusqu'à plusieurs ordres de grandeur. On s'attend donc à des résultats de charge électrique d'équilibre relativement indépendants de la taille de grain lorsque  $J_{\text{ph}}$  et  $J_{\text{pla}}$  sont les principaux contributeurs, et augmentant avec la taille de grain lorsque  $J_{\text{th}}$  joue un rôle important.

### 2.3.2 Sensibilité à la distance à l'étoile

Le courant photoélectrique  $J_{\text{ph}}$  est proportionnel au flux de photons  $F$  qui vient heurter le grain. Ce flux décroît en loi de puissance  $r^{-2}$  (les photons se diluent géométriquement à mesure qu'ils s'éloignent à vitesse constante de l'étoile) avec la distance à l'étoile.

La dépendance à  $r$  de l'intensité du courant plasma est plus complexe. D'une part,  $J_{\text{pla}}$  est proportionnel à la densité de particules chargées incidentes, elle-même proportionnelle à la densité de particules du plasma  $n_{\text{sw}}$  qui suit la loi de dilution géométrique des particules émises par l'étoile  $r^{-2}$ , légèrement modulée par la variation de la vitesse des particules  $v_{\text{sw}}$  en fonction de  $r$  (voir équation 2.4). Ceci est visible sur la Figure 2.12 qui représente  $J_{\text{pla}}(r)$  (pour deux valeurs de potentiel de grain) : on y trouve la droite  $r^{-2}$  en gris pointillé dont l'inclinaison est comparable aux courbes de l'intensité du courant plasma (rouges et violettes).

Cependant, outre cet effet de dilution des particules incidentes, l'intensité du courant plasma est fortement liée à la température du vent stellaire  $T_{\text{sw}}$ . En effet,  $T_{\text{sw}}$  influe grandement sur l'énergie des particules de plasma incidentes, laquelle détermine notamment le rendement d'émission d'électrons secondaires, et tend à diminuer lorsque la distance à l'étoile augmente (voir équation 2.6). La Figure 2.13 représente diverses composantes du courant plasma, en fonction de la distance à l'étoile  $r$ , pour un grain de carbone non chargé autour de  $\beta$  Pictoris : le rendement d'émission d'électrons secondaires à partir d'électrons incidents  $\delta_e$ , le coefficient de correction  $\gamma_e$  introduit en section 2.2.3, ainsi que les produits  $\gamma_e v_e$  et  $\gamma_p v_p$ . Ces produits  $\gamma_e v_e$  et  $\gamma_p v_p$  permettent d'estimer les importances respectives des contributions des électrons et des protons à l'intensité du courant plasma lorsque le grain est électriquement neutre. En effet, si l'on néglige ici les légères différences d'abondances et la

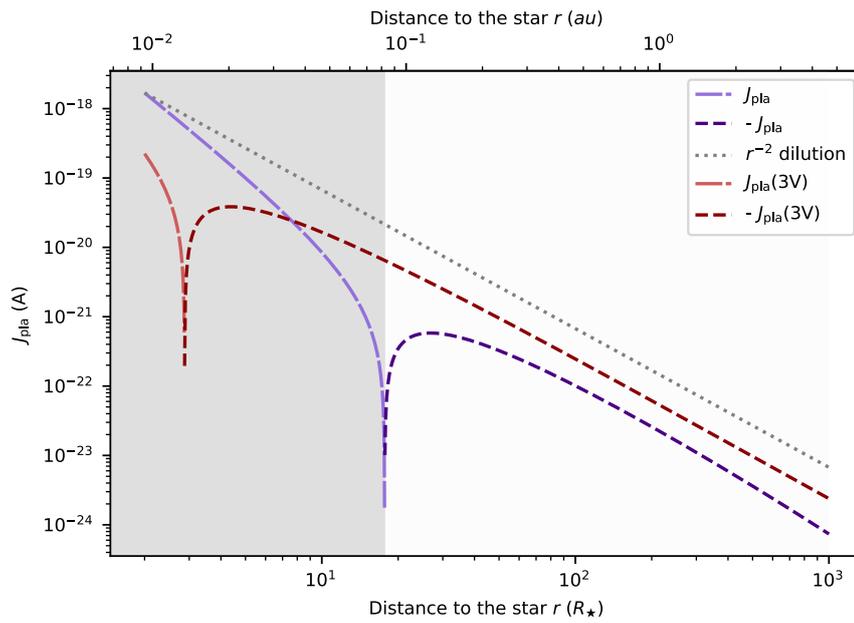


FIGURE 2.12 – Intensité du courant plasma  $J_{\text{pla}}$ , en fonction de la distance à l'étoile  $r$ , pour un grain de carbone de rayon  $10^{-7}m$  autour de  $\beta$  Pictoris. Les courbes violettes représentent l'intensité du courant pour un grain non-chargé (0 V), les courbes rouges pour un grain chargé positivement (3 V) et la courbe grise pointillée correspond à la dilution géométrique  $r^{-2}$  des particules incidentes (protons, électrons) à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile.

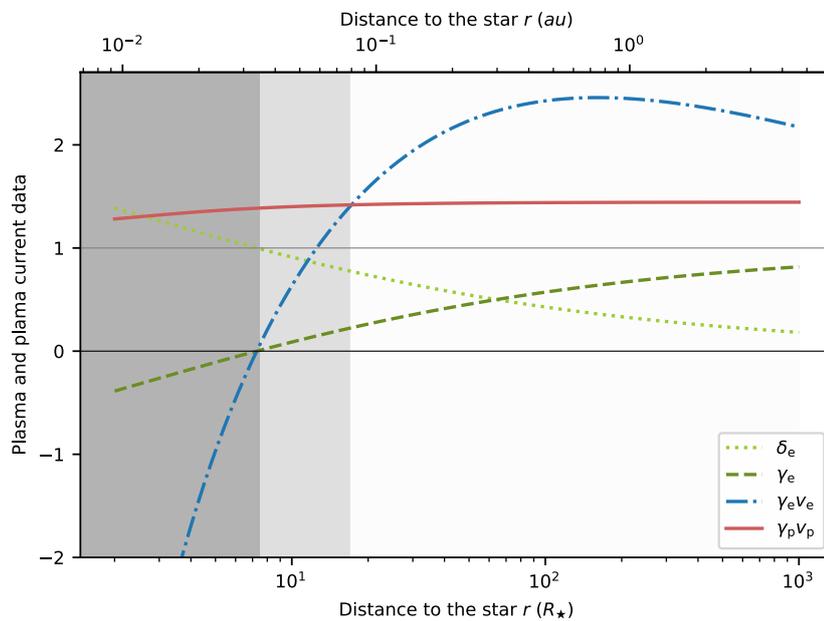


FIGURE 2.13 – Rendement d'émission secondaire  $\delta_e$  (sans unité), contribution effective des électrons à la charge  $\gamma_e$  (sans unité), et estimation des contributions  $\gamma_e v_e$  et  $\gamma_p v_p$  des électrons et des protons au courant de plasma (ici représentés en unité de  $v_p$  pour la lisibilité de la figure), en fonction de la distance à l'étoile  $r$ , pour un grain de carbone de rayon  $10^{-7}m$  autour de  $\beta$  Pictoris.

participation des particules  $\alpha$  (ce que nous ferons, dans ce paragraphe à vocation pédagogique), ces produits  $\gamma_e v_e$  et  $\gamma_p v_p$  sont respectivement proportionnels à la part du courant plasma due aux électrons et aux ions, et permet de visualiser facilement leur signe et leur importance relative.

Puisque  $T_{sw}$  diminue quand  $r$  augmente (voir Eq. 2.6),  $\delta_e$  diminue également et passe d'une valeur supérieure à 1 proche de l'étoile à environ 0,2 loin de l'étoile. Ceci signifie que la contribution effective à la charge de grain de chaque électron incident  $\gamma_e$ , initialement négative proche de l'étoile (chaque électron incident apporte donc une charge nette positive au grain en réalité, puisqu'il émet plus d'un électron secondaire) devient positive (les électrons apportent bien des charges négatives désormais) lorsque  $\delta_e$  passe sous le seuil de 1, et augmente à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile. L'indicateur de contribution au courant de plasma de la part des électrons  $\gamma_e v_e$  est donc très fortement négatif proche de l'étoile (car  $v_e$  y est très élevé par agitation thermique), ce qui signifie que les nombreux impacts d'électrons combinés à une intense émission d'électrons secondaires induisent une forte contribution négative des électrons à la charge par rapport à leur charge propre (ils chargent positivement le grain, alors qu'ils sont eux-mêmes chargés négativement, c'est la zone gris sombre). A mesure que  $r$  augmente,  $\gamma_e v_e$  croît puis change de signe et devient positif (les électrons commencent ici à charger négativement le grain) puis augmente tant que le rendement d'émission secondaire diminue, pour atteindre un maximum avant que la diminution de la vitesse des électrons loin de l'étoile n'engendre un affaiblissement du courant dû aux électrons.

La contribution  $\gamma_e v_e$  des électrons au courant plasma peut être comparée à celle des protons  $\gamma_p v_p$ , elle-même relativement stable (la vitesse des protons est essentiellement celle du flot du vent stellaire, et l'émission d'électrons secondaires due aux protons incidents est plus ténue) : la différence de ces deux quantités permet d'anticiper le signe de  $J_{pla}$ . Proche de l'étoile (lorsque  $r < 8R_*$ , région en gris sombre),  $\gamma_e v_e < 0$  donc les électrons chargent positivement le grain, et  $\gamma_p v_p$  est de toute façon positif donc les protons chargent également positivement le grain :  $J_{pla}$  est positif. Un peu plus loin de l'étoile ( $8R_* < r < 20R_*$ , région en gris clair),  $\gamma_e v_e$  devient négatif donc les électrons ajoutent à présent des charges négatif au grain. Pas suffisamment cependant pour surpasser les charges positives ajoutées par les protons puisque  $\gamma_e v_e < \gamma_p v_p$  :  $J_{pla}$  reste positif. Enfin, plus loin de l'étoile ( $r > 20R_*$ , région en blanc),  $\gamma_e v_e > \gamma_p v_p$  : les électrons amènent à présent davantage de charges négatives au grain que les protons n'en apportent de positives, et  $J_{pla}$  devient finalement négatif.

La courbe violette de la Figure 2.12 représentant  $J_{pla}(r)$  pour un grain neutre électriquement montre effectivement un changement de signe aux alentours de 20 rayons stellaires : ce changement de signe est bien aligné avec la frontière entre la zone grise ( $\gamma_e v_e < \gamma_p v_p$  donc  $J_{pla} > 0$ ) et la zone blanche ( $\gamma_e v_e > \gamma_p v_p$  donc  $J_{pla} < 0$ ) de la Figure 2.13, signe que le raisonnement ci-dessus ainsi que les approximations réalisées pour la démonstration étaient valides. La courbe rouge de la Figure 2.12 sera utilisée ultérieurement.

Enfin, l'intensité du courant thermionique  $J_{th}$  n'a pas de dépendance explicite à la distance à l'étoile  $r$ . Cependant, cette intensité est très sensible à la température du grain  $T_g$ , laquelle dépend fortement de la distance à l'étoile (voir Figure 2.10).

En effet, la Figure 2.11 représentant l'intensité (normalisée en  $\frac{r^2}{\pi s^2}$ , cf paragraphe précédent) du courant photoélectrique en fonction de la taille de grain  $s$  en ordonnée et de la distance à l'étoile  $r$  en abscisse montre une décroissance nette de l'intensité

à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile. La température du grain  $T_g$  atteint la température de sublimation du grain (dont la valeur varie en fonction de la composition chimique du grain) proche de l'étoile, jusqu'à quelques rayons stellaires, puis décroît progressivement. L'intensité du courant thermionique est donc maximale aux régions où  $T_g = T_{\text{sub}}$ , puis chute drastiquement dès que  $T_g < T_{\text{sub}}$  au vu de la dépendance du courant thermionique à la température (voir équation 2.16). On voit notamment, grâce à la normalisation en  $r^2$  de la Figure 2.11, que la décroissance de l'intensité du courant thermionique est nettement plus raide que la dilution géométrique en  $r^{-2}$  à laquelle sont soumis les courants photoélectrique et plasma. On s'attend donc à rencontrer des contributions thermioniques importantes dans le processus de charge plutôt proche de l'étoile - dans les régions où  $T_g$  est proche de  $T_{\text{sub}}$  - et vraisemblablement négligeables plus loin de l'étoile.

En conclusion, la dépendance principale de l'intensité des courants avec la distance à l'étoile est la dilution des particules incidentes (photons ou composants du vent stellaire) en loi de puissance  $r^{-2}$ . Le courant photoélectrique  $J_{\text{ph}}$  suit exactement cette loi. Le courant plasma  $J_{\text{pla}}$  la suit quasiment en termes d'intensité, mais présente un comportement très particulier de changement de signe sur lequel nous reviendrons en détail dans la section suivante. Enfin, le courant thermionique présente une décroissance très forte lorsque l'on sort de la région proche de l'étoile dans laquelle les grains sont chauffés proche de leur température de sublimation, et devrait donc être négligeable loin de l'étoile.

### 2.3.3 Sensibilité au potentiel électrique de surface

Nous avons étudié dans les paragraphes précédents la variation de l'intensité des courants électriques en fonction de paramètres "statiques" de notre simulation dans le code *Charge* : la taille de grain et la distance à l'étoile. A présent, nous allons nous pencher sur leur sensibilité à un paramètre "dynamique" du mécanisme de charge (qui va varier durant celle-ci), le potentiel électrique de surface  $U_g$ .

Le potentiel électrique de surface va évoluer à mesure que le grain se charge sous l'effet des trois courants électriques de notre modèle, mais sa variation va elle-même influencer l'intensité desdits courants, et c'est cette boucle de rétroaction qui va déterminer la valeur de charge d'équilibre du grain, compte-tenu des paramètres de la simulation. Comprendre la sensibilité et l'importance relative des courants électriques en fonction de  $U_g$  sera donc un outil précieux pour prévoir à quelle valeur de  $U_g$  les courants s'annulent les uns les autres, point auquel la charge atteint son équilibre.

Chacun des courants dépend fortement du potentiel électrique de surface. En effet, nous verrons que les poussières exozodiacales tendent à acquérir une charge positive et le potentiel électrique de surface ainsi créé va avoir tendance à re-capturer les électrons que les processus photoélectrique, thermioniques et d'émission secondaire expulsent du grain, limitant ainsi le processus de charge.

L'intensité du courant photoélectrique  $J_{\text{ph}}$  perd plusieurs ordres de grandeur à chaque volt de potentiel électrique de surface gagné par le grain. En effet, en sus de l'énergie d'extraction  $W$ , le photon incident doit posséder suffisamment d'énergie pour que le photo-électron qu'il crée lors de son impact sur le grain ait une énergie cinétique suffisante pour s'échapper du grain (pour chaque volt ajouté au potentiel de surface du grain  $U_g$ , le photon incident doit posséder un  $eV$  d'énergie supplémentaire). L'énergie d'extraction  $W$  vaut environ  $5 eV$ , ce qui correspond à une longueur

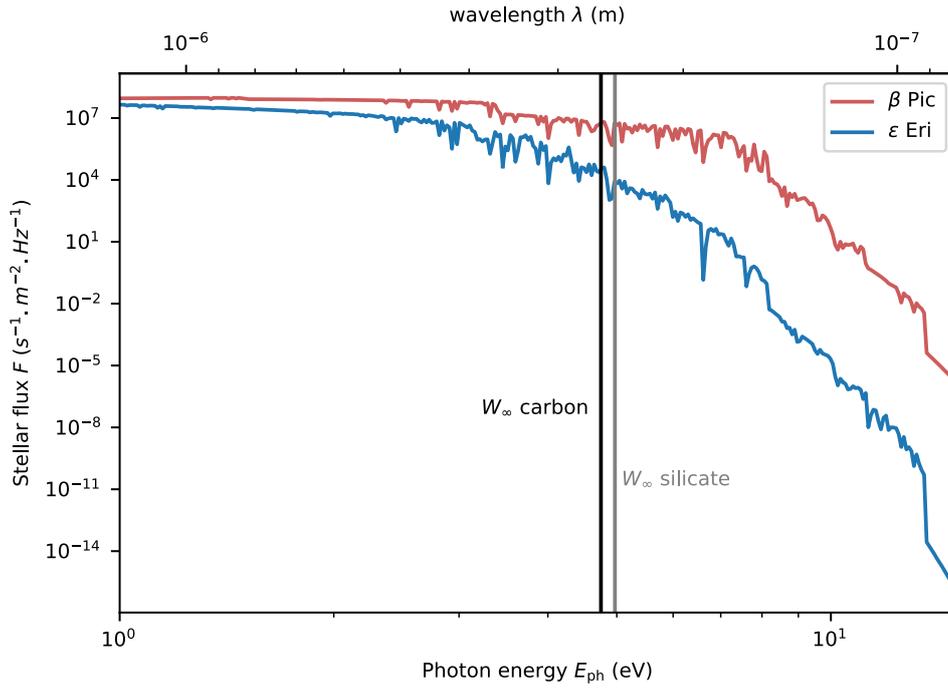


FIGURE 2.14 – Flux stellaire  $F$  (en photons), en fonction de l'énergie des photons (axe du bas en  $eV$  axe du haut en longueur d'onde), pour les étoiles  $\beta$  Pictoris and  $\epsilon$  Eridani.

d'onde  $\lambda = 250 \text{ nm}$ . A mesure que le grain se charge positivement, les photons pouvant effectivement participer à l'effet photoélectrique (c'est-à-dire non seulement arracher un électron à son atome, mais aussi lui conférer suffisamment d'énergie cinétique pour qu'il s'échappe loin du grain chargé positivement) doivent avoir une énergie minimale de plus en plus élevée, de plus en plus loin dans l' $UV$  puis les rayons  $X$ . Nous voyons sur la Figure 2.14, qui représente les spectres synthétiques des étoiles  $\beta$  Pictoris et  $\epsilon$  Eridani que de tels photons sont de plus en plus rares.  $\beta$  Pictoris émet encore un nombre relativement important de photons jusqu'à  $8 - 9 \text{ eV}$ , tandis que le spectre de  $\epsilon$  Eridani décroît quant à lui dès  $5 \text{ eV}$ . En pratique, nous obtenons empiriquement des intensités pour  $J_{\text{ph}}$  bien approximées par  $J_{\text{ph}}(U_g) \propto e^{-4U_g}$  pour des étoiles de type spectral précoce comme  $\beta$  Pictoris et  $\propto e^{-5U_g}$  pour des types spectraux plus tardifs comme  $\epsilon$  Eridani, dès que  $U_g > 0$ .

Le courant thermionique  $J_{\text{th}}$  se comporte de façon similaire. Pour un grain positif (pour lequel  $E_{\text{min}} = eU_g$  dans l'Eq. 2.16), son intensité est proportionnelle à  $e^{-\frac{e}{k_b T_g} U_g} = e^{-\frac{U_g}{E}}$  où  $E = \frac{k_b T_g}{e}$  est l'énergie d'agitation thermique, exprimée en  $eV$ , des électrons du grain à la température  $T_g$ . Cette énergie étant inférieure à  $1 \text{ eV}$  dans la gamme de températures considérée, la pente de la fonction exponentielle  $e^{-\frac{U_g}{E}}$  est donc très raide :  $J_{\text{th}}(U_g) \propto e^{-9,6U_g}$  à  $T_g = 1200\text{K}$  pour les grains silicatés, et  $\propto e^{-5,8U_g}$  à  $T_g = 2000\text{K}$  pour les grains carbonés. Ainsi, même pour ces derniers pour lesquels la décroissance exponentielle de  $J_{\text{th}}(U_g)$  est moins marquée, cet affaiblissement de l'intensité du courant thermionique lorsque le potentiel électrique augmente reste plus marquée que celle du courant photoélectrique  $J_{\text{ph}}$ . On s'attend donc à ce que le courant thermionique joue un rôle moindre dans le processus de charge à mesure que le grain se charge positivement.

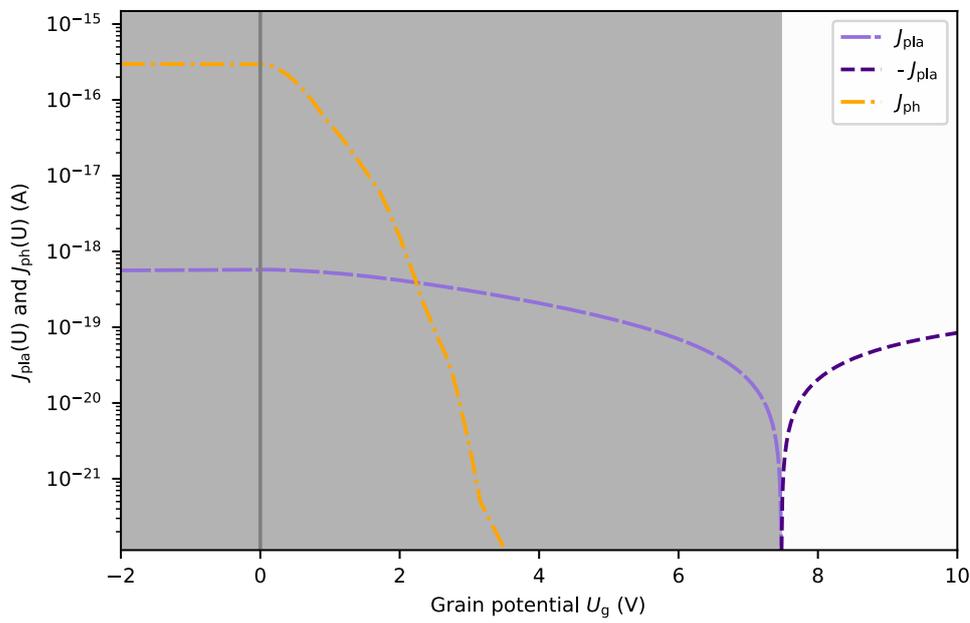


FIGURE 2.15 – Intensités des courants photoélectrique  $J_{\text{ph}}$  et plasma  $J_{\text{pla}}$ , en fonction du potentiel électrique de surface du grain  $U_g$ , pour un grain de silicate de taille  $10^{-7}m$  orbitant à  $10R_{\star}$  de  $\epsilon$  Eridani.

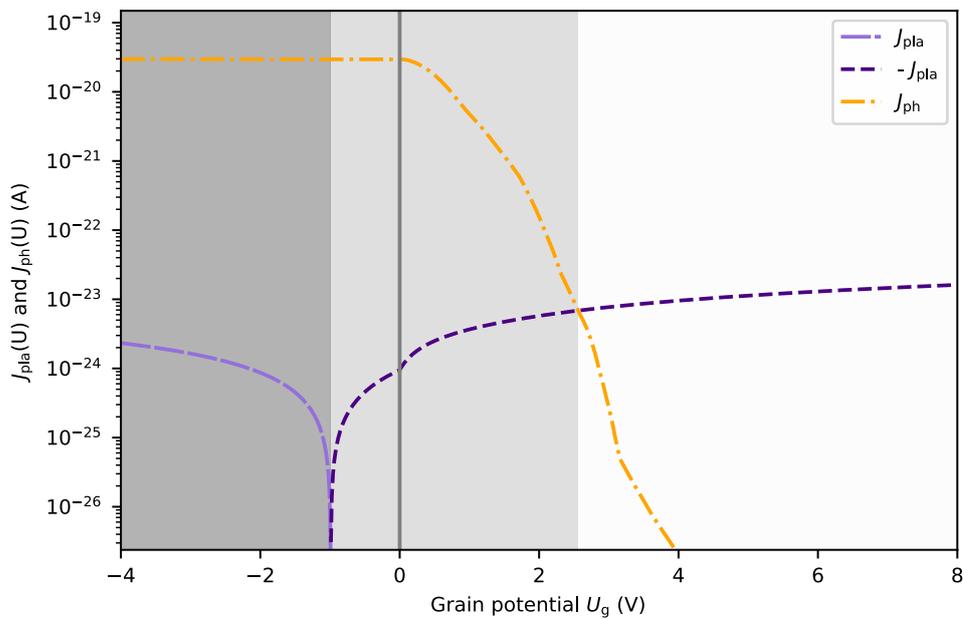


FIGURE 2.16 – Intensités des courants photoélectrique  $J_{\text{ph}}$  et plasma  $J_{\text{pla}}$ , en fonction du potentiel électrique de surface du grain  $U_g$ , pour un grain de silicate de taille  $10^{-7}m$  orbitant à  $1000R_{\star}$  de  $\epsilon$  Eridani.

Enfin, la variation de l'intensité du courant plasma  $J_{\text{pla}}$  avec  $U_{\text{g}}$  se comporte de façon très différente : le potentiel électrique de surface n'affecte qu'à la marge l'intensité du courant plasma (uniquement pas le biais des sections efficaces  $\sigma_{\text{k}}$ , voir équations 2.9 et 2.10). Cependant,  $U_{\text{g}}$  entrave l'efficacité de l'émission d'électrons secondaires (voir équation 2.13 pour l'émission secondaire à partir d'électrons incidents) car les électrons secondaires nouvellement créés ont une énergie moyenne égale à  $2 eV$  dans notre modèle, ce qui empêche une part significative d'entre eux de s'échapper d'un puits de potentiel de quelques  $eV$ . En d'autres termes, l'émission d'électrons secondaires est maximale pour un grain neutre ou négativement chargé, à tel point que  $J_{\text{pla}}$  est fréquemment positif. Cependant, à mesure que le grain acquiert une charge positive, les électrons secondaires ont de plus en plus de mal à s'échapper du grain (ils retombent sur le grain), comme s'il n'y avait plus de processus d'émission secondaire.  $J_{\text{pla}}$  redevient alors négatif, son état "naturel" lorsque l'on ne considère que le collage des particules de plasma incidentes sur le grain. Ce comportement du courant de plasma - initialement positif, puis négatif lorsque l'émission d'électrons secondaires s'essoufle quand le grain se charge positivement - avait notamment été évoqué par Mukai (1981).

La variation de l'intensité du courant plasma  $J_{\text{pla}}$  en fonction du potentiel électrique de surface du grain  $U_{\text{g}}$  est illustrée en Figure 2.15 (proche de l'étoile,  $r = 10 R_{\star}$ ) et en Figure 2.16 (loin de l'étoile,  $r = 1000 R_{\star}$ ) pour un grain de silicate en orbite autour de  $\epsilon$  Eridani. L'intensité du courant photoélectrique est également tracée, et sera utilisée pour comparaison ultérieurement. Proche de l'étoile, la température de plasma est élevée, engendre une émission puissante d'électrons secondaires, à même de maintenir le courant plasma positif jusqu'à un potentiel de grain proche de  $7,5 V$ . A cette valeur de  $7,5 V$ , le courant de plasma change finalement de signe et devient négatif.

Loin de l'étoile, la température de plasma est à présent plus faible et n'est pas capable de produire assez d'électrons secondaires : même à  $0 V$ ,  $J_{\text{pla}}$  est négatif. Il faut que le grain soit suffisamment chargé négativement pour qu'il repousse une part importante des électrons incidents - réduisant ainsi leur participation à la charge du grain par collage - et que le courant de plasma devienne positif grâce au collage des protons principalement, vers  $-1 V$  dans cet exemple. Pour les potentiels de grain positifs, le courant de plasma reste négatif, et croît légèrement à mesure que l'émission secondaire se raréfie encore plus et limite la fuite d'électrons. Au final, on constate que le courant plasma subit une transition entre un régime guidé par l'émission d'électrons secondaires (dans lequel  $J_{\text{pla}} > 0$ ) vers un régime où l'on revient à un processus de collage lorsque l'émission secondaire s'essoufle (et où  $J_{\text{pla}} < 0$ ) lorsque le potentiel électrique du grain augmente. L'intensité du courant de plasma ne varie que peu en termes d'ordre de grandeur, mais son signe change pour une valeur de  $U_{\text{g}}$  qui dépendra de la situation de simulation (distance à l'étoile, type spectral de l'étoile et composition chimique du grain notamment).

En conclusion, le comportement des trois courants électriques de notre modèle de charge électrique lorsque le potentiel électrique du grain augmente est clair :  $J_{\text{ph}}$  et  $J_{\text{th}}$  restent positifs mais leur intensité décline rapidement de plusieurs ordres de grandeur, tandis que  $J_{\text{pla}}$  garde une intensité comparable mais passe de positif à négatif. On peut donc déjà anticiper que la charge électrique d'une poussière exozodiacale ne va pas augmenter vers des valeurs positives infinies - et même ne pas dépasser quelques volts - car les courants électriques responsables de cette charge positive vont rapidement s'essoufler ( $J_{\text{ph}}$  and  $J_{\text{th}}$ ) voire disparaître ( $J_{\text{pla}}$  positif), et

faire face à un courant négatif croissant ( $J_{\text{pla}}$  négatif) qui va finalement faire converger la charge. Cet équilibre sera discuté en détail dans la section 2.4, et les valeurs de potentiel électrique de surface seront présentées en section 2.5.

### 2.3.4 Sensibilité au type spectral de l'étoile et à la composition chimique du grain

L'étoile autour de laquelle orbitent les poussières exozodiacales va avoir une influence sur la charge électrique de ceux-ci par le biais de son spectre : le type spectral est en effet crucial pour le courant photoélectrique (qui nécessite des photons dans le domaine  $UV$ ) et le courant thermionique (qui nécessite de chauffer les grains). L'intensité de ces deux courants électriques est en conséquence plus élevée autour des étoiles de type spectral précoce, comme  $\beta$  Pictoris dans notre étude. En outre, les caractéristiques de l'étoile utilisée vont être importantes pour le courant plasma via le vent stellaire (température coronale, densité etc.). Cependant, pour la plupart des étoiles nous n'avons hélas pas une connaissance fine de ces paramètres de vent stellaire, si bien que les données utilisées dans notre modèle s'avèrent très similaires d'une étoile à une autre (voir table 2.2). En conséquence, nous n'observerons pas dans notre étude de variations significatives de comportement du courant plasma en fonction de l'étoile utilisée.

La composition chimique du grain joue un rôle mineur dans l'effet photoélectrique : les grains submicroniques carbonés tendent à subir une intensité de courant photoélectrique légèrement supérieure à celle des grains silicatés, car ces derniers présentent des caractéristiques d'absorption légèrement plus faibles pour ce domaine de taille de grain. Cependant, cette différence reste anecdotique.

La température de sublimation plus élevée des grains de carbone par rapport à ceux composés de silicate (voir tableau 2.1) est quant à elle plus significative, et l'on s'attend à obtenir des contributions de l'effet thermionique dans le processus de charge plus importantes pour les grains de carbone.

Enfin, le principal impact de composition chimique du grain se situe au niveau du courant plasma, par le biais du rendement d'émission d'électrons secondaires par l'impact d'électrons incidents  $\delta_e$ . En effet,  $\delta_e$  est nettement plus élevé pour les grains de silicate (voir tableau 2.1), et engendre ainsi une forte émission secondaire qui tend à rendre le courant plasma positif, même lorsque le potentiel électrique de surface du grain atteint plusieurs volts. Ainsi, les grains de silicate peuvent se charger électriquement jusqu'à plusieurs volts par la seule contribution du courant plasma, contrairement aux grains de carbone pour lesquels cet effet s'arrêtera beaucoup plus tôt. Cette différence de comportement due à la composition chimique de grain sera particulièrement visible en section 2.5.

En conclusion, on s'attend à des courants photoélectriques et thermioniques relativement forts autour des étoiles de type spectral précoce, un courant thermionique plus important pour les grains de carbone, ainsi qu'une nette tendance du courant plasma à être positif pour les grains de silicate.

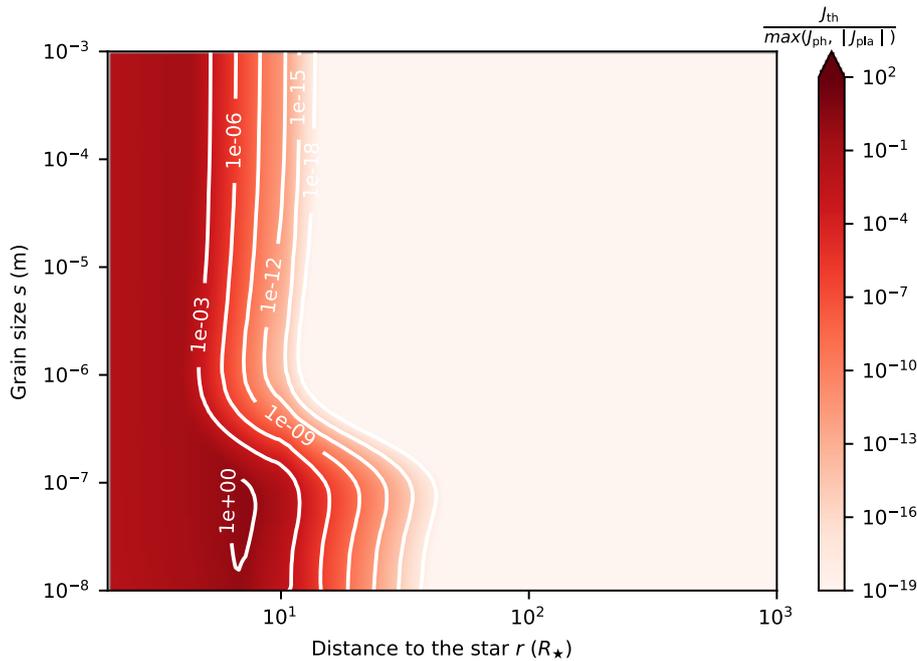


FIGURE 2.17 – Ratio entre l’intensité du courant thermionique et le maximum entre les intensités des courants photoélectrique et plasma,  $\frac{J_{th}}{\max(|J_{ph}|, |J_{pla}|)}$ , en fonction de la distance à l’étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de carbone orbitant autour de  $\epsilon$  Eridani, chargé positivement (3 V).

## 2.4 Préfiguration des équilibres de charge et évolution temporelle

Dans la section précédente, nous avons étudié les comportements de chaque courant pris individuellement, et leur sensibilités aux principaux paramètres de la simulation. A présent, grâce à l’équation de charge maîtresse (équation 2.1) qui indique que la charge électrique du grain atteint une valeur d’équilibre lorsque les courants électriques auquel le grain est soumis se compensent, nous allons pouvoir anticiper les grandes lignes des équilibres de charge en comparant les intensités respectives de courants.

Une approche similaire avait été menée par Meyer-Vernet (1982), Meyer-Vernet et al. (2015) ou Mann et al. (2014) (de façon théorique) et par Mukai (1981) (de façon expérimentale, pour le cas du Soleil), mais sera conduite plus en profondeur dans cette section.

Nous suivrons ensuite l’évolution temporelle de la charge électrique d’une poussière exozodiacale, initialement non chargée, afin de visualiser l’enchaînement des processus à l’oeuvre responsables du point d’équilibre de charge électrique.

### 2.4.1 Intensité du courant thermionique

La Figure 2.11 précédemment utilisée représente l’intensité du courant thermionique (normalisée section efficace géométrique  $\pi s^2$  et dilution du flux stellaire avec la

distance à l'étoile en  $r^{-2}$ ). On voit que  $J_{th}$  est élevé proche de l'étoile, lorsque la température du grain est égale ou proche de la température de sublimation, et décroît rapidement à mesure que l'on s'éloigne de cette zone.

La Figure 2.17 illustre quant elle l'importance relative du courant thermionique  $J_{th}$  par rapport à celle des autres courants ( $\max(J_{ph}, J_{pla})$ ), pour un grain dont le potentiel électrique de surface vaut 3 V. Cette valeur de 3 V permet de visualiser la contribution du courant thermionique pas seulement au début de la charge, mais surtout au moment où le processus de charge est déjà bien entamé et que l'on s'approche du moment où les courants vont s'équilibrer et où l'intensité de chacun est cruciale pour déterminer la valeur de charge d'équilibre (en pratique,  $J_{th}$  sera non-négligeable seulement proche de l'étoile, et nous verrons que dans cette zone les valeurs de potentiel d'équilibre sont généralement supérieures à 3 V, notre cas d'étude est donc prudent). Nous suivons un grain de carbone (pour que  $J_{th}$  soit maximal) autour de  $\epsilon$  Eridani (pour que  $J_{ph}$  soit minimal), afin de nous placer dans le cas le plus favorable à une contribution thermionique.

Mais malgré cette situation favorable, la Figure 2.17 montre que l'importance relative du courant thermionique par rapport aux deux autres n'excède jamais quelques pourcents, hormis dans une petite zone de grains de quelques dizaines de nanomètres à un peu moins de 10 rayons stellaires.

En pratique, le courant thermionique est négligeable dans toutes les régions de l'espace  $(r, s)$  pour tous les couples étoile/matériau, sauf la petite zone visible dans la Figure 2.17. Et il s'avère que si, dans cette zone, le courant thermionique n'est pas négligeable par rapport aux deux autres, en réalité il n'influe pas sur l'équilibre de charge car il s'essoufle en même temps que le courant photoélectrique et ne permet pas de pousser la charge du grain plus loin que ce dernier.

En réalité, nous verrons ultérieurement que le courant thermionique ne participera que marginalement au processus de charge (au début, lorsque le grain est neutre électriquement), mais sera négligeable pour le calcul du potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,eq}$ . Cette conclusion sera discutée à nouveau et vérifiée dans la section 2.5.

En pratique,  $J_{th}$  restera inclus numériquement dans nos simulations, mais peut être complètement ignoré, notamment pour les démonstrations théoriques. Ceci va nous permettre notamment d'étudier les situations d'équilibre de courants plus aisément, et ne considérant plus que deux courants (photoélectrique et plasma) au lieu de trois, dans le prochain paragraphe.

### 2.4.2 Equilibre des courants photoélectrique et plasma

Les intensités des courants photoélectrique et plasma en fonction du potentiel électrique de surface du grain sont représentées en Figures 2.15 et 2.16, pour un grain de silicate en orbite autour de  $\epsilon$  Eridani, respectivement proche et loin de l'étoile. Nous allons utiliser ces figures pour illustrer l'évolution dynamique de la charge électrique du grain au cours du temps, jusqu'à ce qu'elle atteigne sa valeur d'équilibre.

Proche de l'étoile (Figure 2.15), les deux courants électriques auxquels un grain initialement neutre est soumis sont positifs. Ce grain non-chargé va donc acquérir une charge positive : l'évolution temporelle de sa charge électrique va donc se matérialiser par une augmentation de son potentiel de surface  $U_g$ , ce qui va se traduire

par un déplacement vers la droite sur l'axe des abscisses de la Figure 2.15. Rapidement, l'intensité du courant photoélectrique chute, si bien que dès que  $U_g$  vaut environ 4 V, le principal contributeur à la charge électrique du grain est le courant plasma car le courant photoélectrique est devenu négligeable.  $J_{\text{pla}}$  est toujours positif, le grain continue donc à se charger positivement et donc à se déplacer vers la droite de l'axe des abscisses. Puis, aux alentours de 7,5 V, le signe de  $J_{\text{pla}}$  change et devient négatif. Son intensité (négative) dépasse immédiatement celle de  $J_{\text{ph}}$  (positive, mais tellement faible qu'elle n'est plus représentée sur la figure). Cela signifie que l'équilibre des courants  $J_{\text{ph}} + J_{\text{pla}} = 0$ , situation pour laquelle la charge électrique du grain atteint son point d'équilibre, est atteint quasiment immédiatement après que le courant plasma est devenu négatif. Le courant plasma est donc l'élément clé qui régit le point d'équilibre de la charge électrique : cette situation sera appelée à partir de maintenant une "charge guidée par le courant plasma". Cette dénomination est justifiée par le fait que le courant plasma reste positif suffisamment longtemps grâce à l'émission d'électrons secondaires (alimentée par la température de plasma très élevée proche de l'étoile) pour que le courant photoélectrique soit de toute façon négligeable lors du changement de signe de  $J_{\text{pla}}$ .

Loin de l'étoile (Figure 2.16), le grain initialement non-chargé est soumis à un relativement fort courant photoélectrique positif, et un relativement faible courant plasma négatif : la somme des deux courants est positive, le grain va donc se charger positivement et se déplacer sur l'axe des abscisses vers la droite. Ce processus de charge positive se poursuit jusqu'à ce que l'intensité du courant photoélectrique positif décroisse suffisamment pour être égalée (en valeur absolue) par celle du courant plasma négative (pour  $U_g \simeq 2$  V sur la Figure 2.16). Dans cette situation, le courant plasma seul aurait conduit à une charge d'équilibre de  $-1$  V environ (point de changement de signe de  $J_{\text{pla}}$ ). Cependant, ici le courant photoélectrique a été capable de pousser la charge vers des potentiels plus positifs (de l'ordre de 2,5 V) que le courant plasma n'en aurait été capable. C'est ce que nous appellerons à présent une "charge guidée par le courant photoélectrique" : le point d'équilibre de la charge électrique est atteint lorsque le courant photoélectrique s'estompe et n'est plus capable de compenser le courant négatif du courant plasma.

De manière générale, et en allant vers les valeurs de potentiel  $U_g$  positives, nous pouvons distinguer trois situations. Dans la première, pour les valeurs de  $U_g$  négatives ou faiblement positives,  $J_{\text{pla}}$  est positif et nous avons donc deux courants qui contribuent à charger le grain positivement (zone gris foncé sur les Figures 2.15 et 2.16). Puis  $J_{\text{pla}}$  devient négatif et commence à résister à  $J_{\text{ph}}$  positif qui continue à charger le grain positivement. Cette situation peut durer le temps que le grain se charge de quelques volts supplémentaires (zone gris clair sur la Figure 2.16) ou s'arrêter presque immédiatement (pas de zone gris clair sur la Figure 2.15). Enfin, dans tous les cas, l'intensité du courant photoélectrique (toujours positive) décline suffisamment vers les hauts potentiels positifs, et devient inférieure (en valeur absolue) à l'intensité du courant plasma négatif. Dans cette zone, la somme des courants  $J_{\text{ph}} + J_{\text{pla}}$  est négative et un grain qui serait chargé à un tel potentiel électrique verrait sa charge décroître (et donc se déplacerait vers la gauche sur l'axe des abscisses) pour atteindre lui aussi le potentiel d'équilibre. Une approche similaire de comparaison des deux courants électriques photoélectrique et plasma avait été réalisée dans Mukai (1981), Figure 2. Les résultats obtenus pour des grains de silicate et de carbone en orbite autour du soleil étaient du même ordre de grandeur que ceux présentés ici.

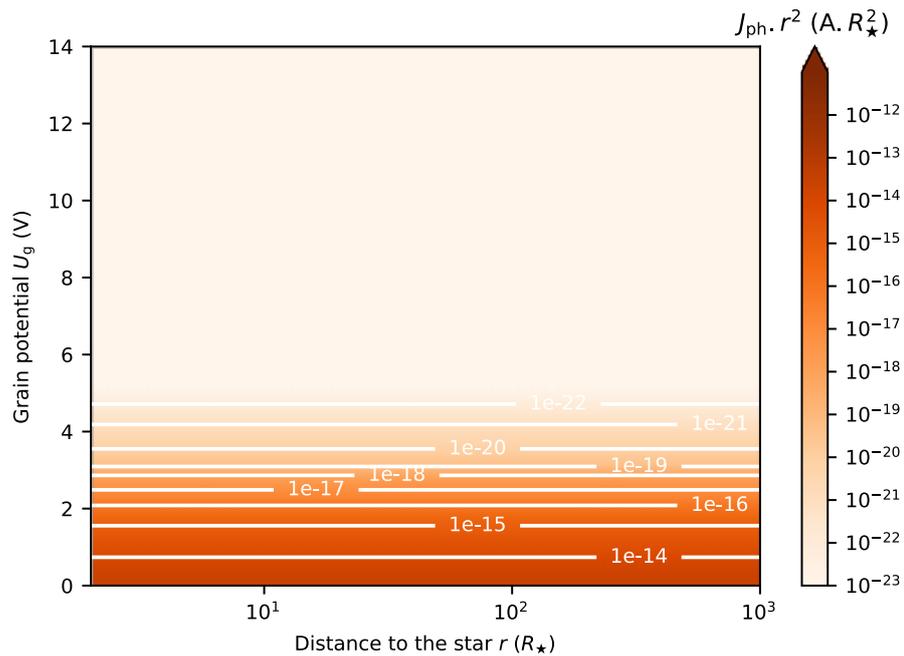


FIGURE 2.18 – Intensité du courant photoélectrique normalisé en distance ( $J_{\text{ph}} r^2$ ) en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et du potentiel électrique de surface du grain  $U_g$ , pour un grain de silicate de rayon  $10^{-7} \text{m}$  autour de  $\epsilon$  Eridani.

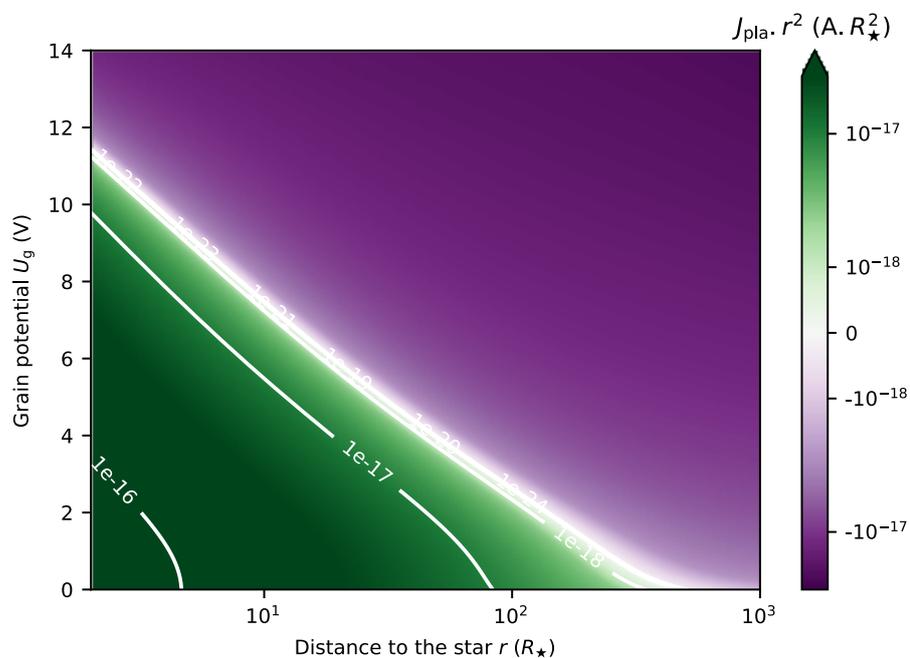


FIGURE 2.19 – Intensité du courant plasma normalisé en distance ( $J_{\text{pla}} r^2$ ) en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et du potentiel électrique de surface du grain  $U_g$ , pour un grain de silicate de rayon  $10^{-7} \text{m}$  autour de  $\epsilon$  Eridani.

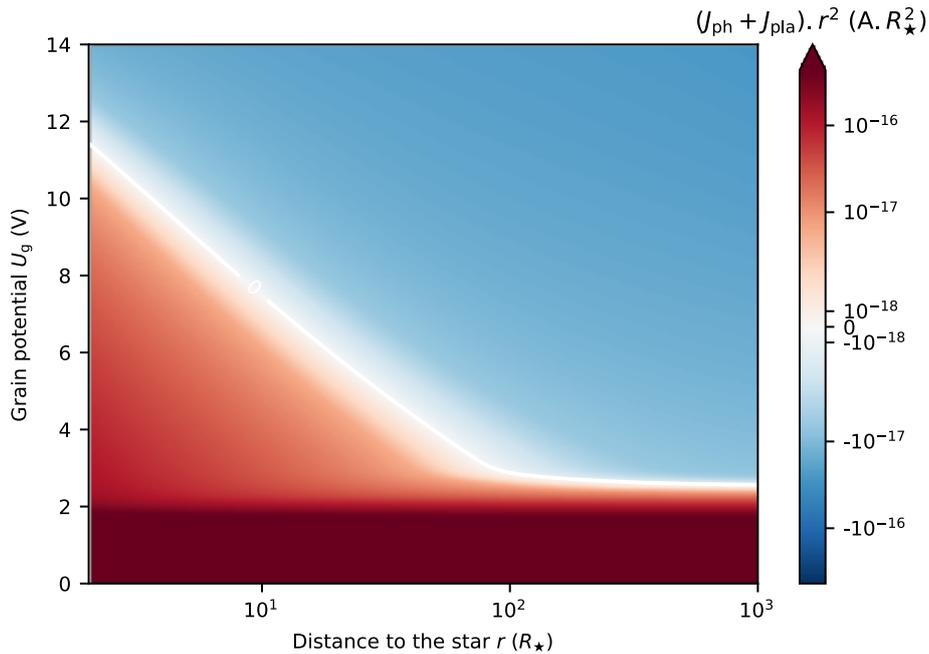


FIGURE 2.20 – Somme des intensités des courants normalisé en distance  $((J_{\text{ph}} + J_{\text{pla}})r^2)$  en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et du potentiel électrique de surface du grain  $U_g$ , pour un grain de silicate de rayon  $10^{-7}m$  autour de  $\epsilon$  Eridani.

Bien sûr, les Figures 2.16 et 2.15 n'illustrent que deux situations : proche ( $10R_\star$ ) et loin ( $1000R_\star$ ) de l'étoile. Les Figures 2.18 ( $J_{\text{ph}}$ ), 2.19 ( $J_{\text{pla}}$ ) et 2.20 ( $J_{\text{ph}} + J_{\text{pla}}$ ) permettent de visualiser les intensités des courants en fonction du potentiel actuel du grain (en ordonnées) mais aussi en fonction de la distance à l'étoile (en abscisses). Les courants ont été multipliés par  $r^2$  afin d'annuler le déclin d'intensité dû au seul effet de dilution des particules incidentes, comme cela a déjà été fait précédemment. La carte représentant le courant photoélectrique se lit comme suit. Puisque  $J_{\text{ph}}(r) \propto r^{-2}$ , alors  $J_{\text{ph}}(r) \times r^2$  est une constante : on obtient donc des lignes de niveau parfaitement horizontales en Figure 2.18. La seule variation de  $J_{\text{ph}}r^2$  est verticale avec le potentiel électrique  $U_g$  : l'intensité du courant photoélectrique diminue rapidement de plusieurs ordres de grandeurs lorsque le potentiel électrique de surface du grain augmente.

La carte du courant de plasma (Figure 2.19) est quant à elle plus complexe : la légende colorée indique que  $J_{\text{pla}}$  est tantôt positif, tantôt négatif selon les situations. Horizontalement, pour une même valeur de  $U_g$  on observe deux cas. Pour des valeurs de potentiel électrique faible ( $U_g < 5V$ ), on passe d'un courant plasma positif (en vert) à négatif (en violet) lorsque  $r$  augmente, ce que l'on observait sur les Figures 2.15 et 2.15 à l'origine des abscisses : le courant plasma est positif grâce à une forte émission d'électrons secondaires proche de l'étoile, et négatif loin de l'étoile. Pour des valeurs de potentiel électrique plus élevées ( $U_g > 12V$ ), le courant plasma est toujours négatif car les électrons secondaires ont trop de mal à s'échapper du grain pour créer un courant positif, quelque soit la distance à l'étoile. Verticalement, pour une même distance à l'étoile  $r$ , on retrouve également des possibles transitions de signe de  $J_{\text{pla}}$ , à l'image de ce qui avait été décrit dans les Figures 2.15 et 2.15. Suffisamment proche de l'étoile,  $J_{\text{pla}}$  peut être positif pour un grain non-charge

électriquement, mais à mesure que le potentiel électrique augmente,  $J_{\text{pla}}$  finit inévitablement par devenir négatif lorsque l'émission secondaire s'essoufle.

Enfin, la somme  $J_{\text{ph}} + J_{\text{pla}}$  présentée en Figure 2.20 va s'avérer être un outil très puissant pour anticiper la charge électrique d'équilibre d'un grain à partir des intensités des courants auxquels il est soumis. En effet, cette charge (ou potentiel) d'équilibre est atteint(e) lorsque  $J_{\text{ph}} + J_{\text{pla}} = 0$  A, qui est visuellement la frontière (en blanc) entre les domaines où la somme des courants est positive (en rouge) ou négative (en bleu). Dans le domaine rouge où  $\sum J > 0$  donc la charge du grain augmente et l'on progresse verticalement vers la ligne d'équilibre en blanc, tandis que dans le domaine bleu où  $\sum J < 0$  la charge du grain diminue et l'on descend vers la ligne blanche.

Quantitativement, pour des valeurs de potentiel  $U_g$  basses, l'intensité du courant photoélectrique surpasse toujours celle du courant plasma, ce qui conduit à un courant total toujours positif, et donc une charge électrique d'équilibre également positive (même loin de l'étoile, où l'on a donc une charge électrique guidée par l'effet photoélectrique). A l'inverse, pour les valeurs de  $U_g$  élevées et proche de l'étoile, le courant photoélectrique devient toujours négligeable par rapport au courant plasma, si bien que la frontière représentée par la ligne blanche sur la Figure 2.20 suit quasiment la ligne de changement de signe du courant plasma de la Figure 2.19 : le potentiel d'équilibre est ici déterminé uniquement par le courant plasma, c'est le cas de charge électrique guidée par le courant plasma.

On remarque avec une satisfaction certaine que ces résultats sont cohérents avec les conclusions des précédents paragraphes (et notamment de l'étude du comportement des courants en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et du potentiel électrique  $U_g$ ). Nous verrons que ces résultats sont également parfaitement en phase avec les valeurs de charge d'équilibre que l'on obtiendra dans les sections à venir.

### 2.4.3 Etude temporelle de la charge d'un grain de poussière

Nous allons à présent réellement calculer l'évolution temporelle de la charge électrique d'un grain de poussière exozodiacale, initialement non chargé. Nous suivrons le potentiel électrique de surface du grain  $U_g$  plutôt que la charge électrique  $Q$ , et expliquerons nos résultats grâce aux contributions des courants électriques auxquels est soumis le grain.  $U_g(t)$  est représentée par la courbe rouge, dans le cadran supérieur des Figures 2.21 et 2.22, et les courants auxquels est soumis le grain sont tracés dans le cadran inférieur. Nous discuterons les cas d'un grain de carbone situé à  $5 R_*$  de l'étoile de l'étoile  $\beta$  Pictoris (Figure 2.21) ou de l'étoile  $\epsilon$  Eridani (Figure 2.22).

Dans les deux cas, le grain est initialement électriquement neutre, et commence à se charger positivement puisqu'il n'est soumis qu'à des courants positifs. En effet,  $J_{\text{ph}}$  et  $J_{\text{th}}$  sont intrinsèquement positifs, et  $J_{\text{pla}}$  est également positif pour un grain neutre si proche de l'étoile (nous aurions pu choisir une situation plus loin de l'étoile où  $J_{\text{pla}}$  est négatif, mais le raisonnement reste le même et pour la clarté de la démonstration nous discuterons ici seulement du cas proche de l'étoile).

A mesure que le potentiel électrique de surface du grain augmente, les électrons créés par effet photoélectrique, thermionique et émission secondaire ont de plus en plus de mal à s'échapper du puits de potentiel que représente le grain. Les courants électriques associés en sont donc affectés :  $J_{\text{ph}}$  et  $J_{\text{th}}$  restent positifs mais voient leur

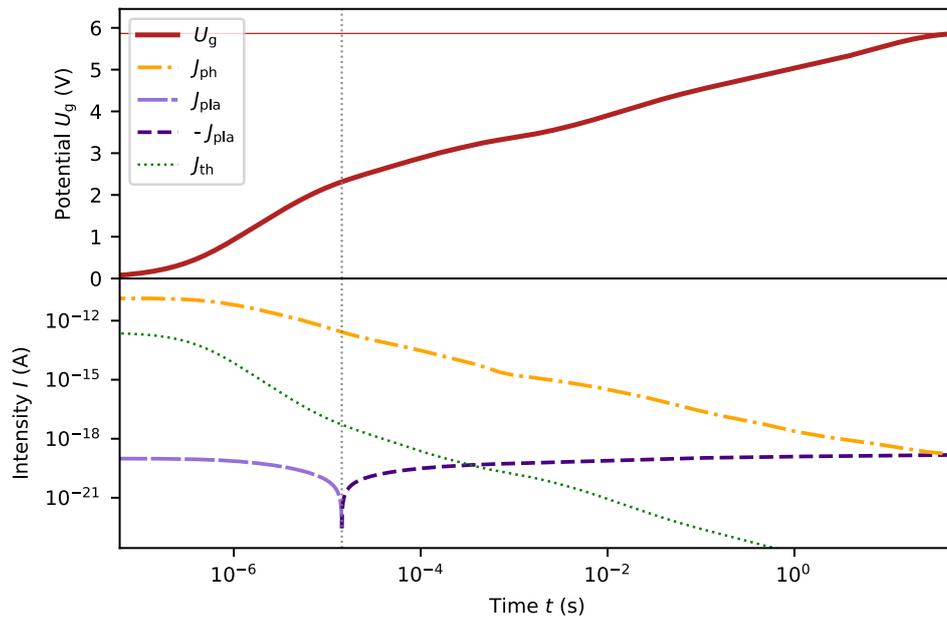


FIGURE 2.21 – Potentiel électrique de surface  $U_g$  et intensités des courants électriques  $J$  en fonction du temps, pour un grain de carbone de  $10^{-7}m$  situé à  $5 R_\star$  de  $\beta$  Pictoris.

Situation représentée : charge d'équilibre déterminée par l'effet photoélectrique.

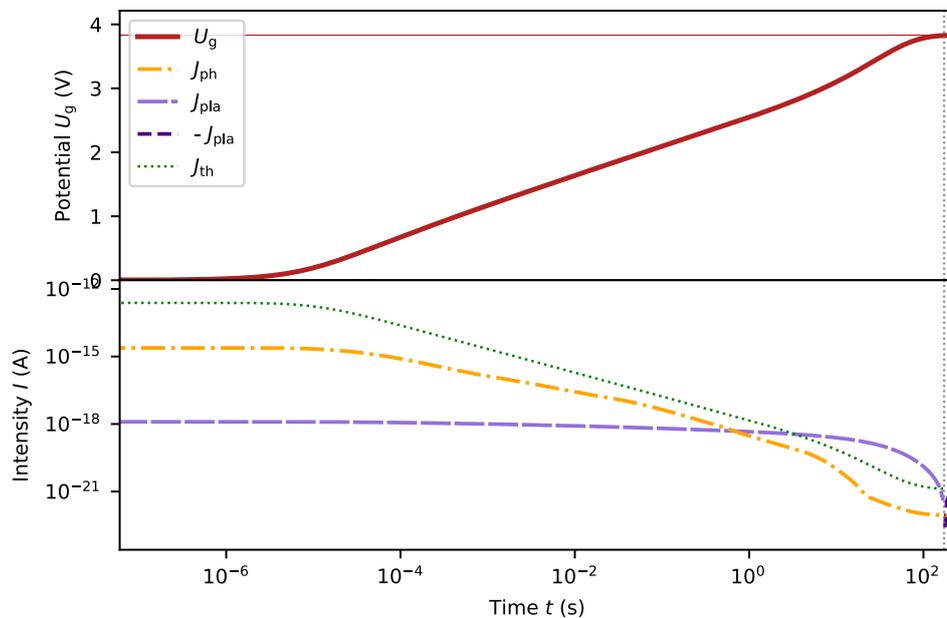


FIGURE 2.22 – Potentiel électrique de surface  $U_g$  et intensités des courants électriques  $J$  en fonction du temps, pour un grain de carbone de  $10^{-7}m$  situé à  $5 R_\star$  de  $\epsilon$  Eridani.

Situation représentée : charge d'équilibre déterminée par l'effet plasma.

intensité décroître fortement, tandis que  $J_{\text{pla}}$  devient négatif au bout d'un certain potentiel et commence à s'opposer au processus de charge positive.

On peut remarquer que ces figures, qui représentent  $U_g(t)$  et  $J(t)$ , sont très similaires aux Figures 2.16 et 2.15 à propos de  $J(U_g)$ . En effet, puisque  $U_g(t)$  est une fonction strictement croissante,  $J(U_g)$  ressemble à  $J(t)$ . En conséquence, l'analyse conduite en section 2.4 sera largement réutilisée ici.

La Figure 2.21 représente le cas d'une charge d'équilibre guidée par l'effet photoélectrique. En effet, lorsque le courant plasma devient négatif, le courant photoélectrique est encore suffisamment intense (plusieurs ordres de grandeur de plus que le courant plasma) pour permettre au processus de charge positive de se poursuivre.  $U_g$  continue d'augmenter,  $J_{\text{ph}}$  continue de décroître et  $J_{\text{pla}}$  d'augmenter légèrement (en valeur absolue), jusqu'à ce que leurs intensités - en valeur absolue - s'égalisent et que la charge atteigne sa valeur d'équilibre. Le potentiel électrique de surface d'équilibre  $U_{g,\text{eq}}$  vaut environ 6 V, ce qui est notablement supérieur au potentiel auquel le courant plasma a changé de signe (environ 2 V) : le courant photoélectrique a bien été capable d'alimenter la charge électrique jusqu'à un niveau de 4 V de plus.

La Figure 2.22 présente quant à elle le cas d'une charge électrique de grain guidée par le courant plasma. En effet, les intensités de  $J_{\text{ph}}$  et  $J_{\text{th}}$  chutent à des niveaux d'intensité faibles avant même que le courant plasma ne change de signe. Ceci signifie qu'à partir d'un moment, le potentiel électrique du grain  $U_g$  continue d'augmenter principalement grâce au courant plasma (positif). Dès que ce courant plasma devient négatif, son intensité - en valeur absolue - égale les contributions des courants positifs et le processus de charge s'arrête et converge.

Dans les deux cas, le courant thermionique  $J_{\text{th}}$  n'a aucune influence sur la valeur du potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,\text{eq}}$ . En effet, même s'il semble intense en début de charge pour un grain autour de  $\epsilon$  Eridani (Figure 2.21), plus intense même que les courants photoélectrique et plasma pour un grain neutre, il s'essoufle comme le courant photoélectrique, et en pratique la charge reste guidée par le courant plasma. La situation présentée ici en Figure 2.21 correspond à peu près au cas identifié sur la Figure 2.17 pour lequel le courant thermionique pouvait être non-négligeable. Au final, il s'avère qu'il ne permet jamais d'augmenter la charge de plus que 0.02 ou 0.03 V dans les cas parfaitement favorables, et est totalement négligeable dans toutes les autres configurations. Cette conclusion est cohérente avec les conclusions de Mukai (1981), et en partie avec celles de Kimura et al. (2020) qui avait estimé que la contribution thermionique était négligeable pour les grains de silicate mais pas pour ceux en carbone.

D'un point de vue plus théorique, on constate bien que le processus de charge électrique s'arrête lorsque  $J_{\text{ph}} = -J_{\text{pla}}$ , ce qui correspond à  $\sum_k J_k = 0$  (puisque  $J_{\text{th}}$  est négligeable). Le potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,\text{eq}}$  correspond à un point d'équilibre, unique (dans notre modèle, ce point sera rediscuté ultérieurement), qui peut être calculé en résolvant simplement l'équation  $f(U) = \sum_k J_k(U) = 0$ . La valeur de  $U_{g,\text{eq}}$  ne dépend donc pas de la charge initiale du grain, ce qui veut dire que le grain ne conserve pas de mémoire de son histoire de charge électrique. La charge électrique d'un grain, à une distance de l'étoile  $r$  et une taille  $s$  données, dépend uniquement des conditions physiques présentes, et ne nécessite donc pas de conserver l'histoire dynamique et électrique du grain de poussière exozodiacale étudié. Cette propriété de la charge électrique d'équilibre sera d'une grande aide pour généraliser nos résultats et réutiliser les valeurs calculées.

Enfin, on peut noter que dans le cas d'un processus de charge guidé par le courant plasma,  $U_{g,eq}$  est exactement le même avec ou sans effet photoélectrique. Cependant,  $J_{ph}$  permet de diminuer le temps de charge : son intensité est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle du courant plasma en début de charge et permet d'atteindre les premiers volts en quelques millisecondes. Cette question de temps caractéristique de charge sera étudiée en détail dans la section 2.6.1

## 2.5 Exploration de l'espace des paramètres pour la charge électrique

Nous allons présenter dans cette section les résultats de potentiels électriques d'équilibre atteints par les grains de poussière exozodiacale, en fonction de son rayon, de sa distance à l'étoile, de sa composition chimique ainsi que du type spectral de l'étoile autour de laquelle il orbite. Nous verrons ensuite qu'il est possible de créer une formule analytique qui donne une bonne estimation du potentiel  $U_{g,eq}$ , pour des utilisations pratiques. Enfin, nous discuterons de la fiabilité de nos résultats et des points de vigilance du modèle.

### 2.5.1 Dépendance du potentiel électrique d'équilibre à la taille de grain et la distance à l'étoile

Le potentiel électrique de surface à l'équilibre  $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et du rayon du grain  $s$ , est représenté sur les Figures 2.23 (carbone autour de  $\beta$  Pictoris), 2.24 (carbone autour de  $\epsilon$  Eridani), 2.25 (silicate autour de  $\beta$  Pictoris) et 2.26 (silicate autour de  $\epsilon$  Eridani).

La première conclusion importante est la suivante : pour la gamme de tailles de grains et de distances à l'étoile utilisée, le potentiel électrique d'équilibre est positif, et de l'ordre de quelques volts.

$U_{g,eq}$  est positif car on se situe relativement proche de l'étoile (de quelques rayons stellaires à quelques unités astronomiques), où le courant photoélectrique (toujours positif) est suffisamment fort pour être plus intense que le courant plasma (que ce dernier soit positif ou négatif, peu importe) pour un grain initialement neutre, poussant ainsi systématiquement la charge électrique vers des valeurs positives pour les étoiles considérées dans notre étude. En pratique, seuls quelques cas de tests sur des étoiles de type spectral  $M$  dotés d'un fort vent stellaire ont pu marginalement aboutir à des équilibres de charge négatifs sur des plages de distance à l'étoile limitées. Ce résultat sur le signe de la charge est en accord avec les précédentes études sur le sujet. En effet, les seuls cas identifiés dans lesquels les grains de poussières acquièrent une charge négative sont les cas d'étude du milieu interstellaire dans lesquels le courant photoélectrique est négligé (Mann et al. 2014; Ibáñez-Mejía et al. 2019) ou dans un environnement de plasma dense dans lequel l'intensité du courant plasma est considérablement supérieure (Draine & Salpeter 1979) et peut ainsi enclencher un processus de charge vers les valeurs négatives.

L'ordre de grandeur de quelques volts est en outre cohérent avec notre étude préliminaire sur l'intensité des courants électriques (voir section 2.3) et les travaux existants. D'un point de vue théorique, l'ordre de grandeur de quelques volts pour le potentiel électrique a été expliqué par Mann et al. (2014) et surtout Meyer-Vernet

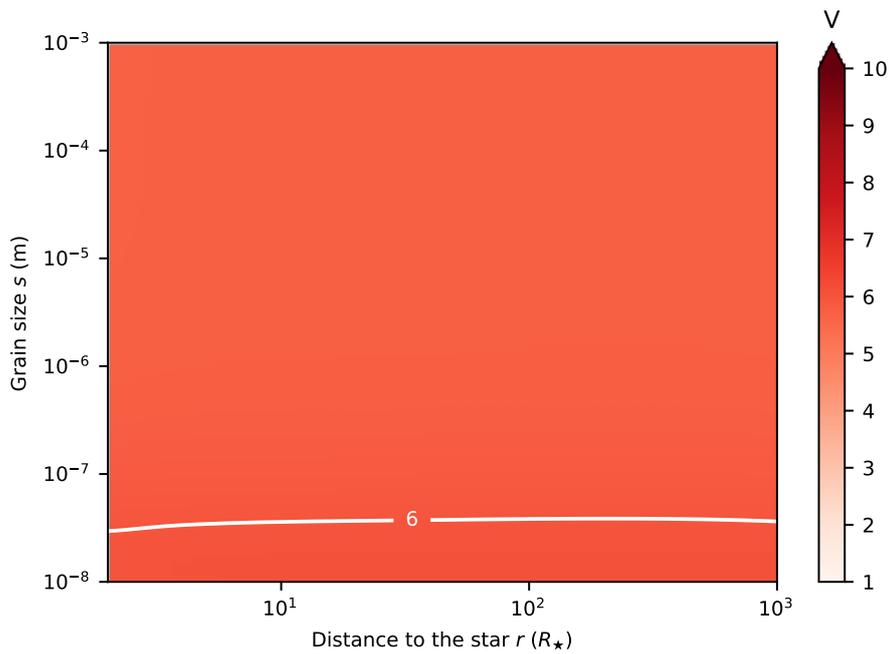


FIGURE 2.23 – Potentiel de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de carbone autour de  $\beta$  Pictoris.

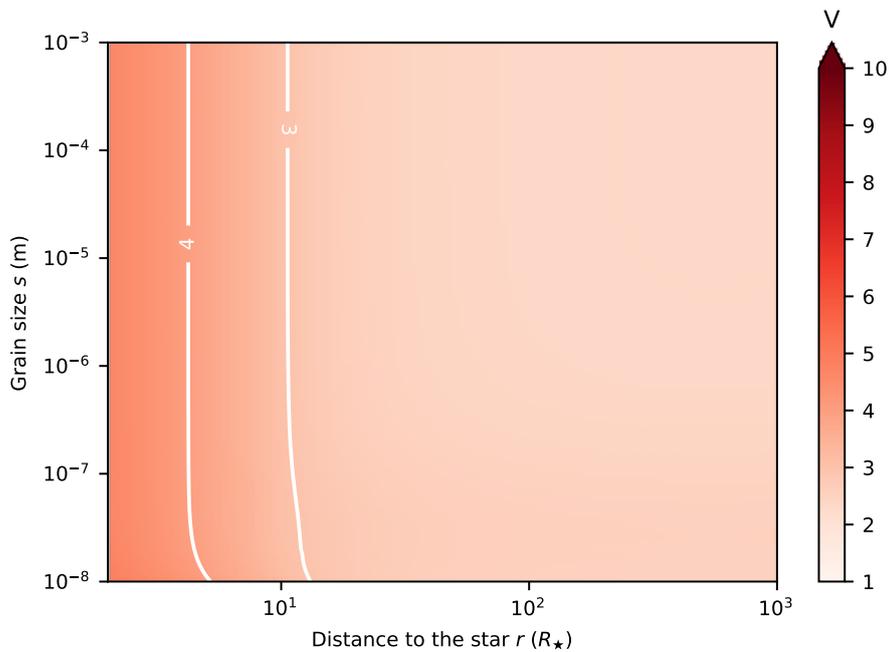


FIGURE 2.24 – Potentiel de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de carbone autour de  $\epsilon$  Eridani.

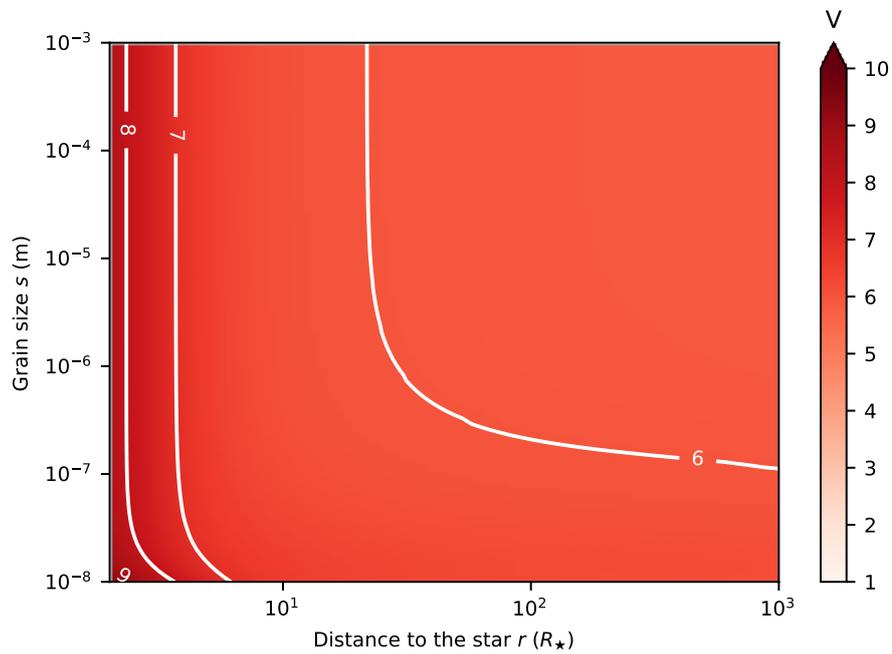


FIGURE 2.25 – Potentiel électrique de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate autour de  $\beta$  Pictoris.

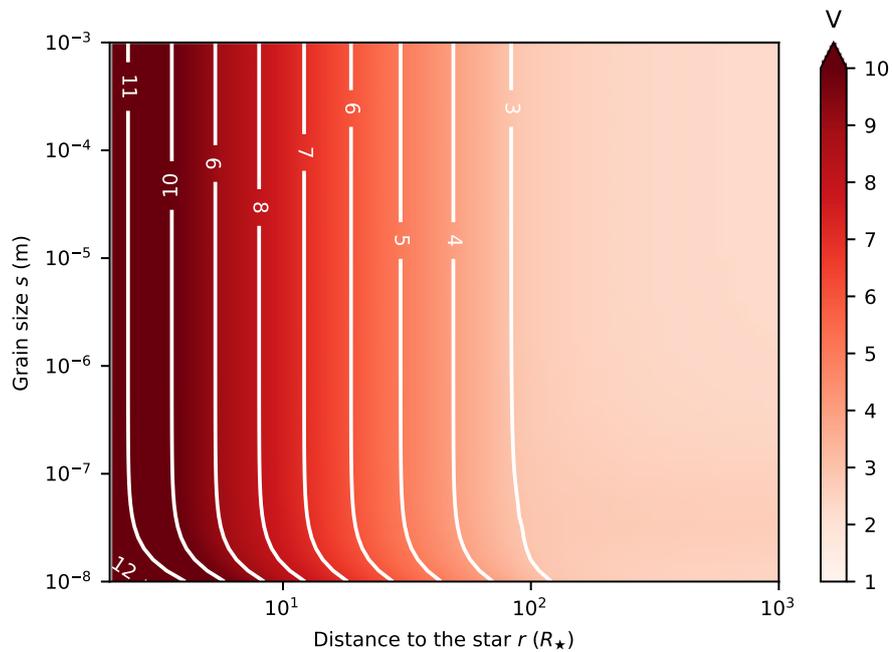


FIGURE 2.26 – Potentiel électrique de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$ , en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani.

et al. (2015) : le potentiel d'équilibre est atteint lorsque le courant électrique à l'origine du processus de charge (effet photoélectrique, ou courant plasma par collage des particules ou émission d'électrons secondaires) s'essoufle. Ceci survient lorsque le grain atteint un potentiel électrique de surface  $U_{g,eq}$  (en  $V$ ) d'ampleur comparable à l'énergie caractéristique (en  $eV$ ) du processus de charge, et est ainsi capable de freiner le processus en question. Cette énergie caractéristique est celle des photons incidents (quelques  $eV$  pour les photons dans le domaine  $UV$ ) lorsque la charge est dominée par l'effet photoélectrique, celle des électrons secondaires émis ( $2 eV$  dans notre modèle) lorsque ce sont eux le moteur de la charge, et enfin la température du plasma (de l'ordre de plusieurs dizaines d' $eV$ , selon le plasma étudié) lorsqu'on se situe dans le cas d'un grain interstellaire qui peut acquérir ainsi une charge (négative) de plusieurs dizaine de volts, selon Mann et al. (2014). D'un point de vue plus pratique, cet ordre de grandeur de quelques volts est comparable avec les travaux antérieurs sur le sujet (Belton 1966; Draine & Salpeter 1979; Mukai 1981; Krivov et al. 1998; Mann et al. 2014; Kimura et al. 2020, e.g.) à l'exception notable de Rieke et al. (2016), dont la charge électrique des grains utilisée correspond à un potentiel électrique de surface de presque  $40 V$  (et qui est vraisemblablement due à la très haute énergie des photons émis par l'étoile jeune utilisée dans l'étude Pedersen & Gómez de Castro (2011) qui a été prise pour référence).

Les valeurs de  $U_{g,eq}(r, s)$  obtenues et représentées sur les quatre Figures 2.23, 2.24, 2.25 et 2.26 peuvent être expliquées par les régimes de charge dominants : charge dominée par l'effet photoélectrique, ou par l'interaction avec le plasma.

En effet, dans le cas où la charge est dominée par le plasma, le potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,eq}$  est (quasiment) égal à la valeur de potentiel pour laquelle  $J_{pla}$  change de signe, dont la valeur dépend fortement de la distance à l'étoile (voir Figures 2.12 et 2.19). Plus le grain se situe loin de l'étoile, plus le potentiel de bascule du courant plasma sera bas et donc le potentiel d'équilibre du grain peu élevé : on observe alors un déclin régulier de  $U_{g,eq}$  à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile. Ceci est particulièrement notable sur la Figure 2.26, pour la charge d'un grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani, où le processus de charge électrique est guidé par le plasma jusqu'à 100 rayons stellaires.

A l'inverse, les cas dans lesquels la charge est dominée par l'effet photoélectrique crée des zones où  $U_{g,eq}$  est indépendant de la distance à l'étoile. Cet effet peut être expliqué en ré-examinant les Figures 2.16 ( $1000 R_*$ ) et 2.15 ( $10 R_*$ ). Lorsqu'on se rapproche de l'étoile, l'intensité de l'effet photoélectrique va simplement croître en  $r^{-2}$  et la courbe représentant  $J_{ph}$  monter progressivement, sans autre altération. L'intensité du courant plasma va elle aussi croître en  $r^{-2}$  en s'approchant de l'étoile mais le potentiel de bascule entre les valeurs positives et négatives de  $J_{pla}$  va se déplacer sur l'axe horizontal, vers la droite (on se rapproche de l'étoile, donc l'émission d'électrons secondaires devient plus intense et le courant plasma reste positif sur une zone de potentiels plus étendue). La forme de la courbe de  $J_{pla}$ , très plate en dehors du "V" du point de bascule (cf Fig. 2.16 et 2.15), permet de comprendre aisément que le point d'intersection de  $J_{ph}$  et  $J_{pla}$ , qui définit le potentiel électrique d'équilibre, ne variera que très peu lorsque la distance à l'étoile varie, tant que l'on reste dans le cas où l'effet photoélectrique est prédominant (potentiel de bascule de l'effet plasma situé donc à gauche du potentiel d'équilibre). L'indépendance de  $U_{g,eq}$  avec la distance à l'étoile  $r$  peut également être observée de façon plus empirique via la Figure 2.20 : dès que le courant plasma n'est plus l'élément moteur de la charge (généralement proche de l'étoile), le potentiel d'équilibre du grain cesse de décroître et devient quasiment indépendant de la distance à l'étoile (au-delà de  $100 R_*$  sur

la Figure 2.20). On obtient ainsi, pour les zones où la charge est guidée par l'effet photoélectrique, un plateau sur les quatre Figures 2.23, 2.24, 2.25 et 2.26. Ceci est particulièrement visible sur la Figure 2.23 pour laquelle ce plateau s'étend sur toute la zone d'étude.

Le relief observé sur les quatre figures représentant  $U_{g,eq}(r, s)$  peut au final être interprété comme une combinaison des deux cas de charge évoqués ci-dessus : un plateau de potentiel électrique minimal assuré par l'effet photoélectrique (de l'ordre de 5 à 6 V pour  $\beta$  Pictoris, et 2 à 3 V  $\epsilon$  Eridani), et une pente due à l'effet plasma qui permet d'atteindre des valeurs de potentiel électrique plus élevées proche de l'étoile (plus marqué pour les silicates que pour les grains carbonés). L'"altitude" obtenue (la valeur finale de potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,eq}$ ) s'avère être le maximum de ces deux contributions, propriété qui sera réutilisée ultérieurement pour concevoir la formule empirique de  $U_{g,eq}(r)$ .

La dépendance du potentiel électrique d'équilibre avec la distance à l'étoile  $U_{g,eq}(r)$  peut donc être résumée ainsi : lorsque la charge est guidée par l'effet photoélectrique (par exemple un grain de carbone autour de  $\beta$  Pictoris), il n'y a pas de dépendance en distance, tandis que lorsque la charge est guidée par l'effet plasma (par exemple un grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani) on observe un déclin prononcé du potentiel d'équilibre lorsque la distance à l'étoile augmente. Lorsque, pour une configuration étoile/matériau, les deux situations coexistent, on observe un déclin de  $U_{g,eq}(r)$  proche de l'étoile puis un plateau.

L'impact de la taille de grain  $s$  sur le potentiel électrique d'équilibre est quant à elle très marginale.

Dans le cas où le charge est guidée par le courant plasma (par exemple Figure 2.26), on observe une inflexion des lignes de niveau lorsque les tailles de grain s'approche de 10 nm. Pour ces tailles de grain, l'augmentation du rendement d'émission secondaire  $\delta_e$  vue en section 2.3.1 de l'ordre de 10% provoque également une augmentation du potentiel de l'ordre de 10%. Le potentiel électrique d'équilibre est ensuite rigoureusement indépendante de la taille de grain dès que  $s > 50$  nm.

Lorsque la charge est guidée par l'effet photoélectrique, on observe une légère déviation des lignes de niveau autour de  $s = 10^{-7}m$  (voir Figures 2.23 et 2.24). Ceci s'explique par l'intensité légèrement supérieure de  $J_{ph}$  pour cette taille de grain (voir section 2.3.1 et Figure 2.8), qui permet de pousser la charge électrique à un niveau légèrement plus haut (de l'ordre de 5% d'augmentation) malgré le freinage du courant de plasma (négatif). Cet effet est maximal pour les tailles de grain de quelques dizaines de nanomètres.

Le potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,eq}$  dépend en outre grandement de la combinaison étoile/matériau étudiée. Le type spectral de l'étoile centrale choisi joue un rôle majeur dans l'intensité du courant photoélectrique : en effet, une étoile chaude sera à même d'émettre une quantité importante de photons dans le domaine UV et proche X, et ainsi générer un courant photoélectrique intense. Ceci se traduit visuellement par un plateau de valeurs de  $U_{g,eq}$  plus élevé pour  $\beta$  Pictoris ( $\simeq 6$  V, ce qui assure un potentiel électrique d'équilibre assez élevé même loin de l'étoile, que l'on observe sur les Figures 2.23 et 2.25) que pour  $\epsilon$  Eridani ( $\simeq 2$  V, que l'on atteint seulement à plusieurs dizaine à centaine de rayons stellaires sur les Figures 2.24 et 2.26). Le choix de l'étoile fixe également la température du vent stellaire, qui guide le processus d'émission d'électrons secondaires, et donc la valeur de  $U_{g,eq}$  maximale atteignable lors des charges guidées par le courant plasma. La température coronale est légèrement inférieure pour  $\beta$  Pictoris (voir table 2.2) que pour  $\epsilon$  Eridani, ce qui

explique que les potentiels atteints proche de l'étoile en Figure 2.25 ne dépassent pas 8 à 9 V, contrairement à la Figure 2.26 sur laquelle le potentiel atteint 11 à 12 V. La composition chimique du grain est un facteur décisif pour l'émission d'électrons secondaires, car le rendement  $\delta_e$  de ce processus est nettement supérieur pour les grains de silicate que pour ceux en carbone (voir table 2.1). Ceci permet d'entretenir une émission d'électrons secondaires suffisamment intense pour que le courant plasma reste positif malgré une charge de grain déjà nettement positive. On observe ainsi de très hauts potentiels d'équilibre proche de l'étoile pour les grains de silicate (Figures 2.25 et 2.26), alimentés par un processus de charge guidé par l'effet plasma. Dans ces situations, on observe logiquement une décroissance de  $U_{g,eq}$  à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile, puisque l'émission secondaire se tarit lorsque la température du plasma diminue. Pour les grains de carbone (Figures 2.23 et 2.24), la pente due à l'émission secondaire culmine aux alentours de 6 V et n'est donc même pas visible lorsque l'étoile centrale  $\beta$  Pictoris alimente déjà un haut plateau de potentiel électrique d'équilibre par effet photoélectrique.

Ces résultats et tendances sont cohérents avec la majorité des précédentes études sur la charge électrique des grains de poussière dans l'espace, à la fois en termes de valeurs de potentiel électrique d'équilibre qu'en termes de sensibilité aux paramètres.

L'indépendance de  $U_{g,eq}$  à la taille de grain avait été mentionnée par Krivov et al. (1998) et sous-entendue par des modèles théoriques. La forte sensibilité de la charge à la température du vent stellaire, visible dans notre étude via la distance à l'étoile, était soulignée dans la Figure 1 de Draine & Salpeter (1979), dans un contexte certes différent : celui de la poussière interstellaire dans un plasma chaud - jusqu'à  $10^9 K$  - où la charge électrique est limitée par l'émission de champ pour les plus hautes températures de plasma. Enfin, les différences de potentiels électriques d'équilibre en fonction de la composition chimique du grain sont similaires (5 V pour les grains de carbone, 10 V pour ceux de silicate proche de l'étoile) à ceux obtenus par Krivov et al. (1998) and Mukai (1981).

Une comparaison plus fine avec les résultats de l'article Kimura et al. (2020), sur lequel je me suis basé pour construire mon modèle de charge, montre que les résultats et interprétations sont globalement cohérents, comme par exemple un potentiel d'équilibre plus élevé proche de l'étoile pour les silicates, phénomène attribué à l'émission d'électrons secondaires. Des différences significatives sont cependant présentes : Kimura et al. (2020) obtiennent des potentiels d'équilibre élevés proche de  $\epsilon$  Eridani pour des grains carbonés (malgré un rendement d'émission secondaire faible) ou relativement faibles proche de  $\beta$  Pictoris pour des grains de silicate (pour lesquels l'émission d'électrons secondaires devait être élevée). Leurs résultats, justifiés par l'émission d'électrons secondaires, semblent donc davantage sensibles au type spectral de l'étoile utilisée qu'à la composition chimique du grain, alors que j'obtiens plutôt l'inverse. Ce résultat semble contredire la différence notable de rendement d'émission secondaire entre matériaux, et ne pourrait être obtenue que par un écart très significatif entre les vents stellaires utilisés. Je n'ai cependant pas réussi à reproduire de telles différences entre étoiles, même en réutilisant les températures coronales exactes de Kimura et al. (2020), et cette dépendance de l'émission d'électrons secondaires au type d'étoile est restée inexpliquée.

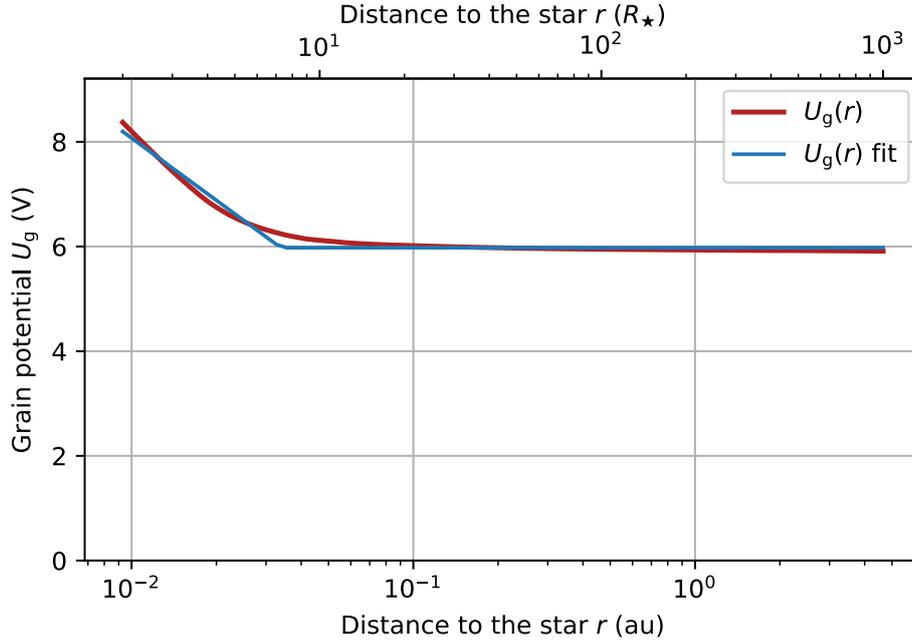


FIGURE 2.27 – Potentiel électrique de surface d’équilibre  $U_{g,\text{eq}}$  en fonction de la distance à l’étoile  $r$ , et son approximation avec la formule analytique  $U_{g,\text{eq}}(r) = \max(C, a - b * \log(r/r_0))$ , pour un grain de silicate de  $10^{-6}m$  autour de *beta* Pictoris.

## 2.5.2 Formule analytique pour le potentiel d’équilibre en fonction de la distance à l’étoile

Nous avons vu dans la section précédente que le potentiel électrique d’équilibre ne dépend que très faiblement du rayon du grain  $s$ , on peut donc faire l’approximation que, pour un couple étoile/matériau donné,  $U_{g,\text{eq}}$  ne dépend que de la distance à l’étoile  $r$ . Nous allons en outre nous servir de l’observation selon laquelle le potentiel d’équilibre obtenu est la valeur maximale parmi les deux reliefs : un plateau (constant, dont la valeur sera à présent notée  $C$ ) dû aux processus de charge guidés par l’effet photoélectrique, et une pente décroissante  $a - b * \log(r)$  due à l’essoufflement de l’émission d’électrons secondaires :  $U_{g,\text{eq}}(r) = \max(C, a - b * \log(r/r_0))$ , où  $r_0 = 1au$ .

Un exemple de courbe de  $U_{g,\text{eq}}(r)$  et son approximation par la formule  $\max(C, a - b * \log(r/r_0))$  sont présentés en Figure 2.27. Les coefficients  $C$ ,  $a$  et  $b$  (en Volts) pour différents couples étoile/matériau sont quant à eux disponibles en table 2.3. Ces formules analytiques sont valables pour le domaine de taille de grain préalablement étudié ( $s$  compris entre  $10^{-9}$  et  $10^{-3} m$ ).

Comme attendu le coefficient  $C$  qui représente les zones où la charge est guidée par l’effet photoélectrique présente une très faible dépendance à la composition chimique du grain. Le plateau de hauteur  $C$  est en outre logiquement plus élevé pour les étoiles de type spectral précoce. Les coefficients  $a$  et  $b$ , qui traduisent quant à eux les situations où la charge est guidée par le courant plasma, dépendent fortement du matériau : la pente  $b$  atteint 4 à 5 volts par ordre de grandeur de  $r$  pour les silicates (ce qui est cohérent avec la forte émission d’électrons secondaires pour ce matériau)

TABLE 2.3 – Coefficients analytiques pour  $U_{g,eq}(r)$  pour 4 étoiles et 2 matériaux

Matériau Coefficient Unité	Carbone			Silicate		
	C (V)	a (V)	b (V)	C (V)	a (V)	b (V)
$\beta$ Pictoris (A6)	5,74	n/a	n/a	5,98	0,16	3,95
Etoile de référence F0	4,77	4,74	0,03	4,90	-0,62	4,02
Soleil (G2)	2,89	1,94	0,71	2,92	-2,25	5,25
$\epsilon$ Eridani (K2)	2,42	0,21	2,20	2,47	0,61	5,23

alors qu'elle se limite à 0 à 3 volts pour les grains de carbone.

Il est important de rappeler que les coefficients  $C$ ,  $a$  et  $b$ , malgré leur sens physique et leurs unités en volts, ne correspondent pas directement à des potentiels électriques d'équilibre. Ainsi, lorsqu'un grain de carbone autour du soleil possède une valeur de  $a$  négative, cela n'implique pas que  $U_{g,eq} < 0$  pour cette situation, mais seulement qu'une charge uniquement alimentée par le courant plasma à 1 *au* aboutirait fictivement à une valeur négative s'il n'y avait pas de plateau dû à l'effet photoélectrique. En outre, le  $n/a$  dans la case correspondant à l'étoile  $\beta$  Pictoris dans le tableau 2.3 signifie juste que la courbe due à l'émission secondaire ne dépasse jamais le plateau dû à l'effet photoélectrique pour une étoile aussi chaude, les paramètres  $a$  et  $b$  sont donc inutiles.

Ces formules analytiques sont faciles d'utilisation et ont tout de même une base physique directe qui facilite leur compréhension et leur interprétation. Elles ont été conçues pour les chercheurs qui auraient un besoin ponctuel de valeurs de charges électriques d'équilibre de poussières dans le milieu interplanétaire, et ne voudraient pas s'encombrer d'un modèle complet de charge électrique dans l'espace.

### 2.5.3 Discussion du modèle et conclusions sur les potentiels électriques

Le modèle de charge électrique des poussières exozodiacales utilisé dans cette étude fait intervenir un nombre substantiel d'approximations et d'hypothèses (détaillées en section 2.2.1), ainsi que de nombreuses données d'entrée sur lesquelles pèsent inévitablement des incertitudes.

Il est donc nécessaire d'identifier les paramètres clés du modèle, ceux dont la variation affecte fortement les résultats de charge électrique et auxquels il faudra accorder une attention particulière, par rapport à ceux dont l'impact restera marginal. Ceci permettra à la fois de confirmer les résultats les plus solides de notre étude, ceux qui restent valables lorsque les paramètres clés varient dans leur gamme d'incertitude raisonnable, et de mettre en lumière les axes d'amélioration qui semblent les plus essentiels scientifiquement, pour de futurs travaux.

#### 2.5.3.1 Sensibilité aux paramètres

Dans cette section, nous allons examiner les variations du potentiel électrique d'équilibre du grain lorsque les valeurs de différents entrants du modèle sont altérées. Ces entrants peuvent concerner :

- le grain (énergie d'extraction d'un électron par effet photoélectrique  $W_\infty$ , température de sublimation  $T_{sub}$ , rendement d'émission d'électron secondaire  $\delta_e$ , et énergie moyenne des électrons secondaires émis  $E_{esc}$ )

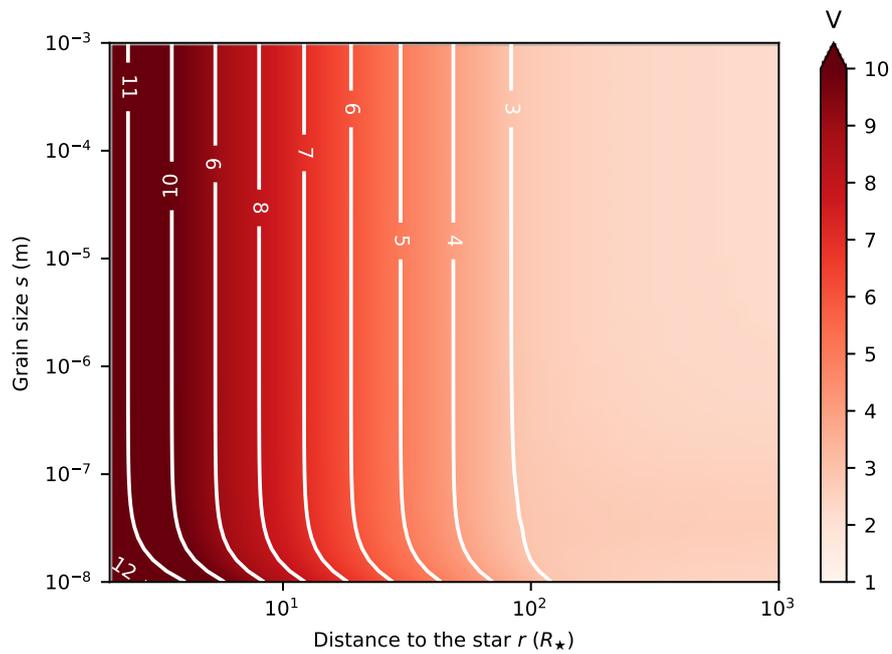


FIGURE 2.28 – Potentiel électrique de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$  en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de  $\epsilon$  Eridani. Modèle de référence.

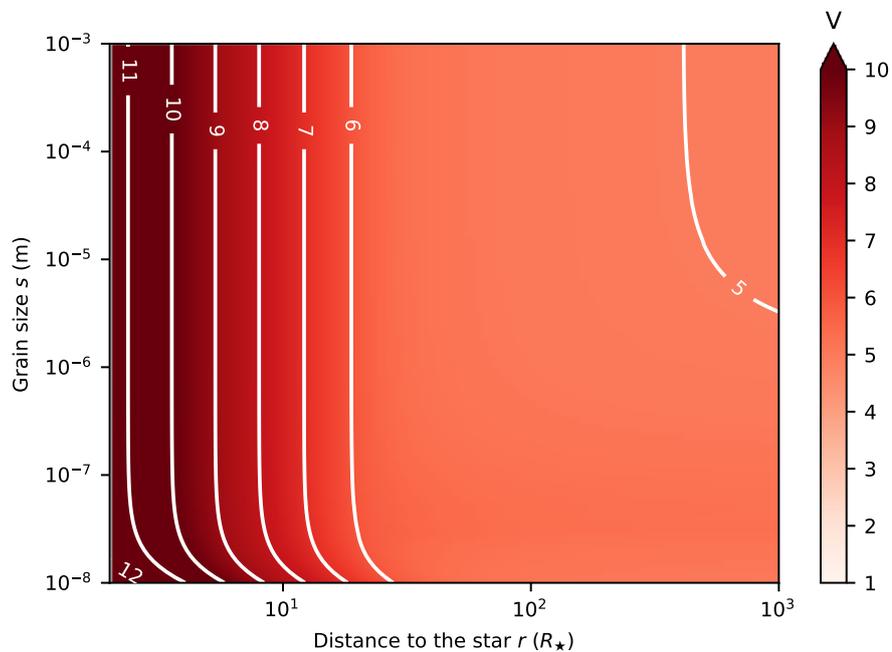


FIGURE 2.29 – Potentiel électrique de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$  en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de  $\epsilon$  Eridani. Energie d'extraction photoélectrique  $W_\infty$  diminuée de  $4,97 \text{ eV}$  à  $1,97 \text{ eV}$ .

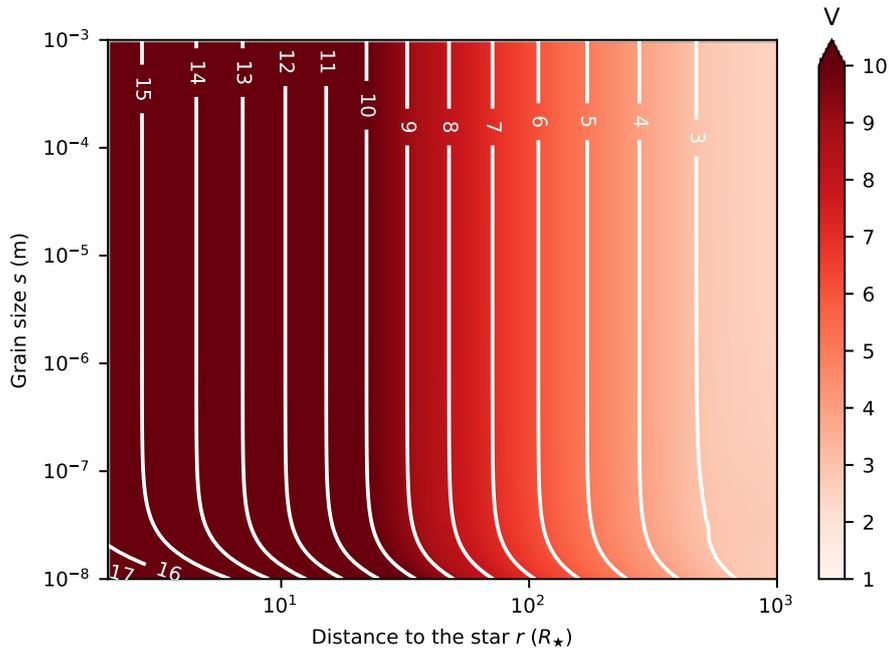


FIGURE 2.30 – Potentiel électrique de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$  en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de  $\epsilon$  Eridani.

Température coronale du vent stellaire augmentée de  $1,7 \times 10^6 K$  à  $3,4 \times 10^6 K$ .

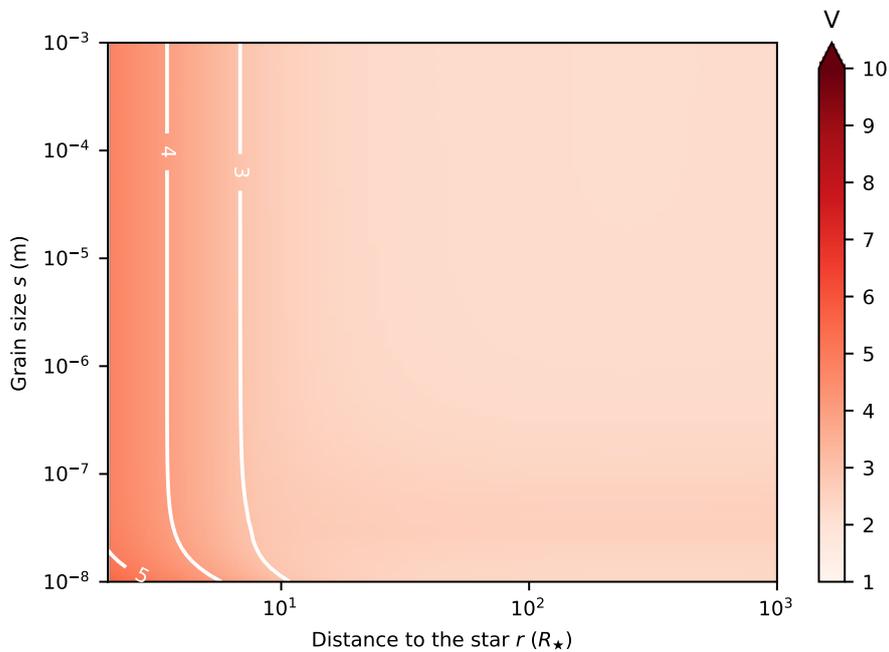


FIGURE 2.31 – Potentiel électrique de surface d'équilibre  $U_{g,eq}$  en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de  $\epsilon$  Eridani.

Rendement maximal d'émission d'électron secondaire  $\delta_{max}$  diminué de 2,4 à 1,0

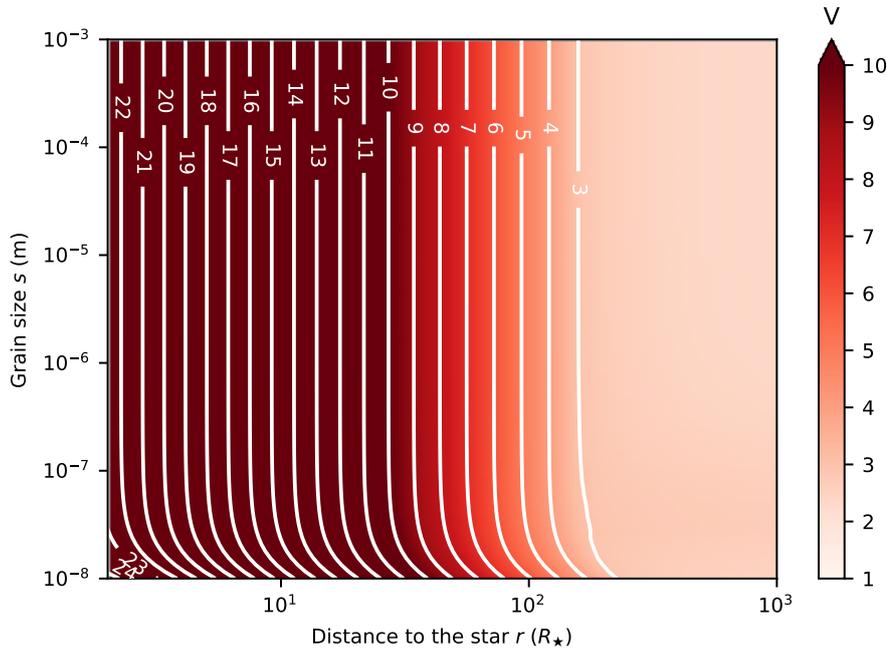


FIGURE 2.32 – Potentiel électrique de surface d’équilibre  $U_{g,eq}$  en fonction de la distance à l’étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate orbitant autour de  $\epsilon$  Eridani. Energie moyenne des électrons secondaires émis augmentée de  $2 eV$  à  $4 eV$ .

- l’étoile (température du vent stellaire  $T_{sw}$ , par le biais de la température coronale  $T_{cor}$  et de l’exposant de la loi de puissance, et énergie relative des électrons et protons constituant le plasma)
- la trajectoire du grain (son excentricité)

Ces modifications seront étudiées une à une, sur un grain de silicate en orbite autour de l’étoile  $\epsilon$  Eridani, dans l’ordre suivant : celles qui concernent le courant photoélectrique en premier lieu ( $W_\infty$ ), puis celles ayant trait au courant plasma ( $\delta_e$ ,  $E_{esc}$ ,  $T_{sw}$ , excentricité) et enfin celles liées au courant thermionique ( $T_{sub}$ ). Les résultats méritant une illustration sont présentés aux Figures 2.29, 2.30, 2.31 et 2.32, et peuvent être comparés au modèle de référence appliqué à un grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani rappelé en Figure 2.28.

### 2.5.3.1.1 Courant photoélectrique

Le paramètre clé identifié pour le courant photoélectrique est l’énergie d’extraction d’un électron  $W$ . Nous avons vu en sections 2.2.2 et 2.3.3 que  $W$  filtre les photons à même de participer à l’effet photoélectrique : si  $W_\infty$  (et donc  $W$ ) augmente, une partie des photons qui contribuaient à  $J_{ph}$  n’en sont à présent plus capables, et donc l’intensité de  $J_{ph}$  diminue. A l’inverse, si  $W_\infty$  diminue, davantage de photons du spectre de l’étoile participent et l’intensité de  $J_{ph}$  augmente.

La Figure 2.29 présente les potentiels d’équilibre de surface  $U_{g,eq}$  dans le cas où  $W_\infty$  a été abaissé de 3 volts. On s’attend donc à un courant photoélectrique plus intense, et c’est effectivement ce que l’on observe.  $J_{ph}$  reste négligeable proche de l’étoile, où la charge d’équilibre continue d’être gouvernée par le courant plasma, mais dès quelques dizaines de rayons stellaires le courant photoélectrique réhaussé permet

de basculer vers un régime où la charge est dominée par l'effet photoélectrique. On atteint un plateau à environ  $5 V$ , qui ressemble étrangement au cas d'un grain de silicate en orbite autour de  $\beta$  Pictoris, étoile plus chaude pour laquelle l'effet photoélectrique est plus intense.

Cet exemple permet d'illustrer que la valeur de  $W_\infty$  utilisée en entrée du modèle influencera les zones de domination des courants photoélectrique ou plasma. L'effet d'une modification de  $W_\infty$  sera d'autant plus fort que le courant photoélectrique est important dans le processus de charge. Le cas étudié (grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani) était le moins favorable, les impacts des incertitudes sur  $W_\infty$  sont encore plus marqués dans les autres situations d'étude.

### 2.5.3.1.2 Courant plasma

L'orbite du grain de poussière exozodiacale étudié est considérée circulaire ou faiblement excentrique (voir section 2.2.1) : à une distance de l'étoile  $r$  donnée, la vitesse relative du flot du vent stellaire par rapport à la vitesse du grain est donc unique.

J'ai effectué des tests sur des orbites plus excentriques, et il s'est avéré que, même pour les plus elliptiques, la variation de vitesse relative (jusqu'à  $100 km/s$  proche de l'étoile) n'a eu qu'un impact extrêmement mesuré sur les résultats de charge électrique. Même dans le cas le plus sensible à une telle modification (grain de silicate en orbite proche autour de  $\epsilon$  Eridani, pour lequel la charge est très largement guidée par le courant plasma), le potentiel électrique d'équilibre n'a varié que de 4% : de  $7,23 V$  (dans le cas où le grain suit le flot du vent stellaire) à  $7,73 V$  (où il se déplace contre le vent), à comparer aux  $7,47 V$  pour une orbite circulaire d'un grain de rayon  $10^{-7} m$  grain à  $10R_*$ ). Dans la majorité des cas, le potentiel électrique d'équilibre a été modifié de moins de 1%. Etant données les incertitudes sur les autres données du modèle, et notamment concernant l'émission d'électrons secondaires dont il est question dans un paragraphe ultérieur, il apparaît donc superflu de complexifier le modèle de charge pour tenir compte des trajectoires de grains. Les valeurs de  $U_{g,eq}$ , obtenues pour un cas d'orbite faiblement excentrique, peuvent donc être généralisées à des orbites plus excentriques sans introduire d'erreur significative.

Les électrons sont les principales particules à l'origine du courant plasma auquel est soumis le grain, courant prédominant dans l'équilibre de charge électrique dans la majorité des cas étudiés. La vitesse des électrons du vent stellaire dépend très largement de l'agitation thermique, on peut donc s'attendre à ce que la température du vent stellaire soit un paramètre plus sensible que la vitesse de flot du vent examinée précédemment.

Les valeurs de températures coronales pour les étoiles lointaines souffrent de graves incertitudes. En effet, ces valeurs ne sont pas issues de mesures directes, mais calculées par une formule analytique basée sur la luminosité dans le domaine  $X$  de l'étoile en question. La Figure 2.30 présente les résultats de  $U_{g,eq}$  en utilisant la valeur de température coronale de  $\epsilon$  Eridani utilisée dans Kimura et al. (2020) :  $3,4 \times 10^6 K$ . La température coronale plus élevée se traduit par une température du vent stellaire plus haute pour chaque distance  $r$  considérée, et donc une énergie des électrons incidents également augmentée : le rendement d'émission secondaire est ainsi amélioré ( $\delta_e(E)$  est une fonction croissante sur ce domaine d'énergie). On observe donc des potentiels électriques d'équilibre plus élevés, jusqu'à plus de  $15 V$  proche de l'étoile, et encore  $6$  à  $7 V$  à  $100$  rayons stellaires de l'étoile (alors que dans cette zone on a atteint le plateau dû à l'effet photoélectrique dans le modèle de référence).

La température de plasma peut également être modulée par l'exposant de la loi de puissance (voir formule 2.6) : un exposant plus élevé induirait une pente de décroissance plus nette pour  $U_{g,eq}(r)$  dans les régions où la charge d'équilibre est dominée par le courant plasma (non-représenté sur une figure).

On voit donc que les résultats de potentiel d'équilibre varient de plusieurs volts (et même du simple au double, de 3 à 6 V sur la Figure 2.30 à 100 rayons stellaires) selon que l'on prenne la température du vent stellaire d'une source bibliographique ou d'une autre. La crédibilité de cette donnée est donc d'importance cruciale pour le modèle.

Enfin, il est important de noter que la dépendance à la température du vent stellaire concerne principalement les électrons. En effet, bien que l'on inclue dans le modèle les électrons secondaires créés par impacts de protons, leur contribution au processus de charge reste marginale. Ainsi, aucune différence de potentiel d'équilibre n'est constatée lorsque la température des protons est divisée d'un facteur deux. Ceci signifie que l'hypothèse sur la température unique du plasma peut être quelque peu relâchée : seule importe vraiment la température des électrons, l'énergie des protons et particules  $\alpha$  peut être légèrement différente sans que cela ne change le déroulement du processus de charge électrique.

En réalité, les paramètres décisifs dans le processus de charge sont ceux qui ont trait à l'émission d'électrons secondaires.

En premier lieu, le rendement d'émission secondaire à partir d'électrons incidents  $\delta_e$ , qui détermine le nombre d'électrons secondaires émis pour chaque électron incident. Lorsque les électrons secondaires émis sont suffisamment nombreux, les électrons incidents ne contribuent plus négativement mais positivement à la charge électrique du grain. La valeur de  $\delta_e$  est donc d'importance cruciale, car dès que  $\delta_{max} > 0,5$  (voir équation 2.12 et notamment le facteur 2 du à la forme sphérique du grain) il est théoriquement possible de basculer vers un régime où les électrons deviennent moteurs du processus de charge électrique vers des valeurs positives.

Une faible incertitude sur la valeur de  $\delta_{max}$  change immédiatement le potentiel de bascule du signe de  $J_{pla}$  et donc la valeur du potentiel électrique d'équilibre du grain. Pour un grain de silicate situé à  $10 R_x$  de  $\epsilon$  Eridani, un changement de  $\delta_{max} = 2,4$  à  $2,0$  entraîne une perte de potentiel de  $1,5 V$  (de  $7,5 V$  à  $6 V$ ). Et un changement majeur de  $\delta_{max}$ , de  $2,4$  à  $1$ , redessine entièrement la carte de potentiels d'équilibre, comme illustré sur la Figure 2.31. En réalité, cette carte de  $U_{g,eq}(r, s)$  obtenue pour un grain de silicate en orbite autour de  $\epsilon$  Eridani avec un rendement d'émission secondaire moindre ressemble non plus aux résultats du modèle de référence, mais à la carte d'un grain de carbone autour de  $\epsilon$  Eridani (Figure 2.24)! Au final, c'est comme si les différences de paramètres optiques, thermiques, physiques ou électriques entre des grains de compositions chimiques différentes étaient quasiment négligeables, et que seule comptait le rendement d'émission secondaire  $\delta_{max}$ .

Ceci implique que la précision des valeurs d'entrée de  $\delta_{max}$  des matériaux utilisés devrait être la priorité de chaque modèle de charge électrique de grain dans l'espace. Hélas, les références utilisées dans cette étude et les précédentes sur le sujet sont à la fois peu nombreuses et très anciennes : Hachenberg & Brauer (1959) et Bruining (1954). Une mise à jour de ces références par des travaux plus récents sur les propriétés électriques des solides améliorerait grandement la confiance que l'on peut accorder aux résultats astrophysiques que nous avons obtenus grâce à notre modèle de charge électrique.

Outre la création d'électrons secondaires, le second élément décisif pour l'équilibre

de la charge électrique du grain est la probabilité d'échappement des électrons secondaires produits. Cette probabilité d'échappement est directement liée à l'énergie des électrons secondaires émis, qui dérive de l'énergie moyenne et de la distribution en énergie choisies. La distribution en énergie utilisée (voir équation 2.13) est issue de [Draine & Salpeter \(1979\)](#), qui est proche d'une dépendance en  $E^{-1}$  d'une diffusion de Rutherford. Des distributions alternatives (par exemple de type Maxwellienne, utilisée par [Němeček et al. 2018](#)) n'ont pas été testées. En revanche, l'énergie moyenne des électrons secondaires émis ( $E_{\text{esc}} = 2 \text{ eV}$  dans le modèle de référence) a été interrogée. Une simulation où  $E_{\text{esc}} = 1 \text{ eV}$  freinerait considérablement l'efficacité de l'émission secondaire dès que le grain acquerrait une charge positive : on observe dans cette situation une charge maximale de seulement  $4 \text{ V}$  - non représentée sur une Figure - pour un grain de silicate en orbite proche autour de  $\epsilon$  Eridani, valeur qui se rapproche d'un grain de carbone (pour lequel l'émission d'électrons secondaires est moins efficace). A l'inverse, si l'on augmente  $E_{\text{esc}}$  jusqu'à  $4 \text{ eV}$ , cela permet aux électrons secondaires de continuer à s'échapper de grains déjà nettement chargés positivement. La carte  $U_{g,\text{eq}}(r, s)$  qui en résulte correspond à la Figure 2.32. On atteint des potentiels électriques de plus de  $20 \text{ V}$  proche de l'étoile, ce qui est encore davantage que ceux obtenus avec une température coronale augmentée ! On peut ainsi obtenir une augmentation similaire des potentiels électriques d'équilibre (de  $7 - 8 \text{ V}$  à  $10 - 11 \text{ V}$  pour un grain de silicate en orbite à  $10R_*$  de  $\epsilon$  Eridani) en augmentant l'énergie des électrons secondaires émis de  $2$  à  $3 \text{ eV}$ , ou bien en améliorant le rendement d'émission secondaire  $\delta_e$  de  $2, 4$  à  $3, 6$ . Cette importance de l'énergie des électrons secondaires est cohérente avec les conclusions de l'étude de [Němeček et al. \(2018\)](#). Malheureusement, une fois encore nous n'avons pas trouvé de travaux récents et encore moins nombreux pour ce genre de données, et nous nous sommes reposés sur les travaux de [Kollath \(1956\)](#). Notre travail bénéficierait grandement d'une mise à jour des travaux sur l'émission d'électrons secondaires des solides utilisés dans les modèles de poussière dans l'espace.

### 2.5.3.1.3 Courant thermionique

Enfin, le courant thermionique est principalement limité par la température de sublimation des grains. Cependant, il s'avère que même une augmentation de  $T_{\text{sub}}$  de  $200 \text{ K}$  (ce qui correspondrait à une grosse incertitude sur les caractéristiques des matériaux utilisés) ne permette pas d'obtenir des intensités de  $J_{\text{th}}$  à même de modifier le potentiel électrique d'équilibre du grain. En effet, le gain de potentiel ne dépasse pas  $0,1 \text{ V}$  même dans le cas le plus favorable (grain de carbone en orbite à quelques dizaines de rayons stellaires autour de  $\epsilon$  Eridani). A l'image de l'effet thermionique dans son ensemble, il apparaît que les incertitudes (raisonnables) sur la température de sublimation du matériau choisi pour le grain n'ont aucun effet sur les potentiels électriques d'équilibre obtenus.

### 2.5.3.2 Contour de l'étude

Les résultats de charge électrique obtenus ont pour vocation à être aussi fiables et réutilisables que possible. Cependant, leur domaine de validité doit être strictement respecté, car les processus physiques impliqués dans notre modèle de charge pourraient aboutir à des résultats nettement différents dans des situations alternatives.

La première limite concerne la géométrie utilisée pour décrire les grains de poussière exozodiacale : nous utilisons des sphères compactes homogènes. Cette hypothèse est surtout d'importance pratique (pour calculer les paramètres optiques par la théorie de Mie, et les processus électriques en jeu ne dépendent que d'un seul paramètre : la taille du grain). Elle peut être réaliste proche de l'étoile, où la sublimation entre en jeu et pourrait façonner un grain initialement non-sphérique vers une forme sphérique. Cependant, des observations en polarisation suggèrent que les résultats d'observation ne sont pas compatibles avec des sphères compactes (Graham et al. 2007; Kirchschrager & Bertrang 2020), ni même des sphères (Milli et al. 2017; Arriaga et al. 2020). Les grains seraient plus probablement des agrégats, théorie supportée par l'observation directe de ces particules sur la comète 67P (Mannel et al. 2016; Mannel et al. 2019) dans le système solaire. C'est pourquoi des recherches sur la modélisation des agrégats tels que ceux menés par Mukai et al. (1992) ou Kimura et al. (1997) sont nécessaires pour améliorer la fiabilité des modèles.

La correspondance entre potentiel électrique de surface  $U_g$  et charge électrique  $Q$  n'est alors plus aussi directe que dans le cas sphérique décrit par l'équation 2.2. Un potentiel électrique de surface correspondrait ainsi à des valeurs de charge différentes selon la géométrie du grain (Ma et al. 2013), d'un ratio de quelques unités pour des géométries fractales à plus que 10 fois plus pour des tubes d'après Auer et al. (2007). Les valeurs de rapport charge-sur-masse  $\frac{Q}{m}$  seraient en outre également modifiées par la porosité du grain. Nous aurions donc des grains comprenant davantage de charges électriques par rapport à leur masse, et donc dans l'ensemble plus sensibles au champ magnétique que leurs équivalents sphériques et compacts.

La seconde limite à notre étude est liée à la zone d'étude des grains, qui se limite au milieu interplanétaire (jusqu'à quelques dizaines d'unités astronomiques). A des distances plus importantes, les courants électriques décrits dans le modèle resteraient valides, mais leur importance relative serait modifiée : le courant photoélectrique deviendrait négligeable, et le courant plasma serait considérablement altéré par la description du plasma dont la (ou les) température(s) et densités seraient gouvernées par des processus physiques différents du vent stellaire d'une étoile proche. Ceci modifierait considérablement les conclusions de cet article, en retirant les cas d'équilibre de charge guidés par l'effet photoélectrique et les analyses associées, en ouvrant la possibilité de grains chargés négativement (Mann et al. 2014; Draine & Salpeter 1979, etc.).

## 2.6 Implications pour la dynamique

### 2.6.1 Temps caractéristiques

Cette section est consacrée au calcul et à la comparaison des temps caractéristiques des différents processus physiques à l'oeuvre au cours du mouvement d'une poussière exozodiacale autour de son étoile.

Le premier temps caractéristique est celui de la charge électrique du grain, que l'on notera  $\tau_c$ . Il est défini comme le temps nécessaire à un grain initialement neutre pour atteindre un potentiel électrique de surface égal à 95% de son potentiel d'équilibre  $U_{g,eq}$ . Il est calculé automatiquement par le code *Charge* lors d'un calcul de charge électrique par résolution temporelle ( $\tau_c$  ne peut cependant être obtenu par résolution analytique de l'équation d'équilibre de charge électrique).

Ce temps de charge sera comparé à un temps caractéristique de variation de la distance à l'étoile  $r$ . Pour évaluer la vitesse à laquelle  $r$  peut varier au cours de la trajectoire du grain, nous utiliserons la période orbitale d'un grain en orbite circulaire autour de l'étoile, notée  $\tau_d$ .

$$\tau_d = 2\pi \sqrt{\frac{r^3}{GM_\star}} \quad (2.17)$$

où  $G$  est la constante de gravitation universelle et  $M_\star$  la masse de l'étoile centrale. Ce choix peut sembler paradoxal, étant donné qu'au cours d'une trajectoire circulaire  $r$  ne varie justement pas. Cependant, les variations de  $r$  - pour une orbite elliptique, en pétales (voir section 3.2) ou de forme quelconque - devraient se produire sur un temps correspondant à une fraction de période orbitale (une demi-période orbitale pour une trajectoire elliptique, quelques fractions de périodes orbitales selon le nombre de pétales etc.). L'échelle de temps de variation de  $r$  devrait ainsi, pour l'immense majorité des trajectoires réalistes, valoir quelques dixièmes de  $\tau_d$ .

Enfin, le temps typique de variation du rayon du grain  $s$  sera mesuré par le temps caractéristique de sublimation  $\tau_s$ .  $\tau_s$  est défini comme le temps nécessaire pour que le grain se sublime entièrement, et est calculé à partir de la diminution du rayon du grain en fonction du temps présenté dans [Lebreton et al. \(2013\)](#), qui suit la méthodologie décrite dans l'étude de [Lamy \(1974\)](#) :

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{\alpha}{\rho} \sqrt{\frac{k_b T_g}{2\pi \mu m_u}} \rho_{\text{eq}} \quad \text{avec} \quad \log_{10}(\rho_{\text{eq}}) = B - \frac{A}{T_g} - \log_{10}(T_g) \quad (2.18)$$

où  $\alpha$  est un facteur d'efficacité (inférieur à 1, ici  $\alpha = 0,7$ ) contraint par des mesures de laboratoire,  $\rho$  la densité du grain,  $k_b$  la constante de Boltzmann,  $T_g$  la température du grain,  $\mu m_u$  le poids moléculaire moyen multiplié par l'unité de masse atomique, et  $A$  et  $B$  des quantités thermodynamiques déterminées par des mesures de laboratoire et dont les valeurs sont indiquées en table 2.1. Nous considérerons qu'un grain reste en tout instant à sa valeur de potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,\text{eq}}$  (c'est-à-dire que la phase transitoire pour atteindre cet état d'équilibre si  $s$  ou  $r$  sont modifiés est de durée négligeable) si le temps de charge  $\tau_c$  est significativement inférieur aux deux autres temps caractéristiques  $\tau_d$  et  $\tau_s$ .

La charge électrique d'équilibre du grain  $Q_{g,\text{eq}}$  est proportionnelle à  $U_{g,\text{eq}} \cdot s$ , alors que les courants électriques auxquels est soumis le grain sont proches d'une dépendance géométrique en  $s^2$  (voir section 2.3.1). On s'attend donc à ce que le temps de charge  $\tau_c$  évolue en  $U_{g,\text{eq}} \cdot s^{-1}$  (cf équation 2.1) : les grains plus gros se chargent plus vite. La dépendance des courants électriques à la distance à l'étoile  $r$  est quant à elle proche de la dilution géométrique des particules incidentes en  $r^{-2}$  (voir section 2.3.2), et l'ordre de grandeur du potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,\text{eq}}$  ne change (quasiment pas). Ceci donne au final un temps caractéristique  $\tau_c$  qui devrait suivre une loi de type  $s^{-1} \cdot r^2$ .

C'est effectivement ce que l'on observe sur la Figure 2.33, qui représente  $\tau_c(r, s)$  : une loi en  $s^{-1}$  quasiment parfaite (les gros grains se chargent effectivement plus rapidement), et une dépendance en  $r^2$  nette proche de l'étoile (lorsque la charge est gouvernée par le courant plasma) et loin de l'étoile (lorsque l'effet photoélectrique domine), avec une vague ou un plateau autour de  $100 R_\star$  qui correspond à la région de transition entre les deux régimes.

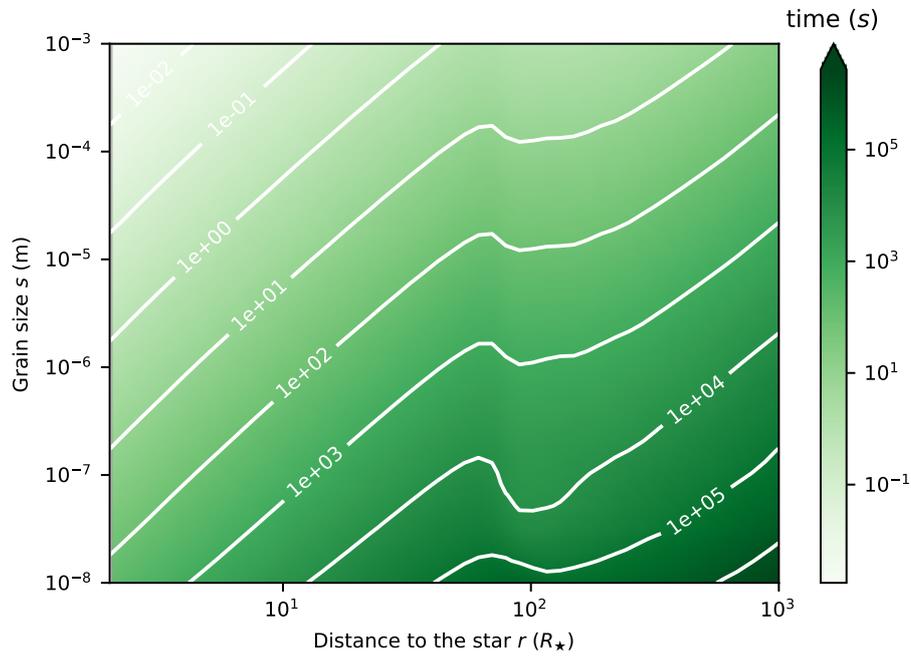


FIGURE 2.33 – Temps caractéristique de charge  $\tau_c$ , pour un grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani, en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ .

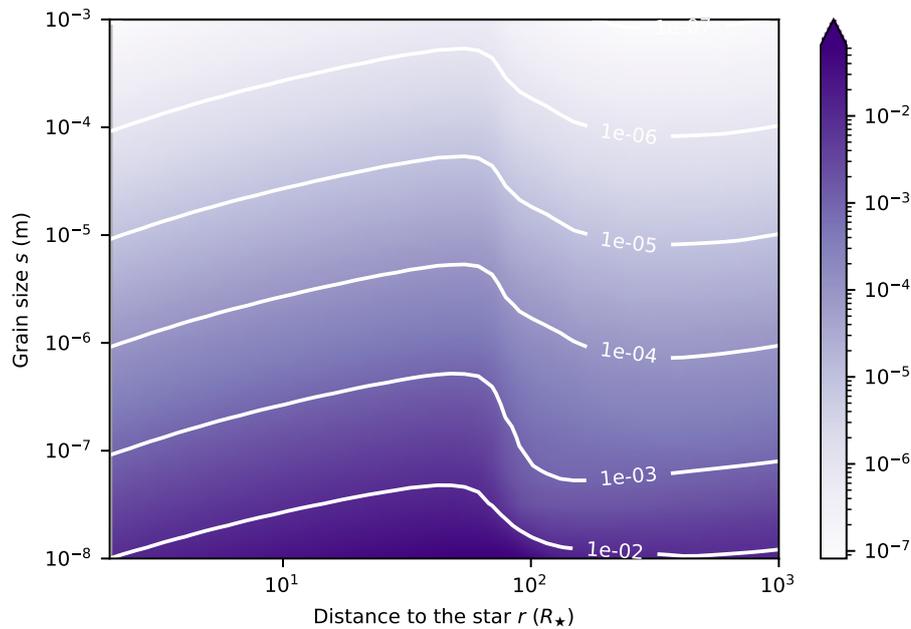


FIGURE 2.34 – Rapport du temps de charge sur la période orbitale  $\frac{\tau_c}{\tau_d}$ , pour un grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani, en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ .

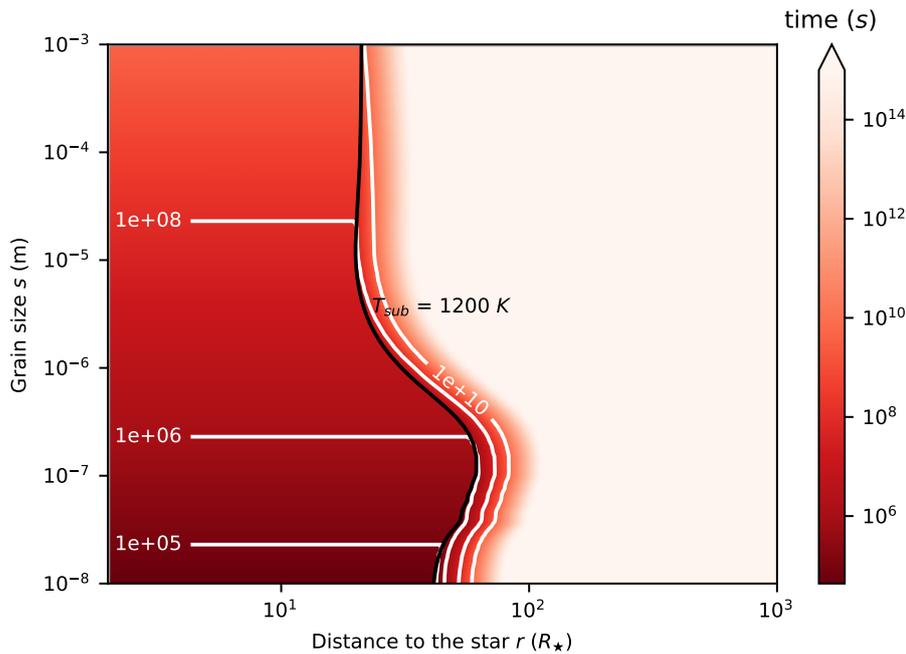


FIGURE 2.35 – Temps caractéristique de sublimation  $\tau_{\text{sub}}$ , pour un grain de silicate autour de  $\beta$  Pictoris, en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ .

La période orbitale  $\tau_d$  suit quant à elle une loi de puissance  $r^{\frac{3}{2}}$ , indépendante de la taille du grain. Cette dépendance en distance à l'étoile est proche de celle du temps de charge  $\simeq r^2$ , si bien le rapport  $\frac{\tau_c}{\tau_d}$  devrait suivre une loi en  $r^{0.5}$ . La dépendance en taille devrait quant à elle être régie par la charge plus rapide des gros grains due à la loi en  $s^{-1}$ .

C'est en effet ce qui ressort de la Figure 2.34 (avec néanmoins une petite vague au niveau de la transition de régime de charge, déjà observée en Figure 2.33). Les valeurs numériques sont elles sans appel : le temps de charge est nettement plus court que la période orbitale, même pour les plus petits grains (qui se chargent plus lentement) qui atteignent leur charge d'équilibre en  $1/100^{\text{eme}}$  à  $1/1000^{\text{eme}}$  d'orbite. Ces ordres de grandeur sont communs à tous les couples étoiles/matériau testés. On peut donc à présent considérer que la charge électrique du grain s'ajuste immédiatement lorsque sa position dans l'espace varie.

Le temps de sublimation  $\tau_s$ , en fonction de la taille de grain  $s$  et de la distance à l'étoile  $r$ , est présenté en Figure 2.35. À gauche de la courbe noire, représentant la taille de grain et la distance à l'étoile pour laquelle  $T_g(r, s) = T_{\text{sub}} = 1200\text{K}$ , une proportion significative de l'énergie apportée par les photons de l'étoile est consacrée à sublimer le grain, le temps de sublimation est alors très court. À droite de la courbe noire en revanche, où  $T_g(r, s) < T_{\text{sub}}$ , le temps de sublimation gagne très rapidement plusieurs ordres de grandeur, jusqu'à atteindre des valeurs extrêmement grandes (le processus de sublimation est alors quasiment à l'arrêt) dès que le grain a perdu quelques centaines de K, illustrant l'extrême non-linéarité de  $\tau_s$  avec la température  $T_g$  qui pourtant décroît progressivement (voir Figure 2.10 pour une carte de températures pour un grain de carbone). On observe en outre une quasi-proportionalité du temps de sublimation avec la taille de grain (pour un même taux de sublimation,

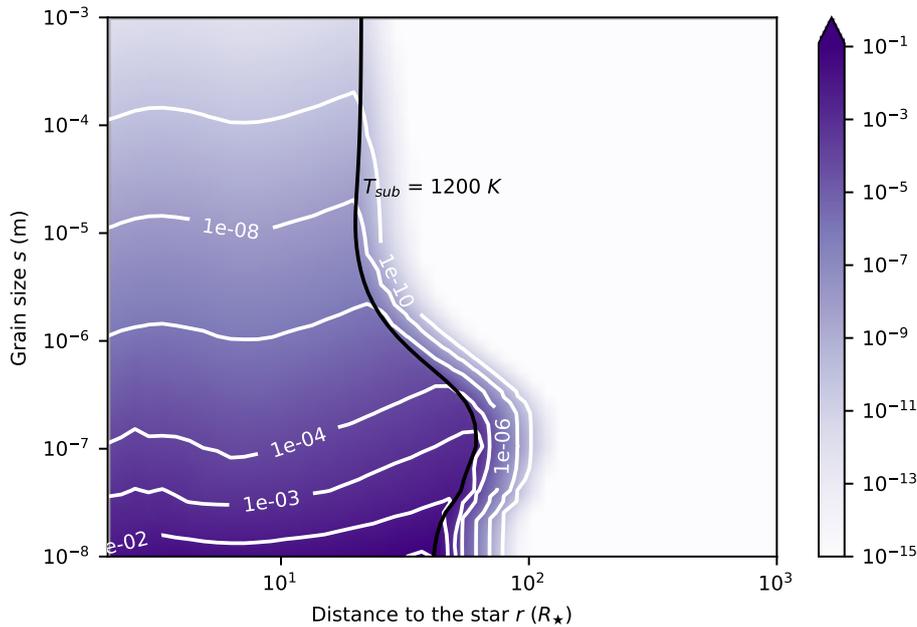


FIGURE 2.36 – Rapport du temps de charge sur le temps de sublimation  $\frac{\tau_c}{\tau_s}$ , pour un grain de silicate autour de  $\beta$  Pictoris, en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ .

un grain plus gros met plus de temps à se sublimer entièrement), uniquement modulée par un léger sursaut autour de  $s = 10^{-7} m$ , où une meilleure efficacité optique permet de chauffer le grain plus efficacement et d'atteindre la température de sublimation plus loin de l'étoile.

Enfin, le rapport entre le temps de charge et le temps de sublimation  $\frac{\tau_c}{\tau_s}$  est représenté en Figure 2.36. On note que, au-delà de la distance  $r_{\text{sub}}(s)$  à laquelle  $T_g(r, s) = T_{\text{sub}}$ , le processus de sublimation est tellement lent qu'il est en aucun cas capable de concurrencer la rapidité de la charge électrique. En revanche, pour les distances pour lesquelles  $r < r_{\text{sub}}(s)$ , le rapport dépend très fortement de la taille de grain. En effet, pour les gros grains, le temps de charge est faible et celui de sublimation important, le processus de charge est donc très nettement plus rapide que celui de sublimation. En revanche, la situation est inversée pour les petits grains, mais sans pour autant aboutir à une sublimation aussi rapide que la charge : les grains de 10nm se charge au pire 10 à 100 fois plus vite qu'ils ne se subliment. On peut donc conclure de cette figure que le processus de charge est très rapide, voire immédiat, pour les grains dont la taille est considérée dans notre étude. En revanche, on peut pressentir que la compétition entre sublimation et charge électrique devrait être prise en compte dans le cas d'une étude portée sur les grains qui seraient de taille comparable ou inférieure au nanomètre.

La définition du temps de charge dans cette section correspond à une situation où le grain serait initialement neutre et devrait acquérir l'intégralité de sa charge électrique presque instantanément. En pratique, un grain de taille  $s$  situé à une distance  $r$  de l'étoile posséderait déjà une certaine charge électrique, et l'évolution vers sa nouvelle situation  $(s', r')$  ne nécessiterait qu'une charge (très) partielle, donc plus

rapide. Le temps caractéristique de l'évolution de la charge d'une poussière exozodiacale entre deux situations de taille et distance à l'étoile est donc probablement beaucoup plus court que la valeur  $\tau_c$ , et les conclusions des paragraphes précédents en conséquence renforcées.

En outre, le couple étoile/matériau choisi pour les Figures 2.35 et 2.36 permet d'obtenir le temps de sublimation très court : des grains de silicate (dont la température de sublimation est inférieure à celle des grains carbonés, et donc plus facile à atteindre) autour de  $\beta$  Pictoris (étoile très lumineuse, à même de chauffer efficacement les grains). Les temps de sublimation effectifs obtenus avec d'autres couples étoiles/matériau se sont révélés plus élevés, et le rapport  $\frac{\tau_c}{\tau_s}$  donc plus favorable.

En conclusion, on peut donc affirmer avec confiance que, pour des grains de taille supérieure à quelques nanomètres, le processus de charge électrique est immédiat, et que les grains se situent en permanence à leur état électrique d'équilibre, compte tenu de leurs présentes localisation et taille.

Ce résultat justifie, pour l'étude dynamique à venir, de ne pas s'encombrer d'un calcul de charge électrique complet en temps réel, mais plutôt d'utiliser une interpolation à partir de valeurs de potentiels d'équilibre  $U_{g,eq}(r, s)$  calculées en amont et tabulées pour le couple étoile/matériau considéré.

Enfin, il est important de signaler qu'aucune estimation ou résultat concernant le temps caractéristique de charge électrique n'a été trouvée dans la littérature jusqu'à présent, à part une mention de temps de charge de l'ordre de 0,1 à 1s dans [Rieke et al. \(2016\)](#). En conséquence, la comparaison de ce temps de charge par rapport à celui d'autres processus physiques à l'oeuvre tel que le mouvement du grain ou sa sublimation est également une nouveauté amenée par mon travail.

## 2.6.2 Rapport charge-sur-masse

Nous allons à présent opérer une transition vers l'évolution dynamique du grain de poussière exozodiacale étudié, et notamment l'effet du champ magnétique sur sa trajectoire. Pour quantifier cet effet, le paramètre pertinent à suivre désormais est le rapport charge-sur-masse  $\frac{Q}{m}$ , qui permet de comparer l'intensité des forces de gravité et de pression de radiation avec la force de Lorentz induite par la charge électrique du grain.

Les résultats de potentiels électriques de surface d'équilibre présentés dans la section précédente ont une très faible dépendance à la taille de grain  $s$ , et décroissent de façon non-négligeable quand la distance à l'étoile  $r$  augmente. Quantitativement cependant, malgré les gammes de rayons de grain et de distances à l'étoile parcourues, et pour les différents couples étoile/matériau,  $U_{g,eq}$  reste cantonné au même ordre de grandeur : de 1 à 10 V.

Ceci implique, suivant les dépendances en taille de la charge du grain  $Q$  et de sa masse  $s$ , que le rapport  $\frac{Q}{m}$  va varier selon  $U_{g,eq}.s^{-2}$ . La taille de grain  $s$  va balayer plusieurs ordres de grandeur (de 10 nm au mm dans notre étude), à l'inverse du potentiel électrique d'équilibre  $U_{g,eq}$  :  $\frac{Q}{m}$  va donc ressembler à une loi de puissance en  $s^{-2}$ , modulée par les variations (selon  $r$  principalement) de  $U_{g,eq}$ . C'est ce que l'on observe sur la Figure 2.37, où les lignes de niveau respectent la loi  $s^{-2}$ , et sont légèrement penchées pour suivre la décroissance de  $U_{g,eq}$  avec  $r$ .

Cette carte montre très clairement que les rapports  $\frac{Q}{m}$  élevés, qui désignent les grains dont la trajectoire sera davantage affectée par le champ magnétique, concernent

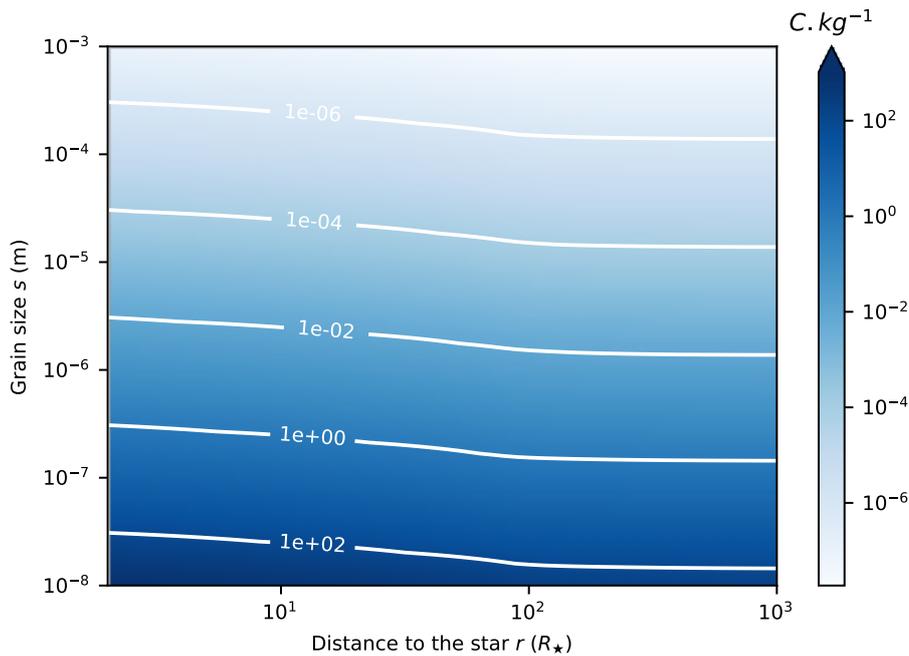


FIGURE 2.37 – Rapport charge sur masse  $\frac{Q}{m}$ , en fonction de la distance à l'étoile  $r$  et de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate autour de  $\epsilon$  Eridani.

les petits grains. En pratique, nous verrons que les effets magnétiques apparaissent lorsque  $\frac{Q}{m} \simeq 1 \text{ C.kg}^{-1}$ , ce qui correspond à des grains submicrométriques.

On peut noter que dans la plupart des études dynamiques sur le piégeage magnétique des poussières exozodiacales chaudes (E.g [Kimura et al. \(2020\)](#), [Rieke et al. \(2016\)](#), [Czechowski & Mann \(2010\)](#), [Krivov et al. \(1998\)](#)), cette loi de puissance en  $s^{-2}$  a été suivie de façon stricte. Cependant, l'origine de cette dépendance du rapport charge-sur-masse en  $s^{-2}$ , qui est en réalité l'indépendance du potentiel électrique de surface  $U_{g,eq}$  avec la taille de grain  $s$  - n'a pas été explicitée pour le lecteur.

### 2.6.3 Vie du grain, zone paramétrique de piégeage magnétique

Je vais à présent utiliser les résultats obtenus sur la charge électrique du grain et les combiner à l'étude de la dynamique de la poussière exozodiacale menée par [Sezestre et al. \(2019\)](#) pour préfigurer la zone de piégeage magnétique potentielle, à partir de considérations qualitatives et quantitatives.

Les ressorts de l'évolution dynamique du grain sont ici présentés de façon très succincte, et développés plus en détails dans le chapitre 3.

La Figure 2.38 est issue de [Sezestre et al. \(2019\)](#), et représente la "vie" - c'est-à-dire l'évolution en termes de taille  $s$  et de distance à l'étoile  $r$  - de grains de différentes tailles initiales déposés à quelques unités astronomiques d'une étoile de type spectral G0.

Le grain est soumis aux forces suivantes de gravité et de pression de radiation. La pression de radiation peut être décomposée en une composante radiale qui est incorporée dans la force de gravité par le biais d'un facteur  $\beta$ , et d'une composante non-radiale (dûe au mouvement relatif du grain avec le photon responsable de la

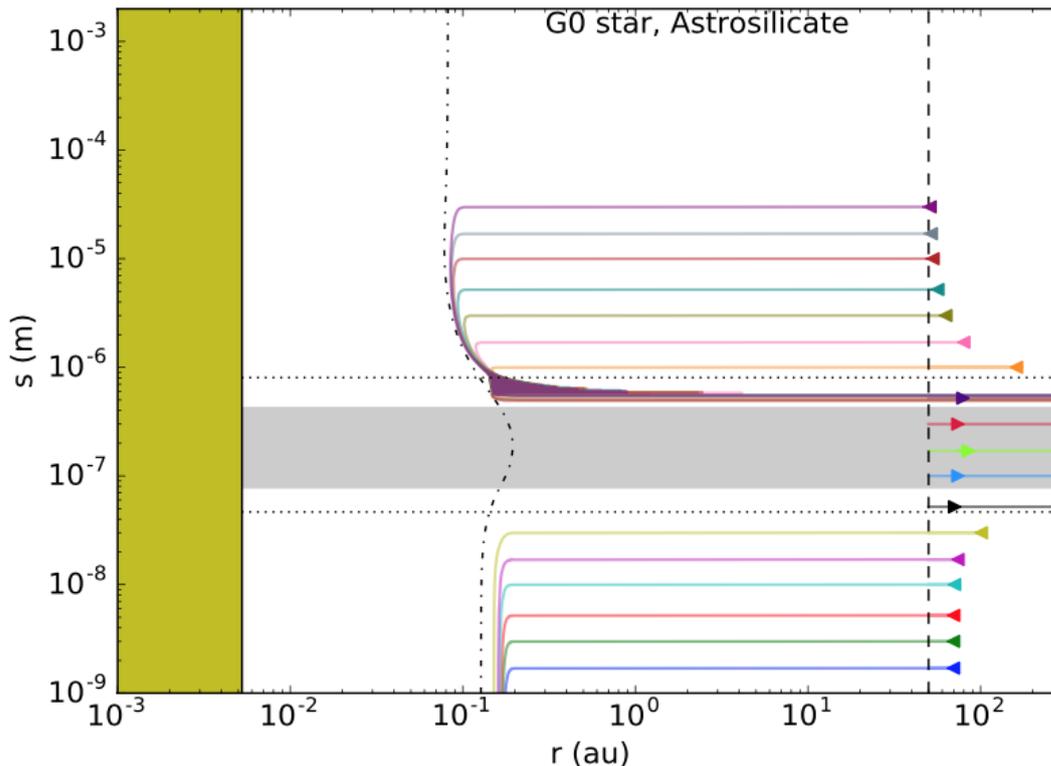


FIGURE 2.38 – Trajectoire d’un grain de silicate dans un espace de paramètre  $(r,s)$ , où  $r$  est la distance à l’étoile et  $s$  la taille de grain, dans un champ photo-gravitationnel autour d’une étoile de type G0.

pression de radiation) nommée traînée de Poynting-Robertson. Enfin, le phénomène de sublimation est incorporé au modèle et tend à réduire le rayon du grain lorsque ce dernier s’approche puis atteint sa température de sublimation (aucun processus physique ne permet en revanche au rayon du grain  $s$  d’augmenter). Ces calculs sont effectués grâce au code *Exozodi* qui sera décrit en détails dans le chapitre 3.

Le ratio  $\beta$  est représenté en Figure 2.39 en fonction de la taille de grain  $s$ . Il permet d’anticiper le type de trajectoire du grain.  $\beta > 1$  (une pression de radiation plus intense que la gravité, symbolisée par la ligne horizontale en trait pointillé) engendre logiquement une trajectoire de grain non-liée. Mais, en réalité, une valeur de  $\beta > 0,5$  (ligne horizontale pleine) suffit à expulser loin de l’étoile un grain provenant d’un corps parent (qui subit un  $\beta$  quasiment nul) lui-même en orbite circulaire. Cette valeur de  $\beta = 0,5$  constitue donc une sorte de barrière de stabilité pour les grains, qui se trouvent placés en trajectoire hyperbolique s’ils la dépassent. Et, il s’avère que cette limite est franchie pour une certaine gamme de tailles de grains silicatés, comme illustré sur la Figure 2.39.

L’analyse croisée des Figures 2.38 et 2.39 permet de retracer l’évolution d’un grain de taille initiale supérieur à  $1 \mu\text{m}$ .

- Le grain dérive initialement vers l’intérieur du système : la distance à l’étoile  $r$  diminue, il se déplace vers la gauche sur la Figure 2.38 mais horizontalement puisqu’il est encore trop loin de l’étoile pour que sa température entraîne un phénomène de sublimation. Sa taille étant constante, son ratio  $\beta$  est constant lui aussi, inférieur à 0,5.

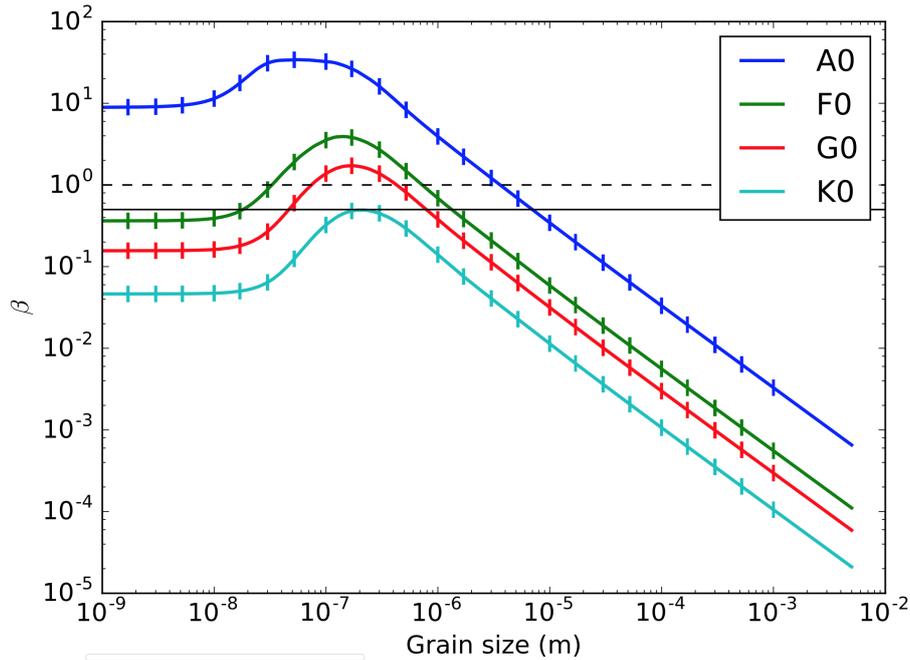


FIGURE 2.39 – Rapport  $\beta$  représentant l'intensité relative de la composante radiale de la pression de radiation par rapport à la force de gravité, en fonction de la taille de grain  $s$ , pour un grain de silicate en orbite autour d'étoiles de divers types spectraux.

- Lorsque sa distance à l'étoile est réduite à quelques rayons stellaires, il se sublime et sa taille  $s$  diminue rapidement, à distance  $r$  constante : il se déplace verticalement vers le bas sur la Figure 2.38. Sa taille diminuant, il se déplace vers la gauche sur la courbe rouge de la Figure 2.39, jusqu'à atteindre une taille telle que son ratio  $\beta$  dépasse 0,5.
- A cet instant, sa trajectoire passe d'un régime elliptique à un régime hyperbolique : le grain est expulsé loin de l'étoile. La distance  $r$  qui le sépare de l'étoile augmente tandis que sa température décroît et ainsi sa taille se stabilise : il se déplace horizontalement vers la droite sur la Figure 2.38, juste au-dessus de la "zone interdite" grisée.

Par cette combinaison de forces photo-gravitationnelles et de sublimation, on ne peut obtenir de grains en orbite elliptique proche de l'étoile dans la gamme de grain submicronique. En effet, la sublimation va inévitablement diminuer la taille du grain, et l'amener dans le domaine dans lequel son ratio  $\beta$  va le pousser sur une orbite hyperbolique.

On peut à présent superposer cette "trajectoire" de grain dans le plan  $(r, s)$  et une carte de rapports  $\frac{Q}{m}$  (ici pour l'étoile G0 qui était utilisée dans la simulation de [Sezestre et al. 2019](#)). Cette superposition est représentée en Figure 2.40, et permet de visualiser à présent l'évolution de la sensibilité du grain au champ magnétique.

Le ratio charge-sur-masse du grain est initialement très faible, car le grain est trop gros ( $s > 1 \mu m$ ). Il dérive vers l'intérieur du système par effet Poynting-Robertson, et débute la phase de sublimation qui réduit peu à peu sa taille. Ce faisant, le rapport  $\frac{Q}{m}$  du grain augmente, jusqu'à atteindre  $1 C.kg^{-1}$ . Ceci veut dire que le grain à présent micrométrique ou submicrométriques, grâce à sa petite taille, est désormais non seulement sensible à la pression de radiation qui tend à l'éjecter du système, mais

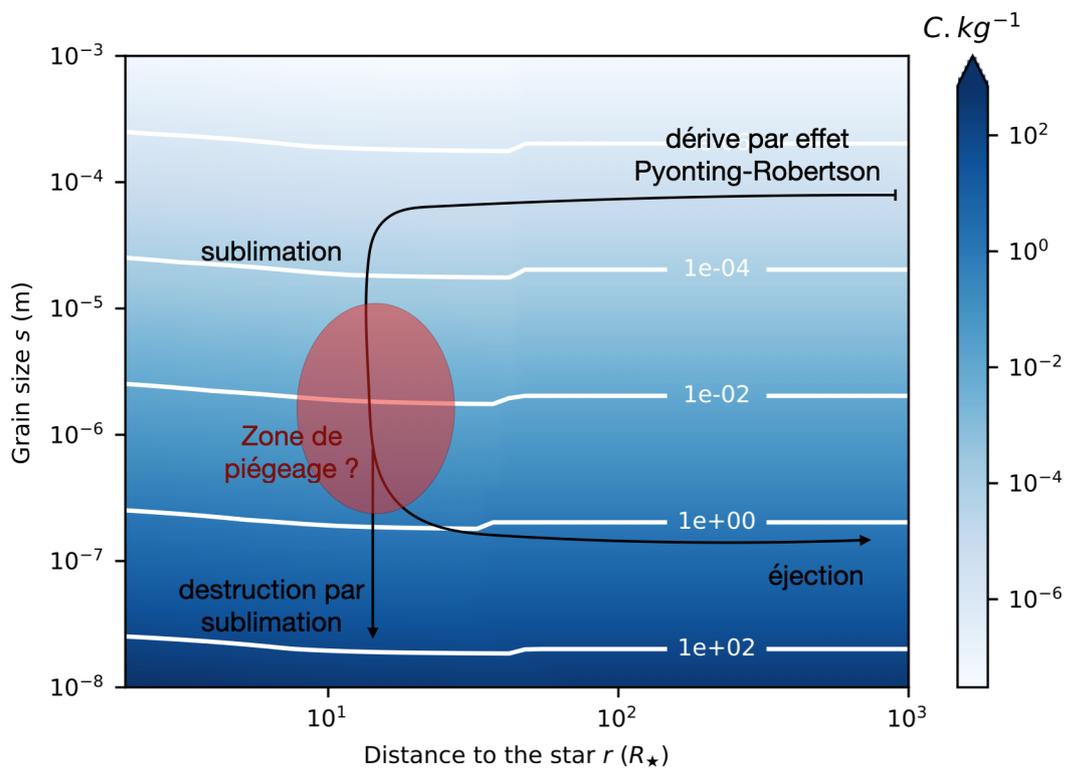


FIGURE 2.40 – Trajectoire du grain de la Figure 2.38 de taille initiale  $30\mu\text{m}$ , superposée aux valeurs de rapport charge sur masse  $\frac{Q}{m}$ , pour identifier les zones où la trajectoire du grain sera fortement influencée par le champ magnétique. FIGURE A REFAIRE

également à la force de Lorentz qui pourrait avoir la capacité de le piéger dans le champ magnétique stellaire. Il se pourrait donc que le scénario d'évolution dérive-sublimation-éjection présenté plus haut puisse être perturbé par un piégeage magnétique et possiblement retenir des grains submicrométriques ou nanométriques. C'est cette étape que j'ai étudié dans la suite du travail de thèse, et qui sera présentée dans le chapitre 3.

## 2.7 Conclusion

L'objectif de ce travail sur la charge électrique des grains de poussière exozodiacale était de comprendre en profondeur les phénomènes à l'oeuvre, d'en identifier les processus et paramètres clés pour guider un raffinement futur des modèles et des données d'entrées, et renforcer la confiance en les résultats obtenus.

C'est effectivement le travail que j'ai réalisé, en utilisant un modèle de charge électrique complet mais épuré, inspiré notamment des publications de référence sur le sujet : [Belton \(1966\)](#); [Draine & Salpeter \(1979\)](#); [Mukai \(1981\)](#); [Kimura et al. \(2020\)](#).

L'étude individuelle des courants m'a permis de prévoir les dépendances de la charge électrique d'équilibre en fonction de paramètres tels que la taille du grain  $s$ , la distance à l'étoile  $r$ , le matériau ou le type spectral de l'étoile. L'évolution de l'intensité des courants électriques en fonction du potentiel électrique de surface du grain  $U_g$  m'a en outre permis de préfigurer les équilibres de charge (qui se produisent lorsque les courants électriques s'annulent mutuellement).

Ces équilibres de charge ont ensuite été étudiés, notamment temporellement : un grain neutre se charge initialement rapidement, puis converge lentement vers une valeur d'équilibre  $U_{g,eq}$ , positive et de l'ordre de quelques volts. Cette valeur d'équilibre dépend peu de la taille du grain  $s$ , et décroît généralement avec la distance à l'étoile  $r$  à cause de la décroissance de la température du plasma avec  $r$ . J'ai mis en lumière deux scénarii d'équilibre de charge : équilibre guidé par l'effet photoélectrique, ou par le courant plasma. Enfin, compte-tenu de la faible dépendance du potentiel avec la taille de grain, des formules analytiques ont été proposées pour  $U_{g,eq}(r)$ .

Les résultats obtenus grâce au modèle de référence ont ensuite été discutés, en calculant les potentiels d'équilibres qui seraient obtenus en altérant le modèle ou les données d'entrée expérimentales. Il s'est avéré que les points critiques du modèle résident dans le courant plasma, et plus précisément dans le phénomène d'émission secondaire : une attention particulière devra donc être portée sur ce point à l'avenir. Enfin, un prolongement de la réflexion vers le problème de la dynamique du grain de poussière exozodiacale a été amorcé. D'une part par le biais des temps caractéristiques des phénomènes à l'oeuvre, où il s'est avéré que le processus de charge électrique peut être considéré comme quasi immédiat, et le grain donc en permanence à son état d'équilibre électrique. D'autre part par l'étude du rapport charge-sur-masse, qui augmente à mesure que la taille du grain diminue, et pourrait ainsi permettre de piéger les petits grains normalement expulsés par la pression de radiation.

Ce travail sur la dynamique de la poussière exozodiacale sera poursuivi au Chapitre 3 ci-après.

## Chapitre 3

# Travail numérique sur le code *Exozodi*, vers le piégeage magnétique

Ce chapitre est dédié aux différentes actions que j'ai menées sur le volet numérique de mon sujet de thèse. Elles s'articulent autour du besoin d'améliorer le code *Exozodi* afin de le rendre adapté à la résolution d'une trajectoire de grain de poussière exozodiacale soumis à la force de Lorentz. Elles m'ont en outre permis d'acquérir une compréhension préliminaire des phénomènes prenant part à ce problème, nécessaires à l'étude du piégeage magnétique de poussières avec le code *Exozodi*.

Le chapitre s'organise comme suit :

- La section 3.1 est dédiée à la comparaison de différents intégrateurs numériques.
- La section 3.2 est consacrée à l'étude du mouvement de grain dans un champ magnétique, dans le cadre d'un modèle simple.
- La section 3.3 est quant à elle consacrée à l'amélioration du code *Exozodi* actuel, et de l'ensemble des actions menées pour améliorer la clarté et la reproductibilité de mon travail.

### 3.1 Réflexions sur les intégrateurs numériques

Le code *Exozodi* préalablement décrit au chapitre 1 utilisait initialement un intégrateur numérique de type Runge-Kutta d'ordre 4, à pas de temps fixe. Il se trouve, qu'en plus des modifications du code *Exozodi* qui seront décrites en section 3.3, et qui sont pour l'essentiel des modifications de forme, un changement plus fondamental a été opéré sur la méthode d'intégration de l'équation du mouvement. En effet, l'ajout de la force de Lorentz aux forces photo-gravitationnelles déjà présentes promettait une augmentation de la complexité du problème, à même d'induire un allongement de la durée d'intégration ainsi que de potentiels risques sur la précision des trajectoires. C'est pourquoi le code *Exozodi* utilise désormais un intégrateur Runge-Kutta pas de temps variable, basé sur la méthode Fehlberg-Cash-Karp.

Je vais détailler dans cette section l'étude que j'ai menée sur les intégrateurs numériques qui a mené à ce choix, et pourquoi l'intégrateur Runge-Kutta à pas adaptatif Cash-Karp s'est révélé être le meilleur choix en termes de précision et d'efficacité numérique. Je commencerai par décrire les différentes méthodes d'intégration dont il est question et qui ont été testées, puis détaillerai la comparaison entre les méthodes Runge-Kutta à pas de temps fixe ou adaptatif, et terminerai par un test entre une méthode Runge-Kutta à pas adaptatif et une intégration basée sur l'algorithme de

Boris.

Cette étude a été menée grâce à un code créé pour l'occasion.

### 3.1.1 Description du problème et des intégrateurs

Nous allons étudier les trajectoires d'une masse ponctuelle ( $m$ ) chargée ( $Q$ ) en orbite autour d'une masse centrale ( $M_*$ ), elle aussi ponctuelle, et évoluant dans un champ magnétique  $\vec{B}$ . Dans le contexte des tests numériques présentés ici, les rapports de masse sont calibrés de façon à obtenir des distances en unités arbitraires (non détaillé) pour obtenir des figures simples et lisibles afin de comparer les trajectoires issues de différents intégrateurs numériques.

Les forces auxquelles peuvent être soumise la masse étudiée sont les suivantes :

- la force de gravité :  $\vec{F}_g = -\frac{GM_*m}{r^2}\vec{e}_r$
- la force de Lorentz :  $\vec{F}_l = Q\vec{v} \times \vec{B}$  (NB : le champ électrique  $\vec{E}$  engendré par l'étoile est négligé).

On néglige ici plusieurs phénomènes (qui seront ensuite présents dans le code *Exozodi*), notamment :

- la pression de radiation (où le  $\beta$  associé dépend de la taille du grain, possiblement variable),
- la sublimation (variation de taille et masse au cours du temps),
- la variation de la charge électrique (en fonction de la distance à l'étoile notamment),
- la variabilité temporelle du champ magnétique (pour l'instant supposé constant).

En bref, la masse étudiée représentant un grain de poussière évolue dans un cadre fixe et volontairement prévisible. Ceci permettra d'identifier aisément les situations dans lesquelles un intégrateur numérique donne des résultats éloignés de la solution attendue.

#### 3.1.1.1 Intégrateurs Runge-Kutta

La méthode d'Euler pour l'intégration d'une équation différentielle de la forme  $\frac{dy}{dx} = f(x, y)$  consiste à procéder pas à pas, et à réaliser pour chaque pas de temps  $h$  l'opération suivante :  $y_{n+1} = y_n + h \left. \frac{dy}{dx} \right|_n = y_n + hf(x_n, y_n)$ . Cette méthode est simple et intuitive, mais peu stable et l'erreur est importante (ordre 1 :  $o(h)$ ).

C'est pourquoi on lui préfère généralement des méthodes semblables (résolution de l'équation avec une avancée pas à pas) mais plus raffinées. La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, dont le mécanisme général et les raffinements possibles sont présentés ci-après, présente un bon rapport simplicité/efficacité, et est pour cela fréquemment employée. Elle est décrite en détail dans le livre [Recipes \(2007\)](#), dont est inspirée la description ci-dessous.

##### 3.1.1.1.1 Itération classique d'ordre 4 (pas de temps fixe)

Ce paragraphe est inspiré du paragraphe 17.1 de [Recipes \(2007\)](#).

La méthode de Runge-Kutta consiste à utiliser une moyenne pondérée des pentes entre  $y_n$  et  $y_{n+1}$  : dans le cas de l'intégration d'ordre 4 (notée RK4), on utilise les formules ci-dessous, dont les pentes 1, 2, 3 et 4 (appelées ici  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  et  $k_4$ ) sont visibles sur la Figure 3.1.

Ainsi, lorsqu'on cherche à résoudre une équation différentielle du premier ordre de la forme  $\frac{dy}{dx} = f(x, y)$ , on s'y prend pas à pas : on connaît  $(x_n, y_n)$  et l'on souhaite déterminer  $(x_{n+1}, y_{n+1})$ .

$$k_1 = f(x_n, y_n)$$

$$k_2 = f(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_1)$$

$$k_3 = f(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_2)$$

$$k_4 = f(x_n + h, y_n + k_3)$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}k_1 + \frac{1}{3}k_2 + \frac{1}{3}k_3 + \frac{1}{6}k_4 + o(h^4)$$

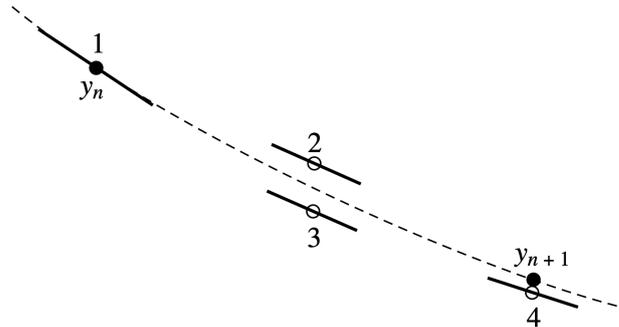


FIGURE 3.1 – Schéma explicatif des pentes utilisées pour une itération de la méthode RK4

Cette méthode permet d'obtenir une précision d'ordre 4 (erreur :  $o(h^4)$ ), au prix de 4 calculs de la fonction dérivée (contre 1 pour la formule d'Euler), puis une addition.

Le "lieu" de calcul des coefficients  $k$ , puis leur réutilisation pour les calculs des  $k$  successifs puis leur pondération finale peut être résumé dans le tableau de Butcher ci-dessous :

$k$	$h$	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$k_4$
$k_1$	0	0	0	0	0
$k_2$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0
$k_3$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	0	0
$k_4$	1	0	0	1	0
$y_{n+1}$		$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{6}$

Si l'on souhaite résoudre une équation différentielle du second ordre, de la forme  $\frac{d^2y}{dx^2} = g(x, y)$ , on peut la réécrire sous la forme de deux équations différentielles du premier ordre couplées :

$$\begin{cases} \frac{dy}{dx} = z = f(x, y, z) \\ \frac{dz}{dx} = \frac{d^2y}{dx^2} = g(x, y, z) \end{cases}$$

Et, à chaque pas de temps,  $y$  et  $z$  sont résolus en appliquant la démarche précédente aux fonctions  $f$  et  $g$ , qui donnent respectivement des coefficients  $k$  et  $l$  :

$$k_1 = f(x_n, y_n, z_n)$$

$$l_1 = g(x_n, y_n, z_n)$$

$$k_2 = f(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_1, z_n + \frac{1}{2}l_1)$$

$$l_2 = g(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_1, z_n + \frac{1}{2}l_1)$$

etc.

Dans le problème que l'on étudie :

- $x$  représente le temps  $t$ , et le pas d'intégration  $h$  le pas de temps  $dt$
- $y$  représente la position (vectorielle 3D) du grain de poussière
- $z$  représente la vitesse (vectorielle 3D) du grain de poussière
- $f : (x, y, z) \rightarrow z$  dit que la dérivée de la position par rapport au temps  $\frac{dy}{dx}$  est égale à la vitesse  $z$
- $g : (x, y, z) \rightarrow \frac{1}{m} * forces(x, y, z) = \frac{1}{m}(F_g(y) + F_l(x, y, z))$  traduit la seconde loi de Newton : la dérivée de la vitesse par rapport au temps est égale à la somme des forces subies par le grain divisée par sa masse.

### 3.1.1.1.2 Méthodes - d'ordre 5 - à pas de temps variable

La méthode d'intégration "Runge-Kutta 4" (RK4) précédemment décrite est celle actuellement utilisée dans le code *Exozodi*. Cependant, elle présente un défaut majeur : le pas de temps est fixé de façon externe en début de simulation, et n'évolue pas de lui-même en fonction des erreurs potentielles réalisées lors d'une itération en fonction d'une précision cible : on aboutit dès lors à une situation où se succèdent des pas trop resserrés (où la précision des résultats est trop importante par rapport aux erreurs effectuées ailleurs, ce qui conduit à une perte de temps numérique) et trop lâches (où des erreurs significatives sont faites sur quelques itérations critiques où il aurait fallu diminuer le pas de temps). Ces situations peuvent se rencontrer dans le cas d'une poussière exozodiacale chargée électriquement

C'est pourquoi je me suis intéressé à des méthodes dites à *pas adaptatif* :

- à la fin de chaque itération, on estime l'erreur réalisée,
- si l'erreur estimée est supérieure à l'erreur cible, l'itération est rejetée et le pas de temps diminué (en vue d'améliorer la précision),
- si l'erreur estimée est inférieure à l'erreur cible, l'itération est retenue et le pas de temps augmenté (en vue d'améliorer la rapidité d'exécution).

Mais, comment estimer cette erreur sans indication externe ? Nous allons présenter ci-dessous deux méthodes qui proposent de faire ceci astucieusement.

#### Méthode de pas adaptatif par "double-pas"

Le principe de cette méthode consiste à comparer les résultats issus de :

- une itération RK4 classique, dont la solution  $y_1$  d'ordre 4 contient une erreur proportionnelle à  $h^5$  :  $y_{reelle}(x+h) = y_1 + \alpha h^5 + o(h^5)$ ,
- une solution  $y_2$  issue de deux demi-pas  $\frac{h}{2}$ , qui devrait s'approcher davantage de la solution réelle :  $y_{reelle}(x+h) = y_2 + 2\alpha(\frac{h}{2})^5 + o(h^5) = y_2 + \frac{\alpha}{16}h^5 + o(h^5)$  ( $\alpha$  est le même dans les deux solutions et reste constant au cours du pas de temps).

La différence  $\Delta = y_2 - y_1$  (proportionnelle à  $\alpha h^5$ ) entre les deux solutions fournit une estimation de l'erreur, à comparer avec l'erreur cible.

L'adaptation du pas de temps se fait comme suit : l'erreur réalisée étant de l'ordre de  $\alpha h^5$ , toute variation (augmentation/diminution) sur  $h$  se répercutera sur l'erreur à la puissance 5, et donc toute variation souhaitée sur l'erreur peut être théoriquement obtenue en modifiant le pas de temps d'une puissance 1/5.  $h_{n+1} = h_n \left( \frac{err_{souhaitee}}{err_n} \right)^{\frac{1}{5}}$  devrait ainsi nous donner une solution dont l'erreur est proche de l'erreur souhaitée. En pratique, on utilise un coefficient de sécurité  $S < 1$  (typiquement 0,9) pour ne pas aboutir à une erreur juste au-dessus de l'erreur souhaitée, ce qui nous obligerait à refuser l'itération (et donc perdre un temps précieux) pour avoir été un peu trop

ambitieux. Ou, on peut aussi modifier légèrement l'exposant (par exemple  $1/4$  au lieu de  $1/5$ ) si l'on souhaite augmenter ou diminuer le pas un peu plus rapidement que la théorie ne le suggère, et rendre ainsi l'adaptation un peu plus nerveuse.

Si l'itération est retenue, on pourrait être tentés de retenir la solution  $y_2$  issue de l'intégration réalisée grâce aux deux demi-pas, dont l'erreur vaut  $\frac{\alpha}{16}h^5 + o(h^5)$ , et qui est donc plus précise que la solution  $y_1$ . Cependant, on peut obtenir une solution encore meilleure grâce à une combinaison linéaire de  $y_1$  et  $y_2$  pour annuler le terme d'ordre  $5 \alpha h^5$  et aboutir à une erreur d'ordre 6 :  $y_3 = \frac{16}{15}y_2 - \frac{1}{15}y_1 = y_2 - \frac{\Delta}{16}$  qui donne  $y_{reelle}(x+h) = y_3 + O(h^6)$ , solution d'ordre 5 (et non plus 4).

Au final, on obtient donc une solution d'ordre 5 et une information sur l'erreur d'ordre 4 permettant d'accepter ou de refuser l'itération et d'ajuster le pas de temps. Cependant, ces résultats ont un coût numérique non-négligeable : par rapport à un RK4 faisant simplement des demi-pas, le double-pas induit une augmentation du coût par 1,5 ( $11/4 = 1,375$  exactement grâce au point de départ commun), à laquelle il faut ajouter les calculs liés à l'évolution du pas, puis de la solution  $y_3$  retenue finalement. Suivant les situations et l'optimisation du code, on aboutit à une augmentation du coût numérique par rapport à un RK4 simple - à pas de temps équivalent - de l'ordre de 1,5 à 2.

### Fehlberg-Cash-Karp

La méthode de Fehlberg consiste à calculer simultanément une solution d'ordre 4 et une solution d'ordre 5, afin d'obtenir tout ce dont on a besoin (solution d'ordre 5 et estimation de l'erreur d'ordre 4) pour un coût numérique minime.

En pratique, nous avons besoin de 6 fonctions d'évaluation ( $k_1, k_2, \dots, k_6$ ) pour fabriquer un solution d'ordre 5  $y_{n+1,5}$ , et grâce à un choix astucieux de coefficients, nous pouvons créer une solution d'ordre 4  $y_{n+1,4}$  à partir des mêmes fonctions  $k$ . Le tableau de Butcher correspondant se trouve ci-dessous :

$k$	$h$	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$k_4$	$k_5$	$k_6$
$k_1$	0	0	0	0	0	0	0
$k_2$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{5}$	0	0	0	0	0
$k_3$	$\frac{3}{10}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{9}{40}$	0	0	0	0
$k_4$	$\frac{3}{5}$	$\frac{10}{3}$	$-\frac{9}{10}$	$\frac{6}{5}$	0	0	0
$k_5$	1	$-\frac{11}{54}$	$\frac{5}{2}$	$-\frac{70}{27}$	$\frac{35}{27}$	0	0
$k_6$	$\frac{7}{8}$	$\frac{1631}{55296}$	$\frac{175}{512}$	$-\frac{575}{13824}$	$\frac{44275}{110592}$	$\frac{253}{4096}$	0
$y_{n+1,5}$		$\frac{37}{278}$	0	$\frac{250}{621}$	$\frac{125}{594}$	0	$\frac{512}{1771}$
$y_{n+1,4}$		$\frac{2825}{27648}$	0	$\frac{18575}{48384}$	$\frac{13525}{55296}$	$\frac{277}{14336}$	$\frac{1}{4}$

La différence  $\Delta = y_{n+1,5} - y_{n+1,4}$  (de l'ordre de  $\alpha h^5$ ) entre les deux solutions fournit une estimation de l'erreur (d'ordre 4), à comparer avec l'erreur cible. Si l'itération est retenue, on conserve la solution d'ordre 5  $y_{n+1,5}$  et on adapte le pas de temps de la même manière que pour la méthode du double-pas.

Cette méthode est plus efficace numériquement que celle du double-pas. En effet, pour la méthode du double-pas, pour obtenir une solution d'ordre 5 et une estimation de l'erreur, on doit réaliser l'équivalent de 3 itérations RK4. A l'inverse, avec la méthode de Fehlberg, on se contente de réaliser une "grosse" itération RK5, environ

1,5 fois plus coûteuse qu'une itération RK4 (6 calculs d'évaluation  $k$  puis 2 combinaisons pour obtenir les solutions d'ordre 4 et 5).

Cette efficacité théorique supérieure sera vérifiée expérimentalement lors des tests menés en section 3.1.2.

### 3.1.1.2 Algorithme de Boris

L'algorithme de Boris a été présenté dans l'article Boris (1970), et est généralement utilisé pour résoudre le mouvement d'une particule dans un champ électromagnétique, notamment dans les simulations PIC (Particle In Cell). Les équations régissant ledit mouvement sont :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = Q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{v} \quad (3.2)$$

La façon dont l'algorithme "annule" la force électrique pour se concentrer sur la résolution de l'équation implicite sur la vitesse permet de substituer  $m\vec{g}$  à  $q\vec{E}$ , et rend ainsi cette méthode parfaitement adaptée à notre problème.

La première astuce consiste à décaler les itérations sur la position  $\vec{x}$  et la vitesse  $\vec{v}$  d'un demi-pas : on calcule  $\vec{x}_n, \vec{x}_{n+1}, \vec{x}_{n+2}$  etc., et  $\vec{v}_{n+\frac{1}{2}}, \vec{v}_{n+\frac{3}{2}}, \vec{v}_{n+\frac{5}{2}}$  etc.

Ceci permet de résoudre l'équation 3.2 plus simplement en découplant  $\vec{x}$  et  $\vec{v}$  : sur un pas de temps, l'équation 3.2 devient  $\frac{\vec{x}_{n+1} - \vec{x}_n}{\Delta t} = \vec{v}_{n+\frac{1}{2}}$ .  $\vec{x}_n$  est connu,  $\vec{v}_{n+\frac{1}{2}}$  sera calculé à partir de  $\vec{v}_{n-\frac{1}{2}}$  par l'équation 3.1 et permettra ainsi de calculer l'évolution de la position  $\vec{x}_{n+1}$ .

La seconde astuce est utilisée pour le calcul de la vitesse grâce à l'équation implicite 3.1, qui devient :

$$\frac{\vec{v}_{n+\frac{1}{2}} - \vec{v}_{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = \vec{g}_n + \frac{Q_n}{m_n} \vec{v}_n \times \vec{B}_n \quad (3.3)$$

où l'on a malheureusement pour l'instant, pour la vitesse, des indices  $n$  (le moment présent),  $n + \frac{1}{2}$  et  $n - \frac{1}{2}$  (les indices de vitesse décalés). Nous allons supprimer les indices  $n$  sur la vitesse en supposant que  $\vec{v}_n = \frac{\vec{v}_{n+\frac{1}{2}} + \vec{v}_{n-\frac{1}{2}}}{2}$ . 3.1 devient finalement une équation avec uniquement  $\vec{v}_{n+\frac{1}{2}}$ , inconnue à trouver, et  $\vec{v}_{n-\frac{1}{2}}$ , vitesse connue de la précédente itération.

Nous allons ensuite faire disparaître la force gravitationnelle (ou électrique, dans le cas classique) grâce à un changement de variable : on pose  $\vec{v}_+ = \vec{v}_{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}\Delta t \vec{g}_n$  et  $\vec{v}_- = \vec{v}_{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\Delta t \vec{g}_n$ . L'équation 3.3 qui contenait une contribution gravitationnelle explicite devient une équation sur  $\vec{v}_+ - \vec{v}_- = (\vec{v}_+ + \vec{v}_-) \times \vec{w}$  (où  $\vec{w} = \frac{Q_n \Delta t \vec{B}_n}{2m_n}$ , indépendant de  $\vec{v}$ ) où la force gravitationnelle n'apparaît plus.  $\vec{v}_+$  est donc la nouvelle inconnue, à exprimer en fonction de  $\vec{v}_-$ .

On note que cette technique permet d'annuler une (ou plusieurs) forces agissant en plus de la force de magnétique, comme la force électrique ou gravitationnelle, tant que celle-ci ne fait pas intervenir la vitesse  $\vec{v}$ .

L'équation sur  $\vec{v}_+$  est une équation implicite (car elle contient l'inconnue des deux côtés de l'équation, à droite dans le produit vectoriel...) typique d'un mouvement de rotation, que l'on va résoudre en trouvant le vecteur bissecteur de l'angle formé entre la vitesse pré et post-rotation. Je ne détaillerai pas les calculs ici, et me contenterai de donner le résultat de  $\vec{v}_+$  en fonction de  $\vec{v}_-$ , à partir desquels on remonte à notre inconnue  $\vec{v}_{n+\frac{1}{2}}$  :

$$\begin{cases} \vec{v}_+ = \vec{v}_- + (\vec{v}_- \times \vec{s}) + (\vec{v}_- \times \vec{w}) \times \vec{s} \\ \text{où } \vec{s} = \frac{2\vec{w}}{1+w^2} \end{cases}$$

Les principaux intérêts de l'algorithme de Boris sont qu'il permet de conserver l'énergie du système (et présente donc une stabilité intéressante à très long terme), et ceci grâce à une méthode élégante qui présente une grande efficacité numérique (seulement quelques lignes de calcul pour définir  $\vec{v}_+$ ,  $\vec{v}_-$ ,  $\vec{w}$  et  $\vec{s}$  puis calculer  $\vec{v}_+$ ). L'inconvénient principal est que ces calculs sont réalisés avec un pas de temps fixe, sans méthode intégrée pour estimer l'erreur réalisée et ajuster la longueur du pas en fonction.

### 3.1.1.3 Autres intégrateurs non étudiés

Les intégrateurs numériques sont nombreux, et très variés en termes de principe, d'intérêts/défauts et de conditions d'utilisation. Je me suis concentré sur les intégrateurs Runge-Kutta (et variantes à pas adaptatif) et l'algorithme de Boris car ils présentent des fonctionnements et avantages variés et constituent donc un premier échantillon pertinent en vue d'améliorer l'intégrateur du code *Exozodi* (actuellement RK4 à pas de temps fixe). Cependant, voici une présentation succincte de quelques autres possibilités, dont certaines pourraient être étudiées à l'avenir si le besoin pour le code *Exozodi* s'en fait ressentir.

#### Burlish-Stoer

L'approche retenue dans l'algorithme de Burlish-Stoer consiste à calculer la prochaine valeur de la variable  $y$  grâce à des itérations à pas de temps décroissant, qui fournissent donc des estimations de plus en plus précises de  $y$ . Dès que suffisamment d'estimations de  $y$  ont été calculées, on extrapole la fonction  $y(h)$  pour obtenir  $y(0)$  qui devrait correspondre (si l'extrapolation est correcte) au  $y$  qu'on obtiendrait si l'on résolvait le problème avec un pas de temps infiniment petit.

L'algorithme est connu pour être à la fois robuste et bien gérer les mouvements képlériens fortement perturbés.

#### Gauss-Radau

Il est possible d'utiliser des intervalles du pas de temps : cela consiste à fixer un ensemble de sous-pas ( $h_j$ ) (pas forcément disposés de façon homogène) couvrant un pas  $H$ , et calculer les  $y_j = y(h_j)$  correspondants. Puis les  $y_j$  obtenus sont utilisés pour calculer de meilleurs estimations d'eux-mêmes, en faisant notamment en sorte de calculer  $y_j$  grâce aux ( $y_k$ ) précédents ( $k \leq j$ ). Cette méthode, optimisée par Everhart (1985), a donné naissance à l'intégration dite "Gauss-Radau" et au code RADAU qui utilise 4 sous-pas (ordre 9). Plus récemment, [Rein & Spiegel \(2014\)](#) ont présenté une méthode à 8 sous-pas (ordre 15) dans l'algorithme IAS15, disponible via le package Python *Rebound*.

#### Intégrateurs symplectiques

Dans les années 80 sont apparus les intégrateurs symplectiques, qui ne résolvent

plus le problème entier, mais un problème similaire qui doit être à la fois connu/facile à résoudre et avoir une énergie proche du hamiltonien du vrai problème. Les intégrateurs symplectiques ont le gros avantage de ne pas accumuler les erreurs (ce qui permet d'obtenir des solutions précises même sur des évolutions à très long terme) et de conserver le volume différentiel  $\vec{dr} \times \vec{dp}$ . Cependant, ils gèrent difficilement l'adaptation du pas de temps, et sont spécifiques à certains problèmes où le hamiltonien du problème est facilement séparable en morceaux convenables. Les codes symplectiques *SyMBA* et *Mercury* sont notamment utilisés pour les mouvements héliocentriques.

### 3.1.2 Comparaison intégrateurs "Runge-Kutta" : méthodes à pas fixe et à pas adaptatif

La comparaison des intégrateurs de type "Runge-Kutta" se fera dans un cas d'étude où seule la force gravitationnelle est considérée. En conséquence, la trajectoire de la masse ponctuelle  $m$  représentant le grain de poussière exozodiacale en orbite autour de l'étoile représentée par la masse centrale  $M$  sera de type képlérienne. J'ai fait ce choix car les trajectoires elliptiques obtenues dans le cas purement gravitationnel semblaient permettre à la fois d'offrir des situations de difficulté variable pour comparer les intégrateurs (trajectoires successivement en lignes droites ou en virages), tout en restant suffisamment simples et connues pour immédiatement mettre en lumière les éventuels défauts d'intégration.

Lors de l'utilisation d'un intégrateur RK4 à pas de temps fixe, la précision sur les résultats de l'intégration n'est pas indiquée explicitement : on renseigne initialement un pas de temps, et les résultats seront ce qu'ils seront. La précision effective de l'intégration peut donc être fortement variable pour un même pas de temps d'entrée, selon la "difficulté" de l'intégration.

#### 3.1.2.1 Contrôle de la précision

La Figure 3.2 présente les trajectoires calculées avec un intégrateur RK4 doté d'un pas de temps fixe de  $10^{-3} T$  ( $T$  est la période orbitale), en bleu, et  $3 \times 10^{-2} T$ , en rouge. Ces trajectoires se confondent pour le cas circulaire (l'intégration n'est pas piègeuse, le pas de temps de  $3 \times 10^{-2} T$  semble suffire à atteindre une précision correcte, autant que le pas de  $10^{-3} T$ ), mais une différence très nette apparaît dans le cas elliptique (l'intégration est plus difficile et les pas de  $3 \times 10^{-2} T$  sont trop lâches, la trajectoire devient totalement fautive). On voit donc qu'il est difficile d'associer a priori un pas de temps à une précision effective, puisque pour des pas de temps donnés, des variations même simples du problème suffisent à donner des résultats aux précisions très différentes !

Ce problème était attendu pour le RK4 à pas de temps fixe puisqu'il n'y a pas de mécanisme de contrôle de l'erreur intégré dans l'intégrateur, à même d'accepter ou de refuser l'itération selon un critère d'erreur défini et calibré a priori par l'utilisateur.

Ce problème de la précision est mieux géré par les intégrateurs Runge-Kutta à pas de temps variable, qui comprennent une fonction de contrôle de l'erreur. Ici le critère vérifie qu'à chaque itération, une combinaison de l'erreur relative en position et de l'erreur relative en vitesse (je reviendrai plus en détail sur la façon de concevoir ce critère d'erreur au paragraphe 3.1.2.3) est inférieure à une valeur  $\sigma$  définie par l'utilisateur en début de simulation.

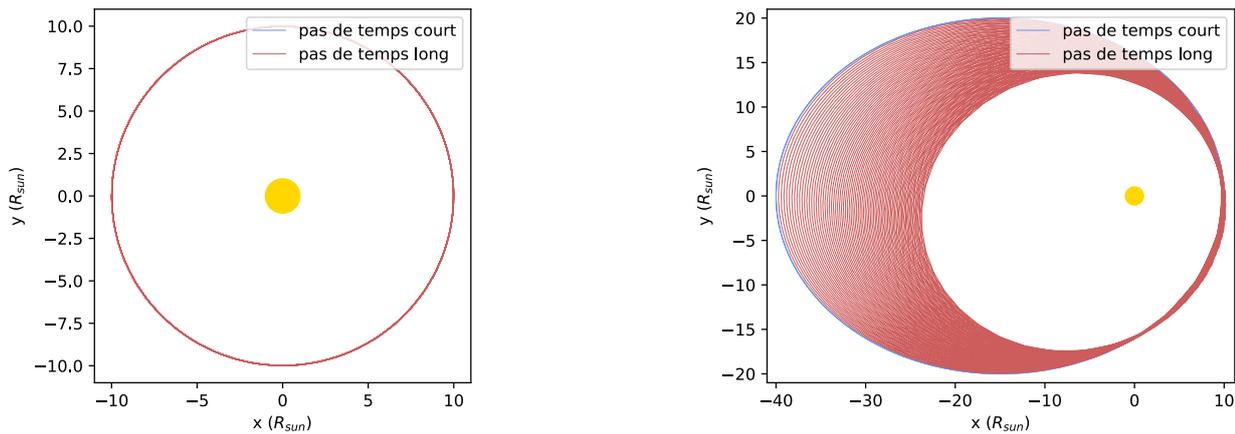


FIGURE 3.2 – L'intégrateur RK4 à pas de temps  $dt$  fixe.  
 En bleu :  $dt = 10^{-3} T$  ( $T$  est la période orbitale) / En rouge :  $dt = 3 \times 10^{-2} T$ .  
 A gauche : test sur une orbite circulaire ( $e = 0$ ) / A droite : test sur une orbite elliptique ( $e = 0,6$ )

La Figure 3.3 représente les trajectoires calculées par un intégrateur Runge-Kutta de type Cash-Karp avec des critères de précision  $\sigma = 10^{-8}$  (en bleu, critère strict) et  $\sigma = 2 \times 10^{-5}$  (en rouge, critère lâche). On observe cette fois-ci un comportement des courbes rouge et bleue beaucoup plus semblable lorsque l'on change de situation : la courbe bleue est tout le temps précise, tandis que la rouge est tout le temps médiocre. L'intégration semble plus robuste, puisqu'on ne lui impose plus une obligation de méthode (pas de temps égal à  $X$  secondes) mais de résultat (précision inférieure à  $Y$ ) : l'intégrateur adapte son pas de temps pour fournir la précision souhaitée par l'utilisateur. La question restant en suspens est : comment choisir initialement la valeur d'erreur acceptable ? Ceci sera abordé au paragraphe 3.1.2.3.

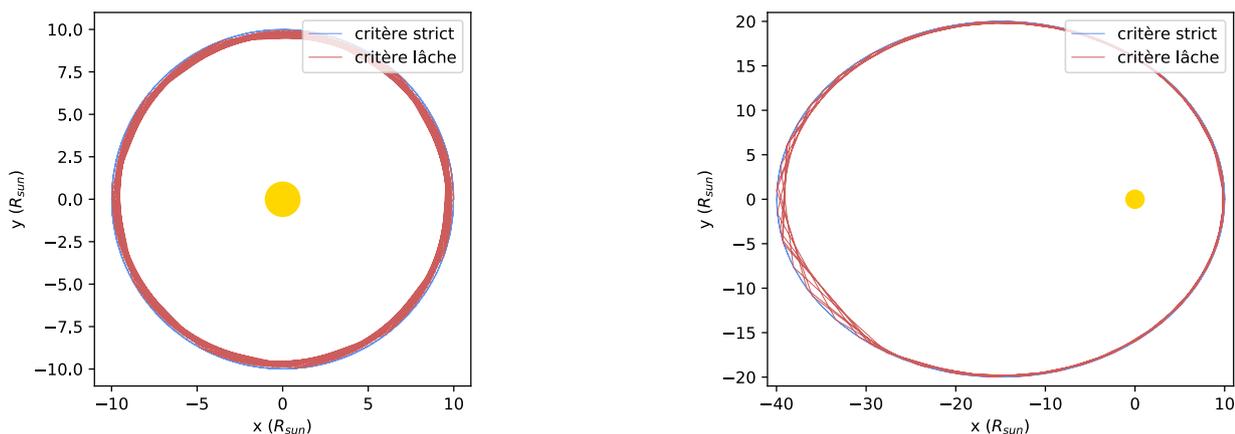


FIGURE 3.3 – Analogue à la Figure 3.2 avec un intégrateur RK à pas de temps variable selon un critère d'erreur  $\sigma$ .  
 En bleu :  $\sigma = 10^{-8}$  / En rouge  $\sigma = 2 \times 10^{-5}$ .  
 A gauche : test sur une orbite circulaire ( $e = 0$ ) / A droite : test sur une orbite elliptique ( $e = 0,6$ )

### 3.1.2.2 Efficacité

Je vais à présent comparer l'efficacité des différents intégrateurs Runge-Kutta. Je définis l'efficacité comme le ratio entre le nombre d'orbites effectuées et le temps de calcul ; autrement dit, la capacité à faire évoluer le système modélisé sur de longues périodes malgré un temps de calcul court.

Pour commencer, la Figure 3.4 présente l'évolution du pas de temps sur 200 itérations pour une trajectoire elliptique ( $e = 0,8$ ) intégrée grâce à un intégrateur RK4 à pas de temps fixe, et un intégrateur Runge-Kutta Cash-Karp. L'intégrateur à pas de temps fixe ( $dt = 5 \times 10^{-3}T$ ) effectue une orbite au cours de la simulation réalisée. Il a, par définition, un pas de temps constant à n'importe quel point de l'orbite. Le pas de temps variable ( $\sigma = 10^{-5}$ ) évolue quant à lui au cours du temps. Il se réduit aux moments "difficiles" (cela correspond aux moment le grain se déplace à une vitesse élevée, au périastre) jusqu'à environ  $5 \times 10^{-3}T$ , comme l'intégrateur à pas fixe. En revanche, il augmente pour les passages "faciles" (lorsque le grain se déplace plus lentement, à l'apoastre) quasiment d'un facteur 40. On voit donc qu'à l'inverse de l'intégrateur à pas de temps fixe, celui à pas variable ajuste "intelligemment" son rythme à la difficulté de la trajectoire qu'il a à calculer : il s'applique aux endroits difficiles, et avance rapidement sur les zones faciles.

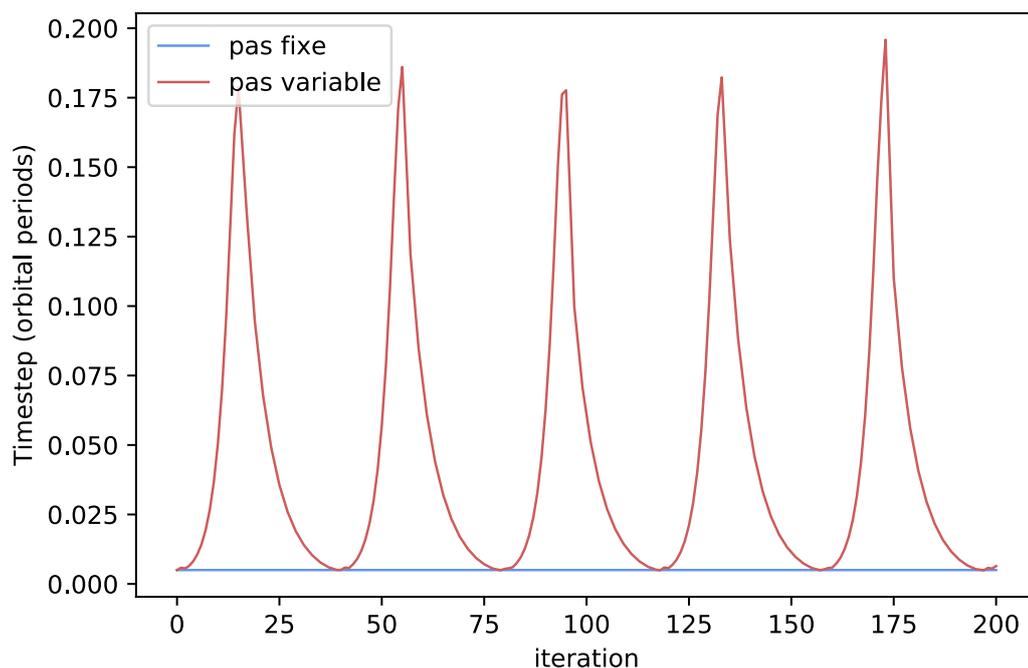


FIGURE 3.4 – Évolution du pas de temps pour une trajectoire elliptique ( $e = 0,8$ ) intégrée par un intégrateur RK à pas de temps fixe (en bleu) ou à pas de temps variable (en rouge) sur 200 itérations

De prime abord, l'intégrateur RK sans pas adaptatif est le plus rapide pour effectuer une itération unique, car il effectue moins de calculs par pas de temps. À l'inverse, l'intégrateur à pas adaptatif est capable d'augmenter le pas de temps et ainsi effectuer une intégration plus efficace numériquement (sans calculs superflus). Quel effet prédomine ? La réponse à cette question est spécifique à chaque problème.

Un problème à la "difficulté" (pour l'intégrateur) très homogène avec un pas de temps initial parfaitement choisi sera intégré de façon plus efficace par un intégrateur à pas de temps fixe, et des calculs itératifs simples et donc rapides. Cependant, dès que le problème se corse un peu, l'intégrateur à pas de temps fixe risque de faire de trop grands pas (et donc être imprécis), ou de trop petits (et donc d'être inefficace), voire même les deux alternativement !

C'est ce qu'illustre la Figure 3.5 : le problème n'est pourtant pas très compliqué (une ellipse : il suffit de faire des pas courts au périastre et à l'apoastre, et rapides entre les deux), mais l'intégrateur RK4 à pas de temps fixe effectue une mauvaise performance. En effet, on voit visuellement qu'il est peu précis : sur 20 000 itérations, il dérive vers l'intérieur car son pas de temps ( $dt = 5 \times 10^{-3}T$ ) est trop grand aux points critiques de la trajectoire. En outre, il est peu efficace car ce pas de temps est lent les portions faciles de l'ellipse : il effectue 100 orbites en 16s, soit un facteur d'efficacité de 6.

A l'inverse, l'intégrateur à pas de temps variable de type demi-pas est, bien qu'imparfait à cause du critère de précision relativement lâche ici, plus efficace (il réduit correctement son pas au moment adéquat) et également plus efficace (en augmentant son pas ensuite) : il effectue 681 orbites en 52s de calcul, soit une efficacité de 13 orbites par seconde de calcul. Ses longs pas de temps sur les portions faciles font plus que compenser ses ralentissements (justifiés) aux endroits critiques, ses itérations refusées (et donc calculées pour rien) et le temps de calcul individuel plus élevé pour chaque itération.

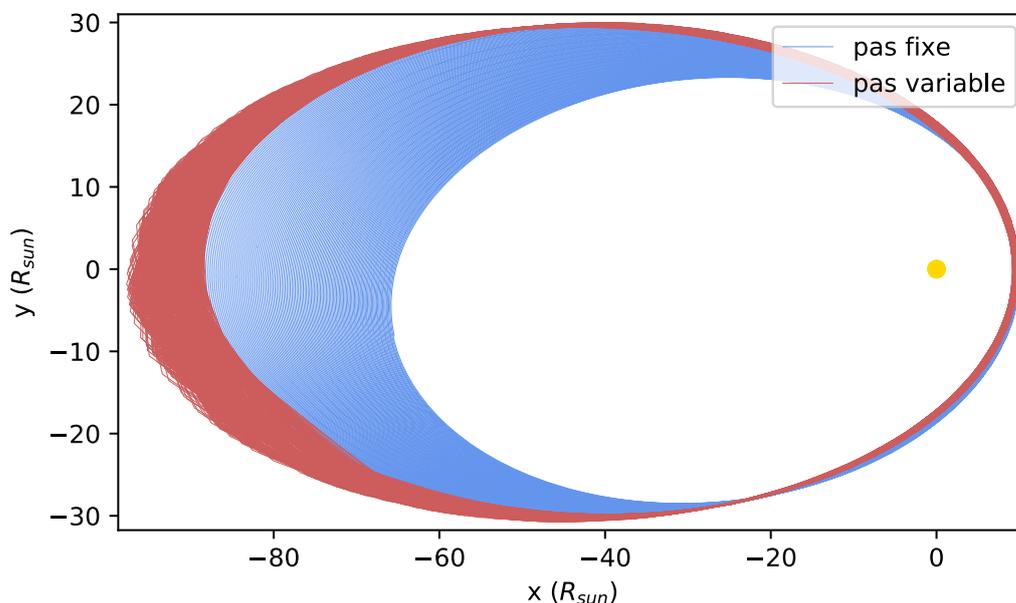


FIGURE 3.5 – Comparaison d'un intégrateur RK à pas de temps fixe (en bleu) et pas de temps variable (en rouge) pour un mouvement elliptique ( $e = 0,8$ ) sur 20 000 itérations

Le cas présenté ici Figure 3.5 est un cas un peu particulier où les précisions des intégrateurs ont été choisies de telle sorte le RK4 à pas fixe se montre à la fois lent

et imprécis. Cependant, à cause de l'absence de contrôle de l'erreur dans son fonctionnement, on observe qu'il possède toujours l'un ou l'autre des deux défauts : soit le pas de temps est délibérément choisi très faible pour assurer une précision convenable, mais dans ce cas l'intégrateur avance trop lentement aux endroits faciles et se montre inefficace, soit le pas de temps choisi est élevé pour assurer une bonne efficacité mais dans ce cas les erreurs réalisées aux points critiques engendrent une précision très mauvaise... Et donc, dans tous les cas, l'intégrateur RK à pas adaptatif est plus intéressant car il assure un meilleur compromis précision/vitesse.

La même expérience peut être réalisée avec un intégrateur à pas variable de type Fehlberg Cash-Karp : les résultats en termes de précision sont les mêmes (pour autant que le critère d'erreur indiqué soit le même), tandis que le temps de calcul est inférieur, ce qui aboutit à une efficacité encore meilleure pour cet intégrateur. Pour l'exemple présent en Figure 3.5, le temps de calcul est de seulement 24s, soit environ deux fois plus rapide que la simulation avec la méthode du demi-pas.

D'une manière générale, l'intégrateur RK à pas adaptatif de type "demi-pas" prendra un peu plus de 3 fois plus de temps par itération qu'un adaptateur à pas fixe (le temps de faire le pas, les deux demi-pas, le calcul de l'erreur et les éventuelles itérations refusées), tandis que l'intégration à pas adaptatif "Fehlberg Cash-Karp" prendra un peu plus de 1,5 fois plus de temps qu'un RK4 fixe (le temps de calculer les 6  $k$  et les deux solutions  $y_4$  et  $y_5$ ). Ce dernier sera donc approximativement deux fois plus efficace que le "demi-pas" pour une précision équivalente : on pourra donc soit utiliser cette qualité pour calculer plus rapidement notre solution, ou bien profiter de sa rapidité pour obtenir une solution plus précise à temps de calcul équivalent.

### 3.1.2.3 Critère de précision

Le critère de précision évoqué au paragraphe 3.1.2.1 peut être défini de différentes manières :

- Quelle(s) variable(s) souhaite-t-on contrôler ? Une variable directe comme la précision, la vitesse ou les deux ? Ou bien une autre caractéristique du problème pertinente telle que l'énergie ou le moment cinétique ?
- Souhaite-t-on définir un test sur une grandeur absolue (avec unité), ou bien adimensionnée (par des dimensions caractéristiques du problème), ou normalisée (du type  $\frac{err(y)}{y}$ ) ?
- Et si l'on contrôle plusieurs variables en même temps, sous quelle norme se fait le test ? Un maximum des erreurs, ou une norme pondérée ?

De nombreux choix sont possibles et dépendent du problème. Mon objectif est de faire ici seulement quelques tests très succincts pour m'assurer que le critère que je retiendrai est robuste, qu'il est plus performant que des critères trop simplistes, et poser les bases de critères plus raffinés qui pourraient être utilisés par la suite dans le code *exozodi*.

Dans le cas des trajectoires elliptiques, qui seront très fréquentes dans les mouvements engendrés par la gravitation, les erreurs au périastre se révèlent très préjudiciables, c'est pourquoi une erreur "relative" ( $\frac{err(y)}{y}$ ), qui est plus contraignante lorsque les deux corps sont proches, est généralement plus efficace : c'est ce que confirme l'image en haut-gauche de la Figure 3.6.

Des tests ont suggéré que dans notre cas, un critère sur la vitesse était moins performant qu'un test sur la position. Cependant, tous deux sont inférieurs à un test

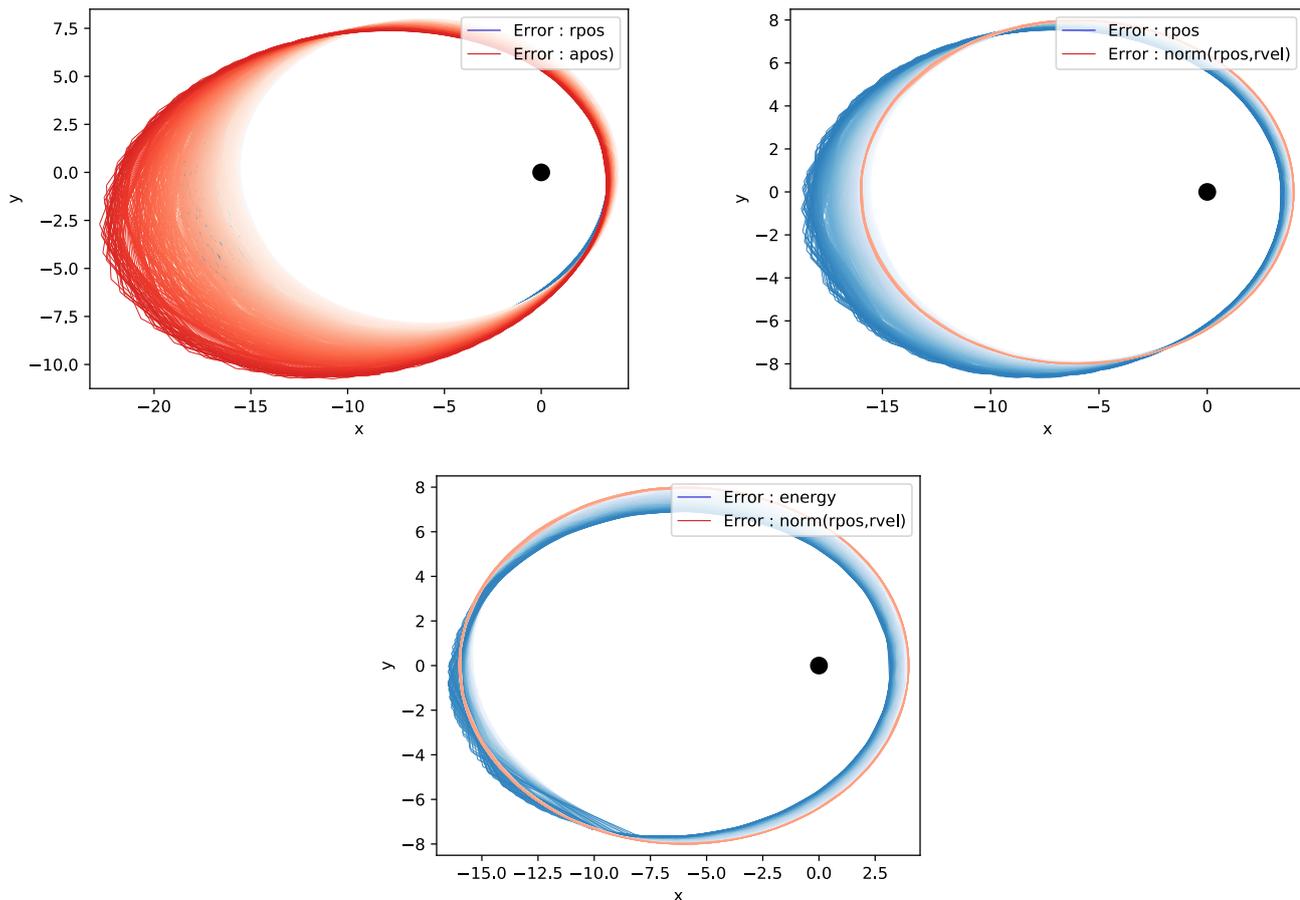


FIGURE 3.6 – Haut gauche : comparaison d’un critère sur la position absolue ( $\frac{err(y)}{y_0}$ , en rouge) ou la position relative ( $\frac{err(y)}{y}$ , en bleu). Haut droite : comparaison d’un critère sur une norme relative mêlant position et vitesse relative ( $\frac{\|err(y)+h \times err(z)\|}{\|y+h \times z\|}$ , en rouge) ou sur la position relative ( $\frac{err(y)}{y}$ , en bleu). Bas : comparaison d’un critère sur une norme relative mêlant position et vitesse relative ( $\frac{\|err(y)+h \times err(z)\|}{\|y+h \times z\|}$ , en rouge) ou sur l’énergie ( $\frac{err(E)}{E}$ , en bleu). Pour toutes les simulations, la trajectoire cible est képlérienne elliptique ( $e = 0,6$ )

sur une combinaison de la position et de la vitesse qui sont les deux variables que l’on suit au cours du mouvement. Un test sur la norme 2 des position  $y$  et vitesse  $z$  relatives ( $\frac{\|err(y)+h \times err(z)\|}{\|y+h \times z\|}$ ) se révèle très adapté et robuste pour une variété de problèmes dont le nôtre, comme l’illustre l’exemple haut-droit de la Figure 3.6. Il se révèle même plus performant que le contrôle de l’énergie  $E$  ( $\frac{err(E)}{E}$ ), pourtant théoriquement conservée au cours du mouvement képlérien, au vu de l’image bas de la Figure 3.6. Pour la suite du travail, sauf mention contraire, c’est donc ce critère de test, sur la norme 2 de la combinaison des positions et vitesses relatives, qui sera retenu.

### 3.1.3 Comparaison avec l'algorithme de Boris

En préambule, je rappelle quelques caractéristiques importantes de l'intégrateur issu de l'algorithme de Boris, qui permettront d'interpréter les résultats des simulations effectuées dans cette section.

- Créé pour intégrer "naturellement" la force de Lorentz
- Conserve l'énergie
- Pas de temps fixe

Cet intégrateur sera comparé avec l'intégrateur RK à pas adaptatif "Fehlberg-Cash-Karp", qui est, au vu des tests effectués au paragraphe précédent, l'option la plus performante à lui opposer.

#### 3.1.3.1 Champ gravitationnel uniquement

Les performances de l'intégrateur de Boris sur une trajectoire gravitationnelle typique (elliptique d'excentricité 0,6) sont représentées Figure 3.7, et se révèlent assez pauvres.

En effet, sur pourtant seulement 1000 itérations, on observe sur l'image de gauche une nette dérive de la trajectoire (qui ressemble à une rotation du périastre), alors pourtant que le pas de temps est assez faible ( $dt = 10^{-2} T$ ) et que dans les mêmes conditions un intégrateur RK4 à pas de temps fixe conserve bien mieux son orbite.

La différence est encore plus marquée sur l'image de droite, où l'on compare la trajectoire issue de l'intégration de Boris avec un RK à pas adaptatif (avec une erreur relative de  $10^{-6}$ , qui lui fait faire des pas de temps de  $dt = 3 \times 10^{-2} T$  en moyenne), dont la courbe est impeccable.

On peut donc rapidement conclure sur les performances de l'intégrateur Boris sur ce type de trajectoire : l'énergie est certes conservée, mais les paramètres orbitaux ne le sont pas (le périastre tourne, son argument est variable). Les performances sont nettement inférieures à celles du intégrateur RK4 à pas de temps fixe, pourtant lui-même inférieur à un intégrateur Runge-Kutta à pas de temps adaptatif.

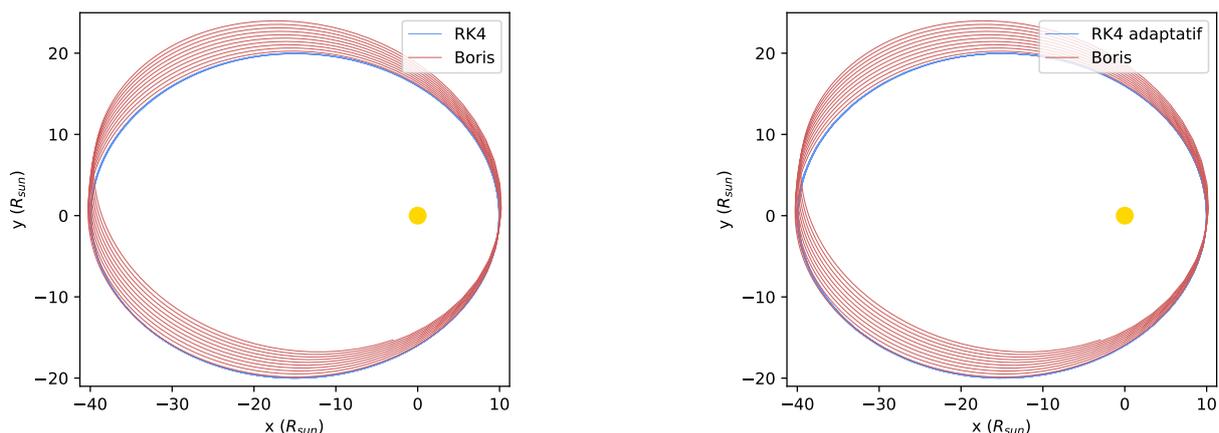


FIGURE 3.7 – Trajectoire képlérienne elliptique (1000 itérations, pas de temps de  $10^{-2}T$ ) intégrée par l'algorithme de Boris (en rouge) et un RK à pas de temps fixe (en bleu, image de gauche) ou variable (en bleu, image de droite).

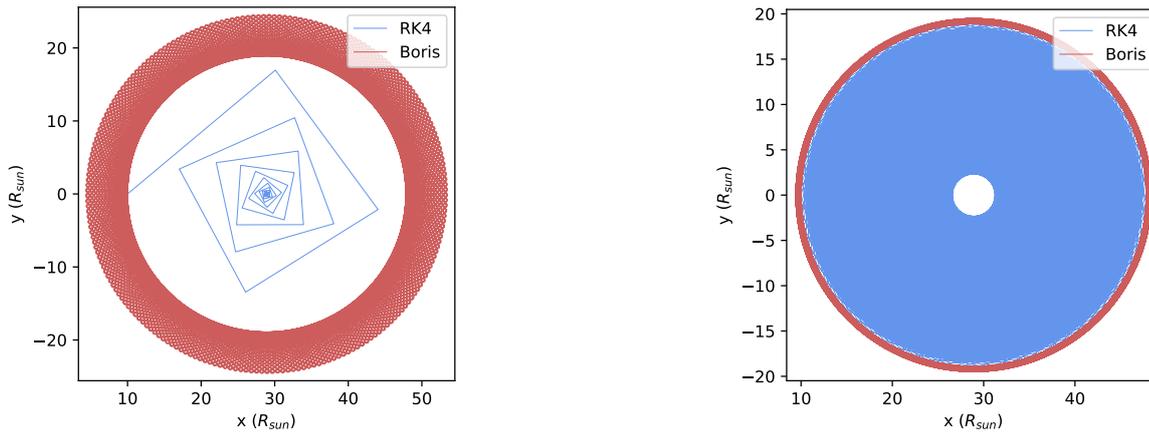


FIGURE 3.8 – Trajectoire guidée par la force de Lorentz uniquement, dans un champ  $\vec{B}$  uniforme vertical. Comparaison des trajectoires de l'intégrateur Boris (en rouge) et RK4 à pas de temps fixe (en bleu), pour des pas de temps de  $10^{-1}T$  (gauche) sur 1000 itérations et  $3 \times 10^{-2}T$  (droite) sur 20 000 itérations.

### 3.1.3.2 Champ magnétique uniquement

Lorsque la force gravitationnelle n'intervient pas, et que le mouvement est dirigé uniquement par la force de Lorentz due au champ magnétique ambiant (ici pris purement vertical homogène), les résultats sont très différents.

La Figure 3.8 présente les performances de l'intégrateur de Boris face à un RK4 à pas de temps fixe. L'image de droite montre une trajectoire circulaire (attendue) à rayon constant pour l'intégrateur de Boris, qui illustre la conservation de l'énergie bien respectée au cours du mouvement, alors que l'intégration RK4 dérive vers l'intérieur (et ne conserve donc pas l'énergie). Lorsque le pas de temps est choisi judicieusement (ici  $3 \times 10^{-2}T$ ), l'intégrateur Boris se comporte très correctement, et est bien plus fiable que le RK4.

Cependant, il est difficile de définir a priori quel est le bon pas de temps. L'image de gauche de la Figure 3.8 montre une trajectoire plus dispersée (en réalité une superposition de trajectoires très polygonales) qui, bien que stable, semble peu précise.

Ces essais préliminaires mettent en lumière les principales caractéristiques de l'intégrateur de Boris : à son crédit Figure une parfaite conservation de l'énergie, cependant le pas de temps fixe peut amener quelques réserves.

Face à un intégrateur RK à pas adaptatif, et si l'on donne à l'intégrateur de Boris un pas de temps initial convenable (ici  $3 \times 10^{-2}T$ ), on observe les mêmes effets. La Figure 3.9 présente les résultats de simulations plus longues (50 000 itérations) face à un intégrateur Fehlberg-Cash-Karp pour lequel l'erreur admissible conduit à un pas de temps similaire.

On observe, sur la Figure du bas, que la trajectoire circulaire tracée par l'intégrateur de Boris est parfaitement stable malgré le grand nombre d'itérations. A l'inverse, les trajectoires du RK adaptatif représentées en haut-gauche et haut-droite, qui utilisent pourtant un critère d'erreur suffisamment strict pour aboutir à des pas de temps similaires, dérivent vers l'intérieur : elles posent donc, à long terme, un problème de convergence vers la bonne trajectoire... On remarque en outre que la condition "classique" sur la norme 2 de la position et de la vitesse (Figure haut-gauche) donne un résultat plus mauvais que la condition sur l'énergie du système (Figure haut-droite).

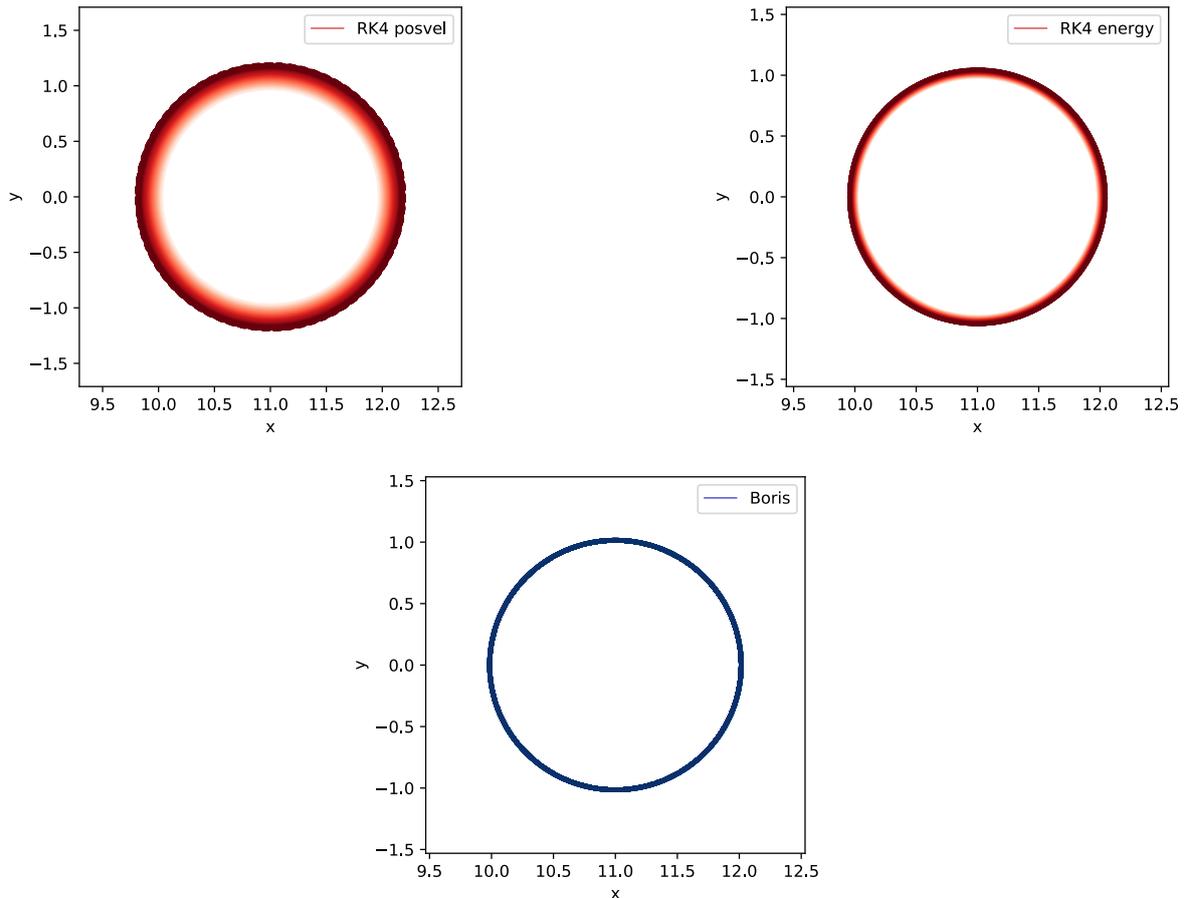


FIGURE 3.9 – Trajectoire guidée par la force de Lorentz uniquement, dans un champ  $\vec{B}$  uniforme vertical, sur 50 000 itérations. Comparaison des trajectoires d'un RK à pas de temps adaptatif (en rouge, en haut) avec un critère d'erreur relative de  $10^{-5}$  sur une norme 2 mêlant position et vitesse (à gauche) ou sur l'énergie (à droite) et de l'intégrateur Boris (en bleu, en bas) avec un pas de temps fixe de  $3 \times 10^{-2}T$

Enfin, l'intégrateur RK adaptatif est moins efficace numériquement que l'intégrateur de Boris pour effectuer ses itérations (quasiment le double du temps).

Il apparaît donc, sous réserve de choisir un pas de temps convenable, que l'intégrateur de Boris est le plus performant pour les trajectoires uniquement guidées par la force de Lorentz : il ne dérive pas en énergie, contrairement aux intégrateurs RK, tout en étant plus efficace en termes de temps de calcul !

### 3.1.3.3 Champ mixte

Dans ce paragraphe, le champ magnétique sera à nouveau pris vertical homogène. La particule sera lancée ici avec une excentricité égale à 0,6, sur une trajectoire donc elliptique, en présence d'un champ gravitationnel.

On rappelle les trajectoires et performances attendues en cas de force unique, vues aux paragraphes précédents.

- Champ gravitationnel : trajectoire elliptique, bien intégrée par le RK adaptatif, tandis que l'intégrateur de Boris conserve l'énergie (le demi-axe) mais l'orbite tourne autour de l'étoile (l'argument du périastre varie régulièrement).
- Champ magnétique vertical : trajectoire circulaire, parfaitement intégrée par l'intégrateur de Boris, et correctement par le RK adaptatif (qui ne conserve cependant pas l'énergie, et présente un risque de dérive vers l'intérieur).

#### Champ gravitationnel dominant

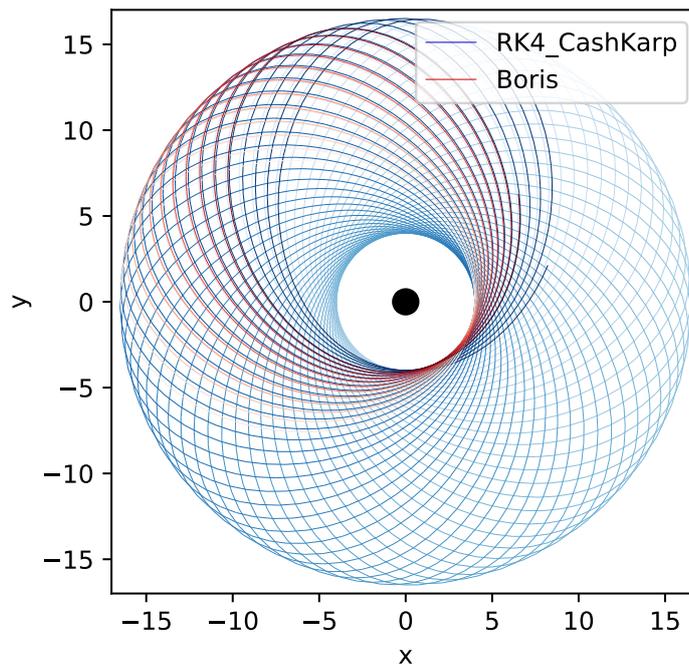


FIGURE 3.10 – Trajectoire dans le cas où la force magnétique exercée (issue d'un champ vertical uniforme) est 10 fois inférieure à la force gravitationnelle, sur 5000 itérations. En rouge : intégrateur de Boris avec pas de temps fixe de  $3 \times 10^{-2}T$ . En bleu : intégrateur RK adaptatif avec un critère d'erreur en norme de position/vitesse de  $10^{-7}$

La trajectoire d'une particule soumise à une force de Lorentz d'une intensité de l'ordre de 10 fois inférieure à celle de la force gravitationnelle est présentée en Figure 3.10, tracée pour deux intégrateurs : Boris et RK adaptatif Cash-Karp.

On observe que la trajectoire obtenue ressemble à une trajectoire elliptique dont l'argument du périastre évoluerait régulièrement.

Les deux intégrateurs reproduisent globalement la trajectoire attendue. On observe cependant un léger décalage des trajectoires au bout de quelques milliers d'itérations : grâce à des tests à pas de temps différents (notamment à faible pas de temps pour obtenir une trajectoire quasi-parfaite), on s'aperçoit que c'est l'intégrateur de Boris qui fait une erreur de trajectoire. Le pas de temps choisi dans la Figure 3.10 ( $3 \times 10^{-2}T$ ) est donc trop grand pour intégrer correctement la trajectoire, alors même qu'il s'agit d'un pas de temps suffisamment faible pour qu'il se montre moins efficace numériquement que le RK (d'un facteur 3!).

A long terme (plus de 50 000 itérations - trajectoires non présentées), on aurait pu craindre une dérive de l'énergie par l'intégrateur RK, et donc un rapprochement du

périastre de l'étoile centrale. Heureusement, on ne discerne rien de tel : le phénomène, s'il existe, est minime.

La conclusion est donc que l'intégrateur RK adaptatif Cash-Karp rend fidèlement la trajectoire attendue, à court et à long terme, tandis que l'intégrateur de Boris présente une légère dérive. Ce comportement est similaire à celui obtenu en champ gravitationnel seul, ce n'est donc pas surprenant de le retrouver lorsque le champ gravitationnel est dominant.

### Champs magnétique dominant

La trajectoire d'une particule soumise à une force de Lorentz d'une intensité de l'ordre de 10 fois supérieure à celle de la force gravitationnelle est présentée en Figure 3.11, tracée pour deux intégrateurs : Boris et RK adaptatif Cash-Karp.

La trajectoire obtenue ressemble au cercle parfait lorsque l'on a uniquement le champ magnétique uniforme vertical : la particule effectue de petits épicycles autour d'un cercle directeur. On remarque qu'on a perdu tout le caractère elliptique contenu dans les paramètres initiaux de lancement de la particule.

A long terme - 50 000 itérations, Figure non présentée - on n'observe pas de dérive visible vers l'intérieur de l'intégrateur RK. En effet, cet effet était remarquable précédemment lorsque l'erreur relative acceptée était assez haute ( $10^{-5}$ ), mais ici nous avons pris un critère plus restrictif ( $10^{-7}$ ), qui permet d'obtenir une efficacité numérique comparable avec l'intégrateur de Boris à pas de temps fixe de  $10^{-2}T$ . On a donc une conservation de l'énergie quasi-parfaite pour l'intégrateur RK à pas adaptatif.

Ce bon résultat est indirectement dû à la difficulté de l'intégrateur de Boris de traiter la contribution gravitationnelle, même faible, traduite dans les épicycles. En effet, j'ai dû réduire le pas de temps à  $10^{-2}T$  pour obtenir des trajectoires relativement fiables avec l'intégrateur Boris, au prix d'une baisse de l'efficacité de l'intégration, ce qui a permis de réduire l'erreur admissible sur la méthode RK en proportion (pour toujours comparer les intégrateurs à efficacité semblable).

En termes de trajectoire, on observe en effet à nouveau un léger décalage entre les deux intégrateurs, à nouveau due à une erreur de l'intégrateur de Boris (vérifiée en diminuant le pas de temps de cet intégrateur).

Il apparaît donc que même à champ magnétique dominant, la faible contribution gravitationnelle semble suffisante pour entraver la bonne efficacité de l'intégrateur de Boris : l'erreur sur la trajectoire (quelque peu complexe pour lui) oblige à choisir un faible pas de temps pour limiter cet effet, et réduit d'autant son efficacité numérique. Et donc, à efficacité comparable, l'intégrateur RK présente un meilleur bilan : il conserve correctement l'énergie, et se montre plus à l'aise pour tracer la trajectoire. Cette conclusion peut sembler surprenante, étant donnée la nature principalement magnétique du problème, mais ne traduit finalement que l'ampleur relative des défauts des deux intégrateurs : le RK adaptatif présente une (très) faible dérive en énergie à long terme, et l'algorithme de Boris présente rapidement une (très) grande erreur sur les trajectoires gravitationnelles. Donc même à champ gravitationnel dix fois moindre que la contribution magnétique, c'est le défaut de l'intégrateur de Boris qui apparaît comme prédominant.

### **3.1.4 Conclusions sur les intégrateurs**

#### Résumé des tests effectués

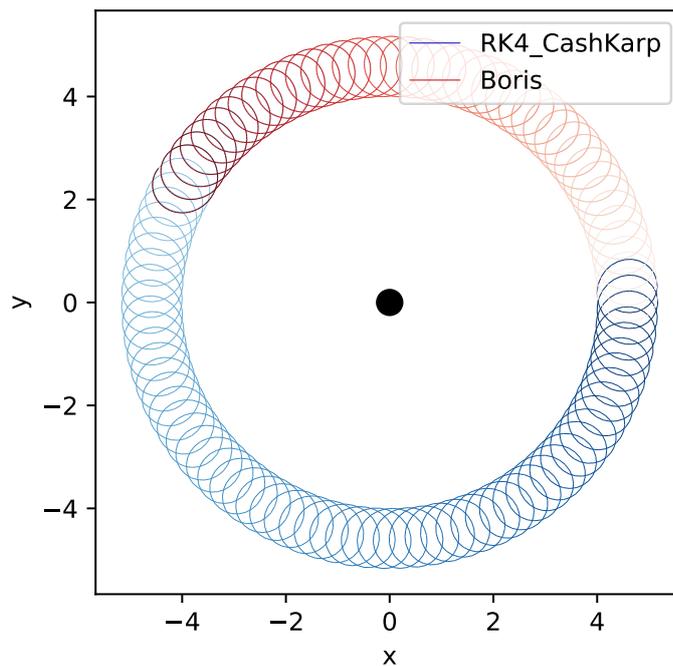


FIGURE 3.11 – Trajectoire dans le cas où la force magnétique exercée (issue d'un champ vertical uniforme) est 10 fois supérieure à la force gravitationnelle, sur 2500 itérations. En rouge : intégrateur de Boris avec pas de temps fixe de  $10^{-2}T$ . En bleu : intégrateur RK adaptatif avec un critère d'erreur en norme de position/vitesse de  $10^{-7}$

J'ai présenté dans cette section une série de tests sur les différents intégrateurs numériques à ma disposition, susceptibles d'être intégrés au code *Exozodi*. Cet ensemble de tests n'avait pas pour vocation à être entièrement exhaustif ni remplacer une étude numérique complète, mais visait plutôt à donner des informations qualitatives, des ordres de grandeurs et des tendances quantitatives sur les comportements de chaque solution d'intégration.

La première phase de test a consisté à comparer les performances d'intégrateurs de type Runge-Kutta, à pas de temps fixe ou variable.

La méthode d'ordre 4 (RK4) à pas de temps fixe a rapidement montré ses limites : il est difficile de fixer a priori le pas de temps en fonction de la précision espérée, et le rapport précision/efficacité de calcul est souvent défavorable. En effet, faute de mécanisme de contrôle de l'erreur, l'intégrateur ne ralentit pas suffisamment aux endroits difficiles (et accumule donc de lourdes erreurs) et n'accélère pas lorsque c'est facile (et perd donc du temps à multiplier les petits itérations).

L'intégrateur RK à pas de temps variable présente un meilleur compromis précision/efficacité (en étant parfois supérieur à la méthode à pas fixe sur les deux aspects en même temps!), et offre un meilleur contrôle pour l'utilisateur. Le choix de la quantité sur laquelle l'erreur est contrôlée est en outre importante : une norme 2 sur la position et la vitesse présente dans le cas général de meilleurs résultats, même si un contrôle d'une quantité spécifique (comme l'énergie) peut s'avérer pertinent lorsqu'une conservation est attendue.

Enfin, parmi les deux intégrateurs RK à pas adaptatif, méthode du double pas, et

méthode Felhberg-Cash-Karp, c'est la seconde qui se montre la plus efficace numériquement (pour des avantages identiques) et sera donc la solution privilégiée pour la suite.

La seconde phase de test a été dédiée à la comparaison de l'intégrateur Runge-Kutta adaptatif "Cash-Karp" à l'intégrateur de Boris, moins généraliste mais très adapté à la résolution de la force de Lorentz.

L'intégrateur de Boris se montre extrêmement mauvais pour résoudre un problème purement gravitationnel, mais excellent (et même supérieur) pour résoudre un mouvement dans un champ magnétique vertical uniforme (meilleure précision et efficacité que la méthode RK adaptative).

Cependant, en champ gravitationnel et magnétique mélangés, ses défauts de trajectoire sur la force de gravité surpassent ses avantages (notamment la conservation de l'énergie) sur la force de Lorentz, et il se montre moins précis et efficace que la méthode Runge-Kutta "Cash-Karp", même lorsque la force de Lorentz est dix fois plus intense que la force de gravité.

### Choix pour le code Exozodi

Le code exozodi utilise actuellement un intégrateur Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps fixe.

- Suite aux tests effectués sur les intégrateurs Runge-Kutta, il apparaît qu'un intégrateur à pas de temps variable est plus fiable et précis, et que parmi les méthodes à pas adaptatif, c'est celle de Felhberg-Cash-Karp la plus efficace.
- Suite aux comparaisons effectuées sur le RK Cash-Karp et l'intégrateur de Boris, il semblerait que, hormis pour champ magnétique pur, l'intégrateur de Boris présente un moins bon compromis précision/efficacité que l'intégrateur RK adaptatif testé.

La possibilité de basculer d'un intégrateur à l'autre (pour profiter des qualités de l'algorithme de Boris en champ magnétique (quasi) pur et d'un intégrateur RK le reste du temps) pourrait peut-être être envisagée dans le futur. Tout comme l'insertion d'un pas de temps adaptatif dans l'algorithme de Boris (dont la méthode est décrite dans ce rapport par exemple

<https://www.research-collection.ethz.ch/handle/20.500.11850/153167>).

Cependant, pour l'instant nous nous en tiendrons à une solution plus simple. **L'intégrateur Runge-Kutta à pas adaptatif "Felhberg-Cash-Karp" semble le plus adapté à notre problème, et sera implémenté dans le code Exozodi. (voir section 3.3)**

## 3.2 Étude de trajectoires dans un champ magnétique en spirale

### 3.2.1 Contexte et objectifs

Cette section est consacrée au code *Pétales*, qui est un sous-code de l'ensemble *Exozodi*. La description précise de l'organisation et de l'articulation des divers répertoires de l'ensemble *Exozodi* sera détaillée dans la section 3.3.5. Pour l'instant, il est seulement nécessaire d'indiquer que le code *Pétales* est un sous-code simple et autonome (pour limiter les dépendances superflues et s'en tenir à un code pour chaque

problème scientifique posé).

Ce code *Pétales* résout l'équation du mouvement d'un grain en orbite autour d'une étoile, soumis à un champ de pesanteur et un champ magnétique (le modèle sera décrit plus précisément en section 3.2.2), et trace la trajectoire associée. Il utilise notamment un intégrateur de type Runge-Kutta d'ordre 4 à pas adaptatif "Cash-Karp" suite au travail mené sur les intégrateurs numériques en section 3.1.

L'objectif de ce code *Pétales* et de ce travail est double.

D'une part, il s'agit de vérifier que nous sommes bien capables de résoudre un problème de piégeage magnétique de poussière exozodiacale dans un cas simplifié. A ce titre, nous vérifierons la compatibilité des résultats du code *Pétales* avec les publications de référence sur le sujet, telles que [Czechowski & Mann \(2010\)](#) (dont un exemple de trajectoire est illustré en Figure 1.19 dans la section Contexte) ou [Rieke et al. \(2016\)](#), ou avec un travail de stage antérieur mené par Arthur Choplin en 2016 sous la direction de Jean-Charles Augereau. Il s'agit ici de prendre en main le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique stellaire, et en comprendre les aspects théoriques, dans un cas simple avant de passer à une simulation plus complexe physiquement et plus lourde numériquement via le code *Exozodi*.

D'autre part, ce travail sur le code *Pétales* sera une étude préliminaire pour l'étude du piégeage magnétique via le code *Exozodi*. En effet, nous allons étudier la sensibilité du mouvement du grain chargé dans le cas magnétique stellaire aux différents paramètres de la simulation. Nous tenterons ensuite de préfigurer quels sont les domaines de piégeage magnétique dans l'espace des paramètres, ce qui permettra de réduire considérablement l'exploration de cet espace lors de l'étude complète avec le code *Exozodi*. Enfin, cette étude permettra de mettre en lumière certaines difficultés physiques ou numériques auxquelles nous pourrions être confrontés lors de l'étude du piégeage magnétique.

### 3.2.2 Description du problème et de la méthode de résolution

#### 3.2.2.1 Hypothèses sur les objets étudiés et phénomènes inclus

Le code *Pétales* résout le problème décrit dans ce paragraphe.

Dynamiquement parlant, le grain de poussière exozodiacale considéré ici est objet ponctuel de masse  $m$ , de charge électrique  $Q$ , toutes deux supposées constantes dans le temps et l'espace (la sublimation et la variation de charge électrique selon la distance à l'étoile ne sont pas prises en compte dans ce modèle d'étude) : le rapport  $\frac{Q}{m}$  du grain est donc constant au cours de sa trajectoire. Le grain est relâché à une position initiale  $r_i$  située dans un espace à 3 dimensions (sauf mention contraire, le grain est relâché en position  $(r_i, 0, 0)$  dans l'espace  $(x, y, z)$ ), et possède une vitesse initiale  $v_i$  (généralement la vitesse képlérienne locale, dans notre modèle de référence). Cet ensemble de conditions initiales confère donc des paramètres orbitaux (excentricité  $e$ , inclinaison  $i$  etc.) à la trajectoire du grain autour de l'étoile.

Dans le cadre de ce travail dynamique préparatoire, les paramètres du grain ne seront pas auto-cohérents et pourront varier indépendamment au gré des tests de sensibilité pour chaque paramètre : le rapport  $\frac{Q}{m}$  peut par exemple varier indépendamment du paramètre  $\beta_{PR}$ . C'est seulement en fin d'étude que nous les relieront via la

TABLE 3.1 – Valeurs utilisées pour le modèle de référence

Paramètre	Valeur	Unité	Commentaires
$\frac{Q}{m}$	$10^{-5}$	$e/m_p$	
$M_\star$	$1,9884 \times 10^{30}$	$kg$	masse de l'étoile, ici égale à la masse du Soleil $M_\odot$
$\Omega_0$	$2,97 \times 10^{-6}$	$rad.s^{-1}$	vitesse de rotation du Soleil à l'équateur
$v_{sw,lent}$	400	$km.s^{-1}$	vitesse du vent solaire "lent"
$v_{sw,rapide}$	800	$km.s^{-1}$	vitesse du vent solaire "rapide"
$B_{0,lent}$	$35 \times 10^{-10}$	$T$	intensité de B à 1 au en zone de vent "lent"
$B_{0,rapide}$	$45 \times 10^{-10}$	$T$	intensité de B à 1 au en zone de vent "rapide"
$r_0$	1	$au$	distance de normalisation du champ magnétique
$r_i$	0,1	$au$	distance initiale du grain
$v_i$	1	$v_{kepl}$	vitesse initiale du grain
$\beta_{PR}$	0,1		

taille du grain  $s$  et la composition chimique supposée notamment.

L'étoile autour de laquelle orbite le grain de poussière est également une masse ponctuelle. La masse, la vitesse de rotation et l'intensité du champ magnétique sont des paramètres qui peuvent varier, mais notre modèle de référence utilise les valeurs solaires (voir table 3.1). Le champ magnétique de l'étoile  $\vec{B}$  est une spirale de Parker (Parker 1958), dont l'intensité et la direction sont décrites par la formule suivante, en coordonnées sphériques  $(r, \theta, \varphi)$  :

$$\vec{B}(r, \theta) = B_r \vec{e}_r + B_\varphi \vec{e}_\varphi = B_0 * \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 * \left(\vec{e}_r - \frac{\Omega_0 r \sin(\theta)}{v_{sw}} \vec{e}_\varphi\right) \quad (3.4)$$

où :

- $B_0$  est l'intensité de la composante radiale du champ magnétique à la distance de référence  $r_0$ .  $B_0$  est positif dans l'hémisphère nord de l'étoile ( $\theta < 90^\circ$ ), et négatif dans l'hémisphère sud.
- $\Omega_0$  est la vitesse de rotation de l'étoile
- $v_{sw}$  est la vitesse du stellaire, éjecté radialement par l'étoile, indépendance de la distance à l'étoile. On distingue de régions : la zone de vent "lent", proche de l'équateur ( $70^\circ < \theta < 110^\circ$ ), et la zone de vent rapide au-delà.

La composante radiale du champ magnétique décroît en  $r^{-2}$ , tandis que la composante azimutale décroît en  $r^{-1}$ . On aura donc un champ principalement radial proche de l'étoile, puis une spirale qui s'enroule à mesure que l'on s'éloigne. La forme et l'intensité du champ magnétique du modèle de référence est représenté en Figure 3.12. Dans ce modèle simple, le champ magnétique ne possède pas de variabilité temporelle. En outre, l'axe de rotation de l'étoile et l'axe nord-sud du dipôle magnétique sont supposés confondus (le champ magnétique n'est pas incliné par rapport à la rotation de l'étoile, si bien que les hémisphères géographique et magnétique sont confondus). Cette configuration sera remise en question puis modifiée en section 3.2.5.

En outre, les forces s'appliquant sur le grain considérés sont les suivantes :

- La force de gravité exercée par l'étoile sur le grain :  $\vec{F}_g = -\frac{GM_\star m}{r^2} \vec{e}_r$
- La pression de radiation radiale  $\vec{F}_{PR,r}$  orientée vers l'extérieur et décroissant en  $r^{-2}$  : elle est intégrée dans la gravité via la constante  $\beta_{PR}$  pour donner la

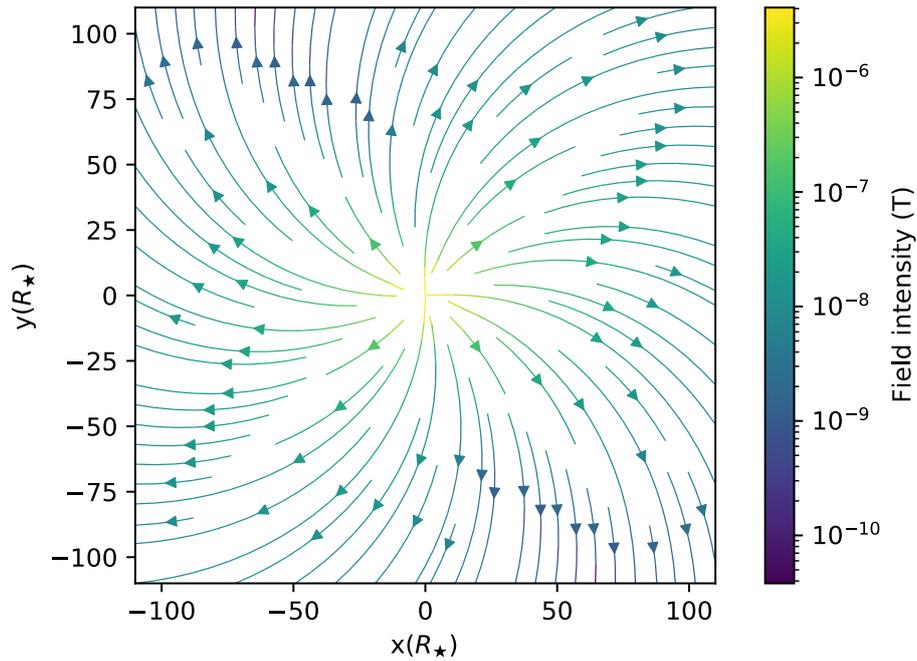


FIGURE 3.12 – Exemple de champ magnétique stellaire en forme de spirale de Parker, observé légèrement au-dessus du plan équatorial (en coupe,  $z > 0$ ), pour des axes de rotation de l'étoile et de pôle magnétique confondus. On remarque que les lignes de champ sont presque radiales proche de l'étoile, et s'incurvent à mesure que l'on s'éloigne.

force photo-gravitationnelle suivante :  $\vec{F}_{ph,g} = -(1 - \beta_{PR}) \frac{GM_* m}{r^2} \vec{e}_r$

- La composante non-radiale de la pression de radiation, qui correspond au terme de freinage "Poynting-Robertson", est ici négligée. La force exercée par le vent stellaire (par l'impact sur le grain des particules le constituant) est également négligée.
- La force de Lorentz :  $\vec{F}_l = Q\vec{v} \times \vec{B}$ , où  $Q$  est la charge électrique du grain,  $\vec{v}$  la vitesse du grain dans le référentiel du vent stellaire ( $\vec{v} = \vec{v}_{grain} - \vec{v}_{sw}$ ) et  $\vec{B}$  est le champ magnétique stellaire décrit à l'équation 3.4. (NB : le champ électrique  $\vec{E}$  engendré par l'étoile est négligé)

Enfin, nous négligeons dans cette étude le phénomène de sublimation : nous travaillons à taille de grain constant, et, comme la charge électrique du grain est également supposée constante, à  $\frac{Q}{m}$  constant.

### 3.2.2.2 Comparaison avec des modèles publiés

Le modèle présenté ci-dessous est très proche de celui utilisé par des publications récentes de piégeage magnétique de poussière exozodiacale.

**Czechowski & Mann (2010)** utilisent également un grain de taille constante, au ratio  $\frac{Q}{m}$  fixé en début de simulation. L'étoile considérée est le soleil, dont le champ magnétique est également modélisé par une spirale de Parker dont l'intensité radiale diminue en  $r^{-2}$  avec une zone équatoriale de vent lent et une zone de vent rapide. Leur étude utilise une pression de radiation complète (c'est-à-dire en incluant le freinage par effet "Poynting-Robertson"), mais ils affirment que les résultats sont identiques

en négligeant la composante non-radiale, et s'en tiennent par la suite à un modèle utilisant  $\beta_{\text{PR}} = 0,1$ . La seule différence notable est que l'axe de rotation du soleil et l'axe du dipôle magnétique ne sont pas confondus, mais inclinés d'un angle de  $20^\circ$ . [Rieke et al. \(2016\)](#) utilisent également un modèle similaire. Ils font notamment varier le paramètre  $\beta_{\text{PR}} = 0,1$  et la vitesse de rotation de l'étoile dans leur étude, comme nous le ferons en section 3.2.4. La seule différence d'importance se situe au niveau de l'intensité du champ magnétique stellaire (les étoiles étudiées sont de type spectral précoce) qui décroît en  $r^{-3}$ , et non  $r^{-2}$ .

### 3.2.3 Trajectoires en pétales et explication par l'approximation centre-guide

#### 3.2.3.1 Premières trajectoires en pétales

Nous nous plaçons dans la situation de référence décrite au paragraphe précédent. La trajectoire, projetée dans le plan équatorial (mais elle ne s'éloigne que peu de ce plan, et les effets de l'inclinaison seront étudiés plus en détails par la suite), du grain de poussière exozodiacale chargé électriquement lancé dans un champ photogravitationnel et magnétique en spirale de Parker est décrite en Figure 3.13, panneau supérieur. La trajectoire sans champ magnétique serait une ellipse de faible excentricité, à cause de la légère pression de radiation subie par le grain ( $\beta_{\text{PR}} = 0,1$ ).

Le mouvement du grain se décompose en deux : un mouvement d'ensemble en pétales, où le grain entame sa trajectoire à l'extrémité externe d'un pétale (on notera  $r = r_{\text{max}}$ ), plonge vers l'étoile et "rebondit" lorsque sa distance à l'étoile atteint une valeur minimale que l'on nommera par la suite  $r_{\text{min}}$ , et repart vers  $r_{\text{max}}$  tout en tournant autour de l'étoile pour former le pétale suivant. On obtient des rebonds réguliers, et un grain confiné sur une trajectoire à quelques fractions d'*au*. A ce mouvement d'ensemble s'ajoute un mouvement rapide de giration autour de la trajectoire moyenne, qui est davantage visible lorsque la charge du grain est moins élevée (Figure 3.13, panneau inférieur). Nous allons expliquer de façon théorique ces deux mouvements dans la section 3.2.3.2 ci-dessous.

La trajectoire obtenue dans la simulation de référence (Figure 3.13, panneau supérieur) est extrêmement similaire à la Fig. 4 de [Czechowski & Mann \(2010\)](#) qui utilise un modèle analogue au nôtre, ce qui est rassurant.

#### 3.2.3.2 Approximation centre-guide et analyse théorique du mouvement en pétales

Cette explication du mouvement par l'approximation centre-guide est issue du chapitre "Nanodust dynamics in interplanetary space" de [Mann et al. \(2012\)](#), ainsi que du rapport de stage de A. Choplin mené sous la direction de Jean-Charles Augereau en 2016.

##### Mouvement d'ensemble et mouvement de giration

Le mouvement du grain présenté au paragraphe 3.2.3 se décompose en deux composantes, illustrées en Figure 3.14 : le grain tourne autour d'une trajectoire d'ensemble d'un point que l'on nomme le "centre-guide".

Le mouvement d'ensemble du centre-guide suit principalement les lignes de champ magnétique. Nous étudierons la composante principale de ce mouvement, parallèle aux lignes de champ, plus en détail ci-après, car c'est elle qui permet d'expliquer les rebonds et la trajectoire en pétales. La composante orthogonale aux lignes de champ est quant à elle appelée "drift". Il s'agit d'une dérive progressive du centre-guide

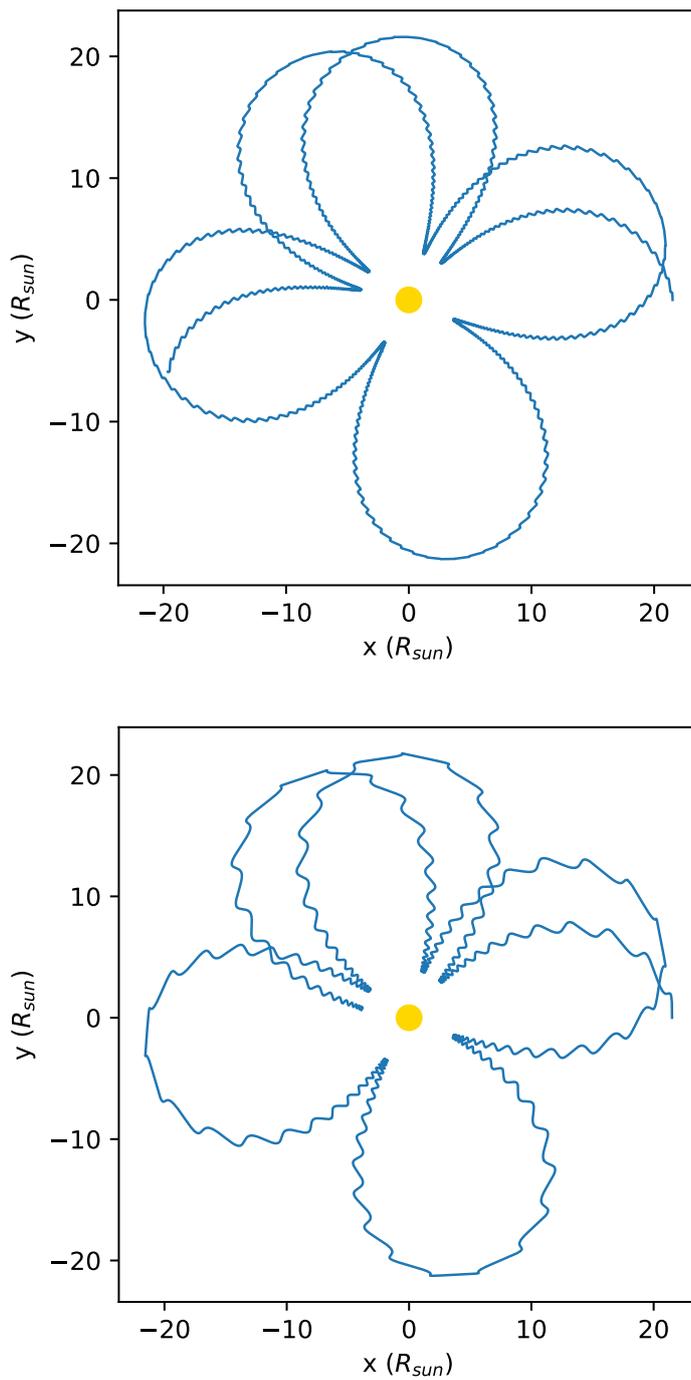


FIGURE 3.13 – Trajectoire en pétales pour un grain lancé dans le modèle de référence (au-dessus), et pour un grain légèrement moins chargé électriquement ( $\frac{Q}{m} = 10^{-6}e/m_p$ ) (en-dessous).

dans la direction orthogonale à  $\vec{B}$ , sur laquelle nous n'insisterons pas. Le mouvement de giration autour de la trajectoire d'ensemble du centre-guide décrit quant à lui un cercle dont le rayon est donné par le rayon de Larmor  $R_L$  :

$$R_L = \frac{mv_{\perp}}{QB} \quad (3.5)$$

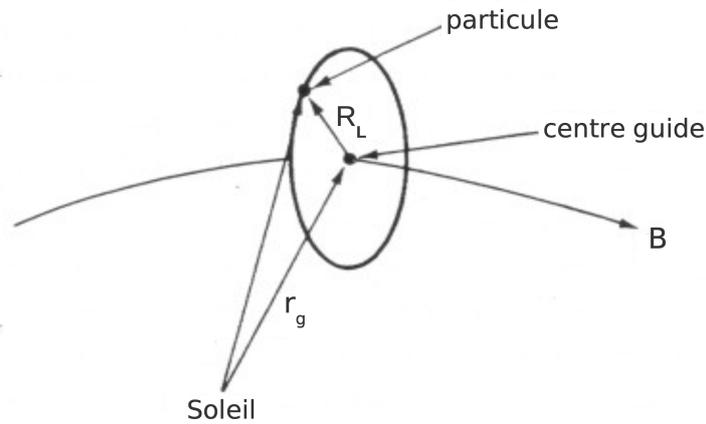


FIGURE 3.14 – Schéma illustratif du mouvement de giration (de rayon égal au rayon de Larmor  $R_L$ ) du grain autour d'une trajectoire d'ensemble (qui suit une ligne de champ magnétique) décrite par son "centre-guide". Figure issue du rapport de stage de A. Choplin.

où  $Q$  et  $m$  sont respectivement la charge et la masse du grain,  $B$  l'intensité du champ magnétique en ce point et  $v_{\perp} = |\vec{v}_{\text{grain},\perp} - \vec{v}_{\text{sw},\perp}|$  la norme de la composante perpendiculaire au champ magnétique de la vitesse du grain dans le référentiel du vent stellaire. On voit immédiatement que ce rayon sera d'autant plus petit, et donc le grain d'autant plus lié à la trajectoire du centre-guide, si le rapport charge-sur-masse est élevé, et si le champ magnétique est intense. C'est effectivement ce que l'on a observé en Figure 3.13 où les mouvements de girations étaient de rayon moindre pour le grain au rapport  $\frac{Q}{m}$  plus élevé, et que les libérations observées autour de la trajectoire en pétales pour le grain moins chargé étaient plus marquées loin de l'étoile que sur la zone plus proche puisque l'intensité de  $B$  décroît avec la distance à l'étoile. La décomposition du mouvement du grain en deux composantes, centre-guide et giration autour de cette trajectoire d'ensemble, est valide tant que le rayon de Larmor reste faible. Plus exactement, Morfill et al. (1980) donne le critère suivant :

$$R_L \frac{|(\vec{\nabla}B)_{\perp}|}{B} < 0,1 \quad (3.6)$$

où  $|(\vec{\nabla}B)_{\perp}|$  est le gradient de  $B$  dans la direction perpendiculaire à  $\vec{B}$ . Ce critère est, dans les conditions de la simulation de référence, respecté dès que  $\frac{Q}{m} > 10^{-7} e/m_p$ . C'est bien ce que l'on observe en pratique : les grains dont le rapport charge-sur-masse est supérieur à cette valeur forment bien des trajectoires dont le mouvement peut effectivement être décomposé en pétales et giration autour du mouvement moyen, tandis que ceux en-dessous de cette valeur présentent des girations trop importantes autour de la trajectoire du centre-guide pour que cette théorie permette d'expliquer le mouvement convenablement.

#### Explication du mouvement par les forces agissant sur le grain

Nous nous plaçons à présent dans le cas où l'approximation centre-guide est

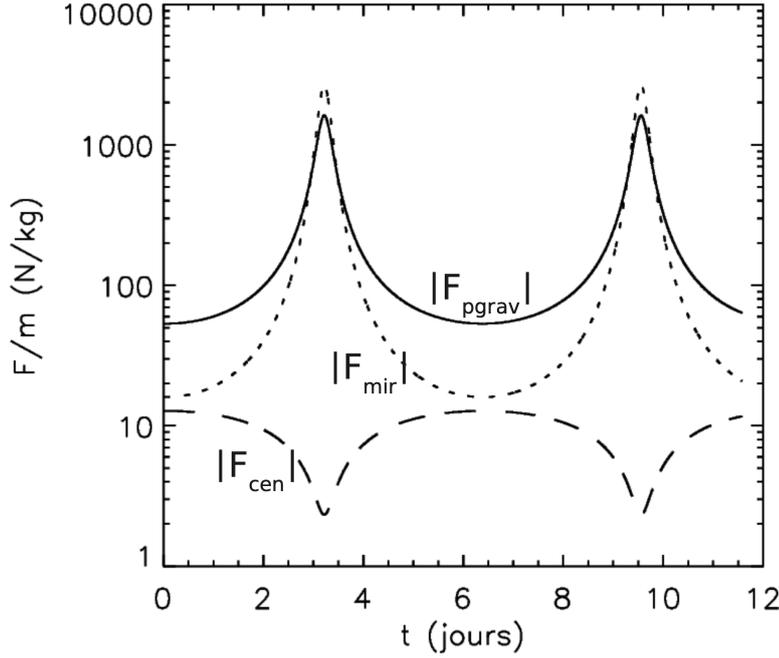


FIGURE 3.15 – Comparaison des intensités des forces photo-gravitationnelle, miroir et centrifuge auxquelles est soumis le centre-guide du grain dans son mouvement parallèle aux lignes de champ magnétiques, au cours d'une trajectoire en formes de pétales. Figure issue du rapport de stage de A. Choplin.

valide, et étudions le mouvement du centre-guide, et plus précisément de sa composante parallèle aux lignes de champ magnétiques (nous ignorons donc à la fois le "drift" du centre-guide ainsi que le mouvement de giration autour de la trajectoire d'ensemble). L'équation de la composante radiale de la vitesse du centre-guide  $v_{cg,r}$ , dans le cas où la composante non-radiale de la pression de radiation (l'effet Poynting-Robertson) est négligée, peut s'écrire ainsi (Mann et al. 2012) :

$$\frac{dv_{cg,r}}{dt} = \underbrace{-\frac{GM_{\star}(1 - \beta_{PR})}{r_{cg}^2}}_{F_{ph,g}} + \underbrace{\frac{2\mu_B B_0 r_0^2}{r_{cg}^3}}_{F_{mir}} + \underbrace{(v_{sw}^2 - v_{cg,r}^2) \left( \frac{\Omega_0 \sin(\theta)}{v_{sw}} \right)^2}_{F_{cen}} r_{cg} \quad (3.7)$$

où  $r_{cg}$  est la distance du centre-guide à l'étoile, et  $\mu_B = (\vec{v}_{grain,\perp} - \vec{v}_{sw,\perp})^2 / 2B$  (où  $\perp$  indique qu'on ne prend que la composante perpendiculaire au champ magnétique) le moment magnétique de la particule. Le centre-guide du grain est donc soumis à 3 forces :

- La force photo-gravitationnelle par unité de masse  $F_{ph,g}$ , qui tend à attirer le grain vers l'étoile (tant que  $\beta_{PR} < 1$ ), et varie en  $r_{cg}^{-2}$ .
- Une force "miroir" magnétique par unité de masse  $F_{mir}$ , dirigée à l'opposé du gradient de champ magnétique. Dans notre modèle l'intensité du champ magnétique augmente à mesure que l'on s'approche de l'étoile, cette force sera donc dirigée vers l'extérieur et repousser le grain. Elle varie en  $r_{cg}^{-3}$ .
- Une force centrifuge par unité de masse  $F_{cen}$ , qui s'avérera être négligeable.

L'intensité des différentes forces au cours d'une trajectoires en pétales telle qu'illustrée en Figure 3.13 est tracée en figure 3.15.

Les pics observés correspondent aux moments où le grain est le plus proche de

l'étoile, dans la pointe du pétale, tandis que les creux correspondent à l'extrémité extérieure des pétales. Dans tous les cas, la force centrifuge est effectivement négligeable et le mouvement est guidé par la compétition entre la force photo-gravitationnelle et la force miroir. A l'extrémité extérieure du pétale, loin de l'étoile, la force gravitationnelle domine (car  $\frac{F_{\text{ph,g}}}{F_{\text{mir}}} \propto r_{\text{cg}}$ ) et le grain est donc attiré proche de l'étoile. A mesure que son rayon diminue,  $F_{\text{ph,g}}$  augmente mais  $F_{\text{mir}}$  augmente encore davantage : le grain continue à se rapprocher de l'étoile jusqu'à que  $F_{\text{mir}} > F_{\text{ph,g}}$ . On observe cette situation brièvement au "pic" de la courbe, donc à la pointe intérieure du pétale, où la force miroir repousse donc le grain, et le relance vers l'extérieur pour former un nouveau pétale.

Cette décomposition des forces agissant sur la composante parallèle aux lignes de champ du centre-guide du grain permet d'apprécier qualitativement et quantitativement la compétition entre les contributions gravitationnelle et magnétique, et le façonnement des pétales observés en section précédente. Je n'ai pas étudié davantage la dynamique du grain du point de vue théorique, et me suis concentré sur une exploration plus empirique de l'espace des paramètres, dont les résultats sont présentés dans les sections suivantes.

### 3.2.3.3 Evolution de la forme des pétales en fonction de la distance initiale du grain à l'étoile

La forme des pétales peut notamment varier en fonction de la distance à laquelle le grain est relâché. La Figure 3.16 présente plusieurs formes de pétales selon la distance initiale du grain, à chaque fois dans les conditions de la simulation de référence pour les autres paramètres. Pour rappel, la distance de relâche de référence est  $r_i = 0,1 \text{ au}$ .

- Sur le panneau haut-gauche,  $r_i = 0,13 \text{ au}$ . Le grain part avec plus d'élan si l'on peut dire, et le rayon  $r_{\text{min}}$  à laquelle il s'approche de l'étoile est ainsi réduit : il faut s'approcher plus près de l'étoile pour que la force miroir parvienne à compenser la force de gravité. Il est à noter qu'on risquerait d'avoir des problèmes de destruction de grain par sublimation dans une simulation dynamique complète telle que celle du code *Exozodi*.
- Sur le panneau haut-droite,  $r_i = 0,15 \text{ au}$ . On est ici proche de la distance maximale de piégeage (voir section 3.2.4), et le grain s'approche tellement de l'étoile qu'il en est déséquilibré et s'échappe après son premier rebond.
- Sur le panneau du bas,  $r_i = 0,05 \text{ au}$ . Cette fois-ci, le grain part avec moins d'élan,  $r_{\text{min}}$  est ainsi augmenté, et les pétales sont plus petits (alors que la charge électrique du grain est identique).

## 3.2.4 Exploration préliminaire des conditions de piégeage

Après les premières trajectoires présentées à la section précédente et quelques éléments d'explication théorique des pétales, nous allons procéder à une exploration préliminaire de l'espace des paramètres. Il s'agit ici de repérer les grandes tendances grâce au code *Pétales* afin de guider l'étude future du piégeage magnétique avec le code *Exozodi*.

Nous allons commencer par nous intéresser au grain en lui-même. Le paramètre central qui va guider le piégeage magnétique sera la sensibilité du grain au champ magnétique stellaire par rapport au champ gravitationnel, c'est-à-dire le rapport charge-sur-masse  $\frac{Q}{m}$ .

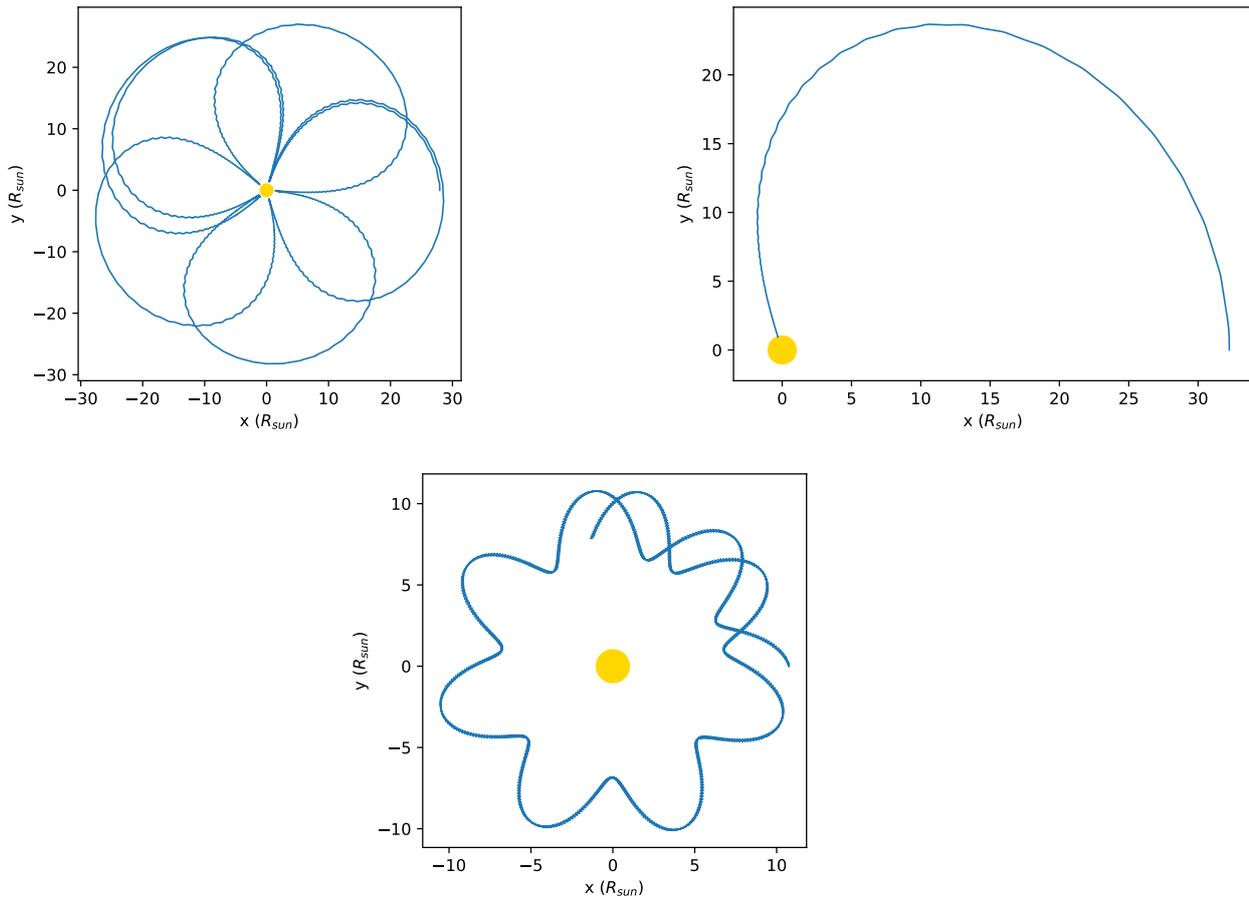


FIGURE 3.16 – Différentes formes de pétales en relançant le grain à  $r_i = 0,13 \text{ au}$  (haut-gauche),  $r_i = 0,15 \text{ au}$  (haut-droite) et  $r_i = 0,05 \text{ au}$  (bas).

La Figure 3.17 présente les trajectoires issues de 3 simulations. Les grains sont relâchés au périastre avec une vitesse initiale héritée d'un corps parent sur une orbite excentrique ( $e = 0,9$ ), et sont légèrement sensibles à la pression de radiation ( $\beta_{PR} = 0,1$ ). On observe sur le panneau haut-gauche la trajectoire d'un grain non chargé, qui est non-liée à l'étoile centrale, la pression de radiation suffit à expulser le grain du système. Le panneau haut-droite représente la trajectoire d'un grain faiblement chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-7} e/m_p$ ) : l'action de la force de Lorentz est trop faible et le grain est également éjecté du système (NB : les trajectoires représentées sont coupées relativement tôt pour améliorer la lisibilité des figures, mais l'orbite obtenue est bien hyperbolique, on ne se situe pas dans le cas d'une orbite très excentrique dont l'apoastre serait hors-champ). Enfin, le panneau du bas présente la trajectoire d'un grain suffisamment chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5} e/m_p$ ) pour que la faible déstabilisation de l'orbite due à la pression de radiation soit annulée par l'effet du champ magnétique, et la trajectoire du grain forme des pétales comme vu en section précédente. Fort logiquement, plus le grain est chargé électriquement, plus il est sensible au champ magnétique et sa trajectoire s'écarte de la référence purement photo-gravitationnelle pour se rapprocher des pétales dus au champ magnétique.

Le second paramètre étudié est l'intensité de la pression de radiation via le paramètre  $\beta_{PR}$ , qui dépend lui-même de la taille de grain (dépendance précisée et commentée en section 3.2.6 ci-après).

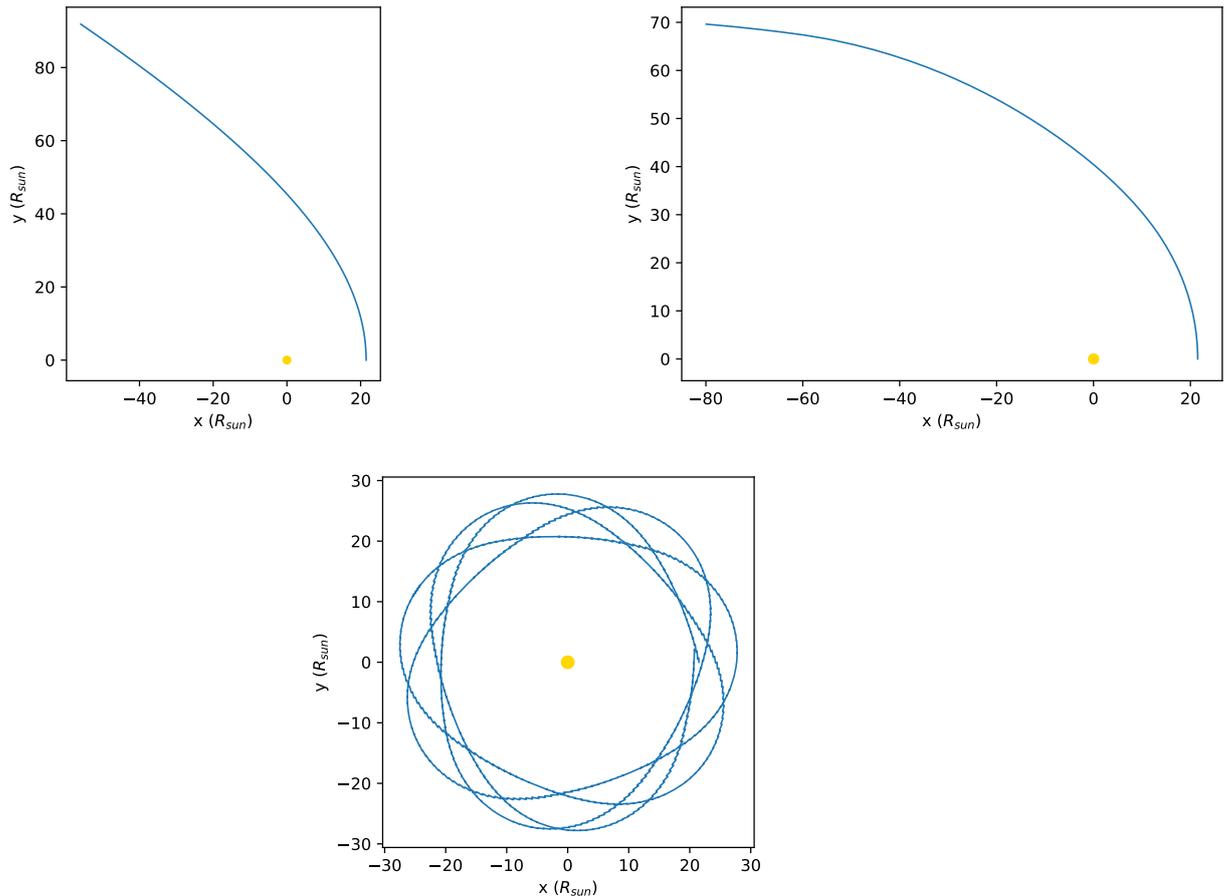


FIGURE 3.17 – Trajectoires de grains autour d’une étoile de type solaire, déposés à l’apoastre par un corps parent excentrique ( $e = 0,9$ ), légèrement sensibles à la pression de radiation ( $\beta_{PR} = 0,1$ ). Le panneau haut-gauche représente un grain neutre, le haut-droit un grain faiblement chargé électriquement ( $\frac{Q}{m} = 2 \times 10^{-7} e/m_p$ ), et le bas-gauche un grain davantage chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5} e/m_p$ ).

Un grain neutre relâché par un corps parent sur une orbite circulaire qui subit une pression de radiation compensant à moitié la gravité ( $\beta_{PR} = 0,5$ ) est éjecté loin de l’étoile à cause de sa vitesse initiale (voir Figure 3.18, panneau de gauche). La charge électrique d’un grain est-elle à même de contrer cet effet? La Figure 3.18, panneau de droite, représente la trajectoire d’un grain électriquement chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5} e/m_p$ ) et semble illustrer que oui : lorsque les grains sont tout juste éjectés par la pression de radiation, une charge électrique suffisante leur permettrait de rester piégés autour de l’étoile. Cependant, les essais conduits sur des pressions de radiations plus intenses ( $\beta_{PR} = 0,7$  et au-delà), qui correspondraient à des grains de taille différentes et/ou des étoiles plus lumineuses (cf Figure 1.16 dans le chapitre Contexte), sont moins concluants. Les grains de poussière chargés électriquement, même avec une charge importante, ne réussissent pas à former des pétales et sont eux aussi éjectés quand le paramètre  $\beta_{PR}$  est nettement supérieur à 0,5.

Nous allons maintenant étudier l’influence des conditions dans lesquelles le grain est relâché.

La distance initiale à l’étoile a été abordée dans le paragraphe 3.2.3, dans la mesure

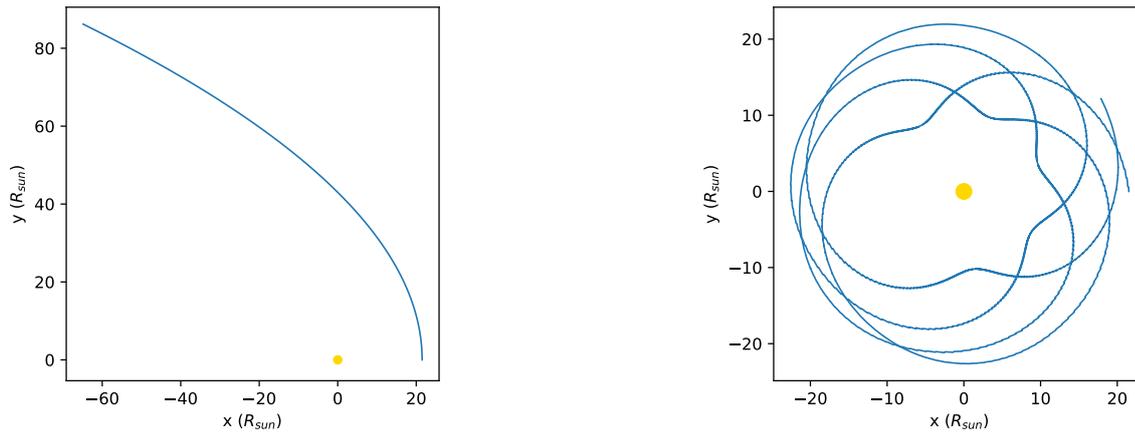


FIGURE 3.18 – Trajectoires de grains autour d’une étoile de type solaire, issus d’un corps parent non-excentrique mais soumis à une pression de radiation assez intense ( $\beta_{PR} = 0,5$ ). Le grain non-chargé (panneau de gauche) est éjecté tandis que le grain chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ) est piégé.

où elle guide la forme des pétales : une distance à l’étoile trop élevée tend à donner trop d’“élan” au grain qui plonge sur l’étoile ( $r_{\min} < R_{\star}$ ) ou passe derrière l’étoile et forme des boucles et non des pétales. La distance à l’étoile change également la direction des lignes de champ magnétique rencontrées par le grain : à mesure que l’on s’éloigne, la composante azimutale du champ magnétique devient prévalente sur la composante radiale qui domine proche de l’étoile, et la force de Lorentz induite par ce champ est donc différente. Nous reviendrons sur ce point lorsque la vitesse de rotation de l’étoile sera discutée. Nous n’investiguerons pas davantage l’effet de la distance ici, car ce paramètre agira de façon très différente dans le code *Exozodi*. En effet, aux abords de la zone de sublimation, la sublimation va tendre à créer des grains de plus petite taille et donc de rapport  $\frac{Q}{m}$  élevé, la distance à l’étoile sera donc indirectement responsable de la variation du paramètre clé  $\frac{Q}{m}$ , phénomène qu’il n’est pas possible d’investiguer avec le code *Pétales*.

L’excentricité de l’orbite du corps parent est un paramètre important, car il détermine l’intensité de la pression de radiation susceptible d’expulser le grain : plus l’excentricité de l’orbite du corps parent est élevée ( $e$  élevé), moins la pression de radiation nécessaire  $\beta_{PR}$  doit être élevée pour expulser le grain. On a ainsi observé en Figure 3.17 que  $\beta_{PR} = 0,1$  était suffisant pour expulser des grains non-chargés relâchés au périastre d’un corps parent d’excentricité  $e = 0,9$ , mais que, selon le rapport  $\frac{Q}{m}$ , de tels grains chargés pouvaient rester en orbite autour de l’étoile. D’une manière générale, l’excentricité a un effet négatif pour obtenir des trajectoires liées autour de l’étoile, dans le cas photo-gravitationnel mais également après l’ajout du champ magnétique.

Enfin, l’inclinaison de la trajectoire sur laquelle est lancé le grain peut faire l’objet de commentaires. La Figure 3.19 présente la trajectoire, projetée dans un plan contenant l’axe vertical, d’un grain chargé relâché loin du plan de l’écliptique, avec une inclinaison initiale relativement importante ( $i = 20^\circ$ ). Le grain décrit toujours de pétales (non représentés ici), garde son inclinaison initiale en rebondissant en pointe de pétale lorsqu’il atteint  $r_{\min}$ , et reste dans l’hémisphère dans lequel il a été déposé initialement. La forme des trajectoires représentées en Figure 3.19 est analogue pour

tout grain dont l'orbite reste suffisamment éloignée de la couche neutre (les interactions avec la couche neutre seront développées ci-après ainsi qu'en section 3.2.5).

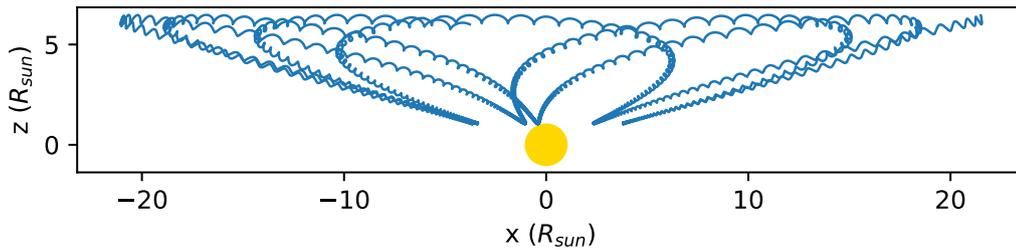


FIGURE 3.19 – Trajectoire d'un grain chargé ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5} e/m_p$ ) autour d'une étoile de type solaire, déposé par un corps parent à l'orbite non-excentrique mais inclinée ( $i = 20^\circ$ ). Dans la configuration stellaire où le champ magnétique repousse le grain de la couche neutre, ce dernier reste dans le même hémisphère.

Enfin, les caractéristiques de l'étoile elle-même affectent fortement les conditions de piégeage.

La valeur (absolue) du paramètre  $B_0$ , dans l'équation 3.4, permet de mesurer l'intensité du champ magnétique. L'intensité relative de la force de Lorentz par rapport à la gravité est proportionnelle au rapport  $\frac{Q}{m}$  ainsi qu'à  $B_0$  : un champ 100 fois plus intense permettra de piéger des grains dont le rapport charge-sur-masse est 100 fois plus faible, donc des grains de rayon 10 fois supérieur. Des étoiles dont les intensités du champ magnétique sont différentes "choisiront" donc indirectement des grains de tailles différentes pour le piégeage.

Le signe de  $B_0$  représente quant à lui l'orientation du dipôle magnétique de l'étoile (aligné ou opposé aux pôles géographiques). Le signe de  $B_0$ , couplé au sens de rotation de l'étoile donné par le signe de  $\Omega_0$ , permet de définir deux configurations : *focusing*, c'est-à-dire que le champ magnétique tend à attirer les charges positives vers la couche neutre dans le plan de l'écliptique, et *defocusing*, où le champ tend à les repousser loin de l'écliptique. Dans le cas "*defocusing*", la trajectoire va avoir tendance à rester dans le même hémisphère, et ne croiser que rarement (tout au plus ponctuellement au cours d'une orbite) la couche neutre qui agit comme un repoussoir. C'est le cas dans lequel nous nous sommes placés depuis le début de cette étude. Dans la configuration *focusing*, le grain tend à effectuer des traversées incessantes de la couche neutre, ce qui circularise son orbite et lui fait oublier ses paramètres orbitaux

initiaux. Cet effet est illustré en Figure 3.20, où les configurations *focusing* et *defocusing* sont comparées. Cette stabilisation forcée de l'orbite autour d'une trajectoire circulaire est extrêmement efficace et permet de lier des trajectoires initialement hyperboliques. Cependant nous étudierons et commenterons les multiples traversées de la couche neutre, nécessaires à cette circularisation, en section 3.2.5.

Enfin, la vitesse de rotation de l'étoile donnée par la valeur de  $\Omega_0$  affecte la géométrie du champ magnétique stellaire : une étoile en rotation rapide aura un champ magnétique en spirale très enroulée, où la composante non-radiale du champ deviendra prédominante même à faible distance de l'étoile, tandis qu'une étoile en rotation lente aura un champ quasiment radial sur une sphère assez étendue. La Figure 3.21 illustre deux configurations : rotation lente (à gauche) ou rapide (à droite). Qualitativement, les pétales se forment à mesure que l'on augmente  $\Omega_0$  : à vitesse de rotation faible, l'orbite est quasiment circulaire, puis les pétales se forment progressivement à mesure que la distance de rebond  $r_{\min}$  diminue, jusqu'à ce que cette distance soit suffisamment faible pour que le grain tombe sur l'étoile ou soit déséquilibré dans sa trajectoire. On retrouve un comportement analogue à celui observé lors de l'étude de la distance de relâche du grain. En effet, un grain à distance importante d'une étoile en rotation lente voit des lignes de champ quasi-radiales, et se comporte comme s'il était plus proche de l'étoile. A l'inverse, autour d'une étoile en rotation rapide, un grain verra un champ magnétique très enroulé en spirale même proche de l'étoile, ce qui le placera dans une situation normalement rencontrée plus loin de l'étoile. Ainsi, diminuer la vitesse de rotation de l'étoile produit des effets qualitatifs analogues à diminuer la distance de relâche. Et pourrait permettre d'explorer indirectement des situations normalement prohibées pour le grain (comme par exemple très proche de l'étoile, pour des questions de sublimation).

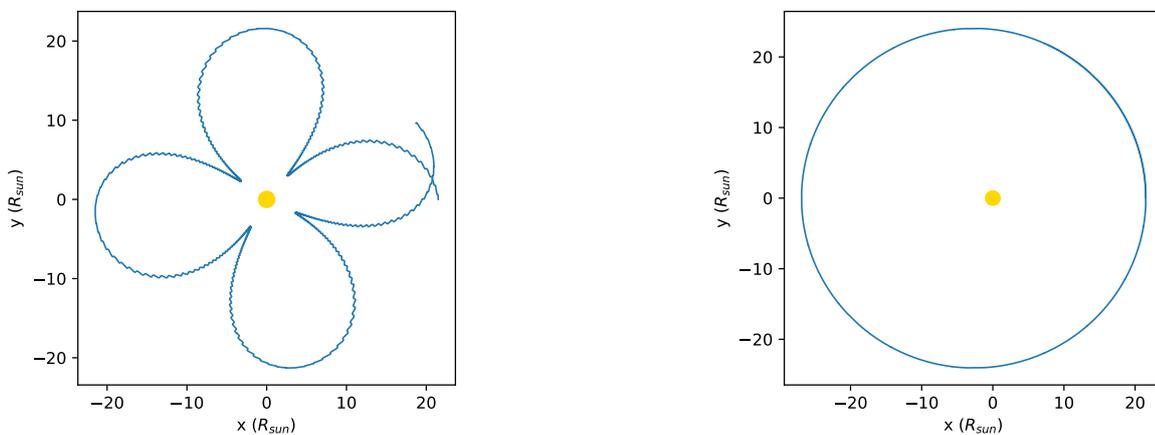


FIGURE 3.20 – Trajectoires de grains chargés ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5}e/m_p$ ) autour d'une étoile de type solaire, dans les cas "*defocusing*" (la force de Lorentz repousse le grain de la couche neutre, Figure de gauche) et "*focusing*" (la force de Lorentz tire le grain vers la couche neutre sur le plan de l'écliptique, Figure de droite). Les multiples traversées de la couche neutre dans le second cas tendent à circulariser l'orbite.

Dans cette section, on a exploré rapidement les paramètres susceptibles d'affecter la formation de trajectoires en pétales grâce à l'effet du champ magnétique. On a noté que le grain devait posséder un rapport charge-sur-masse suffisant, et que le paramètre  $\beta_{PR}$  pouvait atteindre 0,5, que les trajectoires n'étaient plus liées au-delà,

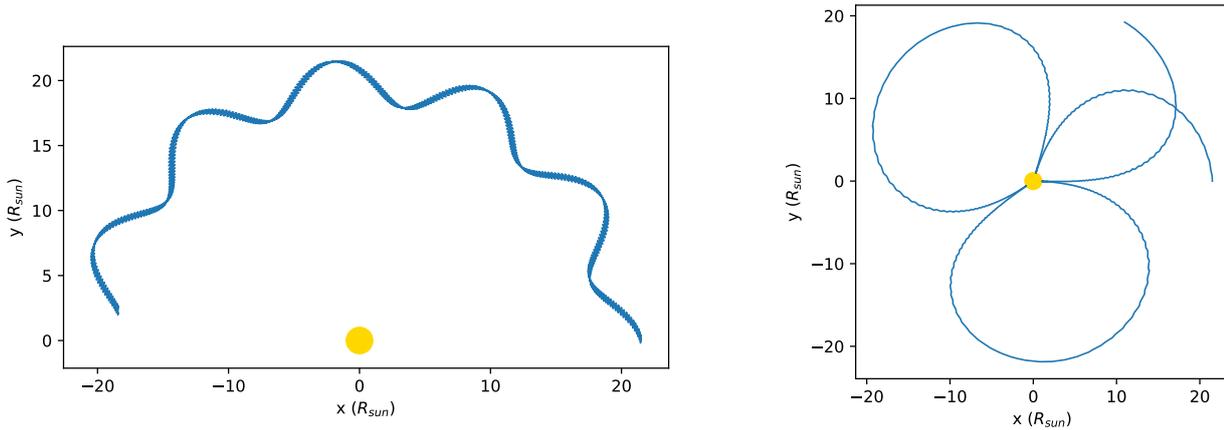


FIGURE 3.21 – Trajectoires de grains chargés ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5} e/m_p$ ) autour d’une étoile de type solaire, dont la vitesse de rotation est lente ( $\Omega = 0,5 \Omega_{\text{sun}}$ ) ou rapide ( $\Omega = 1,5 \Omega_{\text{sun}}$ ). La forme des pétales en est affectée, d’une façon similaire à une modification de la distance de relâche.

même pour un grain chargé. La distance de relâche du grain ne doit pas être trop grande, sans quoi il plonge sur l’étoile, ni l’orbite du corps parent trop excentrique. Une intensité supérieure du champ magnétique permet de capter des grains plus gros, la vitesse de rotation de l’étoile affecte qualitativement la forme des pétales et permet de moduler virtuellement la distance de relâche. Enfin, le sens du champ et de rotation de l’étoile définissent le régime dans lequel on se trouve (*focusing* ou *defocusing*), qui induit un comportement vis-à-vis de la couche neutre qui sera rediscuté ci-après.

### 3.2.5 Effets de l’inclinaison du champ magnétique et de la traversée de la couche neutre

#### 3.2.5.1 Rappel de l’effet en champ non-incliné et explication théorique

Le modèle présenté dans cette section suppose un champ magnétique dont l’orientation de l’axe est alignée avec l’axe de rotation de l’étoile, qui forme donc une couche neutre (délimitation des deux hémisphères) de la forme d’un disque parfaitement plat situé dans le plan de l’écliptique.

L’altération de la trajectoire du grain, en pétales dans la configuration *defocusing* et circularisée dans le cas *focusing*, a été présentée au paragraphe précédent en Figure 3.20. Dans cette simulation, la trajectoire verticale du grain (non représentée) traverse rarement la couche neutre dans le cas *defocusing*, alors qu’elle fait des aller-retours extrêmement rapides (des milliers de passages sur une orbite) du dessus au dessous de la couche neutre dans le cas *focusing*. Ce comportement est représenté qualitativement sur la Figure 3.22. Ces traversées de la couche neutre concernent les grains dont la trajectoire est initialement dans le plan de l’écliptique, ou ceux dont l’inclinaison est suffisamment faible pour que leur rayon de giration (défini en Equation 3.5, d’autant plus grand que le grain est gros) soit supérieur à la distance qui les sépare de l’écliptique.

Je n’ai pas effectué d’étude théorique pour expliquer pourquoi et comment ces aller-retours dans le plan vertical induisaient une circularisation de l’orbite. En effet, nous

allons voir au paragraphe suivant que le cas d'étude dans lequel un grain est piégé dans la couche neutre tout au long de son orbite n'est pas réaliste.

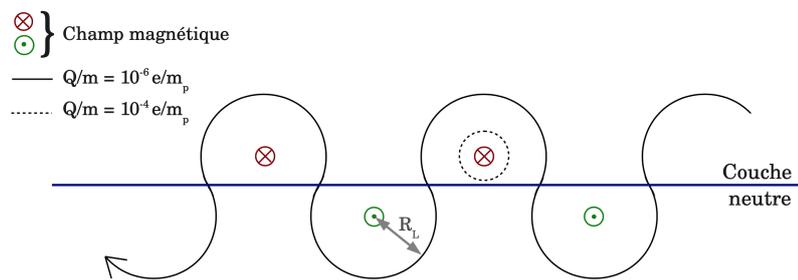


FIGURE 3.22 – Schéma illustratif, issu du rapport de stage de A. Choplin, de traversée de la couche neutre par un grain électriquement chargé.

### 3.2.5.2 Résultats de simulations avec champ magnétique incliné

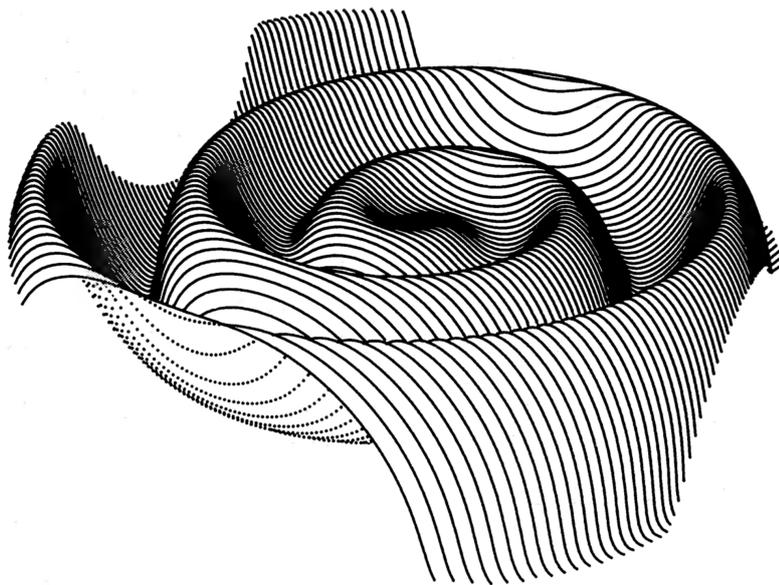


FIGURE 3.23 – Représentation, issue de Jokipii & Thomas (1981), d'une "jupe de ballerine", vue par un observateur incliné de  $20^\circ$  par rapport au plan de l'écliptique, et situé à  $75 \text{ au}$ . Il s'agit de la couche neutre séparant les deux hémisphères du champ magnétique stellaire, courbée par le décalage entre les axes du dipôle magnétique et de la rotation stellaire.

Le cas d'étude dans lequel les axes de rotation de l'étoile et du dipôle magnétique sont parfaitement alignés est en effet un cas particulier. En pratique, ces deux axes ne sont pas tout à fait alignés pour le soleil, et ce même en dehors des phases transitoires de changement de polarité du cycle magnétique solaire. L'étude menée par Czechowski & Mann (2010) prend un angle relatif de  $20^\circ$  entre les deux axes, et c'est ce que nous considérerons dans ce paragraphe.

Ce décalage entre les deux axes provoque une modification de la forme de la couche

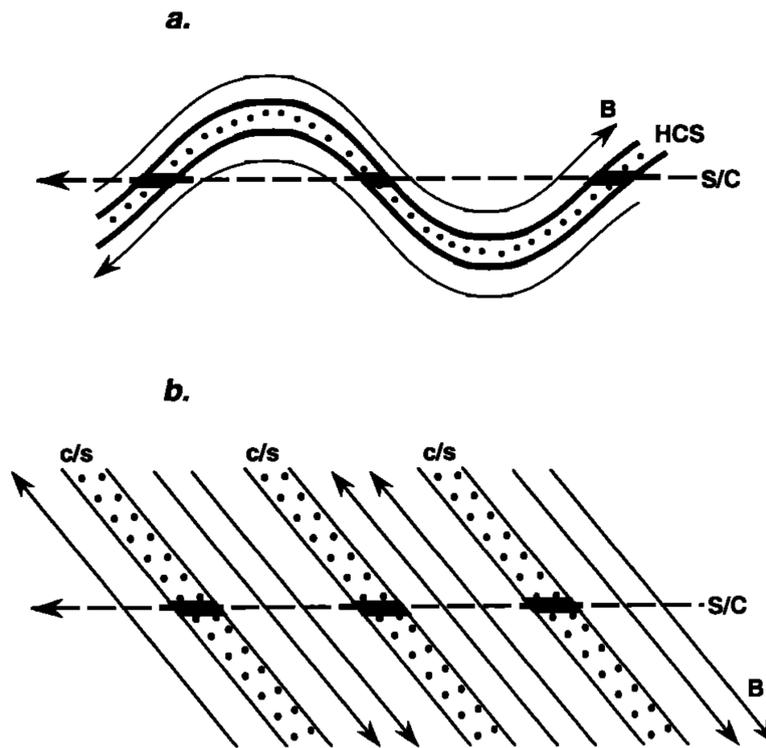


FIGURE 3.24 – Schéma illustratif, issu de [Smith \(2001\)](#), du croisement d'un objet voyageant dans le plan de l'écliptique avec la couche neutre. Panneau du haut : vue perpendiculaire au plan de l'écliptique. Panneau du bas : vue parallèle au plan de l'écliptique.

neutre : elle n'est non plus un disque parfaitement plat inscrit dans le plan de l'écliptique, mais forme ce que l'on appelle une "jupe de ballerine" ([Wilcox & Ness 1965](#)), dont une représentation est donnée en Figure 3.23. On comprend ainsi qu'un grain en orbite dans le plan de l'écliptique ou lancé à une inclinaison initiale donnée ne va croiser que ponctuellement cette nappe au cours de sa trajectoire, comme illustré en Figure 3.24.

La Figure 3.25 représente les résultats de simulations avant et après introduction de décalage des axes de rotation de l'étoile et du dipôle magnétique. Les panneaux du haut rappellent les résultats en l'absence de décalage : dans le cas *defocusing* le grain croise rarement la couche neutre et décrit des pétales, tandis que dans le cas *focusing* la trajectoire est circularisée par les aller-retours incessants dans la couche neutre. Le panneau du bas présente la trajectoire d'un grain lancé aux mêmes conditions initiales, dans le cas *focusing*, où le dipôle magnétique stellaire est à présent incliné de 20 deg par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. La trajectoire obtenue est en pétales, quasiment identique au cas *defocusing*. Ce n'est pas surprenant, dans cette nouvelle situation dans laquelle la couche neutre est une jupe de ballerine, le grain ne croise que rarement la couche neutre et l'effet de circularisation disparaît logiquement.

Il apparaît donc que le phénomène d'extrême circularisation des orbites observé dans la configuration *focusing*, et le piégeage d'orbites normalement non-liées qui en découlait, n'est observable que dans le cas particulier dans lequel dipôle magnétique est aligné avec le l'axe de rotation de l'étoile. Dès qu'un léger décalage survient, le grain, lancé sur sa propre trajectoire dont l'inclinaison ne semble pas changer, ne

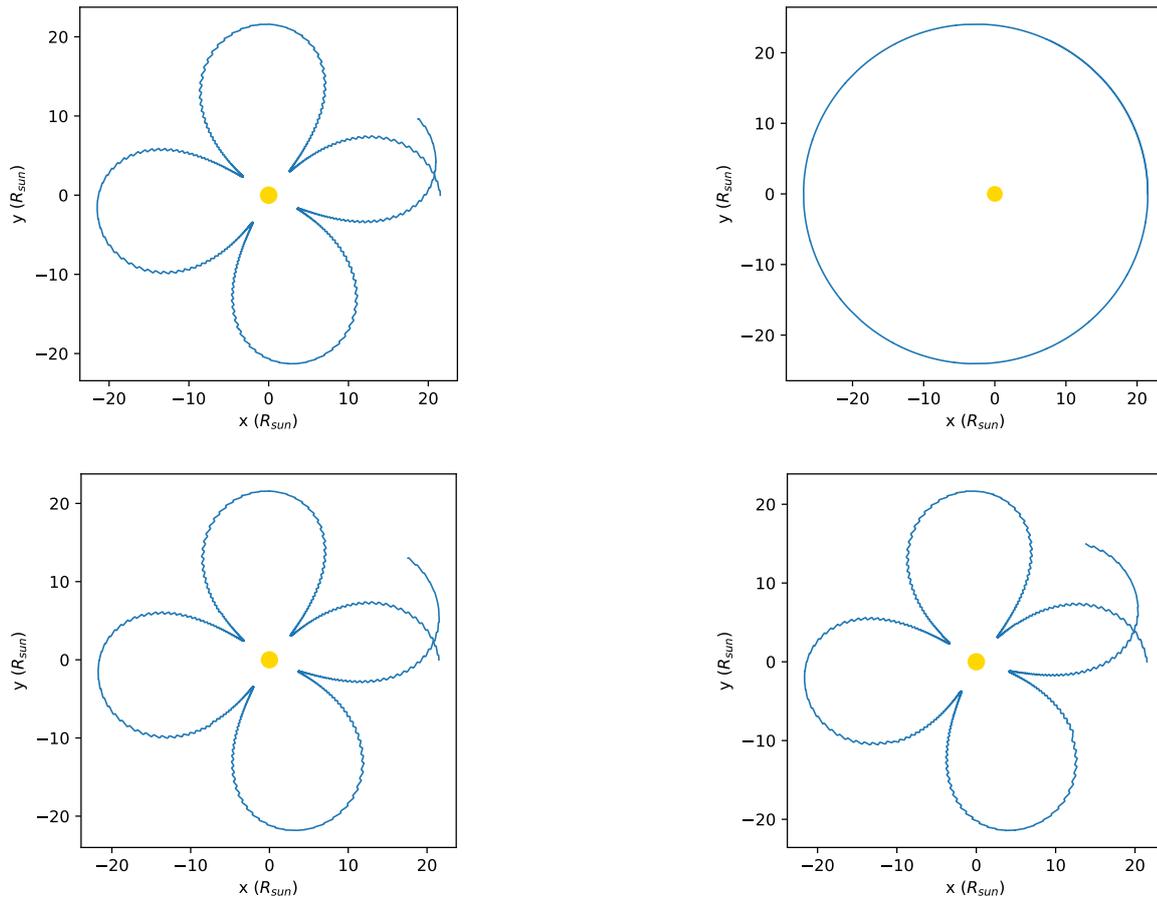


FIGURE 3.25 – Trajectoires de grains chargés ( $\frac{Q}{m} = 10^{-5} e/m_p$ ) autour d'une étoile de type solaire. Les deux panneaux du haut représentent le cas d'un dipôle magnétique aligné avec l'axe de rotation de l'étoile, et les configurations *defocusing* (à gauche) et *focusing* (à droite) vues en Figure 3.20. Les deux panneaux du bas représentent les mêmes conditions initiales, sauf que l'axe du champ magnétique est à présent incliné par rapport à l'axe de rotation de l'étoile d'un angle  $i = 10$  deg, qui induit une couche neutre ondulée. On s'aperçoit que, dans le cas *focusing* en champ incliné, les moindres traversées de la couche neutre nous ramènent à une trajectoire semblable au cas *defocusing*

peut pas "suivre" la nappe de courant et se stabiliser grâce à elle. Cette conclusion vient donc justifier l'étude quasiment exclusive du cas *defocusing* jusqu'à présent, la circularisation du cas *focusing* correspondant à des situations rares voir peu réalistes.

### 3.2.6 Etude liée des paramètres dans une configuration réaliste

Dans la section 3.2.4 ont été explorés de façon indépendante les différents paramètres de la simulation. Nous allons à présent nous placer dans une configuration réaliste, dans laquelle le couple étoile/matériau, ainsi que la taille de grain  $s$  et la distance à l'étoile  $r$  définissent les valeurs du paramètre  $\beta_{PR}$  et du rapport charge-masse  $\frac{Q}{m}$ , et mener une réflexion préliminaire des configurations de piégeage qui semblent prometteuses.

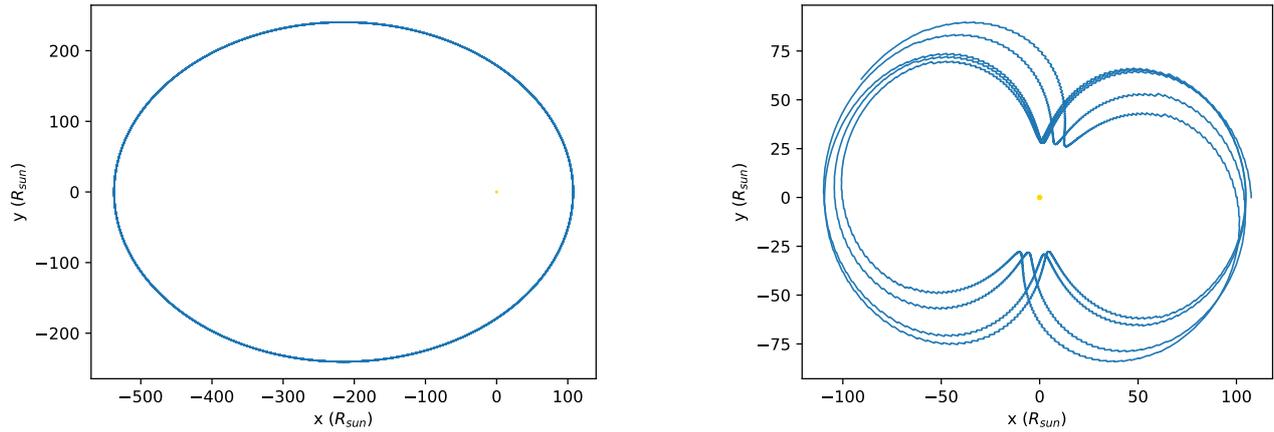


FIGURE 3.26 – Trajectoire d’un grain de silicate de rayon  $s = 40 \text{ nm}$ ,  $\beta_{\text{PR}} = 0,4$  en orbite autour d’une étoile de type solaire. La trajectoire photo-gravitationnelle (à gauche) est elliptique et amène le grain jusqu’à  $2,5 \text{ au}$  de l’étoile. La trajectoire avec la force de Lorentz (à droite) est davantage piégée à une distance de  $0,5 \text{ au}$ , proche de la zone de sublimation. Cependant, ce piégeage nécessite une étoile en rotation lente ( $\Omega_0 = 0,1 \Omega_{\text{sun}}$ )

Nous allons explorer deux situations. Celle pour laquelle  $\beta_{\text{PR}} = 0,5$  d’une part, qui correspond aux cas où l’orbite est tout juste non liée lorsqu’on ne considère que la force photo-gravitationnelle et est stabilisée par la force de Lorentz si le grain possède un rapport  $\frac{Q}{m}$  suffisant. Et discuter en outre de  $\beta_{\text{PR}} = 0,4$ , pour lequel on passe d’une orbite très elliptique dans le cas photo-gravitationnel à une trajectoire davantage piégée proche de l’étoile en ajoutant la force de Lorentz (voir Figure 3.26).

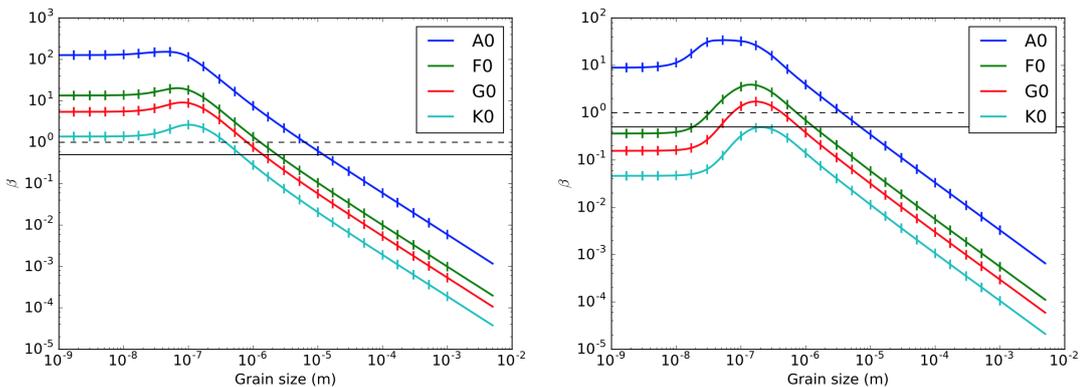


FIGURE 3.27 – Paramètre  $\beta_{\text{PR}}$  en fonction de la taille de grain pour différents types spectraux, pour des grains de carbone (à gauche) et d’astrosilicate (à droite). Figure issue de [Sezestre et al. \(2019\)](#).

La Figure 3.27 présente la variation du paramètre  $\beta_{\text{PR}}$  pour des grains de carbone (à gauche) et d’astrosilicate (à droite) en fonction du rayon du grain  $s$ , pour différents types spectraux ([Sezestre et al. 2019](#)).

Le croisement des courbes  $\beta_{\text{PR}}(s)$  avec la ligne horizontale pleine représentant  $\beta_{\text{PR}} = 0,5$  est obtenu pour les tailles de grains de l’ordre du micromètre (pour le carbone, et pour la partie droite des courbes du silicate) correspond à des valeurs de  $\frac{Q}{m}$  trop faibles (de l’ordre de  $10^{-9} e/m_p$  ou moins) pour que la force de Lorentz ait un impact

visible sur la trajectoire. Dans l'état actuel de nos avancées sur ce modèle simple, l'effet du champ magnétique pour piéger des grains dont le  $\beta_{PR}(s)$  vaut environ 0,5 semble donc inefficace pour les grains carbonés.

Les courbes d'astrosilicate de la Figure 3.27 font cependant apparaître un second croisement avec la ligne horizontale pleine représentant  $\beta_{PR} = 0,5$ , pour des tailles de grain submicrométriques (partie gauche de la courbe). Pour ces valeurs de taille de grain, les rapports  $\frac{Q}{m}$  sont plus favorables (de l'ordre de  $10^{-7}$  à  $10^{-6} e/m_p$ ) et semblent permettre un piégeage comme évoqué en section 3.2.4. Ce mécanisme fonctionne d'autant mieux que le rapport charge-sur-masse est favorable, et donc que la taille de grain pour lequel le paramètre  $\beta_{PR}$  s'approche de la valeur 0,5 est faible, comme par exemple pour les types spectraux F0.

Cependant, les tests de piégeage ont été effectués jusqu'à présent en déposant le grain à 0,1 au, soit une vingtaine de rayons solaires. A cette distance, des grains de silicate, dont la température de sublimation vaut seulement 1200 K, se subliment rapidement (voir Figure 2.35 présentée dans le chapitre Charge électrique) et leur durée de vie est donc de facto limitée par ce processus. Il faut donc éloigner les grains de cette zone et les relâcher à un minimum de 0,5 au pour les maintenir en-dehors de la zone de sublimation. Pour un dépôt à une telle distance, le piégeage par des trajectoires en pétales ne fonctionne plus correctement dans le cas du modèle de référence (voir section 3.2.4). Cependant, ceci peut être corrigé en ralentissant la vitesse de rotation de l'étoile, afin de rendre les lignes de champ davantage radiales et simuler le dépôt du grain à une distance plus faible de l'étoile. C'est la situation qui a été représentée en Figure 3.26, pour laquelle on obtient un confinement de la trajectoire du grain dans une zone de 0,5 au alors que le grain avait été relâché depuis une orbite elliptique dont l'apoastre l'amène jusqu'à 2,5 au.

Il est important de noter que notre modèle est pour l'instant incapable de piéger de gros grains lorsqu'ils atteignent des valeurs de  $\beta_{PR} = 0,5$  par valeurs descendantes : ces grains dont le rayon a décru par sublimation depuis des valeurs supérieures ne semblent pas piégeables. Notre mécanisme fonctionne mieux pour les grains dont la taille est immédiatement submicrométrique, qui pourraient être créés par collision ou par un dépôt direct in-situ, notamment par un passage cométaire.

Les résultats de ce paragraphe, et de cette section en général, peuvent sembler quelque peu décevants ou très restrictifs. Il est cependant important de rappeler qu'il ne s'agit pour l'instant que d'un travail préliminaire effectué sur la base d'un modèle simple, utilisé sur un code numérique aux capacités limitées. En outre, la diversité des étoiles, matériaux et configurations orbitales qu'il est possible de rencontrer dans des cas d'observation réels, laisse la porte ouverte à la rencontre de configurations favorables, fussent-elles non-majoritaires.

### 3.2.7 Perspectives sur le modèle et la résolution numérique

#### 3.2.7.1 Réflexions sur l'impact des éléments négligés dans cette étude préliminaire

Les conclusions de la section 3.2.6 sur les situations qui semblent favorables à un piégeage magnétique des grains de poussière exozodiacale doivent en effet être nuancées, de par la simplicité du modèle utilisé.

Dans cette section, nous avons en effet négligé la variation de la charge électrique

du grain avec la distance à l'étoile (qui était pourtant le principal résultat du chapitre précédent). Au cours d'une trajectoire en pétales, la distance du grain à l'étoile varie de façon significative, d'autant plus si les pétales sont marqués. Le rapport charge-sur-masse du grain dont on suit la trajectoire sera donc vraisemblablement plus faible à l'extrémité externe des pétales, et plus forte à la pointe interne. Une variation légère voire sensible (le potentiel électrique peut doubler à faible distance de l'étoile, à taille donc masse constante) du paramètre  $\frac{Q}{m}$  pourrait donc altérer fortement la forme des pétales et les trajectoires dans leur ensemble. Nous pourrions notamment obtenir des grains qui sembleraient initialement non piégés, mais dont l'augmentation de charge électrique s'ils passent à proximité de l'étoile pourrait finalement affecter leur trajectoire. La variation de la charge électrique avec la taille de grain, quoique légère, pourrait également jouer un rôle mineur et permettre de piéger des grains qui seraient à la limite de l'échappement, et ce d'autant plus que les grains dont le potentiel électrique est légèrement plus haut sont précisément ceux qui semblent importants dans notre étude dynamique (tailles de 10 à 100 nm).

Le phénomène de sublimation est également négligé dans cette étude, alors que les grains sont en orbite à quelques dizaines de rayons stellaires de l'étoile, et s'approchent même à quelques rayons stellaires lorsqu'ils effectuent des trajectoires en pétales. À de telles distances, les grains atteignent une température proche voir égale à leur température de sublimation (notamment les grains silicatés, dont la température de sublimation est plus faible) et commencent à se sublimer (voir Figure 2.35). Leur taille décroît au cours de leur trajectoire, d'autant plus rapidement qu'ils se trouvent proches de l'étoile, et leur rapport  $\frac{Q}{m}$  augmente donc quadratiquement. Cet effet s'ajoute à l'augmentation de la charge électrique à proximité de l'étoile, et pourrait modifier considérablement la sensibilité du grain au champ magnétique stellaire au cours de sa trajectoire, même sur une fraction de trajectoire. Nous pourrions ainsi rencontrer des situations dans lesquelles un gros grain, insensible au champ magnétique, passerait en orbite proche de l'étoile, et se sublimerait suffisamment rapidement pour que son rapport charge-sur-masse le piège dans le champ magnétique avant que l'augmentation de son paramètre  $\beta_{PR}$  ne le place sur une orbite hyperbolique.

Enfin, il est à noter que le modèle physique utilisé par le code *Pétales* n'inclut aucune dépendance temporelle des propriétés de l'étoile : ni l'intensité ou l'orientation du dipôle magnétique, ni la vitesse ou d'autres caractéristiques du vent stellaire ne varient au cours de la simulation. L'étoile tourne simplement sur elle-même et génère un champ en spirale doté d'une couche neutre en forme de jupe de ballerine. La nécessité d'une variabilité temporelle de l'environnement du grain ne s'est pour l'instant pas manifestée, mais serait sans nul doute un ajout important pour se rapprocher au mieux de conditions physiques réalistes, dans lesquels un grain traverse un environnement changeant. Il est cependant trop tôt pour pouvoir identifier quels seraient les dépendances temporelles pertinentes à ajouter dans le modèle, et si elles faciliteraient ou entraveraient le piégeage de grains par le champ magnétique stellaire.

### 3.2.7.2 Difficultés d'intégration pour un grain hautement chargé électriquement

Une difficulté a été passée sous silence jusqu'à présent : le temps d'intégration nécessaire pour obtenir les trajectoires dans le cas de la prise en compte de la force de Lorentz. L'intégrateur Runge-Kutta d'ordre 4 "Cash-Karp" utilisé résout entièrement le mouvement, sans utiliser d'approximation centre-guide. Ainsi, lorsque le rapport  $\frac{Q}{m}$  augmente (et favorise le piégeage magnétique), le rayon de larmor  $r_L$  qui définit

la taille des épicycles du mouvement rapide autour du mouvement lent décroît : le grain tourbillonne très vite autour de la trajectoire de son centre-guide, et le mouvement devient très difficile à résoudre pour notre intégrateur numérique.

Pour répondre au critère de précision imposé en début de simulation, l'intégrateur à pas de temps adaptatif diminue considérablement le pas de temps, et la simulation devient extrêmement coûteuse numériquement. Les tailles de grain de quelques dizaines de  $nm$  sont exigeantes, quand aux grains de quelques  $nm$  leur trajectoire est extrêmement laborieuse à résoudre.

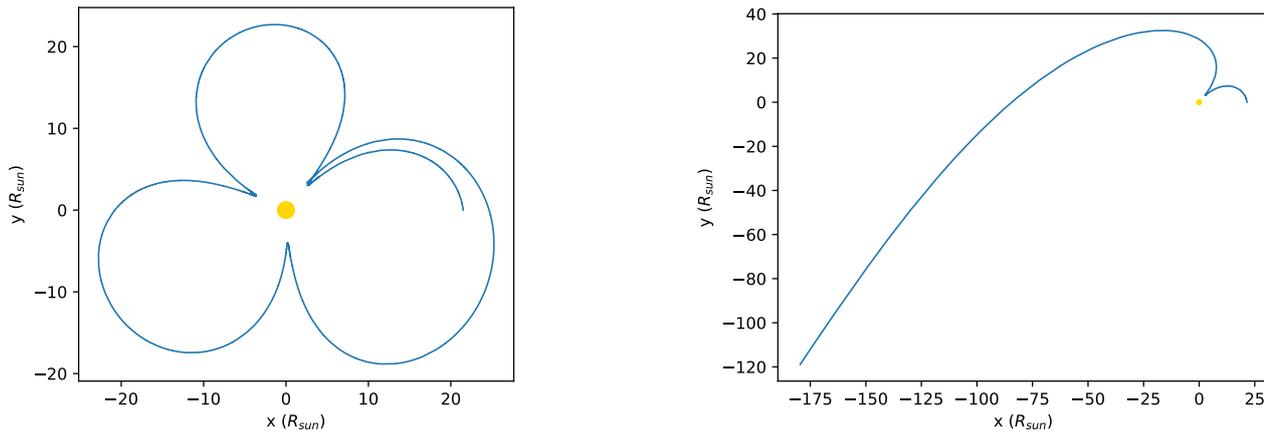


FIGURE 3.28 – Même simulation de trajectoire d'un grain de rapport charge-sur-masse  $\frac{Q}{m} = 3 \times 10^{-4} e/m_p$  soumis à un champ de gravité et un champ magnétique, dans un cas où l'erreur d'intégration acceptée est stricte ( $err = 10^{-6}$ , Figure de gauche) et donne la bonne trajectoire en pétales, et dans un cas où l'erreur est plus permissive ( $err = 10^{-5}$ , Figure de droite) et aboutit à une trajectoire divergente de cause uniquement numérique.

Pour alléger quelque peu cette contrainte, j'ai essayé de relâcher légèrement le critère de précision exigé, afin de permettre à l'intégrateur d'effectuer des pas de temps plus grands. La Figure 3.28 présente les trajectoires de deux simulations en tous point identiques à l'exception du critère d'erreur. La trajectoire juste, à gauche, est une trajectoire en pétales, liée autour de son étoile, tandis que la trajectoire à droite est entièrement différente, rapidement non-liée. La tolérance sur le critère d'erreur est pourtant à peine plus élevée en termes d'ordre de grandeur ( $err = 10^{-5}$  au lieu de  $err = 10^{-6}$ ) mais les petites approximations effectuées à chaque itération aboutissent à un résultat entièrement différent (et donc largement faux). Il semble donc inenvisageable de réduire le temps d'intégration par ce moyen.

Une solution numérique possible serait d'inclure une approximation centre-guide dans nos calculs et notre méthode de résolution numérique. Cependant, les références sur lesquelles nous nous sommes appuyés pour présenter cette approximation négligent un effet important du mouvement des poussières exozodiacales : le freinage par effet Poynting-Robertson, dû à la composante non-radiale de la pression de radiation. Il nous faudrait donc soit le négliger nous aussi, ou bien essayer de l'intégrer dans les formules de l'approximation centre-guide pour y inclure une nouvelle composante de la dérive. Je n'ai pas eu le temps de me pencher sur ce sujet au cours de mon travail de thèse, pas plus qu'à la difficulté numérique de mêler l'intégrateur RK4 à pas adaptatif utilisé dans cette simulation et le code *Exozodi* avec une

approximation centre-guide. Un pas dans ce sens avait été amorcé par Elie Sezestre pour le code *Exozodi* mais n'avait pu être rendu fonctionnel.

### 3.2.8 Conclusions de l'étude sur les trajectoires en pétales

Le code *Pétales* a été développé pour préfigurer le piégeage de grains de poussière exozodiacale chargés électriquement dans le champ magnétique stellaire, grâce à l'utilisation du modèle simple et d'un code efficace. Les principales avancées en termes de compréhension des phénomènes en jeu, des paramètres importants et des difficultés rencontrées sont détaillées dans ce paragraphe de conclusion.

Le code *Pétales* a tout d'abord permis d'effectuer une "preuve de concept" en reproduisant les trajectoires en pétales obtenues par des études précédentes dans des conditions similaires, notamment [Czechowski & Mann \(2010\)](#). La forme de ces trajectoires a ensuite été expliquée brièvement de façon théorique grâce à l'approximation centre-guide. L'espace des paramètres, qu'ils concernent le grain, l'étoile ou les conditions orbitales, a ensuite été balayé et a permis de mettre en oeuvre l'impact de la variation de chaque paramètre sur les possibilités, ou non, de piégeage, et du lien entre différents paramètres. Le cas de circularisation des orbites du grain dans la couche neutre a ensuite été discuté et il s'est avéré que cette méthode de piégeage résultait d'un cas particulier d'alignement des axes magnétiques et de rotation de l'étoile. Une étude de cas rapide sur des grains aux propriétés réalistes a ensuite été menée, et a suggéré que les grains de silicate en orbite autour d'étoiles en rotation lente représentaient le cas de piégeage le plus favorable. Le dépôt in-situ de poussières submicrométriques semble en outre plus prometteur qu'un décroissance de taille par sublimation typique d'une migration vers l'étoile par effet Poynting-Robertson. Enfin, le problème du temps de calcul numérique important lié à la résolution de trajectoires de grains fortement chargés électriquement a été soulevé, mais n'a hélas pas de solution immédiate.

## 3.3 Le code *Exozodi* actuel

Les sections 3.1 et 3.2 ont constitué des étapes préliminaires indispensables pour tester la capacité du code informatique *Exozodi* à être un outil capable de résoudre effectivement le problème scientifique posé.

Toutefois, cet outil informatique conservait encore des défauts notables, à même de remettre en cause la fiabilité des résultats obtenus. Nous allons balayer dans cette section les grands principes de la science reproductible, et des actions variées que j'ai menées tout au long de ma thèse pour que mon travail s'en rapproche au mieux et puisse être utilisé en toute confiance par la communauté scientifique.

### 3.3.1 La crise de reproductibilité dans la recherche scientifique

Depuis une vingtaine d'années, une crise de confiance émerge dans la communauté scientifique envers les résultats obtenus par une minorité ou même une majorité de confrères chercheurs, voir même envers ses propres résultats. C'est ce qu'on appelle la crise de reproductibilité des résultats : une partie significatif des résultats publiés ne peuvent être reproduits avec succès, ce qui jette un doute sur la validité des résultats en question et des conclusions associées sur lesquelles la communauté scientifique pensait pouvoir s'appuyer pour ses recherches futures.

Plusieurs publications scientifiques sur le sujet sont venues alimenter les réflexions sur ce problème naissant. Ioannidis (2005) a réalisé une étude statistique simple, intitulée de façon quelque peu provocatrice "Why most published research findings are false", montrant que pour la plupart des expériences testées, il est plus probable que les résultats soient faux (venant généralement confirmer un biais pré-existant) que justes. Fanelli (2010) a réalisé une étude empirique sur les données étatsunisiennes pour mesurer l'impact de l'impératif de publication sur le travail des scientifiques, et a révélé que les états dans lesquels la pression de publication était plus importante tendait à accueillir les chercheurs aux biais les plus marqués, dont les publications présentaient une surproportion de résultats positifs par rapport à la moyenne nationale. Pashler & Wagenmakers (2012) a poursuivi la réflexion en soulignant que les biais humains et incitations extérieures encourageaient les comportements menant à la publication de résultats peu fiables, et que les solutions à apporter aux problèmes devaient être, à l'image des causes, multiples. En outre, Baker (2016) a analysé les réponses à un sondage mené par *Nature* auprès de plus de 1500 chercheurs, de tous domaines scientifiques, afin de quantifier la diffusion du ressenti de cette crise de reproductibilité. Il est apparu que 90% d'entre eux estimaient la crise présente voire profonde (voir Figure 3.29). Enfin, des revues des causes et des propositions d'amélioration des pratiques émergent, tant en France (Desquilbet et al. 2019) qu'à l'étranger (Fidler & Wilcox 2021).

Cette liste de publications n'est pas exhaustive mais permet d'illustrer l'essor des travaux sur le domaine, tant sur la mesure du problème que sur les causes et les solutions à apporter.

Des actions ont déjà été prises au niveau international sur le sujet plus général de la déontologie dans la recherche, afin de limiter les cas de méconduite scientifique. Cela s'est notamment traduit par la *Charge européenne du chercheur* (2005) et la *Déclaration de Singapour sur l'intégrité en recherche* (2010).

La science ouverte est également promue comme un moyen de lutter contre les fraudes par le biais de la reproductibilité des expériences par les pairs. Pour cela, les données doivent notamment respecter les principes FAIR (Findable, Accessible, Interoperable, Reusable, voir Figure 3.30) afin d'être accessibles, compréhensibles, échangeables et réutilisables.

Cette emphase sur l'intelligibilité des données et leur traçage était un élément central de la formation à l'intégrité scientifique que j'ai suivie au cours de ma thèse, formation obligatoire au niveau national depuis 2016. C'est à la suite de cette formation que j'ai renforcé mon engagement sur la reproductibilité de mes résultats, tant pour mes collaborateurs directs que pour le reste de la communauté scientifique qui voudrait utiliser mes conclusions.

### 3.3.2 Un code pour une science reproductible

Je vais détailler dans cette sous-section et les suivantes les différentes actions pour une science reproductible que j'ai menées sur le volet informatique de mon travail de thèse. Cela s'est traduit par des modifications lourdes du code *Exozodi* et des règles systématiques adoptées pour les codes que j'ai conçus pour mon activité de recherche (code *Charge* entre autres).

Ces actions se décomposent en plusieurs axes :

- la pérennisation du code *Exozodi* et de ses sous-codes par des actions structurales, détaillées en section 3.3.3

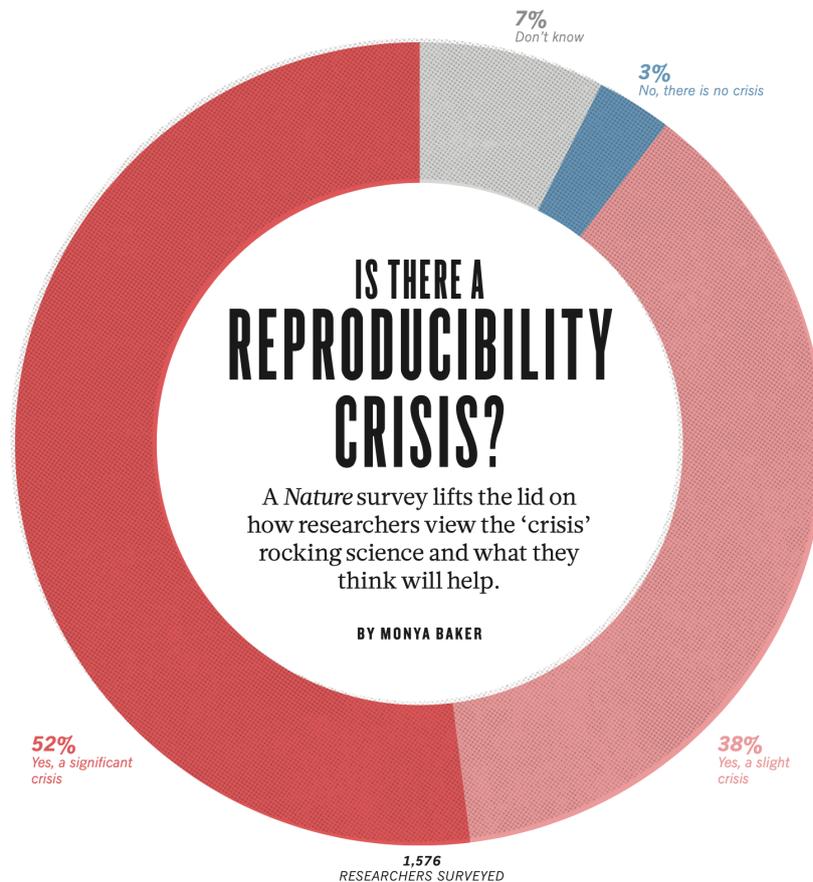


FIGURE 3.29 – Parmi les 1576 chercheurs, de tous domaines scientifiques, qui ont répondu au sondage de la revue *Nature*, 90% d’entre eux estiment qu’il existe actuellement une crise de reproductibilité des résultats scientifiques

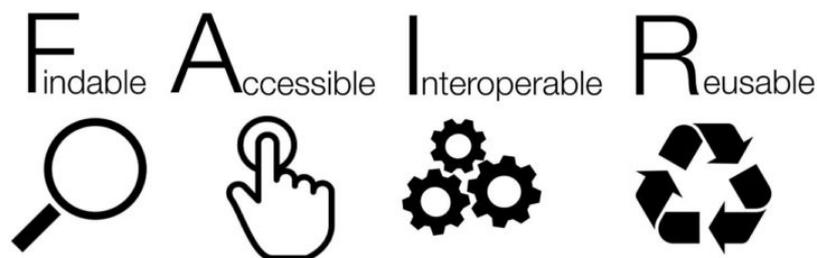


FIGURE 3.30 – Logo des principes FAIR (Findable, Accessible, Interoperable, Reusable) que doivent respecter les données pour une science reproductible

- la lisibilité (tant au point de vue de la syntaxe que de l’organisation des fichiers) des codes, également améliorée pour des raisons de pérennisation, présentée en sections 3.3.4 et 3.3.5.
- la reproductibilité des résultats par le biais de la clarté et de l’exhaustivité des données d’entrée et de sortie, qui fait l’objet de la section 3.3.6

Le code *Exozodi* n’a pas encore atteint un niveau de qualité à même de le rendre publiable et utilisable à grande échelle, mais le travail de fond que j’ai effectué dessus constitue une première étape pour permettre à différents acteurs de tester et vérifier

ses résultats pour renforcer leur crédibilité.

### 3.3.3 Pérennisation du code

Le code *Exozodi* a été codé et entretenu par Elie Sezestre jusqu'au début de l'année 2019, en langage *Python 2.7*. En mars 2019 a été annoncée par la "Python software foundation" la fin du support officiel de *Python 2* au 1er janvier 2020, et encouragé tous ses utilisateurs à passer à *Python 3*.

Afin d'assurer au code *Exozodi* une utilisation et un entretien fiable au-delà de 2019, j'ai donc décidé de traduire les scripts écrits en langage *Python 2* vers le langage *Python 3*. Une partie de la transcription a pu être effectuée de façon automatique grâce au script *2to3* présent nativement dans la bibliothèque Python. Puis j'ai manuellement traduit les parties du code incorrectement modifiées par le script *2to3*, et réécrit à la façon de *Python3* certaines fonctions qui avaient été traduites trop littéralement et dont la compréhension avait été rendue difficile pour l'utilisateur...

J'ai en outre inclus le code *Exozodi* dans une forge de développement logiciel, afin de permettre une gestion collaborative du développement. Cette forge est *Gricad-gitlab* la plate-forme de travail collaboratif destinée à la communauté enseignement supérieur et recherche à Grenoble, basée sur la forge open-source GitLab, mais fournissant un hébergement local sur des serveurs académiques. Les collaborateurs actuels bénéficiant du rôle de développeur sur le projet sont Jean-Charles Augereau, Elie Sezestre et moi-même.

Le code est à présent versionné (c'est-à-dire que les différentes modifications du code sont enregistrées et conservées de façon à ce que l'on puisse revenir à une version antérieure à tout moment) avec le logiciel *Git* et déposé en ligne sur *Gricad-gitlab*. Ce fonctionnement permet de visualiser facilement les modifications induites par une nouvelle version du code, de revenir en arrière si des erreurs se sont glissées dans le code, et de remonter facilement à la version du code utilisée pour produire des résultats à une période donnée.

Au cours de ma thèse, 93 "commit" (c'est-à-dire versions du code) ont été déposées successivement sur le dépôt en ligne du code *Exozodi*.

### 3.3.4 Travail sur la lisibilité du code

Le code *Exozodi* était initialement organisé comme suit :

- Un script *python* nommé *firstrun.py* qui faisait office de script principal. Il permettait de lancer la simulation dynamique, et comportait également en son sein la boucle principale ainsi que la plupart des données d'entrée de la simulation.
- Un script *python* nommé *class.py* qui définissait les deux principaux objets utilisés dans la simulation - le grain et l'étoile - et toutes les fonctions associées : calcul des constantes optiques, du spectre de l'étoile, de l'équilibre thermique du grain et des forces auxquelles il est soumis etc. . Ce script représentait le coeur du code et s'étalait sur plus de 2000 lignes de code.
- Un script *python* nommé *func.py* qui regroupait des fonctions générales nécessaires au fonctionnement de la simulation (conversion entre systèmes de coordonnées ou unités, ré-échantillonnage de spectre etc.) ainsi que des données d'entrée sur les types spectraux utilisables par le code.

- Deux scripts *bash* qui permettaient de gérer la parallélisation du calcul des constantes optiques ou de trajectoires pour des grains de tailles différentes.

Cette division n'empêchait pas le code *Exozodi* de fonctionner avec efficacité, mais posait plusieurs problèmes. Les données d'entrée d'une simulation étaient insérées au milieu des fonctions du code et ne permettaient donc pas un bon suivi de celles-ci jusqu'aux résultats, ni une bonne compréhension pour un utilisateur occasionnel. Un tel utilisateur aurait eu également des difficultés à localiser les fonctions principales du code au sein du long script *class.py*. Enfin, cet enchevêtrement de fonctions ne permet pas une utilisation modulaire du code, alors que de nombreuses parties de l'ensemble peuvent avoir une utilité propre ou pour d'autres codes abordant des problèmes physiques similaires.

C'est pourquoi j'ai réorganisé le code *Exozodi* comme suit :

- Les grandes étapes de la simulation ont été séparées. Les données d'entrée sont toutes regroupées dans un fichier unique dédié, puis un autre fichier gère l'initialisation de la simulation, puis un autre la boucle principale de calcul de trajectoire, puis un autre la sauvegarde des résultats et leur visualisation, etc.
- Les deux objets principaux manipulés par le code ("grain" et "étoile") ont été séparés. Chacun est à présent défini dans un fichier séparé, puis ses fonctions d'initialisation sont regroupées dans un autre fichier tandis que les autres méthodes associées à l'objet sont dans un fichier encore différent. Ceci permet notamment d'utiliser un objet séparément pour d'autres usages : le code *Charge* utilise par exemple l'objet "étoile" et n'appelle pour cela que les fichiers de création de d'initialisation d'étoile en début de simulation, sans s'encombrer de tout les autres aspects du code *Exozodi*.
- Les scripts ont été regroupés en dossiers et sous-dossiers. Ce point sera détaillé plus en détail en section [3.3.5](#)

Ce travail sur la lisibilité globale du code via réorganisation des scripts s'est accompagnée d'un travail sur les lignes de code elles-mêmes.

J'ai d'une part réécrit une partie signification des fichiers et des fonctions du code *Exozodi*. Ce travail fut rendu nécessaire parfois pour des raisons scientifiques (corrections d'erreurs dans les fonctions, optimisation de certaines procédures), ou pour des raisons de lisibilité (homogénéité de l'écriture du code, des noms des fonctions et constantes, lisibilité générale etc. ).

J'ai en outre amélioré l'accessibilité du code aux usagers par l'ajout systématique de commentaires, à la fois sur des éléments scientifiques du code (sens physique et unités utilisées notamment) et sur le fonctionnement des éléments du code. La rédaction d'une documentation complète du code *Exozodi* serait appréciable, cependant je n'ai pas eu le temps de m'atteler à ce travail au cours de ma thèse.

Ces deux axes de travail, réorganisation et réécriture, ont permis de réduire sensiblement la difficulté de prise en main du code *Exozodi*, ce qui est d'autant plus appréciable et important que le code a été déposé dans une forge de développement collaborative. Il est à présent plus aisé pour un développeur tiers ou simple utilisateur de télécharger le code, le comprendre, l'utiliser pour vérifier des résultats voire même le modifier et l'améliorer.

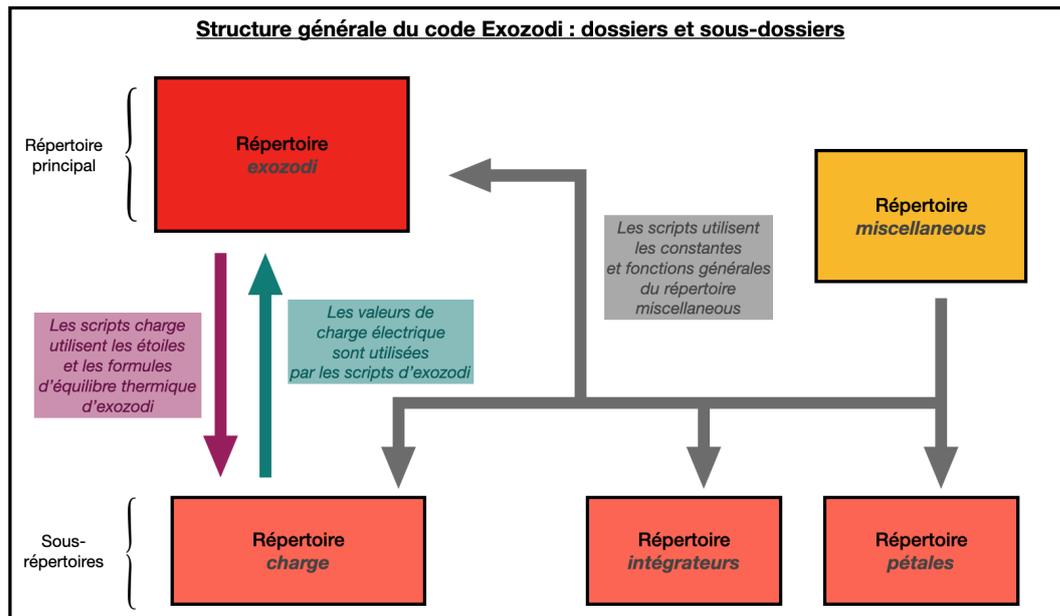


FIGURE 3.31 – Schéma fonctionnel du code *Exozodi* actuel : le code principal responsable de la simulation dynamique, les fonctions et données communes de *miscellaneous*, et les différents sous-codes.

### 3.3.5 Insertion des codes annexes

Comme évoqué en section 3.3.4, les scripts composant le code *Exozodi* ont été réorganisés, pour faciliter d'une part la lisibilité de l'ensemble, et pour rendre la communication du code avec les sous-codes que j'ai créés à l'occasion de ma thèse la plus fluide et efficace possible.

Les données et fonctions pouvant servir à chacun des codes et sous-codes ont été regroupées dans un répertoire *miscellaneous* : les constantes physiques utilisées, les fonctions autrefois dans le script *func.py* de conversion de coordonnées par exemple, ou bien des fonctions de calcul d'éléments orbitaux. Tous ces éléments n'ont ainsi pas à être réécrits pour chacun des codes (avec les risques de redondances, d'erreurs de copie ou de manques de mise à jour).

Deux sous-dossiers nommés *lorentz* et *petals* correspondent à des codes de travail qui ont eu pour fonction respectivement de tester les intégrateurs numériques adaptés à la force de Lorentz (étude qui a fait l'objet de la section 3.1) et de tester les trajectoires d'un grain dans un champ magnétique en spirale (voir section 3.2). Ces deux codes sont uniquement "descendants" : ils utilisent des informations des dossiers supérieurs, notamment les constantes et fonctions du répertoire *miscellaneous*, mais leurs fonctions propres ne sont pas utilisées directement par les autres codes. Ainsi, l'étude sur les intégrateurs numériques a permis de sélectionner l'intégrateur Runge-Kutta d'ordre 4 à pas adaptatif type "CashKarp" qui a été recodé dans le code *Exozodi*, ce dernier ne fait pas appel aux scripts du code de test des intégrateurs.

Le code de calcul de la charge est davantage lié au code *Exozodi*. Le sous-dossier *charge* dans lequel il se trouve fait non seulement appel aux constantes et fonctions de *miscellaneous*, mais également à des fonctions du code *Exozodi* : la classe "étoile" utilisée pour calculer l'intensité du courant photoélectrique est celle du code *Exozodi*, les fonctions permettant de calculer l'équilibre thermique du grain également.

L'échange d'informations est également "ascendant" : le code *Exozodi* appelle le sous-code *charge* pour calculer les charges d'équilibre des grains dont il a besoin pour la simulation numérique. Ce partage d'objets et de fonctions entre le code *Exozodi* et le code *charge* permet d'assurer une cohérence d'ensemble à la simulation : on est par exemple sûr que le spectre stellaire utilisé pour calculer la pression de radiation (dans le code parent *Exozodi*) est le même que celui utilisé pour le calcul de l'effet photoélectrique (dans le code *charge*).

La communication entre les différents sous-dossiers du code global *Exozodi* est représentée en Figure 3.31.

Pour résumer, cette organisation du code a permis d'améliorer la clarté de l'ensemble : des travaux scientifiques de nature différente sont séparés dans des dossiers différents (*un code = un objectif*). Cela a également permis de maximiser la cohérence de l'édifice (les différentes parties du code utilisent les mêmes constantes, mêmes fonctions et mêmes objets, définis à un endroit unique) tout en minimisant les dépendances pour améliorer l'efficacité numérique (il n'est pas nécessaire de lancer un script lourd pour accéder à la fraction du code désirée). Ce travail est cependant encore loin d'être abouti et le code *Exozodi* dispose encore de multiples pistes d'amélioration dans son organisation.

### 3.3.6 Reproductibilité des résultats

Comme évoqué précédemment, les données d'entrée d'une simulation du code *Exozodi* initial se trouvaient dans un script *python* dans lequel étaient écrites également des fonctions nécessaires à la simulation. Ces données d'entrée n'étaient pas conservées lors de l'écriture des résultats. Les-dits résultats étaient quant à eux exclusivement dédiés aux résultats scientifiques de la simulation (position, paramètres orbitaux), sans informations annexes (telles que le compte des itérations ou la durée des pas de temps par exemple) ni légendes. Enfin, à cause de l'absence de versionnage du code, il n'était pas possible de savoir quelle version du code *Exozodi* avait produit les résultats obtenus.

La réorganisation du code *Exozodi* en scripts de taille moindre et aux fonctions uniques a notamment permis de regrouper les données d'entrée dans un unique fichier *input.txt* (pour chaque code et sous-code), dont un exemple est donné en Figure 3.32. Au moment de l'écriture des résultats, ce fichier est copié dans le dossier de sortie. Ceci permet à un observateur tiers curieux des résultats d'utiliser directement ce fichier en tant que donnée d'entrée du code pour faire sa propre simulation et vérifier qu'il obtient les mêmes résultats (notamment sur une machine différente). Les fichiers de sortie ont quant à eux été enrichis et leur lisibilité améliorée, afin de permettre une exploitation rapide pour n'importe quel utilisateur qui ne serait pas familier avec le code.

Enfin, la version du code utilisé n'est pour l'instant pas explicitement inscrite dans les scripts le composant ou les fichiers de résultats. Il est cependant possible, grâce au versionnage du code, de retrouver et de télécharger sur le dépôt en ligne la version du code correspondant à la date des résultats étudiés, si le besoin d'une simulation "historique" se fait sentir.

## 3.4 Conclusion sur le volet numérique

Ce chapitre porté sur les aspects numériques de mon travail de thèse, travail préalable nécessaire pour le traitement de la force de Lorentz dans le code *Exozodi*, a

Input	Value	Possibilities	Details
Sim number	12		
Iterations	10000		
Initial dt1	0.1		
Initial dt2	0.1		
Error type 1	rnorm	apos , ... , rnorm, ener	Check error on which variable ?
Error type 2	rnorm	apos , ... , rnorm, ener	Check error on which variable ?
Error Integ1	1e-3		
Error Integ2	1e-3		
Security	0.9		
Integrator 1	RK4_CashKarp	None,RK4,RK4_halfstep,RK4_CashKarp,Boris]	
Integrator 2	None	None,RK4,RK4_halfstep,RK4_CashKarp,Boris	
Center guide	True	True, False	
Lorentz force	True	True, False	
B field	Parker	Vertical,Radial,Azimuthal,Spiral,Parker	
Tilt theta	0	/	(spherical coord, degrees)
B0	35e-6		Gauss
R0	1		Astronomical unit
Power law	0		
Omega0	1		Omega sun
v_sw	400		km.s-1
Gravity force	True	True, False	
Center mass	1	Float	Solar masses
Grain mass	1e-21	Float	kg
Grain charge	1e-25	Float	C
Grain radius	1e-7	None or Float	m / Overrides grain mass
Grain potential	10	None or Float	V / Overrides grain charge
Grain Q/m	None	None or Float	e/mp / Overrides grain charge
Initial FL/Fg	None	None, /float value/	Hard-fix initial force ratio
Initial pos	25,0,0		Sun radiuses
Initial vel	0,1,0		Keplerian velocity
Semi-major axis	None	None, /float value/	Hard-fix initial a
Eccentricity	None	None, /float value/	Hard-fix initial e
Inclination	0	None, /float value/	Hard-fix initial i (deg)
Longitude node	0	None, /float value/	Hard-fix initial omega (deg)
Argument peri	0	None, /float value/	Hard-fix initial OMEGA (deg)
Mean anomaly	0	None, /float value/	Hard-fix initial M (deg)
Write frequency	1		
Print infos	True	True False	
Print details	False	True False	
Plot traj	True	True False	
Plot field	False	True False	
z for xy field	0	Float	
y for xz field	0	Float	
x for yz field	0	Float	
Superposition	False	True False	
Plot infos	True	True, False	
Plot legend 1	None	None, /text/	
Plot legend 2	None	None, /text/	
Plot vectors	True	True False	
Ite reject	True	True, False	Reject incorrect timesteps ?
RK4al_end	posvel	None, vel, posvel	delta/15 for RK4_halfstep ?
Break dist	5	Float	Which dist (*pos ini) we break integ ?
Forceplot dens	0.1	Float	To plot force vectors not at every point

FIGURE 3.32 – Fichier texte de données d'entrée utilisé dans le code *pétales*, analogue aux entrées des codes *Exozodi* ou *charge*. Ce fichier est copié dans les données de sortie du code pour assurer une traçabilité des paramètres de la simulation.

permis de balayer les sujets suivants.

Le code *Exozodi*, dans sa version de l'étude [Sezestre et al. \(2019\)](#), intégrait l'équation du mouvement comprenant les forces gravitationnelle et de pression de radiation avec un solveur "Runge-Kutta" d'ordre de 4, à pas de temps fixe. Ce type d'intégrateur n'est pas optimal en termes d'efficacité et de fiabilité, et l'ajout de la force de Lorentz (et des mouvements de giration associés) laissait entrevoir des problèmes pour le traitement numérique d'un problème d'une telle complexité. J'ai tout d'abord exploré les différentes options pour intégrer un pas de temps adaptatif à l'intégrateur RK4 d'origine, et, parmi les solutions comparées, c'est la méthode "Cash-Karp" qui s'est révélée la plus performante. J'ai en outre étudié le comportement d'un algorithme dédié à la force de Lorentz, l'algorithme de "Boris" issu de [Boris \(1970\)](#), et l'ai comparé à l'intégrateur RK4 "Cash-Karp" sur des trajectoires mixtes, mêlant force de gravitation et de Lorentz. Il s'est avéré que l'intégrateur "Boris" était performant pour les problèmes purement magnétiques, mais que l'intégrateur RK4 "Cash-Karp" était plus performant dès que la force de gravité était non-négligeable. C'est pourquoi j'ai retenu finalement cette solution d'intégration, et l'ai intégré au code *Exozodi*.

J'ai ensuite étudié les trajectoires de grains de poussière exozodiacale en orbite autour d'une étoile de type solaire dans le cadre d'un modèle simple (sans variation de taille, de masse ou de charge électrique du grain au cours de la trajectoire) implémenté dans le code informatique *Pétales* créé pour l'occasion. Ce code a permis d'obtenir des trajectoires de grain en forme de pétales telles qu'observées dans des publications antérieures, notamment [Czechowski & Mann \(2010\)](#), puis une étude théorique rapide a mis en lumière les mécanismes responsables de ces formes en pétales. L'espace des paramètres a ensuite été balayé pour illustrer les propriétés du grain et de l'étoile importantes pour le piégeage magnétique (ratio  $\frac{Q}{m}$ , paramètre  $\beta_{PR}$ , intensité du champ magnétique et vitesse de rotation de l'étoile notamment), et une étude sur une situation réaliste a montré que les grains de silicate de quelques dizaines de nanomètres en orbite autour d'une étoile en rotation lente semblaient les candidats les plus prometteurs pour un piégeage magnétique. Le cas d'un grain stabilisé par une couche neutre plate a ensuite été évacué comme cas particulier, avant que des considérations sur les difficultés de temps d'intégration et les limites du modèle ne viennent conclure ce chapitre.

Enfin, j'ai introduit dans la dernière section de ce chapitre la notion de science reproductible, et son importance pour la confiance des résultats scientifiques obtenus. J'ai ensuite expliqué comment j'ai travaillé de façon continue sur mes propres codes ou le code *Exozodi* pour améliorer la rigueur de mon travail et la crédibilité de mes résultats par ce biais. Ces actions incluent notamment la pérennisation du code *Exozodi* et de ses sous-codes par une mise à jour du langage de programmation et d'un versionnage des codes, l'amélioration de la lisibilité (tant au point de vue de la syntaxe que de l'organisation des fichiers) de l'ensemble, et enfin la reproductibilité des résultats en rendant les données d'entrée et de sortie claires, exhaustives et en les conservant systématiquement.

L'ensemble de ces actions permet aujourd'hui au code *Exozodi* d'être proche d'une utilisation adaptée au traitement de la force de Lorentz. Les perspectives de ce travail seront exposées au chapitre de conclusion.

## Chapitre 4

# Conclusions et perspectives

### 4.1 Rappel du travail effectué et des principales conclusions

Mon travail de thèse s'est inscrit dans le contexte de l'étude des disques de débris, dont la poussière exozodiacale est l'un des composants. Cette poussière chaude, proche de l'étoile, a été détectée pour la première fois il y a une petite vingtaine d'années et son étude est aujourd'hui en plein essor. Les relevés d'observations menés lors de la dernière décennie ont permis d'améliorer notre connaissance de la nature de ces poussières et de son origine. A ce titre, les quantités de poussière exozodiacale chaude semblent, compte-tenu de l'efficacité estimée des mécanismes de production et de transport de poussière dans les systèmes stellaires, supérieures à ce que leur durée de vie devrait permettre d'accumuler. C'est pourquoi des modèles de piégeage sont étudiés, parmi lesquels figure le piégeage magnétique sur lequel j'ai travaillé au cours de ma thèse.

J'ai débuté mon activité de recherche par une étude de la charge électrique des grains de poussière exozodiacale, phénomène nécessaire pour les rendre sensibles au champ magnétique stellaire et enclencher un possible piégeage magnétique. Ce travail est présenté au Chapitre 2. Le sujet du processus de charge électrique de grains dans un milieu interplanétaire a été exploré dans plusieurs études mais les limites de périmètre ou d'interprétation de ces dernières m'ont poussé à développer mon propre modèle de charge électrique, avec un double objectif : d'une part comprendre en profondeur les phénomènes à l'oeuvre, d'en identifier les processus et paramètres clés pour guider un raffinement futur des modèles et des données d'entrée, et d'autre part de renforcer la confiance en les résultats obtenus.

L'étude individuelle des courants m'a permis de prévoir les dépendances de la charge électrique d'équilibre en fonction de paramètres tels que la taille du grain, la distance à l'étoile, le matériau ou le type spectral de l'étoile. L'évolution de l'intensité des courants électriques en fonction du potentiel électrique de surface du grain m'a en outre permis de préfigurer les équilibres de charge. Ces équilibres de charge ont ensuite été étudiés, en première lieu par un suivi temporel du processus où l'on constate que le grain converge vers une valeur de potentiel électrique d'équilibre, positive et de l'ordre de quelques volts. Cette valeur d'équilibre dépend peu de la taille du grain, et décroît généralement avec la distance à l'étoile. J'ai mis en lumière deux scénarii d'équilibre de charge : équilibre guidé par l'effet photoélectrique, ou par le courant plasma. Enfin, compte-tenu de la faible dépendance du potentiel avec la taille de grain, des formules analytiques ont été proposées pour le potentiel électrique d'équilibre en fonction de la distance à l'étoile. Les résultats obtenus grâce au modèle de référence ont ensuite été discutés, en calculant les potentiels d'équilibres qui seraient obtenus en altérant le modèle ou les données expérimentales d'entrée en tenant compte des incertitudes sur leurs valeurs. Il s'est avéré que les points critiques

du modèle résident dans le courant plasma, et plus précisément dans le phénomène d'émission secondaire.

Enfin, un prolongement de la réflexion vers le problème de la dynamique du grain de poussière exozodiacale a été amorcé. D'une part par le biais des temps caractéristiques des phénomènes à l'oeuvre, où il s'est avéré que le processus de charge électrique peut être considéré comme quasi immédiat. D'autre part par l'étude du rapport charge-sur-masse, qui augmente à mesure que la taille du grain diminue, et pourrait ainsi permettre de piéger grâce au champ magnétique les petits grains normalement expulsés par la pression de radiation.

Ce travail sur la dynamique de la poussière exozodiacale a été poursuivi au Chapitre 3.

Le code *Exozodi*, dans sa version de l'étude [Sezestre et al. \(2019\)](#), intégrait l'équation du mouvement avec un solveur "Runge-Kutta" d'ordre de 4, à pas de temps fixe. L'ajout de la force de Lorentz laissait présager des trajectoires plus difficiles à intégrer, qui pourraient mettre en lumière les limites de ce solveur. J'ai donc mené une étude sur des intégrateurs "Runge-Kutta" à pas de temps adaptatifs et sur un algorithme de "Boris" conçu et connu pour traiter efficacement la force de Lorentz. J'ai comparé leur efficacité pour résoudre numériquement le problème de piégeage magnétique. La solution d'intégration Runge-Kutta à pas adaptatif "Cash-Karp" s'est révélée la plus adaptée, et a été intégrée au code *Exozodi*.

J'ai ensuite étudié les trajectoires de grains de poussière exozodiacale en orbite autour d'une étoile de type solaire dans le cadre d'un modèle simple, avec le code informatique créé pour l'occasion, d'une part pour vérifier ma capacité à retrouver des résultats publiés antérieurement, et d'autre part pour mettre en lumière les mécanismes et paramètres importants tels que le rapport  $\frac{Q}{m}$ , le paramètre  $\beta_{PR}$  ou encore l'intensité du champ magnétique ou la vitesse de rotation de l'étoile. Cette étude préliminaire a montré que les grains de silicate de quelques dizaines de nanomètres en orbite autour d'une étoile en rotation lente semblaient les candidats les plus prometteurs pour un piégeage magnétique.

Enfin, j'ai introduit dans la dernière section de ce chapitre la notion de science reproductible, et son importance pour la confiance des résultats scientifiques obtenus. J'ai ensuite expliqué comment j'ai travaillé de façon continue sur mes propres codes ou le code *Exozodi* pour améliorer la rigueur de mon travail et la crédibilité de mes résultats par ce biais. Ces actions incluent notamment la pérennisation du code *Exozodi* et de ses sous-codes par une mise à jour du langage de programmation et d'un versionnage des codes, l'amélioration de la lisibilité de l'ensemble, et enfin la reproductibilité des résultats en rendant les données d'entrée et de sortie claires, exhaustives et en les conservant systématiquement.

L'ensemble de ces actions permet aujourd'hui au code *Exozodi* d'être proche d'une utilisation adaptée au traitement de la force de Lorentz, et dont les perspectives de résultats seront détaillées dans la section ci-après.

## 4.2 Perspectives

### 4.2.1 Achèvement du travail sur le piégeage magnétique des exozodis chauds

L'étude du piégeage magnétique de grains de poussière exozodiacale grâce au code *Exozodi*, qui était l'objet de ma thèse, n'a pas été achevée. Cependant, j'ai rassemblé toutes les briques et procédé aux vérifications préliminaires nécessaires, mais

ai hélas été à cours de temps pour assembler le tout afin de produire des résultats scientifiques sur l'efficacité du piégeage magnétique des exozodis chauds.

Ce travail représente donc logiquement la première perspective immédiate. Il s'agit d'une part de vérifier la bonne intégration de la force de Lorentz (en termes de champ magnétique notamment) dans le code exozodi, et de créer des fonctions de suivi et d'enregistrement de données pour vérifier que cette nouvelle contribution dynamique est correctement traitée au cours de la trajectoire du grain. Une fois ces ajouts effectués, il sera alors possible de lancer des simulations de mouvement de grains individuels, pour vérifier d'une part que le code est capable de reproduire des résultats obtenus grâce à mon code *Pétales* (c'est-à-dire en désactivant la sublimation et le freinage par effet Pyonting-Robertson de la simulation) ou issus de publications antérieures. Ces simulations individuelles pourront ensuite être suivies de simulations multiples et plus complètes, pour explorer l'espace des paramètres du problème et identifier les configurations (matériau, étoile, distance de dépôt des poussières, taille initiale, excentricité du corps parent etc.) dans lesquelles le piégeage magnétique est efficace ou non. Cette étape pourrait cependant être compliquée par les questions de temps de calcul qui ont été soulevées en section 3.2.7, et nécessiter un raffinement du traitement numérique du problème.

Puis, à l'image du travail présenté dans [Sezestre et al. \(2019\)](#), l'étape suivante consisterait à établir des cartes de densité (en taille et distance à l'étoile) de grains de poussière exozodiacale afin de produire des observables grâce à un module de transfert radiatif existant. Ceci permettrait de comparer les émissions théoriques de grains piégés magnétiquement avec des observations réelles, et poursuivre la réflexion initiée dans [Sezestre et al. \(2019\)](#) et présentée sur les Figures 1.17 et 1.18.

Ces axes de travail sur le piégeage magnétique seront notamment facilités par le travail que j'ai effectué pour la pérennisation du code, et notamment son aspect collaboratif par le biais d'un dépôt Git distant, qui permettra la participation de plusieurs contributeurs simultanément.

#### 4.2.2 Enrichissement du modèle d'étude de la poussière exozodiacale

Le modèle de charge électrique de grains de poussière présenté dans ce manuscrit de thèse est riche et robuste, mais n'est pas parfait et son raffinement serait un axe de travail intéressant, afin d'améliorer la précision et la confiance des résultats de charge électrique ensuite utilisés dans l'étude du piégeage magnétique. Les points saillants du processus de charge électrique mis en lumière en section 2.5.3 représentent en cela des opportunités prioritaires pour l'amélioration du modèle, tant du point de vue de la complexité du travail de modélisation que de la précision et de la fiabilité des données d'entrée utilisées. Des collaborations avec des équipes travaillant sur les propriétés des matériaux seraient à ce titre particulièrement utiles pour mettre à jour un certain nombre de données expérimentales utilisées dans mon travail de thèse.

L'enrichissement, au-delà de l'ajout de la contribution du champ magnétique, du modèle décrivant la dynamique de la poussière zodiacale utilisé par [Sezestre et al. \(2019\)](#) représente un autre axe de travail prometteur.

En effet, même si le mécanisme de piégeage magnétique pour des grains soumis à la sublimation n'a pas encore pu être réellement testé, des difficultés sont à prévoir à ce niveau. Les études préliminaires présentées en section 3.2.6 suggèrent en effet que l'ajout de la force de Lorentz pourrait stabiliser la trajectoire des petits

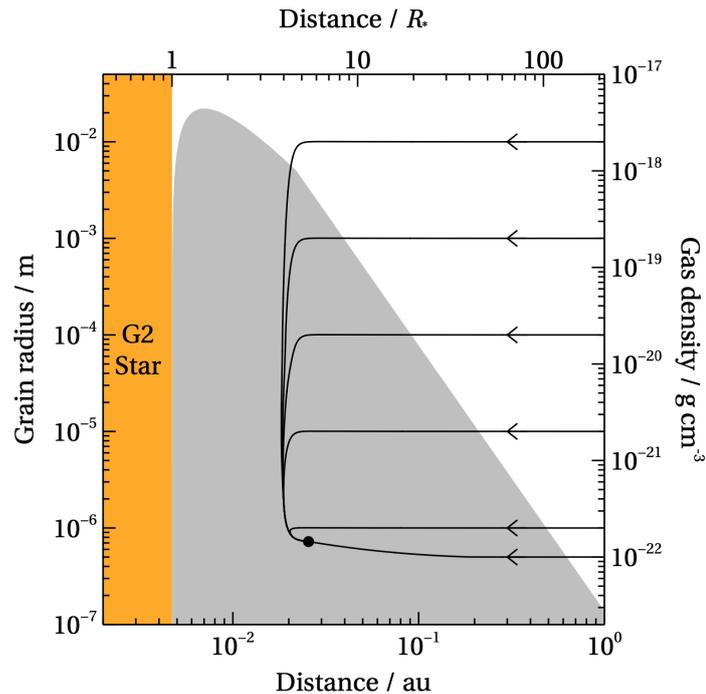


FIGURE 4.1 – Evolution de la taille et de la distance à l'étoile de grains de poussière exozodiacale sujets à la sublimation et l'aggrégation de particules de gaz. Les grains convergent, dans l'étoile taille/distance, vers un point d'équilibre (point noir) pour lequel l'aggrégation et la sublimation se compensent. Figure issue de [Pearce et al. \(2020\)](#)

grains, autrement éjectés par la pression de radiation, et apporte ainsi une solution prometteuse à la durée de vie des grains qui est raccourcie pour des raisons dynamiques. En revanche, le problème de la disparition des grains par sublimation reste ouvert : il pourrait être contourné si le champ magnétique maintient les grains légèrement au-delà de la distance à laquelle ils atteignent leur température de sublimation, mais pourrait également être aggravé sur les trajectoires en pétales les amènes trop proches de l'étoile. Ce problème de sublimation est en revanche bien traité par [Pearce et al. \(2020\)](#) qui ajoute nuage de gaz dont la présence est physiquement due à la sublimation des grains eux-mêmes. L'accrétion de molécules du gaz vient s'opposer à la diminution du rayon du grain du à la sublimation, jusqu'à que ce dernier atteigne une taille d'équilibre (voir Figure 4.1) pour laquelle les deux processus se compensent. Ce modèle semble résoudre efficacement le problème de disparition des grains par sublimation, malgré sa difficulté à stabiliser les trajectoires des plus petits grains qui restent éjectés à cause de la pression de radiation. Ainsi, le piégeage magnétique et le piégeage par le gaz pourraient non pas être des modèles concurrents mais complémentaires, dont la mise en commun pourrait se révéler très fructueuse.

Un mécanisme de traitement des collisions est en outre un axe d'amélioration possible du modèle, pour améliorer la modélisation de la "vie" du grain au cours de son orbite (et notamment l'évolution de sa taille) ainsi que les distributions de taille à utiliser en données d'entrée. Cependant, le traitement des collisions utilise souvent des mécanismes de calculs basés sur les statistiques, et nécessiterait un travail pour une implémentation efficace dans le code *Exozodi*.

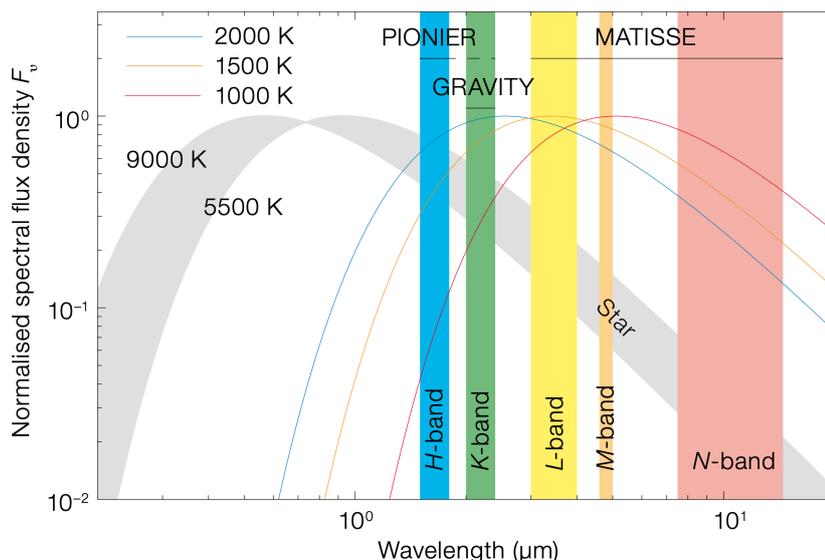


FIGURE 4.2 – Bandes spectrales sondées par les interféromètres *PIONIER*, *GRAVITY* et *MATISSE* du *VLT*, comparées à l'émission thermique attendue de poussières chaudes. Figure issue de [Ertel et al. \(2015\)](#).

Enfin, l'ajout de corps gravitationnellement significatifs dans le système tels des planètes, en plus de l'étoile qui est pour l'instant l'unique puits d'attraction vu par le grain, permettrait d'améliorer le réalisme des trajectoires des grains, notamment au cours de leur trajet jusqu'aux zones internes du système, et in-fine obtenir des apports de masse auto-cohérents. Ceci permettrait de rapprocher le code *Exozodi* de travaux tels que ceux de [Bonsor et al. \(2012, 2013, 2014\)](#) et des [Faramaz et al. \(2017\)](#) qui ont étudié le problème du transport de masse de la poussière exozodiacale depuis les régions externes des systèmes planétaires.

La nécessité d'un mécanisme de piégeage des poussières chaudes, qui découle des limites des mécanismes de transport de masse vers l'intérieur du système ([Pearce et al. 2022](#)), justifie en tous cas le développement et l'enrichissement de cet axe de recherche.

### 4.2.3 Observation des exozodis

Enfin, ces travaux de modélisation sur l'origine des poussières exozodiacales chaudes bénéficieront grandement de l'avancée des connaissances sur les exozodis obtenues grâce aux programmes d'observations.

Actuellement, nous disposons aux Etats-Unis du *LBTI* (en bande *N*), qui a déjà à son actif des détections d'exozodis, et au Chili des instruments *PIONIER* (bande *H*), *GRAVITY* (bande *K*) et *MATISSE* (bande *L*, *M* et *N*) installés au *VLT* qui permettent de couvrir efficacement les longueurs d'onde du proche au moyen-infrarouge (voir Figure 4.2). Ces observations à différentes longueurs d'onde permettront de sonder des grains de différentes températures, et donc de balayer des régions du système variées. Ces multiples informations permettront sans nul doute de raffiner notre compréhension du lien entre les différentes populations de poussières dans les systèmes observés, et ainsi mieux comprendre les mécanismes de transport à l'oeuvre.

Les nouvelles observations permettront en outre d'enrichir les statistiques de détection et ainsi renforcer la crédibilité des résultats présentées en section 1.3.4 à propos de l'occurrence des exozodis, leur variabilité et leur corrélation avec les caractéristiques du système.

Le télescope spatiale *JWST*, capable de réaliser des images haute-résolution dans le moyen-infrarouge grâce à l'instrument *MIRI* (Rieke et al. 2015) pourra en outre apporter des informations complémentaires précieuses sur les systèmes observés.

Ces télescopes et instruments seront complétés dans les prochaines années par de nouveaux investissements dans les capacités observationnelles à travers le monde. L'instrument en bande *L* *NOTT* (anciennement appelé *Hi-5*) de l'imageur haut-contraste *Asgard* permettra prochainement de réaliser de l'interférométrie annulante au *VLT*. L'*ELT* (*Extremely Large Telescope*) sera en outre doté d'un instrument, nommé *ME-TIS* (Brandl et al. 2010, 2014), travaillant dans le moyen-infrarouge et qui permettra d'utiliser les formidables capacités d'imagerie de ce nouveau télescope pour l'étude des disques de débris et de la poussière exozodiacale. Des projets de télescopes spatiaux sont également à l'étude, parmi lesquels figure le *Roman Space Telescope* (Spergel et al. 2013, 2015). Ce télescope a été identifié par la NASA, dans le *Decadal Survey* publié en 2020, pour améliorer notre connaissance de la poussière exozodiacale - notamment dans l'environnement des exo-Terres - grâce notamment à sa capacité à mesurer la lumière diffusée par ces poussières (Douglas et al. 2022).

# Bibliographie

- Absil, O., Defrère, D., Foresto, V. C. d., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 555, A104, arXiv :1307.2488 [astro-ph]
- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 452, 237
- Absil, O., Marion, L., Ertel, S., et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 651, A45, arXiv :2104.14216 [astro-ph]
- Ahuir, J., Brun, A. S., & Strugarek, A. 2020, *A&A*, 635, A170
- Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369, 216
- Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369, 229
- Arriaga, P., Fitzgerald, M. P., Duchêne, G., et al. 2020, *The Astronomical Journal*, 160, 79
- Auer, S., Kempf, S., & Gruen, E. 2007, in *ESA Special Publication, Vol. 643, Dust in Planetary Systems*, ed. H. Krueger & A. Graps, 177–180
- Augereau, J. C. & Beust, H. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 455, 987, arXiv :astro-ph/0604313
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
- Aumann, H. H., Beichman, C. A., Gillett, F. C., et al. 1984, *The Astrophysical Journal*, 278, L23
- Baker, M. 2016, *Nature News*, 533, 452
- Belton, M. J. S. 1966, *Science*, 151, 35
- Beust, H. & Morbidelli, A. 2000, *Icarus*, 143, 170
- Birnstiel, T., Klahr, H., & Ercolano, B. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 539, A148, arXiv :1201.5781 [astro-ph]
- Birnstiel, T., Ormel, C. W., & Dullemond, C. P. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 525, A11, arXiv :1009.3011 [astro-ph]
- Blum, J. 2018, *Space Science Reviews*, 214, 52, arXiv :1802.00221 [astro-ph]
- Boccaletti, A., Augereau, J., Marchis, F., & Hahn, J. 2003, *The Astrophysical Journal*, 585, 494
- Boldyrev, S., Forest, C., & Egedal, J. 2020, arXiv e-prints, arXiv :2001.05125

- Bonsor, A., Augereau, J.-C., & Thébault, P. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 548, A104
- Bonsor, A., Raymond, S. N., & Augereau, J.-C. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433, 2938
- Bonsor, A., Raymond, S. N., Augereau, J.-C., & Ormel, C. W. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441, 2380
- Bonsor, A., Wyatt, M. C., Kral, Q., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 5560
- Boris, J. P. 1970
- Brandl, B. R., Feldt, M., Glasse, A., et al. 2014, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9147, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, ed. S. K. Ramsay, I. S. McLean, & H. Takami, 914721
- Brandl, B. R., Lenzen, R., Pantin, E., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, ed. I. S. McLean, S. K. Ramsay, & H. Takami, 77352G
- Brauer, F., Dullemond, C. P., Johansen, A., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 469, 1169, arXiv :0704.2332 [astro-ph]
- Brownlee, D., Tsou, P., Aléon, J., et al. 2006, *Science*, 314, 1711
- Bruining, H. 1954, *Physics and applications of secondary electron emission*, 1–178
- Burns, J. A., Lamy, P. L., & Soter, S. 1979, *Icarus*, 40, 1
- Cassini, G. D. 1695, *L meridiana del tempio DI S. Petronio tirata, E preparata per le osseruazioni astronomiche l'anno 165 5.*
- Chauvin, G., Desidera, S., Lagrange, A. M., et al. 2017, *A&A*, 605, L9
- Chen, C. H., Mittal, T., Kuchner, M., et al. 2014, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 211, 25
- Chow, V. W., Mendis, D. A., & Rosenberg, M. 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, 19065
- Colavita, M. M., Wizinowich, P. L., Akeson, R. L., et al. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 1226
- Czechowski, A. & Mann, I. 2010, *AJ*, 38, 3
- Defrère, D., Stark, C., Cahoy, K., & Beerer, I. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8442, *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, ed. M. C. Clampin, G. G. Fazio, H. A. MacEwen, & J. Oschmann, Jacobus M., 84420M
- Defrère, D., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 534, A5
- Defrère, D., Bigioli, A., Dandumont, C., et al. 2022, *L-band nulling interferometry at the VLTI with Asgard/Hi-5 : status and plans*, arXiv :2208.08908 [astro-ph]

- Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., Roberge, A., et al. 2014, *Science*, 343, 1490
- Dermott, S. F., Jayaraman, S., Xu, Y. L., Grogan, K., & Gustafson, B. A. S. 1996, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 348, *The COBE Workshop : Unveiling the cosmic infrared background*, ed. E. Dwek, 25–36
- Dermott, S. F., Jayaraman, S., Xu, Y. L., Gustafson, B. Å. S., & Liou, J. C. 1994, *Nature*, 369, 719
- Desquilbet, L. L., Granger, S., Hejblum, B., et al. 2019, *Vers une recherche reproductible (Unité régionale de formation à l’information scientifique et technique de Bordeaux)*, 1–161
- Di Folco, E., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 475, 243, arXiv :0710.1731 [astro-ph]
- Dohnanyi, J. S. 1969, *J. Geophys. Res.*, 74, 2531
- Donaldson, J. K., Lebreton, J., Roberge, A., Augereau, J.-C., & Krivov, A. V. 2013, *The Astrophysical Journal*, 772, 17
- Douglas, E. S., Debes, J., Mennesson, B., et al. 2022, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 134, 024402
- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. 1979, *ApJ*, 231, 77
- Drazkowska, J., Bitsch, B., Lambrechts, M., et al. 2022, *arXiv e-prints*, arXiv :2203.09759
- Dumont, R. & Levasseur-Regourd, A. C. 1988, *A&A*, 191, 154
- Eiroa, C., Marshall, J. P., Mora, A., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 555, A11
- Ertel, S., Absil, O., Defrere, D., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 570, A128, arXiv :1409.6143 [astro-ph, physics :physics]
- Ertel, S., Augereau, J. C., Absil, O., et al. 2015, *The Messenger*, 159, 24
- Ertel, S., Defrère, D., Absil, O., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 595, A44
- Ertel, S., Defrère, D., Hinz, P., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 155, 194
- Ertel, S., Defrère, D., Hinz, P. M., et al. 2020, *The Astronomical Journal*, 159, 177, arXiv :2003.03499 [astro-ph]
- Esposito, T. M., Kalas, P., Fitzgerald, M. P., et al. 2020, *The Astronomical Journal*, 160, 24
- Fanelli, D. 2010, *PLOS ONE*, 5, 1
- Faramaz, V., Ertel, S., Booth, M., Cuadra, J., & Simmonds, C. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 2352
- Fidler, F. & Wilcox, J. 2021, in *The Stanford Encyclopedia of Philosophy*, Summer 2021 edn., ed. E. N. Zalta (Metaphysics Research Lab, Stanford University)
- Fixsen, D. J. & Dwek, E. 2002, *The Astrophysical Journal*, 578, 1009
- Fulle, M., Marzari, F., Della Corte, V., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 821, 19

- Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Morbidelli, A. 2005, *Nature*, 435, 466
- Graham, J. R., Kalas, P. G., & Matthews, B. C. 2007, *The Astrophysical Journal*, 654, 595
- Greaves, J. S., Holland, W. S., Moriarty-Schieven, G., et al. 1998, *The Astrophysical Journal*, 506, L133, arXiv :astro-ph/9808224
- Grun, E., Zook, H. A., Fechtig, H., & Giese, R. H. 1985, *Icarus*, 62, 244
- Gundlach, B. & Blum, J. 2014, *The Astrophysical Journal*, 798, 34
- Gustafson, B. A. S. 1994, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22, 553
- Hachenberg, O. & Brauer, W. 1959, *Advances in Electronics and Electron Physics*, 11, 413
- Hinz, P., Bailey, V. P., Defrère, D., et al. 2014, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9146, *Optical and Infrared Interferometry IV*, ed. J. K. Rajagopal, M. J. Creech-Eakman, & F. Malbet, 91460T
- Hoang, T. 2020, *Galaxies*, 8, 52
- Hodapp, K.-W., MacQueen, R. M., & Hall, D. N. B. 1992, *Nature*, 355, 707
- Holland, W. S., Greaves, J. S., Zuckerman, B., et al. 1998, *Nature*, 392, 788
- Hughes, A. M., Duchene, G., & Matthews, B. 2018, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 56, 541, arXiv :1802.04313 [astro-ph]
- Ibáñez-Mejía, J. C., Walch, S., Ivlev, A. V., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485, 1220
- Ioannidis, J. P. A. 2005, *PLOS Medicine*, 2, null
- Ipatov, S. I., Kutyrev, A. S., Madsen, G. J., et al. 2008, *Icarus*, 194, 769, arXiv :0711.3494 [astro-ph]
- Ishiguro, M., Jewitt, D., Hanayama, H., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 787, 55
- Ishimoto, H. 2000, *A&A*, 362, 1158
- Johansen, A., Blum, J., Tanaka, H., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 547–570
- Jokipii, J. R. & Thomas, B. 1981, *ApJ*, 243, 1115
- Kato, M. T., Fujimoto, M., & Ida, S. 2012, *The Astrophysical Journal*, 747, 11, arXiv :1112.5264 [astro-ph]
- Kelsall, T., Weiland, J., Franz, B., et al. 1998, *The Astrophysical Journal*, 508, 44
- Kennedy, G. M. & Piette, A. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449, 2304
- Kennedy, G. M. & Wyatt, M. C. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433, 2334, arXiv :1305.6607 [astro-ph]

- Kimura, H. 2016, *MNRAS*, 459, 2751
- Kimura, H., Ishimoto, H., & Mukai, T. 1997, *A&A*, 326, 263
- Kimura, H., Kunitomo, M., Suzuki, T. K., et al. 2020, *Planet. Space Sci.*, 183, 104581
- Kimura, H. & Mann, I. 1998a, *Earth, Planets and Space*, 50, 493
- Kimura, H. & Mann, I. 1998b, *ApJ*, 499, 454
- Kirchschlager, F. & Bertrang, G. H.-M. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 638, A116
- Kirchschlager, F., Ertel, S., Wolf, S., Matter, A., & Krivov, A. V. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, 499, L47, arXiv :2009.02334 [astro-ph]
- Kirchschlager, F., Wolf, S., Krivov, A. V., Mutschke, H., & Brunngräber, R. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, stx202, arXiv :1701.07271 [astro-ph]
- Kobayashi, H., Kimura, H., Watanabe, S.-i., Yamamoto, T., & Mueller, S. 2011, *Earth, Planets and Space*, 63, 1067, arXiv :1104.5627 [astro-ph]
- Kobayashi, H., Watanabe, S.-i., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2009, *Icarus*, 201, 395
- Kofman, W., Herique, A., Barbin, Y., et al. 2015, *Science*, 349, 2.639
- Kollath, R. 1956, *Handbuch der Physik*, 4, 232
- Kondo, T., Ishihara, D., Kaneda, H., et al. 2016, *The Astronomical Journal*, 151, 71
- Koutchmy, S. & Lamy, P. L. 1985, in *IAU Colloq. 85 : Properties and Interactions of Interplanetary Dust*, ed. R. H. Giese & P. Lamy, 63
- Kral, Q., Matrà, L., Wyatt, M. C., & Kennedy, G. M. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, 521
- Kral, Q., Wyatt, M., Carswell, R. F., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461, 845
- Krivov, A., Kimura, H., & Mann, I. 1998, *Icarus*, 134, 311
- Krivov, A. V., Löhne, T., & Sremčević, M. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 455, 509
- Krivov, A. V., Müller, S., Löhne, T., & Mutschke, H. 2008, *The Astrophysical Journal*, 687, 608
- Lamy, P. L. 1974, *A&A*, 35, 197
- Lamy, P. L., Gilardy, H., & Llebaria, A. 2022, *Space Sci. Rev.*, 218, 53
- Lasue, J., Levasseur-Regourd, A. C., Fray, N., & Cottin, H. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 473, 641
- Laugier, R., Defrère, D., Courtney-Barrer, B., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv :2211.09548
- Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 539, A17

- Lebreton, J., Beichman, C., Bryden, G., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 817, 165
- Lebreton, J., van Lieshout, R., Augereau, J. C., et al. 2013, *A&A*, 555, A146
- Leinert, C., Bowyer, S., Haikala, L. K., et al. 1998, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 127, 1
- Leinert, C., Link, H., Pitz, E., & Giese, R. H. 1976, *A&A*, 47, 221
- Leinert, C., Richter, I., Pitz, E., & Planck, B. 1981, *A&A*, 103, 177
- Lieman-Sifry, J., Hughes, A. M., Carpenter, J. M., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 828, 25, arXiv :1606.07068 [astro-ph]
- Liou, J. C., Dermott, S. F., & Xu, Y. L. 1995, *Planet. Space Sci.*, 43, 717
- Lisse, C. M., Wyatt, M. C., Chen, C. H., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 747, 93
- Love, S. G. & Brownlee, D. E. 1993, *Science*, 262, 550
- Ma, Q., Matthews, L. S., Land, V., & Hyde, T. W. 2013, *ApJ*, 763, 77
- Mann, I., Grün, E., & Wilck, M. 1996, *Icarus*, 120, 399
- Mann, I., Kimura, H., Biesecker, D. A., et al. 2004, *Space Sci. Rev.*, 110, 269
- Mann, I., Meyer, N., & Czechowski, A. 2012, *Nanodust in the Solar System : Discoveries and Interpretations* (Springer)
- Mann, I., Meyer-Vernet, N., & Czechowski, A. 2014, *Phys. Rep.*, 536, 1
- Mannel, T., Bentley, M. S., Boakes, P. D., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 630, A26
- Mannel, T., Bentley, M. S., Schmied, R., et al. 2016, *MNRAS*, 462, S304
- Marino, S., Bonsor, A., Wyatt, M. C., & Kral, Q. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 479, 1651
- Marino, S., Flock, M., Henning, T., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 492, 4409, arXiv :2001.10543 [astro-ph]
- Marino, S., Matra, L., Stark, C., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 460, 2933, arXiv :1605.05331 [astro-ph]
- Marshall, J. P., Cotton, D. V., Bott, K., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 825, 124
- Marshall, J. P., Maddison, S. T., Thilliez, E., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468, 2719
- Matrà, L., Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464, 1415, arXiv :1609.06718 [astro-ph]
- Matthews, B. C., Krivov, A. V., Wyatt, M. C., Bryden, G., & Eiroa, C. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 521–544
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355

- Mennesson, B., Kennedy, G., Ertel, S., et al. 2019, *Bulletin of the AAS*, 51, <https://baas.aas.org/pub/2020n3i324>
- Mennesson, B. & Mariotti, J. M. 1997, *Icarus*, 128, 202
- Mennesson, B., Millan-Gabet, R., Serabyn, E., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 797, 119
- Mennesson, B., Serabyn, E., Hanot, C., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 736, 14
- Meyer-Vernet, N. 1982, *A&A*, 105, 98
- Meyer-Vernet, N., Mann, I., Le Chat, G., et al. 2015, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 57, 014015
- Mie, G. 1908, *Annalen der Physik*, 330, 377
- Milli, J., Vigan, A., Mouillet, D., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 599, A108
- Misra, S., Mishra, S. K., & Sodha, M. S. 2013, *Physics of Plasmas*, 20, 013702
- Mittal, T., Chen, C. H., Jang-Condell, H., et al. 2015, *ApJ*, 798, 87
- Mizutani, K., Maihara, T., Hiromoto, N., & Takami, H. 1984, *Nature*, 312, 134
- Montesinos, B., Eiroa, C., Krivov, A. V., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 593, A51
- Morfill, G. E., Gruen, E., & Johnson, T. V. 1980, *Planet. Space Sci.*, 28, 1087
- Morgan, H. & Habbal, S. R. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 471, L47
- Mukai, T. 1981, *A&A*, 99, 1
- Mukai, T., Ishimoto, H., Kozasa, T., Blum, J., & Greenberg, J. M. 1992, *A&A*, 262, 315
- Mukai, T. & Yamamoto, T. 1979, *PASJ*, 31, 585
- Mukai, T., Yamamoto, T., Hasegawa, H., Fujiwara, A., & Koike, C. 1974, *PASJ*, 26, 445
- Müller, T. G., Ďurech, J., Ishiguro, M., et al. 2017, *A&A*, 599, A103
- Nakamura, E., Makishima, A., Moriguti, T., et al. 2012, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109
- Napier, W. M. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 321, 463
- Nesvorny, D., Bottke, W. F., Levison, H. F., & Dones, L. 2003, *The Astrophysical Journal*, 591, 486
- Nesvorny, D., Jenniskens, P., Levison, H. F., Bottke, W. F., & Vokrouhlicky, D. 2010, *The Astrophysical Journal*, 713, 816, arXiv :0909.4322 [astro-ph]
- Núñez, P. D., Scott, N. J., Mennesson, B., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 608, A113
- Němeček, Z., Pavlů, J., Richterová, I., Šafránková, J., & Vaverka, J. 2018, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1925, *Diverse World of Dusty Plasmas*, 020002

- Olofsson, J., Juhasz, A., Henning, T., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 542, A90, arXiv :1204.2374 [astro-ph]
- Olofsson, J., Milli, J., Bayo, A., Henning, T., & Engler, N. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 640, A12
- Olofsson, J., Milli, J., Thébault, P., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 630, A142, arXiv :1908.10378 [astro-ph]
- Olofsson, J., Samland, M., Avenhaus, H., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 591, A108
- Parker, E. N. 1958, *ApJ*, 128, 664
- Pashler, H. & Wagenmakers, E. 2012, *Perspectives on Psychological Science*, 7, 528, pMID : 26168108
- Pätzold, M., Andert, T., Hahn, M., et al. 2016, *Nature*, 530, 63
- Pawellek, N. & Krivov, A. V. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454, 3207
- Pearce, T. D., Kirchsclager, F., Rouillé, G., et al. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 517, 1436, arXiv :2209.11219 [astro-ph]
- Pearce, T. D., Krivov, A. V., & Booth, M. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498, 2798, arXiv :2008.07505 [astro-ph]
- Pedersen, A. & Gómez de Castro, A. I. 2011, *ApJ*, 740, 77
- Plets, H. & Vynckier, C. 1999, *A&A*, 343, 496
- Poppe, T., Blum, J., & Henning, T. 2000, *The Astrophysical Journal*, 533, 454
- Ragot, B. R. & Kahler, S. W. 2003, *The Astrophysical Journal*, 594, 1049
- Raymond, S. N., Armitage, P. J., Moro-Martín, A., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 530, A62
- Raymond, S. N., Quinn, T., & Lunine, J. I. 2005, *The Astrophysical Journal*, 632, 670, arXiv :astro-ph/0507004
- Reach, W. T. 1988, *The Astrophysical Journal*, 335, 468
- Reach, W. T., Abergel, A., Boulanger, F., Cesarsky, D., & Metcalfe, L. 1996
- Rebollido, I., Eiroa, C., Montesinos, B., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 614, A3, arXiv :1801.07951 [astro-ph]
- Recipes, N. 2007, *Numerical Recipes 3rd Edition : The Art of Scientific Computing*, 3rd edn. (Cambridge University Press)
- Rein, H. & Spiegel, D. S. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446, 1424
- Renard, J. B., Levasseur-Regourd, A. C., & Dumont, R. 1995, *A&A*, 304, 602
- Richterova, I., Nemecek, Z., Safrankova, J., & Pavlu, J. 2004, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 32, 617

- Rieke, G. H., Gáspár, A., & Ballering, N. P. 2016, *ApJ*, 816, 50
- Rieke, G. H., Wright, G. S., Böker, T., et al. 2015, *PASP*, 127, 584
- Rigley, J. K. & Wyatt, M. C. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 497, 1143, arXiv :2007.01313 [astro-ph]
- Rigley, J. K. & Wyatt, M. C. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 510, 834, arXiv :2111.14860 [astro-ph]
- Roberge, A., Chen, C. H., Millan-Gabet, R., et al. 2012, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 124, 799
- Roberge, A., Feldman, P. D., Lagrange, A. M., et al. 2000, *The Astrophysical Journal*, 538, 904, arXiv :astro-ph/0003446
- Robertson, H. P. & Russell, H. N. 1937, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 97, 423
- Schneider, G., Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Debes, J. H., & Smith, B. A. 2009, *AJ*, 137, 53
- Sezestre, É., Augereau, J. C., & Thébault, P. 2019, *A&A*, 626, A2
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Smith, E. J. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 15819
- Sodha, M. S. 1961, *Journal of Applied Physics*, 32, 2059
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, arXiv e-prints, arXiv :1503.03757
- Spergel, D., Gehrels, N., Breckinridge, J., et al. 2013, arXiv e-prints, arXiv :1305.5425
- Stamm, J., Czechowski, A., Mann, I., Baumann, C., & Myrvang, M. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 626, A107
- Stark, C. C., Roberge, A., Mandell, A., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 808, 149
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *The Astronomical Journal*, 97, 1451
- Su, K. Y. L. & Rieke, G. H. 2013, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 8, 318, arXiv :1307.1735 [astro-ph]
- Tazaki, R., Tanaka, H., Muto, T., Kataoka, A., & Okuzumi, S. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485, 4951
- Telesco, C. M., Pina, R. K., Hanna, K. T., et al. 1998, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 3354, *Infrared Astronomical Instrumentation*, ed. A. M. Fowler, 534–544
- Thebault, P. & Augereau, J.-C. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 472, 169, arXiv :0706.0344 [astro-ph]
- Thebault, P., Augereau, J.-C., & Beust, H. 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 408, 775, arXiv :astro-ph/0307167
- Thébault, P. & Beust, H. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 376, 621

- Tsuchiyama, A., Uesugi, M., Matsushima, T., et al. 2011, *Meteoritics and Planetary Science Supplement*, 74, 5243
- van Dishoeck, E. F. & Black, J. H. 1988, *ApJ*, 334, 771
- van Lieshout, R., Dominik, C., Kama, M., & Min, M. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 571, A51
- Vitense, C., Krivov, A. V., Kobayashi, H., & Löhne, T. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 540, A30, arXiv :1202.2257 [astro-ph]
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 1490
- Whipple, F. L. 1967, *SAO Special Report*, 239, 1
- Wilcox, J. M. & Ness, N. F. 1965, *J. Geophys. Res.*, 70, 5793
- Williams, J. P. & Cieza, L. A. 2011, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 67, arXiv :1103.0556 [astro-ph]
- Williams, J. P., Najita, J., Liu, M. C., et al. 2004, *The Astrophysical Journal*, 604, 414
- Wilson, L. B., I., Stevens, M. L., Kasper, J. C., et al. 2018, in *AGU Fall Meeting Abstracts*, Vol. 2018, SH51E–2904
- Wurz, P. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 11, *The Dynamic Sun : Challenges for Theory and Observations*, ed. D. Danesy, S. Poedts, A. de Groof, & J. Andries, 44.1
- Wyatt, M. C. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 433, 1007
- Wyatt, M. C., Dermott, S. F., Telesco, C. M., et al. 1999, *The Astrophysical Journal*, 527, 918
- Wyatt, M. C., Panic, O., Kennedy, G. M., & Matra, L. 2015, *Astrophysics and Space Science*, 357, 103, arXiv :1412.5598 [astro-ph]
- Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 658, 569
- Wyatt, S. P. 1969, *Planet. Space Sci.*, 17, 155
- Yang, H. & Ishiguro, M. 2015, *The Astrophysical Journal*, 813, 87
- Youdin, A. N. & Goodman, J. 2005, *ApJ*, 620, 459