



HAL
open science

Les poussières et petits corps des systèmes planétaires extrasolaires

Elie Sezestre

► **To cite this version:**

Elie Sezestre. Les poussières et petits corps des systèmes planétaires extrasolaires. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAY022 . tel-02356530

HAL Id: tel-02356530

<https://theses.hal.science/tel-02356530>

Submitted on 8 Nov 2019

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 LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Elie SEZESTRE

Thèse dirigée par **Jean-Charles AUGEREAU**, UGA

préparée au sein du **Laboratoire Institut de Planetologie et
d'Astrophysique de Grenoble**
dans l'**École Doctorale Physique**

Les poussières et petits corps des systèmes planétaires extrasolaires

Dust and small bodies in extrasolar planetary systems

Thèse soutenue publiquement le **25 mars 2019**,
devant le jury composé de :

Madame AKI ROBERGE

ASTROPHYSICIENNE, NASA - ETATS-UNIS, Rapporteur

Monsieur SEAN RAYMOND

CHARGE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION AQUITAINE,
Rapporteur

Monsieur DAVID MOUILLET

ASTRONOME, OBSERVATOIRE SCIENCES UNIVERS - GRENOBLE,
Président

Monsieur HERVE BEUST

ASTRONOME, OBSERVATOIRE SCIENCES UNIVERS - GRENOBLE,
Examineur



Remerciements

Ainsi donc l'heure est venue des remerciements, qui est aussi l'heure du bilan qui se retrouve par une convention de mise en page étrangement avant le corps du propos. Malheureusement, je n'ai jamais été très doué pour conclure.

On a tous l'imprudence de mettre trop de soi dans sa thèse, et c'est certainement le cas dans la mienne (au moins dans ces remerciements). Il n'en reste pas moins que 3 (4?) années d'une vie, ce n'est pas négligeable, et que la thèse est un parcours qui marque notre façon d'être et de penser. De la même manière, les rencontres que l'on fait durant cette période sont marquantes. J'ai cotoyé des personnes formidables durant ma thèse. Il est temps de leur rendre hommage.

Avant toute chose, et surtout avant de mystérieusement oublier, je tiens à remercier ma chérie, qui m'a soutenu pendant toute cette rédaction et avant, qui m'a compris, qui a su prendre soin de moi et qui m'a supporté.

Je tiens bien évidemment à remercier Jean-Charles, qui m'a tant appris pendant cette thèse. En me traitant d'égal à égal, il m'a appris à devenir un chercheur à part entière et a forger mon expertise du domaine en gardant toujours un esprit critique sur mon travail.

Un gros merci à mes parents, et à mes frères, qui sont toujours là pour moi et qui croient toujours plus que moi en mes chances de réussite, et qui me soutiennent toujours dans ce que j'entreprends. Un merci aussi pour les parents de Justine qui sont venus nous soutenir pour les derniers jours.

Pour les ex et actuels doctorants de l'IPAG, un gros merci. L'ambiance au labo est vraiment formidable, entre les blagues, les bars et les soirées flims. Je vais également remercier les lecteurs de *Trolloscoop* au nom du comité de rédaction que je connais bien. Une création ne peut voir le jour sans public, et c'est sans aucun doute le plaisir de voir les gens rire qui a permis qu'autant de numéros soient écrits. Je tiens tout particulièrement à remercier les potes qui m'ont accueilli pendant le stage, et qui ont continué en thèse après. Un gros merci aussi aux ex-doctorants, dans toute leur diversité de cheminement et de façon d'être, qui nous montrent que peu importe ce que l'on fait, l'enseignement important est qui on est.

Je voulais également remercier tous les gens de l'IPAG et l'équipe exoplanètes en particulier (avec un accent et un -s), qui ont rendu ma thèse possible et qui ont su me fournir des avis éclairés sur mon travail.

Toujours fidèles au poste, les amis de prépa, merci à vous tous. Ça fait très chaud au cœur d'avoir des amis sur qui on peut compter et qu'on garde au cours du temps. Surtout, ne changez rien, vous êtes parfaits.

Un merci tout particulier pour Marc-Antoine, je suis fier de pouvoir partager avec toi le grade de docteur. Tu es sans doute la personne la plus méritante que je connaisse et j'admire ton courage. Je te souhaite beaucoup de succès dans tes projets futurs, de toute nature.

Voilà, il est maintenant vraiment temps de conclure. J'ai aimé cette thèse. Maintenant vous l'avez entre les mains.

Bonne lecture.

Table des matières

| | |
|--|------------|
| Remerciements | iii |
| Table des figures | vii |
| Constantes physiques | ix |
| Liste des symboles | xi |
| 1 Introduction | 1 |
| 1.1 Formation et évolution des petits corps | 1 |
| 1.1.1 Formation des systèmes planétaires | 1 |
| 1.1.2 La localisation dans les systèmes planétaires | 3 |
| 1.1.3 Quelques cas particuliers | 5 |
| 1.1.4 Des "débris" toujours actifs | 7 |
| 1.1.5 Fin des systèmes planétaires | 8 |
| 1.2 Observations | 8 |
| 1.2.1 Excès infrarouge | 8 |
| 1.2.2 Imagerie directe | 10 |
| 1.2.3 Interférométrie proche-infrarouge | 13 |
| 1.3 Propriétés et dynamique de la poussière | 15 |
| 1.3.1 Propriétés physiques des grains | 16 |
| Composition des grains | 16 |
| Taille des poussières | 17 |
| 1.3.2 L'érosion collisionnelle | 18 |
| 1.3.3 Les forces agissant sur les grains | 19 |
| La gravitation | 19 |
| La pression de radiation | 21 |
| La pression du vent stellaire | 22 |
| La force de Lorentz | 24 |
| Le DDE (Differential Doppler Effect) | 24 |
| 1.4 Méthodologie | 25 |
| 2 Les structures mouvantes du disque de débris d'AU Mic | 27 |
| 2.1 Introduction | 27 |
| 2.1.1 Contexte observationnel | 27 |
| 2.1.2 Propriétés du disque | 30 |
| 2.1.3 Les arches mouvantes | 31 |
| 2.2 Description du modèle | 33 |
| 2.2.1 Cadre général | 33 |
| 2.2.2 Structure du code | 34 |
| 2.3 Résultats du modèle | 34 |
| 2.4 Mise à jour du modèle | 53 |
| 2.4.1 Les structures sud-est | 53 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.4.2 | Les structures nord-ouest | 53 |
| 2.4.3 | Contraintes dynamiques | 55 |
| 2.4.4 | Une origine commune ? | 56 |
| 2.5 | Vers un modèle global | 58 |
| 2.5.1 | Comparaison avec CHIANG et FUNG, 2017 | 58 |
| 2.5.2 | Pistes d'amélioration | 61 |
| 2.6 | Conclusions | 62 |
| 3 | Simulation du comportement dynamique des exozodis | 65 |
| 3.1 | Contexte | 65 |
| 3.1.1 | Fréquence de détection et structure des exozodis | 65 |
| 3.1.2 | Le cas PR-drag | 69 |
| 3.1.3 | Le cas cométaire | 71 |
| 3.1.4 | Les collisions géantes | 72 |
| 3.2 | Le modèle numérique | 73 |
| 3.2.1 | Les modèles physiques utilisés | 73 |
| | Propriétés optiques et théorie de Mie | 73 |
| | Température et sublimation | 74 |
| 3.2.2 | La structure du code | 75 |
| | La partie dynamique | 75 |
| | Les échelles de temps | 77 |
| | Le disque global et le lien avec les observations | 79 |
| 3.3 | Résultats du modèle | 79 |
| 3.4 | Améliorations | 101 |
| 3.5 | Conclusions | 102 |
| 4 | Prospective sur le champ magnétique dans les disques de débris | 103 |
| 4.1 | Force de Lorentz et topologie magnétique | 103 |
| 4.2 | AU Mic | 106 |
| 4.2.1 | Cas simple | 106 |
| 4.2.2 | Ordres de grandeur | 106 |
| 4.2.3 | β et champ magnétique | 110 |
| 4.2.4 | Ajustement de chaque arche | 112 |
| 4.2.5 | Conclusions | 114 |
| 4.3 | Exozodis | 115 |
| 4.3.1 | Approximation centre-guide | 115 |
| 4.3.2 | Comportement des grains piégés | 116 |
| 4.3.3 | Conclusions | 118 |
| 4.4 | Perspectives de recherche | 119 |
| 5 | Conclusions et perspectives | 121 |
| 5.1 | Conclusions | 121 |
| 5.1.1 | AU Mic | 121 |
| 5.1.2 | Exozodis | 122 |
| 5.1.3 | Démarche générale | 122 |
| 5.2 | Perspectives | 123 |
| 5.2.1 | À court terme | 123 |
| 5.2.2 | Contexte observationnel | 124 |
| 5.2.3 | Projets à plus long terme | 125 |
| | Bibliographie | 129 |

Table des figures

| | | |
|------|---|-----|
| 1.1 | Énergie de cohésion et distribution de taille des grains | 2 |
| 1.2 | Structure générale des disques de débris | 4 |
| 1.3 | Température d'équilibre d'un grain | 5 |
| 1.4 | SED d'un disque de débris | 9 |
| 1.5 | Coefficient de diffusion | 10 |
| 1.6 | Fomalhaut à différentes longueurs d'onde | 11 |
| 1.7 | Histogramme du nombre de disques résolus | 12 |
| 1.8 | Images de disque de débris | 13 |
| 1.9 | Détection par interférométrie infrarouge | 14 |
| 1.10 | Taux d'occurrence des exozodis | 15 |
| 1.11 | Contraintes dynamiques d'un disque de débris sur une planète | 20 |
| 1.12 | Paramètre β_{pr} pour différents types stellaires | 21 |
| 1.13 | Comparaison de β_{pr} et β_{sw} dans le cas solaire | 23 |
| 1.14 | Schéma de principe du DDE | 24 |
| 2.1 | SED et luminosité du disque d'AU Mic | 28 |
| 2.2 | Images d'AU Mic | 29 |
| 2.3 | Mise en évidence des inhomogénéités | 30 |
| 2.4 | Les arches d'AU Mic | 31 |
| 2.5 | Position et vitesse des structures | 32 |
| 2.6 | Suivi temporel des structures sud-est | 54 |
| 2.7 | Ajustement de l'élévation | 55 |
| 2.8 | Position des structures au cours du temps | 56 |
| 2.9 | Structures NW avec IFS | 57 |
| 2.10 | Ajustement des positions avec les structures NW | 59 |
| 2.11 | Ajustement des positions des structures NW seules | 60 |
| 2.12 | Schéma des deux ceintures | 60 |
| 2.13 | Images de la poussière | 61 |
| 3.1 | Taux de détection d'exozodis en fonction du type spectral et de l'âge | 66 |
| 3.2 | Taux de détection en fonction d'un excès infrarouge lointain | 67 |
| 3.3 | Modélisation d'exozodis | 68 |
| 3.4 | Étapes et temps typiques pour le pile-up | 69 |
| 3.5 | Profondeur optique et niveau d'excès des exozodis | 70 |
| 3.6 | Taux de comètes injectées dans le système interne | 71 |
| 3.7 | Structure du code dynamique. | 76 |
| 4.1 | Spirale de Parker et jupe de ballerine | 104 |
| 4.2 | Structure à grande échelle de la nappe de courant | 107 |
| 4.3 | Schéma des arches magnétiques | 108 |
| 4.4 | Arches obtenues numériquement | 110 |
| 4.5 | Schéma du modèle complet | 111 |
| 4.6 | Élévation au cours du temps pour les meilleures trajectoires | 112 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.7 | Probabilités marginalisées pour le modèle global | 113 |
| 4.8 | Probabilités marginalisées pour chaque arche indépendamment | 114 |
| 4.9 | Piégeage magnétique de CZECHOWSKI et MANN, 2010 | 117 |
| 4.10 | Piégeage magnétique de RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING, 2016 | 118 |
| 5.1 | Statistique des détections de gaz dans les disques de débris | 123 |
| 5.2 | Planning et performances des futurs instruments | 124 |
| 5.3 | Sous-structures observées dans les disques de débris | 125 |
| 5.4 | Bandes spectrales des futurs interféromètres | 126 |
| 5.5 | Structure des disques de débris | 127 |

Constantes physiques

| | |
|--|--|
| Vitesse de la lumière dans le vide | $c = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ (exact) |
| Année | $\text{yr} = 3.155\,76 \times 10^7 \text{ s}$ |
| Milliarcseconde | $\text{mas} = \frac{10^{-3}}{3600} \text{ rad}$ |
| Unité astronomique | $\text{UA} = 1.495\,978\,707\,00 \times 10^{11} \text{ m}$ |
| Parsec | $\text{pc} = 3.0857 \times 10^{16} \text{ m}$ |
| Gauss | $G = 10^{-4} \text{ T}$ |
| Jansky | $\text{Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ |
| Constante de Boltzmann | $k_B = 1.380\,648\,52 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ |
| Constante gravitationnelle universelle | $G = 6.674\,28 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ |
| Unité de masse atomique unifiée | $m_u = 1.660\,538\,921 \times 10^{-27} \text{ kg}$ |
| Charge élémentaire | $e_0 = 1.602\,176\,620\,8 \times 10^{-19} \text{ C}$ |
| Rayon moyen du Soleil | $R_\odot = 6.963\,42 \times 10^8 \text{ m}$ |
| Masse du Soleil | $M_\odot = 1.9891 \times 10^{30} \text{ kg}$ |
| Masse de Jupiter | $M_{\text{Jup}} = 1.8991 \times 10^{27} \text{ kg}$ |
| Masse de la Terre | $M_\oplus = 5.972\,19 \times 10^{24} \text{ kg}$ |

Liste des symboles

| | | |
|---|---|----------------------------------|
| a | demi-grand axe | m |
| d_* | distance stellaire | pc |
| e | excentricité | — |
| f | rapport de flux | — |
| m | masse d'un grain | kg |
| q | charge d'un grain | C |
| r | distance à l'étoile | m |
| \dot{r} | vitesse radiale | m s^{-1} |
| r_L | rayon de Larmor | m |
| s | rayon d'un grain | m |
| s_{blow} | taille d'expulsion du système | m |
| v | vitesse | m s^{-1} |
| v_k | vitesse képlérienne | m s^{-1} |
| v_{sw} | vitesse du vent stellaire | m s^{-1} |
| F_ν | densité spectrale d'énergie | Jy |
| L_* | luminosité stellaire | W |
| M_* | masse de l'étoile | kg |
| \dot{M}_* | perte de masse stellaire | kg s^{-1} |
| P | pression | Pa |
| R_* | rayon stellaire | m |
| T | température | K |
| T_{eff} | température effective | K |
| U | énergie interne | J |
| V | visibilité | — |
| \vec{v}_{\parallel} | vitesse parallèle au champ magnétique | m s^{-1} |
| \vec{v}_{\perp} | vitesse orthogonale au champ magnétique | m s^{-1} |
| \vec{v}_d | vitesse de dérive | m s^{-1} |
| \vec{B} | champ magnétique | $\text{kg s}^{-2} \text{A}^{-1}$ |
| \vec{E} | champ électrique | NC^{-1} |
| \vec{F}_{grav} | force gravitationnelle | N |
| \vec{F}_{PR} | force de Poynting-Robertson | N |
| \vec{F}_{SW} | force de pression du vent stellaire | N |
| \vec{F}_{Lor} | force de Lorentz | N |
| \vec{F}_{DDE} | force DDE | N |
| $(\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_\theta)$ | référentiel polaire direct | — |

| | | |
|---------------------|-----------------------------------|---------------------|
| β_{pr} | coefficient de pression radiative | — |
| β_{sw} | coefficient de pression du vent | — |
| δ | fonction signe | — |
| θ | latitude | rad |
| λ | longueur d'onde | m |
| μ | masse moléculaire moyenne | — |
| ρ | masse volumique | kg m^{-3} |
| σ | section efficace | m^2 |
| Σ | densité surfacique | m^{-2} |
| τ_{geo} | profondeur optique géométrique | — |
| ϕ | longitude | rad |
| ω | vitesse angulaire orbitale | rad s^{-1} |
| ω_{\star} | vitesse angulaire de l'étoile | rad s^{-1} |
| Ω | angle apparent | sr |

Chapitre 1

Introduction

Avant d'aborder les travaux que j'ai effectués durant ma thèse, je vais revenir sur la formation des objets qui vont nous intéresser, à savoir les systèmes planétaires extrasolaires, sur les méthodes de détection mises en place pour les observer et sur nos connaissances théoriques à leurs sujets.

1.1 Formation et évolution des petits corps

Un système planétaire est hiérarchisé. Proche du centre de masse, on trouve la ou les étoiles centrales, qui vont dominer la dynamique de tous les autres objets du système. Par ordre de taille décroissante, on peut citer les planètes (de 10^8 m à 10^6 m); les astéroïdes et les comètes (de 10^6 m à 10^0 m); et enfin les poussières (de 10^{-3} m à 10^{-9} m, JOHANSEN et al., 2014). En s'éloignant du centre de masse, les planètes influent fortement la dynamique des astéroïdes et des comètes, comme dans le cas des Troyens de Jupiter. Ce sont ces corps plus petits, en particulier leur dynamique ainsi que celle des poussières qu'ils vont produire, qui vont nous intéresser dans cette thèse.

1.1.1 Formation des systèmes planétaires

La hiérarchie de masse se retrouve dans les processus de formation, qui nous sont de mieux en mieux connus grâce à l'étude des cœurs préstellaires et des disques protoplanétaires. Après l'effondrement du cœur préstellaire, le gaz et la poussière environnants s'organisent en disque autour de la protoétoile (WILLIAMS et CIEZA, 2011). Au sein de ce disque, pourraient également exister des proto-planètes gazeuses formées par effondrement gravitationnel au même moment que l'étoile (BOSS, 1997). Les processus de formation de planètes telluriques et de cœurs planétaires sont supposés avoir lieu pendant cette phase, d'où le nom de **disques protoplanétaires** donné à ces objets. Initialement, seuls les corps plus petits que le micromètre sont supposés exister (JOHANSEN et al., 2014). Il existe donc un mécanisme de croissance de ces poussières, jusqu'à former des corps kilométriques et au-delà.

Les poussières vont évoluer par collisions (BLUM, 2018). Le résultat de ces collisions dépend fortement de la taille des grains impliqués, de leur composition et de leur vitesse relative. Par exemple, des monomères silicatés de $15 \mu\text{m}$ s'agglomèrent pour des vitesses relatives inférieures à 1 m.s^{-1} (POPPE, BLUM et HENNING, 2000); alors que des monomère de glace d'eau de la même taille s'agglomèrent jusqu'à environ 10 m.s^{-1} (GUNDLACH et BLUM, 2015). Pour des tailles allant du micromètre au millimètre, la croissance est possible dans toutes les régions du disque protoplanétaire (BIRNSTIEL, ORMEL et DULLEMOND, 2011). À l'intérieur de la limite des glaces, là où les volatiles ne peuvent plus être sous forme solide, les collisions deviennent beaucoup moins efficaces pour faire grossir les grains, et les poussières plus grosses

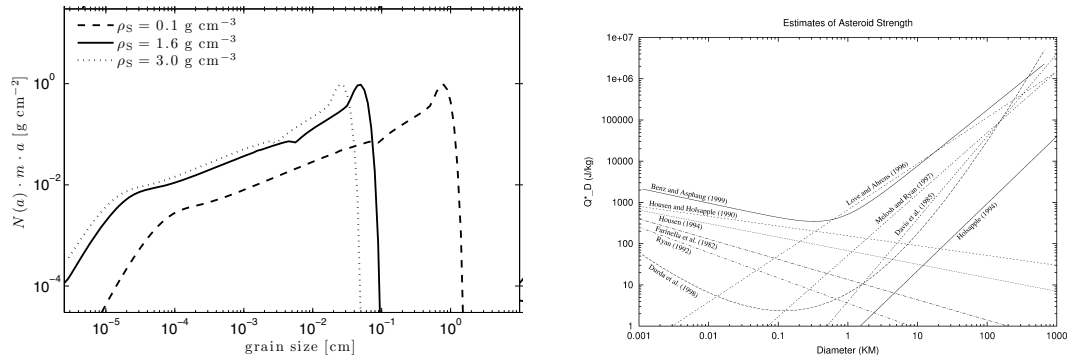


FIGURE 1.1 – **Gauche** : Distribution de masse pour des poussières formées par collision. Tiré de BIRNSTIEL, ORMEL et DULLEMOND, 2011.
Droite : Énergie destructrice pour des astéroïdes en fonction de leur taille. Le minimum d'énergie correspond à la transition entre les régimes de cohésion du matériau et de gravité. Tiré de O'BRIEN et GREENBERG, 2003.

qu'un millimètre ont plutôt tendance à rebondir les unes sur les autres (ZSOM et al., 2010). Proche de la limite des glaces, la recondensation pourrait augmenter la taille des grains (ROS et JOHANSEN, 2013). Au-delà de la limite des glaces, la majorité des collisions peut augmenter la taille des grains. Au final, une distribution de taille continue existe du micromètre au centimètre (voir le graphique gauche de la figure 1.1), avec une rupture de pente aux plus grandes tailles.

Cette rupture s'explique par une interaction entre les grains et le gaz (BIRNSTIEL, KLAHR et ERCOLANO, 2012). Le gaz étant sensible à sa propre pression, sa dynamique est différente des planètes. Dans la plupart des cas, la pression augmente vers l'intérieur du système, conduisant à un gradient de pression vers l'intérieur et donc à une force qui s'exerce vers l'extérieur. En conséquence, le gaz est en rotation sous-képlérienne autour de l'étoile. Les plus petits grains sont relativement bien couplés avec le gaz, et orbitent à la même vitesse que celui-ci. À mesure que les grains grossissent, ils acquièrent de l'inertie et sont de moins en moins couplés au gaz. Ils accélèrent donc, et ressentent un vent de vitesse par rapport au gaz. Ce vent ralentit les grains, qui spiralent vers l'intérieur du système par conservation du moment angulaire. Cet effet atteint un maximum d'efficacité autour du mètre, avec des grains dont les temps de vie, même dans les parties externes des disques, ne dépassent pas 100 000 ans (BRAUER et al., 2007). Pour contrer cet effet, des surpressions locales dans le disque pourraient concentrer spatialement les grains et laisser plus de temps pour l'augmentation de la taille. Des mécanismes de croissance de grains très poreux, accompagnés d'un compactage progressif sous l'effet de la gravité sont aussi évoqués pour la croissance au-delà du mètre (WADA et al., 2009). Enfin on peut également évoquer la concentration et l'effondrement gravitationnel dans des filaments denses, causés par l'instabilité magnéto-rotationnelle (KATO, FUJIMOTO et IDA, 2012).

Ces mécanismes sont supposés donner naissance aux **planétésimaux**, des corps stables auto-gravitants. Leur taille minimale est autour de 10^2 - 10^3 m (BENZ, 2000). Au-delà de cette taille, les processus de cohésion au sein des grains changent pour progressivement passer d'une stabilité liée à la force de cohésion interne à un confinement gravitationnel lorsque les corps deviennent très massifs. Ce changement de régime s'accompagne d'un minimum de stabilité pour les grains, situé autour d'une centaine de mètres qui est visible sur la portion droite de la figure 1.1. La position

de cette limite dépend de la composition des grains, mais elle est observée pour tous les types de matériaux. Dans le cas de la ceinture d'astéroïdes, on peut estimer une vitesse de collision typique de nos jours, et donc un niveau d'énergie aux alentours de 10^5 J/kg. D'après la figure 1.1, les astéroïdes dans la gamme 10^0 - 10^5 m sont donc voués à se désintégrer. Certains mécanismes permettent cependant d'expliquer la croissance des corps solides au-delà de cette limite dans des configurations particulières. Différents processus d'accrétion des poussières et des petits corps sur les planétésimaux leur permettent de continuer à grossir (focalisation gravitationnelle, accrétion, ...) jusqu'à former des embryons planétaires isolés. Ces processus conduisent à la formation des planètes telluriques, dans une échelle de temps de 100 millions d'années (RAYMOND, QUINN et LUNINE, 2005). Des planètes géantes se forment également à partir des planétésimaux, en accrétant le gaz environnant après la phase de croissance du cœur solide (POLLACK et al., 1996), mais sur des échelles de temps plus courtes, entre 1 et 10 millions d'années. Cette formation rapide des planètes géantes peut empêcher des planètes telluriques de grossir, et aider à conserver une population de planétésimaux à la fin de la formation planétaire, qui sera la source des ceintures qui vont nous intéresser. Un exemple est donné dans le système solaire, avec le cas de Jupiter qui aurait freiné la croissance de Mars, et contribué à former la ceinture d'astéroïdes (WALSH et al., 2011).

Les disques protoplanétaires sont supposés évoluer en disques de transition, une catégorie observationnelle de disques avec un excès lumineux présent dans l'infrarouge moyen et lointain, mais absent aux plus courtes longueurs d'ondes, qui peut s'expliquer par la disparition du disque interne (STROM et al., 1989). Le disque protoplanétaire disparaît progressivement, de l'intérieur vers l'extérieur, par accrétion visqueuse ou photoévaporation (ALEXANDER, CLARKE et PRINGLE, 2006a ; ALEXANDER, CLARKE et PRINGLE, 2006b). Après cette phase, le disque est donc vidé du gaz et des plus petites poussières. Les temps de survie des disques protoplanétaires sont estimés varier entre 1 et 10 millions d'années (WILLIAMS et CIEZA, 2011).

Une fois le disque protoplanétaire disparu et les planètes formées, les planétésimaux restants ainsi que les poussières forment un **disque de débris**. Ces disques ont des temps de vie très longs, et sont observés autour d'étoiles de tout âge, avec cependant une décroissance du flux avec le temps (MATTHEWS et al., 2014). La dénomination de ces disques a varié avec le temps. Au moment de leur découverte, ils étaient qualifiés "d'analogues Véga", première étoile autour de laquelle un disque a été identifié (voir section 1.2). À mesure que l'origine de ces disques s'est précisée, la nomenclature a évolué d'une notion observationnelle à une notion temporelle de "disques de seconde génération", la première génération étant les disques protoplanétaires. Ce changement s'est fait à la fin des années 90 puis le terme de disque de débris s'est imposé, traduisant à la fois que ces disques sont des résidus de la formation planétaire, et que ces disques sont réalimentés par l'érosion collisionnelle des planétésimaux (voir section 1.3.2).

1.1.2 La localisation dans les systèmes planétaires

Les planètes jeunes vont rechercher la stabilité dynamique après une phase de formation chaotique. En effet, les processus de formation planétaire efficaces n'interviennent pas forcément dans les régions de stabilité gravitationnelle sur le long terme. Une fois formée, une planète peut se déplacer dans le système, changer de demi-grand axe et d'excentricité, jusqu'à se stabiliser sur une orbite en fonction des

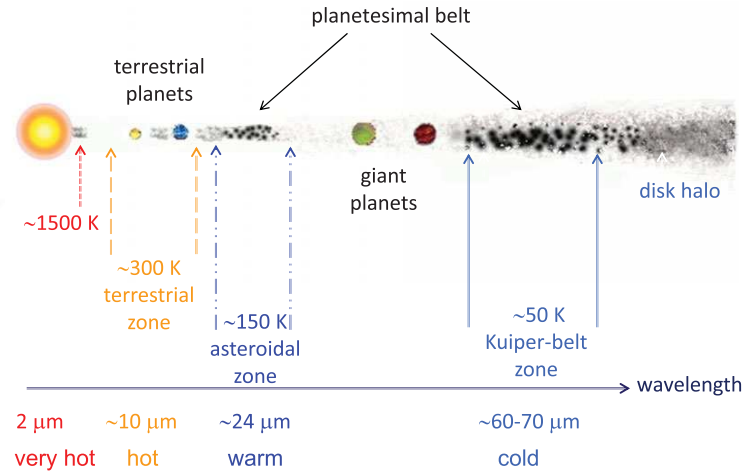


FIGURE 1.2 – Structure générale et schématique des disques de débris. Les températures des poussières, ainsi que la longueur d'onde du pic d'émission du corps noir associé sont indiquées. Figure tirée de SU et RIEKE, 2014.

autres planètes. Cette phase de réarrangement est la migration planétaire. Elle commence pendant la phase protoplanétaire pour les planètes les plus rapides à se former, et continue après la dispersion du disque.

Dans la phase protoplanétaire, la présence de gaz modifie la dynamique des planètes (KLEY et NELSON, 2012). L'interaction des proto-planètes avec le gaz environnant conduit à des migrations de type I ou II, suivant la capacité de la planète à accrêter le gaz présent sur son orbite (BARUTEAU et al., 2014). Pendant la disparition du gaz, l'équilibre dynamique de la planète change et elle peut à nouveau subir une migration. Avant la dispersion du gaz comme après, des résonances orbitales entre les planètes peuvent entraîner des migrations, souvent chaotiques. Ceci permet d'expliquer l'existence de planètes massives avec des orbites excentriques (LIN et IDA, 1997). Enfin, les planètes peuvent éjecter vers l'intérieur du système ou vers l'extérieur des planétésimaux, conduisant à un transfert de moment angulaire et donc à un changement de leur orbite. Ce processus est à l'œuvre par exemple dans le modèle de Nice (TSIGANIS et al., 2005), notamment pour expliquer la migration externe de Saturne, Uranus et Neptune, alors que Jupiter migre vers l'intérieur (scénario initialement proposé par FERNÁNDEZ et IP, 1984).

Au cours de la migration des planètes, les orbites des petits corps vont être fortement affectées. Ils vont être dispersés par les migrations des planètes géantes, et vont s'accumuler dans des zones où l'excitation dynamique due aux planètes est faible (RAYMOND et al., 2011 ; RAYMOND et al., 2012). On note ainsi une anti-corrélation entre la détection de Jupiters chauds et d'excès infrarouge (MORALES et al., 2012), l'excès infrarouge étant un marqueur de disque de débris (voir section 1.2.1). Pour qu'un disque de débris survive à la migration planétaire, il semble donc que le système doive rester relativement stable. Au final, on retrouve un système hiérarchisé, avec des petits corps qui ont traversé toutes ces étapes de formation et qui se retrouvent dans un état d'équilibre dynamique. On peut ainsi donner une architecture typique des disques de débris, présentée figure 1.2.

La position des éléments composant un disque de débris est influencée par la température, via la position de la limite des glaces et la distance de sublimation par exemple, par la dynamique du système dans son ensemble et par l'histoire de sa formation. En commençant par le plus froid et donc le plus éloigné, on trouve une

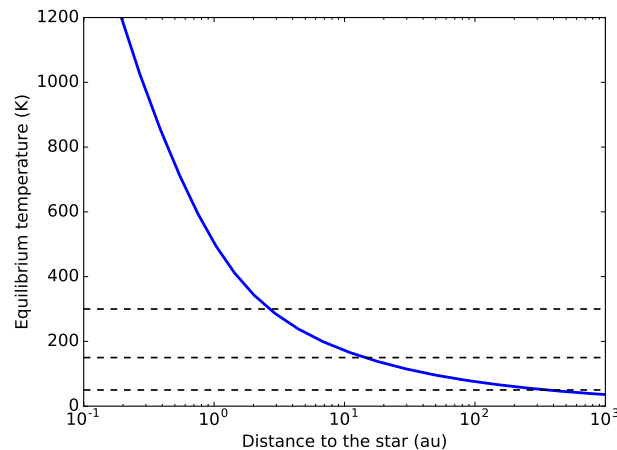


FIGURE 1.3 – Température d’équilibre d’un grain d’astrosilicate de $1 \mu\text{m}$ de diamètre, autour d’une étoile de type F0. Cette température correspond à l’équilibre entre l’absorption du flux de l’étoile et l’émission thermique. Les températures typiques de la figure 1.2 sont indiquées. La température de sublimation est à 1200 K. Cette figure a été tracée avec le code décrit au chapitre 3.

ceinture externe froide, qui a très peu interagi avec le système interne. La position du bord intérieur de cette ceinture est imposée par la zone d’influence de la planète la plus externe (PARKER et KAVELAARS, 2010). Ces poussières sont froides (température inférieure à 100 K), et émettent dans l’infrarouge lointain, vers $100 \mu\text{m}$. Les distances typiques à l’étoile sont de l’ordre de la centaine d’unités astronomiques¹, variables suivant la luminosité de l’étoile et l’histoire dynamique du système (voir figure 1.3 pour le cas d’une étoile F0). Ce sont les ceintures les mieux étudiées (voir section 1.2). À l’intérieur des orbites des géantes gazeuses, et proche de la limite des glaces, on retrouve les **ceintures internes** (BALLERING et al., 2013). Il est à noter que ces structures ne semblent pas directement correspondre à la limite des glaces. Le pic d’émission de ces structures est situé dans l’infrarouge moyen. Elles se trouvent entre quelques UA et une dizaine d’UA de leur étoile-hôte. La poussière autour de la zone habitable est, par définition, aux alentours de 300 K, ce qui correspond à un pic d’émission vers $10 \mu\text{m}$. Cette poussière est particulièrement étudiée car elle pourrait contaminer les détections d’exo-Terres. Leur distance typique est de l’ordre de l’UA. Enfin, les poussières les plus chaudes, à la limite de sublimation, sont situées très près de leur étoile (quelques dixièmes d’UA), et émettent dans le proche infrarouge, aux alentours de $2 \mu\text{m}$. Ces deux derniers éléments sont appelés **poussière exozodiacale**, ou **exozodis**, par analogie avec la poussière zodiacale du système solaire (voir également chapitre 3).

1.1.3 Quelques cas particuliers

Le progrès des différentes techniques d’observation nous permet désormais de résoudre ces composantes de disque de débris dans d’autres systèmes planétaires. Les cas les plus emblématiques que l’on peut citer sont :

1. Distance Terre-Soleil, notée UA dans la suite.

- HR 8799, un système composé de 4 géantes gazeuses (MAROIS et al., 2010), d’une ceinture interne et d’une ceinture externe (SU et al., 2009 ; WILNER et al., 2018) ;
- Fomalhaut, autour de laquelle un candidat planétaire a été détecté (KALAS et al., 2008) ainsi qu’une ceinture externe (KALAS, GRAHAM et CLAMPIN, 2005), une ceinture interne (ACKE et al., 2012) et de la poussière exozodiacale (ABSIL et al., 2009 ; MENNESSON et al., 2013) ;
- Vega, avec une ceinture interne (SU et al., 2013) et des poussières exozodiacales (ABSIL et al., 2006) ;
- ϵ Eridani, avec également une ceinture externe, une ceinture interne (BACKMAN et al., 2009) et des poussières exozodiacales (MENNESSON et al., 2014).

Mais le système le plus simple pour observer les disques de débris reste bien entendu notre propre système. La proximité des petits corps dans ce cas nous permet une bien meilleure connaissance du milieu qui nous entoure. Ces petits corps peuvent être étudiés via les météorites, les comètes, la poussière zodiacale, les impacts sur les sondes spatiales ou encore l’imagerie directe. Dans cette section, nous allons nous intéresser à quelques résultats importants pour la suite, sans chercher à faire un catalogue exhaustif de nos connaissances. Il faut garder à l’esprit que notre système n’est qu’un exemple, et même si sa structure est très proche d’un modèle commun à tous les disques de débris, des différences notables apparaissent.

La proximité des astéroïdes et des comètes nous permet d’envoyer des sondes sur place, pour une analyse beaucoup plus fine des échantillons. C’est ainsi le cas avec les missions Stardust et la comète P81/Wild2 (BROWNLEE et al., 2006) qui a permis un retour d’échantillons sur Terre ; Hayabusa et l’astéroïde Itokawa (TSUCHIYAMA et al., 2011 ; NAKAMURA et al., 2012) avec un impacteur et un retour d’échantillon ; Rosetta et la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (PÄTZOLD et al., 2016) qui a permis une étude très précise de la structure interne de la comète. Ces études ont montré une composition de la poussière au sein des comètes semblable à celle des micro-météorites sur Terre, donc de lier leur origine. La composition des comètes, leur porosité, leur densité, leur rapport de masse entre poussière et glace, ont pu être déterminés avec une grande précision. 67P/Churyumov-Gerasimenko a ainsi une structure homogène, avec une densité autour de 530 kg.m^{-3} et une porosité d’environ 73%. Nous avons donc une connaissance très étendue des matériaux qui composent notre système solaire, en revanche par ces méthodes nous n’avons pas d’informations sur l’influence du type spectral, et sommes contraints à une seule architecture de système.

À partir des observations de l’état actuel du système solaire, il est possible de produire un modèle d’évolution qui parte de la formation des planètes massives dans le disque protoplanétaire et qui arrive à reproduire son architecture de nos jours. C’est l’objectif notamment du modèle de Nice, proposé initialement en 2005 par TSIGANIS et al. Il a depuis été régulièrement revisité (MORBIDELLI et al., 2007 ; NESVORNÝ, VOKROUHLICKÝ et MORBIDELLI, 2007 ; BATYGIN et BROWN, 2010 ; LEVISON et al., 2011 ; DEIENNO et al., 2017). Ce modèle permet notamment de voir l’influence des résonances entre les planètes géantes sur la structure du système, de supposer l’existence initiale d’une cinquième géante qui aurait été expulsée au cours de la migration (NESVORNÝ et MORBIDELLI, 2012), d’expliquer les taux de cratères sur la Lune (GOMES et al., 2005) et de comprendre le destin des planétésimaux (FERNÁNDEZ et IP, 1984). Ce modèle réussit à reproduire avec une grande fidélité les observations, et donne des indices sur l’évolution possible des systèmes planétaires extrasolaires.

La proximité de la poussière zodiacale est également très utile. La distribution

de micro-météorites tombant sur la Terre, les distributions de vitesse observées par les satellites, les flux d'émission thermique, ainsi que les distributions d'éléments orbitaux des différents composants du disque de débris du système solaire ont permis à NESVORNÝ et al., 2010 de quantifier les sources qui alimentent cette poussière. Ils ont ainsi trouvé qu'environ 90% du flux provient des comètes de la famille de Jupiter, moins de 10% provient des comètes à longue période et des astéroïdes. Les comètes de type Halley et du nuage de Oort ont une contribution quasi-nulle. La poussière semble également venir d'une désintégration rapide des comètes, et non d'une érosion progressive tout le long de leurs orbites.

La grande variété des systèmes planétaires découverts incite à la prudence quand à généraliser les résultats trouvés pour le système solaire, mais les mécanismes à l'œuvre dans les disques de débris n'ont pas de raisons d'être radicalement différents d'un système à l'autre.

1.1.4 Des "débris" toujours actifs

Durant toute la vie de l'étoile sur la séquence principale, les disques de débris ne sont pas des objets inertes. Deux preuves observationnelles indiquent une activité interne des disques, sans doute causée par les collisions entre les corps les composant.

La première preuve d'activité est la détection de gaz à la même position que des poussières. Ce gaz a été détecté dans plusieurs systèmes, autour d'étoiles de tout âge. On peut ainsi citer β Pic (12 millions d'années, ROBERGE et al., 2000; MATRÀ et al., 2017b); 49 Ceti (40 millions d'années, HUGHES et al., 2008; ZUCKERMAN et SONG, 2012); Fomalhaut (400 millions d'années, MAMAJEK, 2012; MATRÀ et al., 2017a) ou encore η Crv (1400 millions d'années, MARINO et al., 2017). Dans ces systèmes, les raies du gaz correspondent à un mouvement képlerien autour de l'étoile, aux mêmes distances que les disques de débris détectés (REBOLLIDO et al., 2018). Ceci pourrait indiquer que les grains sont à l'origine de ce gaz. Au sein du disque protoplanétaire, des effets d'auto-écranage permettent au gaz de survivre, mais ces effets ne sont plus efficaces dans les systèmes de faible densité comme les disques de débris. Les temps de survie du gaz CO dans les disques de débris détectés avec ALMA sont de l'ordre de la centaine d'années (DISHOECK et BLACK, 1988). Pour qu'il soit détecté dans des systèmes âgés, des processus de création de gaz doivent être encore à l'œuvre. Plusieurs pistes sont proposées. Le dégazage des comètes proches de leur étoile est une des solutions les plus souvent traitées (MARINO et al., 2016). La vaporisation des solides suite à une collision (CZECHOWSKI et MANN, 2007) nécessite une vitesse de collision très élevée, et donc ne pourrait être efficace que près de l'étoile, où les différences de vitesse képlérienne sont grandes; ou dans le cas où des β -météoroïdes² peuvent collisionner une ceinture externe (mécanisme proposé dans le cas de β Pic). La désorption photo-stimulée pourrait aussi agir dans le cas de β Pic (CHEN et al., 2007), et expliquer la prépondérance des étoiles A dans les disques de débris gazeux détectés à cause du fort flux UV nécessaire pour ce processus. Enfin les collisions de grains pourraient également libérer du gaz par sublimation, un processus moins énergétique et donc plus courant dans les disques (MATTHEWS et al., 2014).

La deuxième preuve s'appuie sur le fait que d'autres forces que la gravitation peuvent affecter la dynamique des poussières. Ces forces seront discutées en détail dans la section 1.3.3. Elles peuvent s'apparenter à des forces de pression dirigées

2. Poussières plus petites que s_{blow} éjectées du système sur des orbites paraboliques par les forces de pression, voir section 1.3.3.

vers l'extérieur du système, et augmentent ainsi le demi-grand axe et l'excentricité des plus petites poussières par rapport aux planétésimaux. Ainsi les tailles les plus petites forment un disque plus étendu que les grains plus gros (LECAVELIER DES ETANGS, VIDAL-MADJAR et FERLET, 1996). À l'extrême limite, certaines tailles de grain ne peuvent pas être liées autour de l'étoile, et sont expulsées du système sur des échelles de temps du mois (KRAL et al., 2017). D'autres effets conduisent les poussières à migrer vers l'étoile, conduisant à une disparition des grains en une centaine de milliers d'années. Ces tailles de poussière sont cependant observées dans des systèmes de plusieurs dizaines de millions à plusieurs milliards d'années, car ce sont elles qui contribuent le plus à la profondeur optique des disques (KRAL et al., 2017) ou au flux dans le visible (voir section 1.2.2). Il doit donc exister au sein des disques de débris un mécanisme de création de poussières, afin de repeupler cette gamme de taille continuellement à partir d'une population de plus gros corps, les planétésimaux. Le mécanisme invoqué classiquement est l'érosion collisionnelle de ces planétésimaux. Cette érosion sera décrite en détail dans la section 1.3.2.

Ces mécanismes d'activité posent la question du temps de vie estimé des planétésimaux au sein des disques de débris. Si les disques sont observés tout au long de la vie des étoiles, cela signifie que l'activité des planétésimaux est suffisamment peu intense pour assurer leur survie sur des temps longs. Cela signifie également qu'il existe un réservoir de masse significatif qui s'érode au cours du temps. L'érosion collisionnelle satisfait ces conditions (voir par exemple LÖHNE, KRIVOV et RODMANN, 2008).

1.1.5 Fin des systèmes planétaires

Des disques de débris ont aussi été découverts autour de naines blanches, stade d'évolution final de certaines étoiles. Ainsi 35 systèmes de ce type sont aujourd'hui connus (ROCCHETTO et al., 2015). Ces disques ont cependant une structure très différente des disques de débris qui nous intéressent ici (voir la figure 1 de VAN LIESHOUT et al., 2018). Ces disques sont situés très proches de la naine blanche, et s'accrètent progressivement sur elle. Ils sont alimentés par des débris planétaires, planétésimaux ou restes de planètes telluriques soumises à de fortes contraintes gravitationnelles qui les conduisent à se désagréger (JURA et YOUNG, 2014). Ainsi la fin d'une partie des systèmes planétaires, ainsi que des disques de débris, est d'être accrétée sur l'étoile. Par ce processus, on a accès à la composition chimique des objets accrétés, qui est cohérente avec des planètes telluriques.

1.2 Observations

Différentes méthodes de détection des disques de débris sont aujourd'hui à notre disposition. Suivant les techniques et les longueurs d'onde employées, différentes régions autour de l'étoile sont sondées. Voyons maintenant ces différentes techniques.

1.2.1 Excès infrarouge

La première preuve observationnelle de l'existence de poussière froide autour d'étoiles est l'existence d'un excès de flux dans l'infrarouge. Au premier ordre, cet excès peut être modélisé par un corps noir beaucoup plus froid que l'étoile, autour de 100 K dans la distribution spectrale d'énergie (SED, en anglais) de l'étoile (voir figure 1.4). La première étoile pour laquelle cet excès de flux a été mesuré est Vega

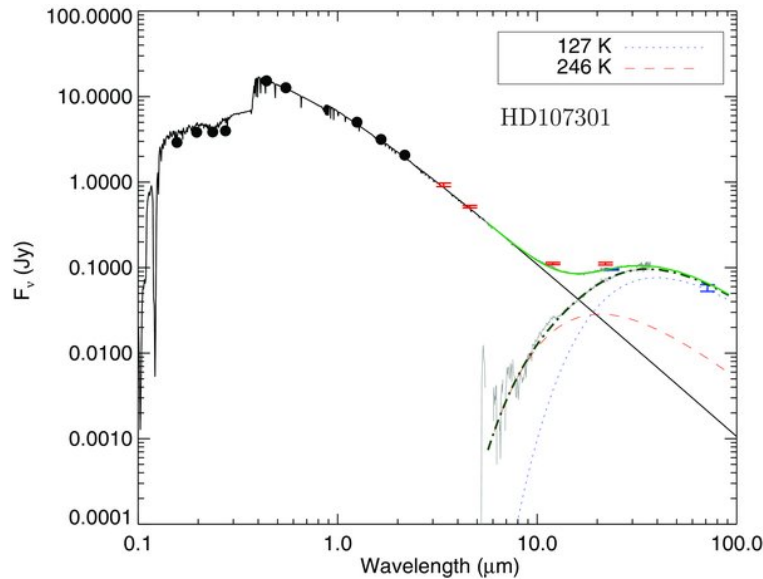


FIGURE 1.4 – SED et ajustement d’un corps noir sur l’excès infrarouge. Les points bleus sont des données Spitzer/MIPS, le spectre gris provient de Spitzer/IRS, les points rouges proviennent de WISE, les points noirs sont de TDI, Hipparcos et 2MASS. Figure tirée de CHEN et al., 2014.

(AUMANN et al., 1984), ce qui a d’ailleurs donné le nom à ce phénomène pendant une dizaine d’années (*Vega-like stars* en anglais). Dans la foulée, d’autres excès ont été observés avec IRAS aux longueurs d’onde 12 ; 25 ; 60 et 100 μm (AUMANN, 1985). Sur un échantillon de 69 étoiles AFGK sur la séquence principale, PLETS et VYNCKIER, 1999 trouvent un excès autour de $13 \pm 10\%$ d’entre elles. IRAS était limité en sensibilité, ce qui a conduit à de nouvelles études sur des télescopes plus performants. HABING et al., 2001, en étudiant les longueurs d’onde 60 et 170 μm du télescope ISO, trouvent des taux de détection sur les mêmes types spectraux de 28% sur un panel de 50 étoiles. De nouvelles données sont arrivées avec le télescope Spitzer, avec des données photométriques à 24 et 70 μm (MIPS), ainsi que des spectres entre 3.5 et 35 μm (IRS), et une sensibilité $f_d \sim 10^{-5}$, où $f_d = L_d/L_*$ correspond au rapport de luminosité infrarouge provenant de l’émission thermique des grains du disque de débris sur la luminosité de l’étoile centrale. La statistique de l’occurrence des excès a été revue ($16.4 \pm 2.9\%$ sur un panel de 225 étoiles, TRILLING et al., 2008), et une population très fournie de disques a vu le jour (571 candidats, CHEN et al., 2014). Ces résultats ont encore été mis à jour avec Herschel (PACS 70 ; 100 ; 160 μm ; SPIRE 250 ; 350 ; 500 μm). La sensibilité des instruments de ce télescope ($L_d/L_* \sim 10^{-6}$) a ainsi permis d’observer toutes les étoiles F proches ($d \leq 15$ pc) et une large proportion d’étoiles G et K, pour déterminer un taux d’occurrence de disque non biaisé en sensibilité (MONTESINOS et al., 2016). Ils arrivent ainsi à une fréquence totale de $22 \pm 8\%$. Il est à noter qu’un équivalent extrasolaire à la ceinture de Kuiper serait toujours indétectable avec les instruments actuels, car elle a un contraste de flux observé depuis l’extérieur du système solaire de $L_d/L_* \sim 10^{-7}$ (VITENSE et al., 2012). De plus, cette technique étant limitée par le ratio de flux entre l’étoile et le disque, elle favorise les détections autour d’étoiles massives. Dans ce cas, le spectre de l’étoile est plus éloigné du spectre de la poussière que dans les cas des étoiles les plus froides, et permet donc de détecter des ceintures froides moins massives. Un biais similaire

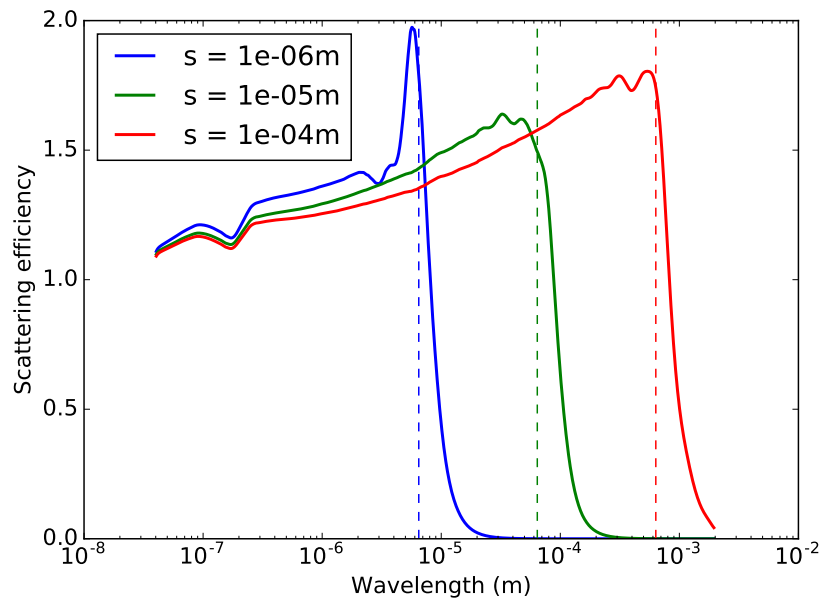


FIGURE 1.5 – Coefficient de diffusion en fonction de la longueur d’onde pour trois tailles de grain. Le matériau est du carbone amorphe. En pointillés sont indiquées les longueurs d’ondes correspondant à $2\pi s$. Les calculs sont effectués grâce à la théorie de Mie (hypothèse de grains sphériques homogènes), et la figure provient du code du chapitre 3.

existe dans le cas des détections par interférométrie infrarouge (discuté plus en détail section 3.1.1).

L’étude de très nombreuses étoiles du champ a ainsi permis de découvrir des centaines de disques de débris, ce qui fait de cette méthode la plus efficace pour détecter des disques. Avec cette méthode, on obtient une température de poussière, qui en faisant une hypothèse sur la composition, nous permet d’estimer la distance de la poussière à l’étoile. Herschel a également permis de résoudre environ la moitié des excès observés, avec cependant une résolution spatiale fortement limitée. Ces images donnent en plus de l’information sur la température une information un peu plus précise sur la localisation des poussières (EIROA et al., 2013).

L’excès infrarouge est accessible même pour des étoiles lointaines, en revanche il n’est sensible qu’aux poussières les plus froides. En se rapprochant du pic d’émission de l’étoile, l’incertitude sur la photométrie absolue (typiquement quelques pourcents) devient trop importante pour pouvoir distinguer de la poussière en-dessous de $\sim 10 \mu\text{m}$ en longueur d’onde, ce qui correspond à environ 300 K.

1.2.2 Imagerie directe

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. La multiplication des observations nous a ainsi permis de découvrir que les asymétries au sein des disques sont très fréquentes (HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018). Deux grands domaines de longueur d’onde sont à distinguer pour cette technique : l’imagerie visible/proche infrarouge et l’imagerie (sub-)millimétrique.

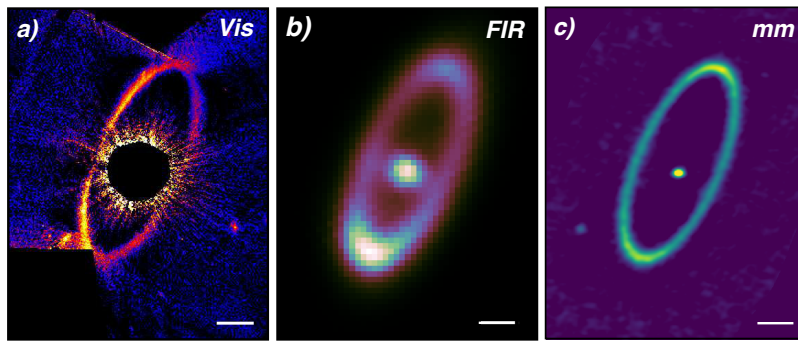


FIGURE 1.6 – Images du disque de débris autour de Fomalhaut dans le visible, l’infrarouge et le millimétrique. Mosaïque tirée de HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018.

En lumière visible, le flux de l’étoile domine le flux thermique des grains, et la principale contribution des grains vient de la lumière stellaire diffusée par les poussières. Pour une taille de grain donnée, l’efficacité de diffusion croît lentement depuis la valeur 1 aux plus petites longueurs d’onde jusqu’à atteindre un maximum à la limite $\lambda \sim 2\pi s$, où s est le rayon du grain (voir figure 1.5). Au-delà, l’efficacité diminue très vite. À une longueur d’onde donnée, seuls les grains plus grands que cette longueur d’onde diffusent efficacement. Comme de plus les grains les plus petits sont les plus nombreux dans les distributions de taille qui nous intéressent (voir section 1.3.2), seuls les grains avec une taille proche de la longueur d’onde contribuent significativement à la diffusion. Comme le flux de l’étoile est prépondérant à ces longueurs d’onde, il faut trouver des moyens d’atténuer cette lumière. De nombreuses techniques ont été développées pour augmenter le contraste entre l’étoile et les sources secondaires. L’utilisation de coronographes, d’optiques adaptatives, de la rotation du champ de vue, de la polarisation ou encore de pipelines de traitement optimisés ont permis d’atteindre une sensibilité relative de 10^{-6} à 100 mas (BEUZIT et al., 2008). L’imagerie directe dispose parfois d’un champ de vue étendu, qui permet une visualisation des systèmes sur des dizaines d’unités astronomiques. En plus de la structure résolue, l’imagerie directe peut s’accompagner de polarimétrie, qui permet d’étudier le rayonnement diffusé des grains ; ou encore de spectro-imagerie, qui permet d’avoir plusieurs images à différentes longueurs d’onde en une seule exposition. La diffusion est fortement anisotrope, et de nombreux effets liés à l’angle de vue peuvent affecter les images, rendant parfois l’analyse des données complexe.

À mesure que la longueur d’onde augmente, le flux de l’étoile diminue et le contraste s’améliore pour les poussières (voir figure 1.4). Ainsi s’il est nécessaire de masquer l’étoile pour des observations dans le visible (comme sur l’image de gauche de la figure 1.6), elle n’est plus gênante pour observer dans l’infrarouge lointain (image du centre) ou le millimétrique (image de droite). La contribution principale à ces longueurs d’onde est l’émission thermique des grains avec une taille autour d’une centaine de micromètre voire du millimètre, pour le même raisonnement qu’en lumière visible, mais avec le coefficient d’absorption. Ces grains sont peu sensibles aux forces de pression (voir la figure 1.12) et tracent la position des ceintures de planétésimaux. De plus, comme l’émission thermique est isotrope, l’analyse de ces images est plus facile. Dans le millimétrique, les images sont le plus souvent obtenues par reconstruction de données interférométriques, obtenues avec de nombreuses lignes de base afin de sonder efficacement toutes les fréquences spatiales

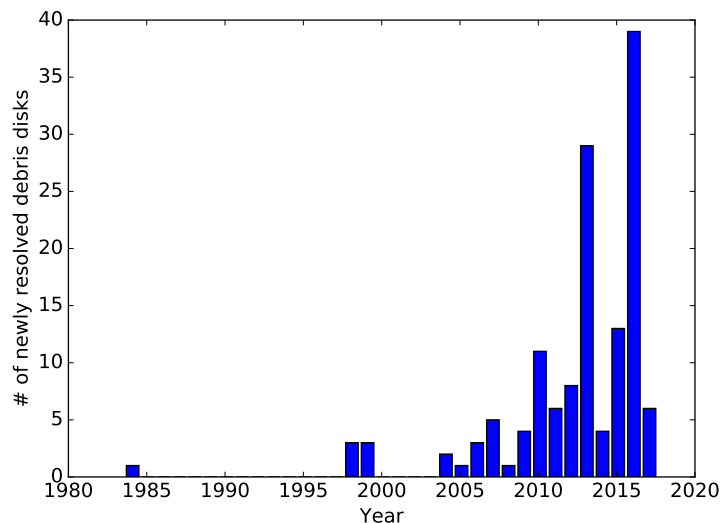


FIGURE 1.7 – Évolution du nombre de disques nouvellement résolus au cours du temps. Le premier disque résolu a été β Pic en 1984. Cette figure s’arrête en 2017. Données tirées du catalogue des disques de débris résolus³.

ainsi que les orientations.

Le premier disque à avoir été résolu est celui autour de β Pic en 1984, en lumière diffusée dans le visible (voir figure 1.8.a, SMITH et TERRILE, 1984). Le second disque résolu n’a été obtenu que 14 ans plus tard, avec les images de ϵ Eri (figure 1.8.b, GREAVES et al., 1998), Vega et Fomalhaut dans le domaine sub-millimétrique (HOLLAND et al., 1998). Les détections ont continué à un rythme constant jusqu’aux années 2010 (voir la figure 1.7) avec une contribution de l’instrument NACO, avant que de nouveaux instruments ne voient le jour (ALMA, GPI, SPHERE) et encouragent le retraitement des données HST (SCHNEIDER et al., 2014). En effet, avec ces nouveaux instruments ont émergé des techniques de post-traitement innovantes qui ont permis de retrouver dans les images d’archives HST les disques nouvellement résolus. Dans le cas de variabilité temporelle (comme dans le cas d’AU Mic, voir chapitre 2), l’existence d’images d’archive permet une base de temps conséquente pour l’observation des phénomènes transitoires. Dans l’infrarouge lointain, les observations SONS de 2012 à 2015 ont permis d’imager 49 disques de débris à $850 \mu\text{m}$ (et $450 \mu\text{m}$ lorsque possible), pour apporter une contrainte de masse (HOLLAND et al., 2017). Depuis 2013, ALMA permet également l’imagerie dans le millimétrique, autorisant également la détection de gaz au sein des disques de débris (LIEMAN-SIFRY et al., 2016).

La tendance à la multiplication des longueurs d’onde rapproche les techniques d’imagerie et de détection d’excès infrarouge. Ce développement permet de mieux contraindre les propriétés physiques des grains, qui peuvent être déduites de différentes manières (voir section 1.3).

3. <https://www.astro.uni-jena.de/index.php/theory/catalog-of-resolved-debris-disks.html>

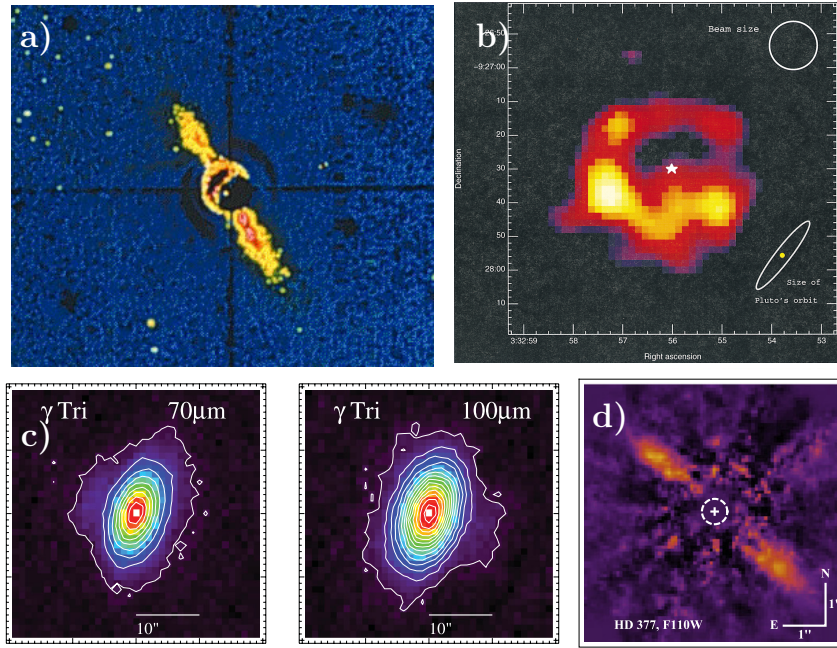


FIGURE 1.8 – Images de disque de débris résolus pour la première fois.
 a) β Pic, visible/infrarouge, IAS (SMITH et TERRILE, 1984);
 b) ϵ Eri, sub-millimétrique, SCUBA (GREAVES et al., 1998);
 c) γ Tri, infrarouge lointain, Herschel (BOOTH et al., 2013);
 d) HD 377, proche infrarouge, image HST retravaillée (CHOQUET et al., 2016).

1.2.3 Interférométrie proche-infrarouge

L'imagerie directe ne permet pas d'accéder aux régions les plus internes des systèmes planétaires, en particulier aux exozodis. Pour cela, il est nécessaire de faire appel à une technique complémentaire, l'interférométrie proche-infrarouge.

Le principe de l'interférométrie astronomique consiste à faire interférer la lumière provenant d'une même source captée par au moins deux télescopes. En modifiant la différence de marche entre les télescopes, on a ainsi accès à différentes fréquences spatiales. Dans le cas qui nous intéresse, on regarde la visibilité des franges d'interférence. Tant que la source est cohérente spatialement, les franges sont maximales (visibilité $V = 1$). À mesure que la ligne de base augmente, la source devient incohérente, et la visibilité diminue ($0 < V < 1$). Quand la source est complètement incohérente, on n'observe plus de franges ($V = 0$). La limite de cohérence est atteinte quand la source est résolue, c'est à dire quand l'angle apparent est plus grand que λ/B , où B est la différence de marche (QUIRRENBACH, 2001). Pour un disque uniforme avec un angle apparent θ , la visibilité à la longueur d'onde λ peut s'exprimer comme

$$V^2(B) = \left(\frac{2 J_1\left(\frac{\pi B \theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi B \theta}{\lambda}} \right)^2 \quad (1.1)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1.

Pour les exozodis, le flux observé est une combinaison du flux de l'étoile et du flux des poussières. Les poussières forment un disque plus étendu que l'étoile, de l'ordre d'une fraction à quelques unités astronomiques. La contribution à la figure d'interférence de ces deux sources a la même forme, que l'on peut approximer à

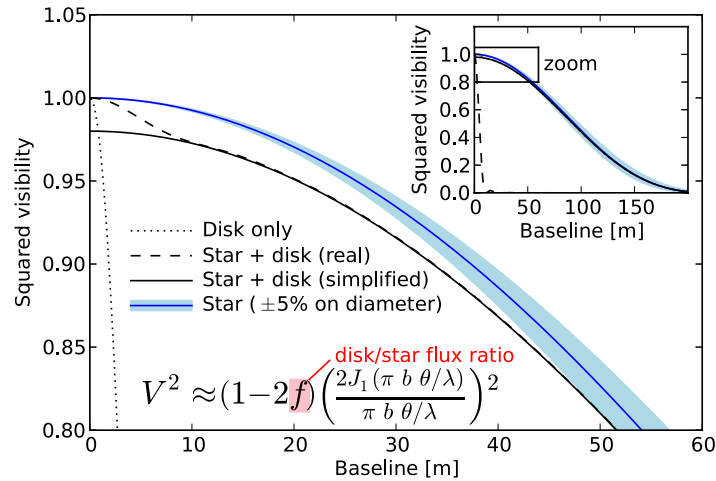


FIGURE 1.9 – Visibilité d’une étoile et de la poussière circumstellaire. Les contributions de l’étoile seule et du disque seul sont montrées, ainsi que la figure totale. Figure tirée de ERTEL et al., 2014.

celle d’un disque uniforme, à l’échelle du paramètre $x = \pi B\theta/\lambda$. Les observations se font dans le proche infrarouge ($\lambda \approx 2 \mu\text{m}$). Pour le VLTI avec les UT, les lignes de base accessibles vont de 11 à 36 m, soit une résolution maximale de $\lambda/B = 11$ mas. En prenant l’exemple d’une étoile A à 10 parsecs, $\theta_* = 2.5$ mas. Si l’exozodis s’étend jusqu’à 1 UA, $\theta_{\text{dust}} = 100$ mas. Comme θ_{dust} est plus grand, la poussière est résolue à des lignes de base plus faibles, et la visibilité est dans les faits quasiment nulle. En revanche, l’étoile n’est que marginalement résolue. La combinaison de ces deux figures se fait de la manière suivante : si on note f_λ le rapport de flux entre la poussière et l’étoile à la longueur d’onde qui nous intéresse, la visibilité totale est donnée par (DI FOLCO et al., 2007) :

$$V^2(B) = (f_\lambda V_{\text{dust}}(B) + (1 - f_\lambda) V_*(B))^2 \quad (1.2)$$

$$V^2(B) \approx (1 - f_\lambda)^2 V_*^2(B) \quad \text{pour } B \text{ grand, donc } V_{\text{dust}}(B) \approx 0 \quad (1.3)$$

$$V^2(B) \approx (1 - 2f_\lambda) V_*^2(B) \quad \text{car } f_\lambda \ll 1 \quad (1.4)$$

Les contributions de l’étoile et de la poussière, ainsi que leur combinaison exacte et ce calcul approché sont représentées figure 1.9.

Avec cette méthode, il est donc possible d’obtenir le flux relatif des poussières par rapport à l’étoile à une longueur d’onde donnée, voire l’extension spatiale de la poussière avec des ajustements plus complexes si θ_{dust} est suffisamment petit (comme dans le cas de Vega, DEFRÈRE et al., 2011). Cette technique permet d’aller sonder des régions inaccessibles à l’imagerie directe visible/proche infrarouge à la fois à cause de la résolution angulaire et des coronagraphes. Il est également possible de distinguer cette émission de celle d’un compagnon stellaire en observant la clôture de phase : pour une source ponctuelle observée avec plus de deux télescopes, la clôture de phase serait non-nulle, au contraire d’une émission étendue comme dans le cas des disques.

La première détection via cette méthode a été faite de nouveau sur Vega, avec l’instrument CHARA/FLUOR (ABSIL et al., 2006). Deux études conjointes sur des grands nombres d’étoiles ont été menées avec CHARA/FLUOR à $2.2 \mu\text{m}$ (ABSIL et al., 2013) et VLTI/PIONIER à $1.6 \mu\text{m}$ (ERTEL et al., 2014). Cette dernière étude

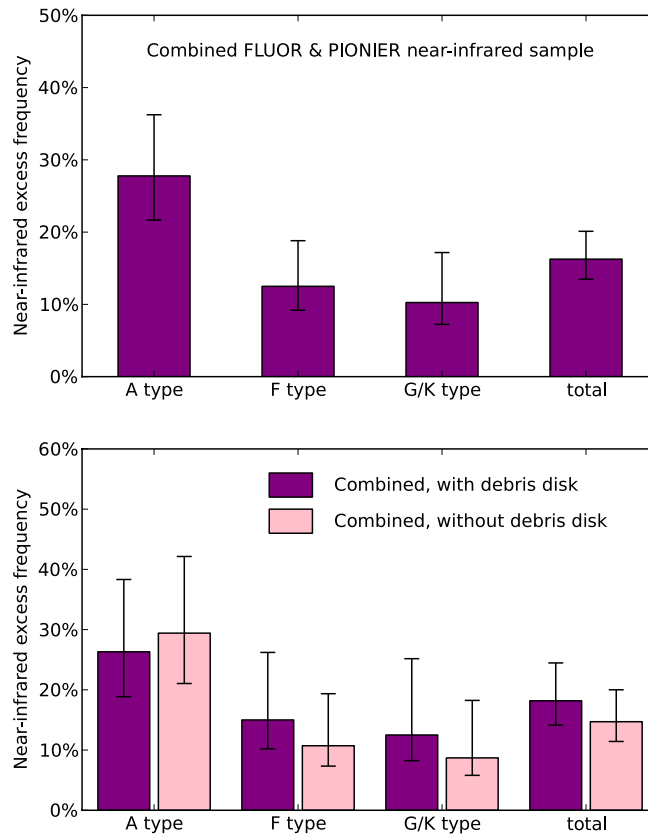


FIGURE 1.10 – **Haut** : Taux de détection d'exozodis combiné entre FLUOR et PIONIER en fonction du type spectral.

Bas : Taux de détection réparti entre étoiles avec un disque de débris et sans. L'absence de différence entre les deux populations suggère une non-corrélation entre les deux éléments. Figures tirées de ERTEL et al., 2014.

présente les résultats combinés des deux campagnes d'observation. La sensibilité moyenne de PIONIER est de 2.5×10^{-3} , ce qui correspond à 500 fois l'émission de la poussière zodiacale à la même longueur d'onde, pour un champ de vue de 200 mas. Les taux de détection sont comparables à ceux des disques froids (voir figure 1.10), mais il ne semble pas exister de corrélation entre ces deux populations.

Cette conclusion est à nuancer. Des résultats plus récents de NUÑEZ et al., 2017 indiquent une corrélation entre excès à $2 \mu\text{m}$ et présence d'un disque externe pour les étoiles de type K. D'autres études à des longueurs d'onde plus grandes (KIN 8-13 μm , MENNESSON et al., 2014; et LBTI 9.8-12.4 μm , ERTEL et al., 2018) semblent aller dans ce sens (voir également figure 3.2). Des exemples de variabilité de cette émission ont été aussi trouvés (ERTEL et al., 2016).

L'origine de cette poussière est encore soumise à débat (voir chapitre 3), et la variabilité observée pourrait marquer un phénomène transitoire, ou régulièrement renouvelé.

1.3 Propriétés et dynamique de la poussière

Après s'être intéressés à l'origine des petits corps et à leur répartition dans les systèmes planétaires, concentrons-nous maintenant sur leurs propriétés physiques

et sur les mécanismes qui gouvernent leur évolution.

1.3.1 Propriétés physiques des grains

La meilleure source d'information sur les propriétés des poussières des disques de débris nous provient de la lumière qu'elles émettent. Suivant la lumière absorbée, émise par rayonnement thermique ou diffusée, on peut déterminer la composition chimique, la porosité, la taille minimale des poussières ou encore leur distribution de taille. Sous l'hypothèse de grains sphériques, la théorie de Mie nous permet de calculer les coefficients d'absorption, d'émission et de diffusion de la poussière, afin de modéliser les propriétés optiques des grains.

Composition des grains

Le premier paramètre intéressant est la composition chimique des grains. Celle-ci peut être contrainte par les spectres infra-rouge moyenne résolution, en particulier avec l'instrument IRS du satellite Spitzer. Dans ces spectres, les raies des silicates autour de $10\ \mu\text{m}$ sont observées pour plus de 120 disques (MITTAL et al., 2015). Ces raies sont affectées par la structure cristalline ou non des minéraux. Les taux de cristallisation peuvent varier de 1 à 95% (HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018) dans les disques de débris, alors que le taux pour le milieu interstellaire est autour de quelques pourcents (LI, ZHAO et LI, 2007). Ces taux indiquent donc que les grains ont subi un changement de structure au cours de leur existence (KOLOKOLOVA et al., 2007 ; KIMURA, SENSHU et WADA, 2014). D'autres raies ont été détectées dans des spectres infrarouge, associées à la glace d'eau, au carbone amorphe, à des sulfides, ou des composés organiques (OLOFSSON et al., 2012 ; LISSE et al., 2012). Les SEDs peuvent également être ajustées sur de grandes gammes spectrales (du moyen infrarouge au millimétrique) avec des compositions complexes de grains. Les ajustements sont améliorés en incluant d'autres espèces que les silicates (typiquement du carbone ou de la glace, LEBRETON et al., 2012 ; OLOFSSON et al., 2016) mais ces ajustements peuvent être dégénérés suivant la forme des grains (LEBRETON et al., 2016). Des contraintes physiques existent également. Au-delà de la limite des glaces, les grains sont sûrement composés d'une fraction conséquente de volatiles, sur une couche externe ou mélangés avec les autres constituants. Cependant, les raies caractéristiques de glace d'eau autour de $3\ \mu\text{m}$ n'ont jamais été observées (HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018). La position des exozodis implique également une température de sublimation haute pour ces poussières, au-delà de 1000 K pour les plus chaudes, ce qui favorise les compositions silicatées ou carbonées pour ces grains.

La porosité des grains peut être contrainte par la SED, donnant souvent des valeurs autour de 90%, mais les résultats sont parfois dégénérés. Un exemple est le cas de HD 32297, pour lequel DONALDSON et al., 2013 ont dérivé une porosité de 90% en modélisant la SED, quand RODIGAS et al., 2014 ont ajusté le spectre infra-rouge avec des grains compacts (0% de porosité). La polarisabilité des grains est également influencée par la porosité (KIRCHSCHLAGER et WOLF, 2013 ; SHEN, DRAINE et JOHNSON, 2009), mais les propriétés optiques des grains poreux sont très semblables aux propriétés des grains compacts de même masse (HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018). Différentes compositions dans des environnements très variés (système solaire, disques de débris, disques protoplanétaires, sables et cendres terrestres) présentent la même fonction de diffusion angulaire, ce que GRYNKO, JOCKERS et SCHWENN, 2004 interprètent comme une structure commune très poreuse

(et des grains plus gros qu'un micron) pour toutes les compositions et tous les systèmes étudiés. Les processus de formation des planétésimaux plaident en faveur d'une forte porosité (WADA et al., 2009). Cependant, les méthodes de calcul des propriétés optiques des agrégats sont coûteuses numériquement. Les méthodes utilisées actuellement consistent à utiliser des règles de mélange, en incorporant un constituant correspondant au vide dans les grains.

Taille des poussières

Les propriétés optiques nous permettent également de déduire les caractéristiques d'ensemble des grains, notamment leur distribution de taille et la taille minimale accessible. Cette distribution de taille est souvent modélisée par une loi de puissance telle que le nombre de grains dn dont la taille est comprise entre s et $s + ds$ est proportionnel à $s^{-q} ds$. La valeur de q peut être déduite par l'observation de la pente de la SED dans le domaine millimétrique. Les grains n'étant pas des corps noirs, leur spectre est modifié par un facteur $1 - e^{-(\lambda_0/\lambda)^\beta}$ traduisant leur efficacité d'émission aux grandes longueurs d'onde ($Q_{\text{emi}} \sim 1$ pour $\lambda \ll \lambda_0$ et $Q_{\text{emi}} \sim (\lambda/\lambda_0)^\beta$ pour $\lambda \gg \lambda_0$, WILLIAMS et al., 2004)⁴. Le paramètre q peut être facilement déduit de l'observation du paramètre β . Cet ajustement donne des valeurs de q comprises entre 3.2 et 4.2 (HOLLAND et al., 2017; SIBTHORPE et al., 2018). La forme des raies minéralogiques, en particulier la raie à $10 \mu\text{m}$ des silicates, étant sensible à la distribution de taille des poussières, q peut être également déduit des spectres infrarouges. MITTAL et al., 2015 trouvent par cette méthode des valeurs de q entre 3.5 et 4.5. Ces valeurs cohérentes couvrent une gamme de distances à l'étoile très variées, et reflètent un comportement dynamique commun dans de larges conditions. Quelques cas dérogent à cette unicité. La valeur de q pour la poussière zodiacale a été mesurée autour de 2 (LEINERT, LINK et PITZ, 1976; GRÜN et al., 1985), ainsi que pour les comètes (ISHIGURO et al., 2014). 67P/Churyumov-Gerasimenko est un exemple notable, avec une variation de q de 2 avant le périhélie à 3.7 au périhélie (FULLE et al., 2016). Les modèles d'évolution collisionnelle impliquent une valeur autour de 3.5 (voir section 1.3.2, DOHNANYI, 1969; MARSHALL et al., 2017), ce qui semble cohérent avec la majorité des observations.

Enfin la taille minimale des grains va affecter leurs propriétés optiques. Les grains possèdent un pic d'émission à la longueur correspondant à $2\pi s$. À une distance à l'étoile donnée, les grains les plus petits sont souvent les plus chauds, donc dominent l'émission à toutes les longueurs d'onde. En regardant la couleur d'un disque, on peut ainsi connaître la taille minimale des grains (BOCCALETTI et al., 2003). De nombreux cas de contre-exemple à ce phénomène existent (HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018) et l'ajustement de la couleur d'un disque est hautement dégénéré en taille de grain. En général, les émetteurs les plus efficaces en lumière diffusée sont les grains autour du micron, à cause de leur fonction de diffusion angulaire plus plate et de leur pic de diffusion. Le paramètre λ_0 décrit plus haut permet une estimation plus rigoureuse, et donne des tailles minimales autour de quelques microns (HOLLAND et al., 2017; SIBTHORPE et al., 2018). L'observation des raies spectrales permet d'avoir également des informations sur la taille des grains, notamment la raie des silicates autour de $10 \mu\text{m}$ qui n'est présente que pour des grains micrométriques. Il est à noter que cette raie n'est détectée que dans une fraction des disques de débris, ce qui semble indiquer des processus d'évolution différents. Les contraintes liées à ces

4. Le paramètre β utilisé ici est à ne pas confondre avec le β caractérisant les forces de pression radiative et du vent stellaire dans la section 1.3.3, de même que le paramètre q ne doit pas être confondu avec la charge des grains évoquée chapitre 4.

raies spectrales donnent des tailles minimales entre 2 et 20 μm (MITTAL et al., 2015). Cette taille minimale, quoique différente, est cohérente avec la taille d'expulsion due aux forces de pression (voir section 1.3.3 pour sa définition). Des effets complexes de troncature de la fonction de distribution de taille pourraient expliquer cette différence entre les deux tailles (PAWELLEK et KRIVOV, 2015).

D'autres propriétés optiques peuvent être déduites des observations. L'albedo géométrique par exemple, n'est pas un critère utile pour déterminer les propriétés de la poussière, car sa valeur est dégénérée avec la masse totale des diffuseurs (HUGHES, DUCHÈNE et MATTHEWS, 2018).

En conclusion, de nombreux paramètres interviennent dans les propriétés optiques des grains, et leurs effets peuvent être concurrents. Dans certains cas, les meilleurs ajustements pour un paramètre reproduisent mal d'autres propriétés optiques. Les techniques de calcul des propriétés optiques des agrégats (MUKAI et al., 1992; KIMURA, ISHIMOTO et MUKAI, 1997) progressent, mais nécessitent toujours des temps de calculs très longs. Au vu de ces limitations, nous réduisons notre étude aux grains compacts sphériques dans le contexte de la théorie de Mie, et nous encourageons la reproduction d'un maximum de propriétés optiques des disques, plutôt qu'un ajustement optimisé d'une seule de ces caractéristiques.

1.3.2 L'érosion collisionnelle

L'érosion collisionnelle est la principale source de poussière au sein des disques de débris. Dans la branche contrôlée par la force de cohésion interne (partie droite de la figure 1.1), les grains les plus petits sont les plus stables face aux collisions. Dans ce régime, le résultat d'une collision entre un impacteur petit et une cible plus grosse va conduire à la fragmentation de la cible.

Dans les disques de débris, cet effet se traduit par une érosion progressive des planétésimaux pour produire des corps plus petits, qui vont à leur tour s'éroder, et ainsi de suite jusqu'à une taille minimale. L'observation de ces disques dans des systèmes âgés nous incite à faire l'hypothèse d'un état d'équilibre : pour maintenir une population de grains stable, il faut que ceux qui sont détruits soient produits en même quantité. Ainsi, dans une gamme de taille donnée, on produit à tout instant autant de masse que l'on en perd. Avec une telle contrainte, on obtient une loi de puissance pour la distribution de taille, que l'on notera $dn \propto s^{-q} ds$ (MATTHEWS et al., 2014). On voit également que les grains les plus petits sont très nombreux, quand les grains les plus gros sont en faible nombre.

Cette approximation est valable dans les disques faiblement excités (WYATT, CLARKE et BOOTH, 2011). La pente $-q$ de la distribution va dépendre de l'énergie de fragmentation des grains, et en particulier de sa dépendance avec la taille. Dans le cas d'école où cette énergie ne dépend pas de la taille des grains et en l'absence de taille minimale au sein de la cascade collisionnelle, q vaut 3.5 (DOHNANYI, 1969). Si en revanche cette énergie dépend de la taille comme sur la figure 1.1, q peut varier mais garde des valeurs autour de 3-4 (BELYAEV et RAFIKOV, 2011; PAN et SCHLICHTING, 2012). Cette distribution est valable entre deux tailles limites, la plus grande s_{max} étant fixée par la taille où le temps collisionnel domine la dynamique, tout en étant supérieur au temps de vie actuel du système; la plus petite s_{min} étant contrôlée par la taille à laquelle les effets des forces de pression se font ressentir, et affectent notablement la dynamique de la poussière. En dessous d'une certaine taille s_{blow} , les grains sont tous expulsés du système par les forces de pression (voir section suivante), ce qui peut modifier la fonction de distribution depuis s_{blow} jusqu'à

10 s_{blow} en générant des ondulations dans la distribution des tailles (THÉBAULT et AUGEREAU, 2007 ; WYATT, CLARKE et BOOTH, 2011).

Une distribution classique avec une pente de -3.5 ($q = 3.5$) entre s_{min} et s_{max} (avec $s_{\text{min}} \ll s_{\text{max}}$), un disque optiquement fin et des propriétés physiques indépendantes de la taille des grains impliquent que l'essentiel de la masse est contenu dans les gros grains :

$$M_{\text{tot}} \propto \int_{s_{\text{min}}}^{s_{\text{max}}} s^3 dn = \frac{1}{4-q} \left(s_{\text{max}}^{4-q} - s_{\text{min}}^{4-q} \right) \quad (1.5)$$

$$M_{\text{tot}} \sim \frac{s_{\text{max}}^{4-q}}{s_{\text{max}}} = \sqrt{s_{\text{max}}} , \quad (1.6)$$

tandis que la section efficace est dominée par les plus petits grains :

$$\sigma_{\text{tot}} \propto \int_{s_{\text{min}}}^{s_{\text{max}}} s^2 dn = \frac{1}{3-q} \left(s_{\text{max}}^{3-q} - s_{\text{min}}^{3-q} \right) \quad (1.7)$$

$$\sigma_{\text{tot}} \sim \frac{s_{\text{min}}^{3-q}}{s_{\text{min}}} = \frac{1}{\sqrt{s_{\text{min}}}} . \quad (1.8)$$

Cette différence complique l'estimation de la masse totale d'un disque à partir des observations, car elles ne sondent pas les gros corps qui portent la masse (équation 1.6) mais uniquement les plus petits (équation 1.8). La masse d'un disque est plutôt déduite de l'âge du système et des temps de vie collisionnels des planétésimaux (KRIVOV et al., 2008).

Des modèles numériques d'évolution collisionnelle, prenant en compte les distributions de vitesse et les différents produits de collisions, donnent des accords très bons avec ce simple modèle (THÉBAULT, KRAL et ERTEL, 2012 ; LÖHNE et al., 2012 ; KRAL, THÉBAULT et CHARNOZ, 2013). Ces codes d'évolution collisionnelle permettent de plus d'adapter la distribution de taille en fonction des perturbations liées à une collision géante, à une planète ou au milieu interstellaire.

Cette cascade collisionnelle, en produisant continuellement des petits grains jusqu'à la taille d'éjection, avec des temps de vie très courts, permet d'expliquer leur observation au sein des disques de débris sur de longues échelles de temps.

1.3.3 Les forces agissant sur les grains

La gravitation

L'astrophysique est le domaine d'action de la gravitation. Pour nos grains, la force la plus importante à laquelle ils sont soumis est l'attraction gravitationnelle de l'étoile. L'effet de cette force n'est pas dépendant de la masse du grain, puisque masses gravitationnelle et inertielle sont les mêmes. Ainsi, en l'absence de gaz et de tout autre perturbateur, les grains vont évoluer sur des orbites képlériennes classiques. La force qu'exerce l'étoile sur un grain de masse m , et à la distance r du centre de masse, peut s'exprimer comme

$$\vec{F}_{\text{grav}} = -\frac{GM_{\star}m}{r^2} \vec{e}_r \quad (1.9)$$

avec G la constante de gravitation universelle, M_{\star} la masse de l'étoile et \vec{e}_r le vecteur radial centrifuge.

Les autres corps du système planétaire, en particulier les planètes, vont aussi affecter la dynamique des grains. Les perturbations séculaires s'appliquent à longue

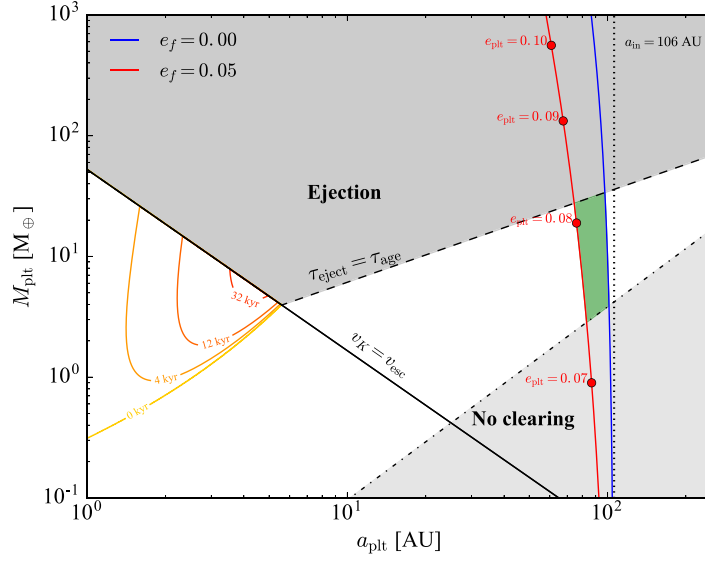


FIGURE 1.11 – Domaine de paramètre masse de planète/demi-grand axe compatible avec les observations du disque de débris autour de l'étoile η Crv. La zone compatible est marquée en vert. Les limites de ce domaine sont données par une masse de la planète trop faible pour nettoyer son orbite (zone grise "No clearing"), trop importante pour maintenir le disque (zone grise "Ejection"), et des distances trop faibles ou trop grandes pour sculpter le bord interne du disque (en fonction de l'excentricité de la planète, les lignes rouge et bleue). Figure tirée de MARINO et al., 2017.

distance, et peuvent induire une excentricité dans les disques (WYATT et al., 1999), des spirales (WYATT, 2005) ou encore des gauchissements comme dans le cas de β Pic (MOUILLET et al., 1997 ; AUGEREAU et al., 2001 ; LAGRANGE et al., 2010). Les résonances agissent sur des distances plus courtes, et peuvent piéger des grains autour des planètes, produisant des structures grumeleuses (à nouveau comme dans le cas de β Pic, MATRÀ et al., 2017b) ; ou vider l'environnement proche devenu chaotique (WISDOM, 1980) et sculpter les bords des disques. Ce sont ces signatures dynamiques des planètes que l'on peut rechercher afin de savoir si un perturbateur est à l'action sur les disques observés, et qui permettent de contraindre les propriétés d'une éventuelle planète, comme dans le cas de η Crv montré figure 1.11.

En revanche, les disques qui nous intéressent ne sont jamais assez massifs pour être auto-gravitants. Le paramètre discriminant dans ce cas est le critère de stabilité de Toomre. Ce critère est défini pour un disque gazeux mais il peut être applicable à un disque de débris si on considère un ensemble de grains avec une dispersion de vitesse σ en lieu et place d'un ensemble de molécules avec une dispersion de vitesse exprimée par la vitesse du son. Un disque est stable face à l'effondrement gravitationnel si le paramètre de Toomre Q ⁵ est supérieur à 1, où Q peut s'écrire comme

$$Q = \frac{\sigma \omega}{\pi G \Sigma}. \quad (1.10)$$

On peut approximer σ comme le produit de l'excentricité moyenne des corps du disque et de la vitesse képlérienne moyenne ($e v_k$ avec $v_k = r\omega$), ω est la fréquence

5. Ce paramètre Q est à ne pas confondre avec l'énergie destructrice de la figure 1.1.

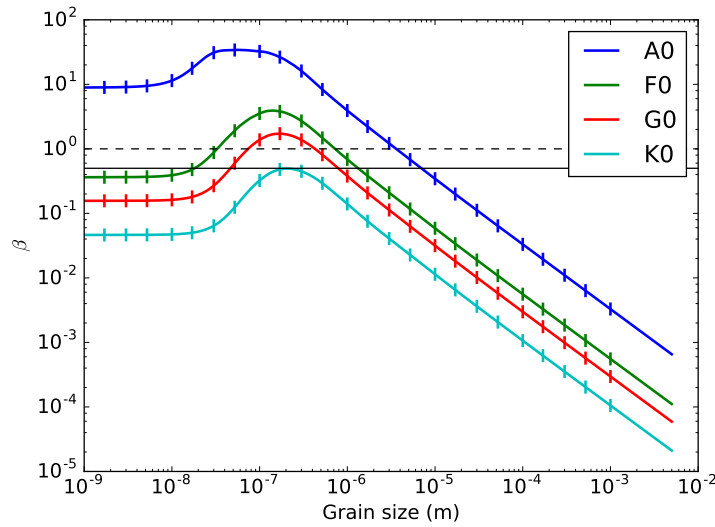


FIGURE 1.12 – Rapport β_{pr} en fonction de la taille du grain, pour des astrosilicates et pour différents types stellaires. Les limites $\beta = 0.5$ et $\beta = 1$ sont marquées par un trait horizontal, respectivement plein et pointillé.

képlérienne, égale à $\sqrt{\frac{GM_\star}{r^3}}$, et Σ est la densité surfacique du disque. Si on considère un anneau de matière avec une largeur Δr à une distance r de l'étoile et avec une masse terrestre, $\Sigma = \frac{M_\oplus}{2\pi r \Delta r}$, on obtient au final :

$$Q = \frac{e v_k \sqrt{\frac{GM_\star}{r^3}}}{\pi G \frac{M_\oplus}{2\pi r \Delta r}} = \frac{2e M_\star \Delta r}{M_\oplus r}. \quad (1.11)$$

Autour du Soleil, avec une excentricité typique de 0.1 et un rapport de largeur $\Delta r/r = 0.1$, on obtient $Q \sim 10^4$. Cette valeur est dominée par le rapport masse de l'étoile sur masse du disque. Les disques de débris sont largement stables, l'attraction gravitationnelle des grains les uns sur les autres est négligeable.

La pression de radiation

Les grains, en plus d'être dans le champ gravitationnel de l'étoile, reçoivent également le flux lumineux en provenance de celle-ci. Ce flux lumineux va avoir un impact sur la dynamique des grains.

Les grains se mettent à l'équilibre thermique, qui est imposé par leur capacité à absorber le rayonnement lumineux. Cet équilibre est atteint quand le grain réémet autant d'énergie lumineuse qu'il en reçoit de l'étoile. Mais les processus d'absorption et d'émission ne sont pas exactement symétriques. Si l'émission thermique peut être considérée isotrope et homogène dans une très bonne approximation, l'absorption ne se fait que selon la face dirigée vers l'étoile et la diffusion est également anisotrope. Cette anisotropie entraîne un changement de quantité de mouvement pour le grain, dont l'effet final est une augmentation de la quantité de mouvement du grain en direction de l'extérieur du système.

Cet effet est couramment caractérisé par le paramètre β_{pr} , rapport de l'intensité de composante radiale de la force de radiation sur la force de gravitation due à l'étoile (BURNS, LAMY et SOTER, 1979). Comme ces deux forces évoluent comme

l'inverse du carré de la distance, le paramètre β_{pr} est indépendant de la distance à l'étoile. En revanche, il fait intervenir le rapport surface apparente du grain sur sa masse, et dépend donc de sa taille. De la même façon, il dépend des propriétés optiques du grain (donc de sa composition), notamment de sa capacité à absorber ou diffuser le rayonnement dans lequel il est plongé. Dans la pratique, on peut noter deux domaines pour ce paramètre. Dans le domaine de l'optique géométrique, c'est-à-dire aux grandes tailles devant la longueur d'onde, la taille de la particule n'intervient pas pour ce qui concerne les propriétés optiques. β_{pr} ne dépend alors que du rapport surface sur masse, et évolue comme l'inverse du rayon du grain (partie droite de la figure 1.12). Aux petites tailles par rapport à la longueur d'onde, c'est la diffusion Rayleigh qui domine. Dans ce cas la taille du grain importe peu, et le comportement de β_{pr} peut varier suivant la composition du grain (partie constante dans la gauche de la figure 1.12). Dans le régime intermédiaire, le comportement optique peut être calculé précisément avec la théorie de Mie (MIE, 1908), valide pour des grains sphériques homogènes. La dépendance de β_{pr} en fonction de la taille des grains est montrée figure 1.12 pour différents types spectraux.

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. L'effet est une perte de quantité de mouvement de ce grain, donc un ralentissement. Comme ce grain ralentit, la distance qui le sépare de l'étoile doit elle aussi diminuer afin de conserver son moment angulaire. Cet échange est appelé effet Poynting-Robertson (POYNTING, 1903 ; ROBERTSON, 1937). Il conduit les particules à spiraler lentement en direction de l'étoile, tout en diminuant leur excentricité. Cet effet augmente en efficacité avec la valeur de β_{pr} .

La force de Poynting-Robertson, combinaison des deux effets décrits précédemment, peut s'écrire de la manière suivante :

$$\vec{F}_{\text{PR}} = \beta_{\text{pr}} \frac{GM_* m}{r^2} \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c} \right) \vec{e}_r - \frac{\vec{v}}{c} \right] \quad (1.12)$$

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

Pour des grains initialement émis sur une orbite circulaire, l'effet de cette force est de leur imposer une excentricité. Cette excentricité augmente avec la valeur de β_{pr} , jusqu'à rendre les grains non-liés pour $\beta_{\text{pr}} > 0.5$. La limite de taille pour laquelle $\beta_{\text{pr}} = 0.5$ est notée s_{blow} , et correspond à la plus petite taille de grain stable autour de l'étoile. Cette pression peut également être vue comme réduisant la masse apparente de l'étoile centrale d'un facteur $(1 - \beta_{\text{pr}})$. Pour $\beta_{\text{pr}} > 1$ cette masse apparente devient négative, et les grains sont éjectés du système sur des orbites hyperboliques (KRIVOV, LÖHNE et SREMČEVIĆ, 2006).

La pression du vent stellaire

Par analogie avec la pression de radiation, les collisions entre les grains et les particules chargées du vent stellaire conduisent à une pression effective qui tend à pousser les grains hors du système planétaire. À nouveau, le rapport des forces de pression sur la gravitation augmente quand la taille du grain diminue, car la pression évolue comme la surface apparente quand c'est la masse du grain qui intervient

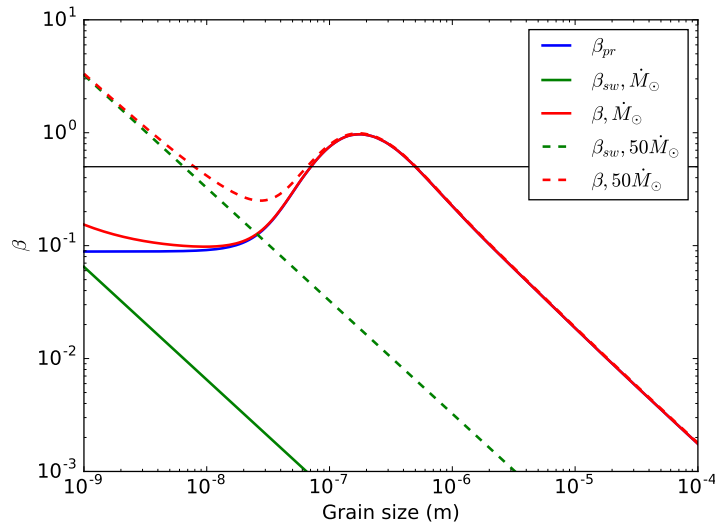


FIGURE 1.13 – Évolution de β_{pr} (courbe bleue) et β_{sw} (courbes vertes) en fonction de la taille du grain dans le cas solaire pour des astrosilicates. β_{sw} est sensible à la perte de masse de l'étoile. Deux cas sont représentés : une perte de masse correspondant au cas solaire (traits pleins) et à 50 fois cette valeur (pointillés).

dans la gravitation. La perte de masse de l'étoile \dot{M}_* , ainsi que la vitesse du vent stellaire v_{sw} augmentent l'effet de cette pression. On associe également un paramètre β_{sw} à cet effet (GUSTAFSON, 1994).

En comparaison avec la pression de radiation, la pression du vent stellaire est plus efficace quand l'étoile est moins lumineuse et moins massive. Négligeable dans le cas des étoiles A, il faut donc considérer cet effet pour les étoiles M, surtout dans le cas des plus jeunes, qui ont une activité stellaire importante (PLAVCHAN, JURA et LIPSCY, 2005). Ce sera notamment le cas avec l'étoile AU Mic qui va nous intéresser dans le chapitre 2. Une comparaison des deux termes β_{pr} et β_{sw} dans le cas solaire est visible sur la figure 1.13. Dans ce cas, la pression du vent est toujours négligeable. En revanche, si la perte de masse de l'étoile devient plus importante, la contribution du vent est à prendre en compte (courbes en pointillés).

Par analogie avec la force de Poynting-Robertson, la pression du vent stellaire conduit également les poussières à spiraler vers l'intérieur du système ou à être expulsées selon leur taille et leur β_{sw} .

La forme générale de cette force est la suivante :

$$\vec{F}_{SW} = \beta_{sw} \frac{GM_* m}{r^2} \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{v_{sw}} \right) \vec{e}_r - \frac{\vec{v}}{v_{sw}} \right] \quad (1.13)$$

où v_{sw} est la vitesse du vent stellaire. La contribution totale des effets de pression peut être résumée sous le paramètre $\beta = \beta_{pr} + \beta_{sw}$, tracé en rouge sur la figure 1.13.

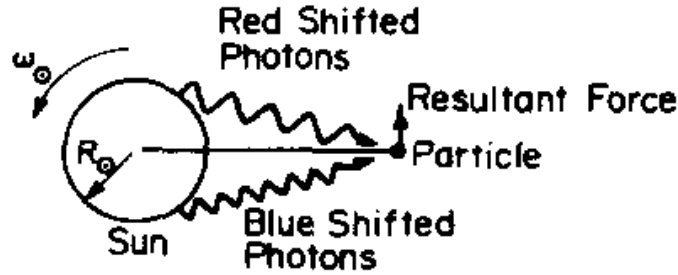


FIGURE 1.14 – Principe de fonctionnement du Differential Doppler Effect. La différence d’impulsion entre les deux photons provenant des deux côtés de l’étoile conduit à une force résultante qui accélère le grain dans le sens de rotation de l’étoile. Schéma tiré de BURNS, LAMY et SOTER, 1979.

La force de Lorentz

De manière générale, cet effet s’applique à des particules chargées évoluant dans un champ électromagnétique. Cette force s’exprime sous la forme :

$$\vec{F}_{\text{Lor}} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (1.14)$$

où q est la charge du grain, \vec{E} et \vec{B} sont les champs électrique et magnétique. Comme la vitesse \vec{v} de la particule intervient dans l’expression de la force, celle-ci dépend du référentiel choisi, de même que la forme du champ électromagnétique.

Comme la définition le laisse entendre, deux phénomènes très distincts interviennent. Le processus de charge des grains vient de l’interaction avec le vent stellaire, et de l’effet photoélectrique. Le champ électromagnétique est créé par l’étoile, et sa topologie est essentielle dans l’étude du phénomène. Ces deux aspects seront étudiés en détail dans la suite, dans un chapitre dédié (chapitre 4).

Le DDE (Differential Doppler Effect)

Un effet plus anecdotique mais qui a été évoqué est le DDE, pour *Differential Doppler Effect* (RUSK, 1987). Cet effet est à nouveau lié à l’effet Doppler, causé cette fois par la rotation de l’étoile.

Lorsque l’étoile tourne sur elle-même, une moitié de sa surface s’éloigne de l’observateur quand l’autre moitié se rapproche. Cela entraîne donc un effet Doppler entre les photons émis de part et d’autre de l’étoile. Cet effet est bien connu dans le cas des études d’exoplanètes par transit. Si une tâche stellaire se présente en face de l’observateur, elle va d’abord induire un déficit lumineux dans la moitié de l’étoile qui se rapproche de l’observateur, donc un déficit dans la partie décalée vers le bleu. Quand la tâche va passer de l’autre côté, elle va cette fois provoquer un déficit dans la partie décalée vers le rouge. En observant la forme des raies du spectre, on peut donc distinguer cet effet d’un transit de planète, qui induit un déficit global de luminosité sans affecter la forme des raies.

Pour les grains, cette différence d’émission va se traduire par une différence d’énergie entre les photons absorbés par l’avant et par l’arrière du grain. Suivant le sens de révolution du grain, celui-ci va être accéléré (révolution prograde, voir figure 1.14) ou freiné (révolution rétrograde, BURNS, LAMY et SOTER, 1979). Cet effet, contraire à la migration due à la pression de radiation, permettrait de maintenir

plus longtemps les grains proche de la zone de sublimation. La force peut s'exprimer comme :

$$\vec{F}_{\text{DDE}} = \frac{\omega_* R_*^2}{4} \frac{\beta_{\text{pr}}}{\sqrt{1 - \beta_{\text{pr}}}} \sqrt{\frac{GM_* m^2}{r^5 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)}} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \quad (1.15)$$

Cet effet a été évalué dans le cas solaire, et a été trouvé négligeable (RUSK, 1987). Cependant, vu sa dépendance forte avec la vitesse de rotation de l'étoile et de la valeur de paramètre β_{pr} , il n'est pas impossible que son effet devienne important autour d'étoiles massives tournant rapidement, comme dans le cas de l'exozodi de Vega par exemple.

1.4 Méthodologie

Nous avons vu que les disques de débris sont constitués de structures d'une fraction d'UA à une centaine d'UA, voire plus, avec des planétésimaux kilométriques et des grains microniques (section 1.1), de compositions variées pouvant inclure des volatiles comme des réfractaires, et sensibles à une dynamique locale via les collisions comme globale via l'interaction séculaire avec des planètes (section 1.3). Les observations récentes montrent bien cette richesse de structures au sein de ces disques qui illustre la complexité des phénomènes qui peuvent intervenir (section 1.2).

Les principales contraintes sur les grains de poussière proviennent actuellement des ajustements de propriétés optiques d'ensemble de ces populations de poussières, sans nécessairement tenir compte des contraintes dynamiques. Souvent, ces dernières sont exploitées pour justifier a posteriori l'origine des poussières nécessaires à l'émission, pouvant conduire à des ajustements des observations avec des populations non-physiques (par exemple des temps de vie extrêmement courts) ou encore des contradictions entre les modèles.

L'objectif dans cette thèse est d'exploiter au maximum les informations dynamiques disponibles pour les grains, afin d'en déduire les distributions de tailles et in fine leur signature observationnelle. Je vais m'appuyer sur des formules théoriques d'évolution des grains pour construire des modèles dynamiques et créer des observations synthétiques afin de mieux comprendre les processus à l'origine des poussières observées. Comme on l'a vu, la dynamique des différentes tailles de grain peut être très variée et impose des distributions caractéristiques. Les différentes forces agissant sur les grains peuvent avoir des implications très différentes. Au cours de cette thèse, je me suis attaché à développer des outils numériques flexibles, permettant de voir l'influence des multiples effets en jeu, et ainsi mieux caractériser la diversité des disques.

J'ai tout d'abord appliqué cette démarche à l'étude de la variabilité d'un disque de débris très étendu (plusieurs dizaines d'UA), observé dans le cadre du temps garanti de consortium de l'instrument VLT/SPHERE, afin de déterminer l'origine des structures mouvantes au sein du disque d'AU Mic (chapitre 2). Puis je me suis intéressé à l'émission des exozodis, afin de contraindre les processus de création de ces poussières qui demeurent encore fort mal compris (chapitre 3). Je reviendrai ensuite sur l'influence que peut avoir le champ magnétique dans ces différents cas de figure, afin de voir si ce mécanisme nécessite d'être pris en compte ou non (chapitre 4). Je terminerai en précisant les perspectives de recherche qu'offre mon travail de thèse,

en précisant les axes que je souhaite développer prioritairement par la suite (chapitre 5).

Chapitre 2

Les structures mouvantes du disque de débris d'AU Mic

Ma première étude concerne le disque de débris autour de l'étoile AU Mic, une étoile de type M. Les observations du consortium VLT/SPHERE ont révélé des structures mouvantes, inexplicables avec les modèles actuels (section 2.1). Dans ce chapitre, je décris les idées originales et les outils numériques que j'ai développés afin d'expliquer l'origine de ces structures (section 2.2). Ces travaux ont fait l'objet d'un article (SEZESTRE et al., 2017, section 2.3) mis à jour par la suite (BOCCALETTI et al., 2018, section 2.4). Enfin, je compare mes travaux avec ceux d'une autre équipe et je présente des pistes d'amélioration (sections 2.5 et 2.6).

2.1 Introduction

AU Mic est une étoile active de type M1 (KEENAN et MCNEIL, 1989), qui a beaucoup été observée et étudiée à partir des années 1980 pour son fort flux en UV et en X, sa variabilité et ses éruptions (AYRES et al., 1983). Les études dans ce domaine continuent (LINSKY et WOOD, 1994; TSIKOUDI et KELLETT, 2000; CRANMER, WILNER et MACGREGOR, 2013), et cette étoile a commencé à intéresser une autre communauté quand son disque de débris a été détecté par excès infrarouge (voir figure 2.1, SONG et al., 2002). Cet excès avait déjà été observé et attribué à l'activité de l'étoile (TSIKOUDI, 1988). Les disques de débris autour d'étoiles M semblent moins fréquents, et AU Mic a pendant longtemps été le seul exemple de ce type imagé, avant que d'autres disques puissent être découverts (LESTRADE et al., 2012; SISSA et al., 2018). Ce caractère unique justifie son observation régulière.

2.1.1 Contexte observationnel

La première image du disque de débris d'AU Mic a été obtenue en 2004 par KALAS, LIU et MATTHEWS (voir l'image b de la figure 2.2) dans le visible. Il fait ainsi partie des 10 premiers disques de débris résolus. Cette première image a été suivie d'une autre en bande H ($1.63 \mu\text{m}$, LIU, 2004) mettant en évidence des structures au sein du disque (images supérieure et inférieure de la figure 2.3). Le disque de débris est vu quasiment selon la tranche. De nombreux effets de projection peuvent donc expliquer les variations spatiales de luminosité dans les images en lumière diffusée. D'autres observations dans le visible et le proche infrarouge ont confirmé ces structures, cherchant également une variation de couleur et de polarisation au sein du disque (KRIST et al., 2005; METCHEV et al., 2005; FITZGERALD et al., 2007; GRAHAM, KALAS et MATTHEWS, 2007). L'excès infrarouge a été affiné par les mesures de CHEN et al., 2005 et PLAVCHAN et al., 2009 à 24 et $70 \mu\text{m}$ avec le télescope Spitzer.

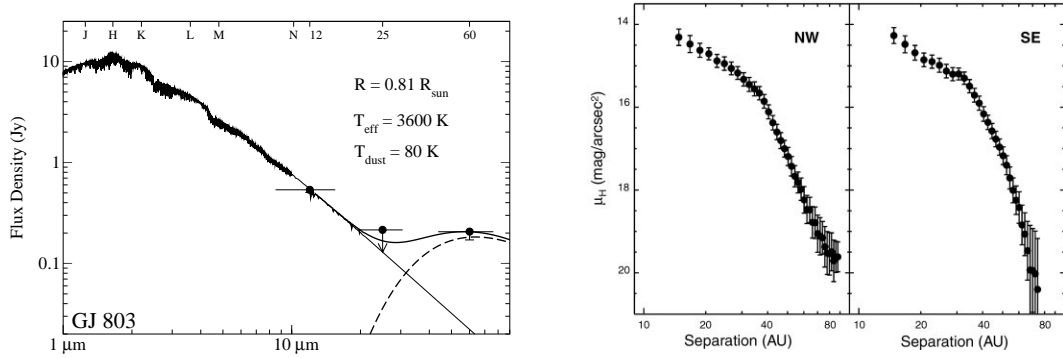


FIGURE 2.1 – **Gauche** : SED d'AU Mic, figure tirée de SONG et al., 2002.

Droite : Luminosité en bande H des deux branches du disque, figure tirée de LIU, 2004.

AVENHAUS, SCHMID et MEYER, 2012 n'ont de leur côté que marginalement détecté ce disque à $22 \mu\text{m}$, ce qui semble signifier que l'excès à cette longueur d'onde reste faible. Les images millimétriques sont arrivées en 2012, avec SMA à 1.3 mm (WILNER et al., 2012), sensiblement améliorées par ALMA l'année suivante (figure 2.2.h, MACGREGOR et al., 2013). Ces images ont ainsi encouragé le retraitement de données HST par SCHNEIDER et al., 2014 (figure 2.2.c), ou encore les observations GPI (WANG et al., 2015) et SPHERE (BOCCALETTI et al., 2015) dans les domaines visible et proche infrarouge. Pour compléter le tableau, les premières images infrarouge lointain ont été acquises en 2015 à 70 , 160 et $450 \mu\text{m}$ avec Herschel (le disque n'étant pas résolu dans les autres longueurs d'onde, MATTHEWS et al., 2015, figure 2.2.g). Enfin, la dernière image en date étend encore la gamme spectrale avec une mesure à 9 mm (figure 2.2.i, MACGREGOR et al., 2016).

Toutes ces observations dessinent une structure, visible sur la figure 2.2, qui montre le disque d'AU Mic aux différentes longueurs d'onde auxquelles il a été résolu. Le disque de débris est étendu en lumière diffusée, détectable jusqu'à 200 UA . Sa structure est de plus en plus compacte à mesure que la longueur d'observation augmente, pointant vers un anneau concentré à $35\text{-}40 \text{ UA}$ dans les images millimétriques. Le disque a une couleur bleue en lumière diffusée, indicative de la présence de petits grains, comme l'indique également son haut degré de polarisation (GRAHAM, KALAS et MATTHEWS, 2007).

AU Mic appartient au groupe dynamique de $\beta \text{ Pic}$, ce qui contraint son âge. Les estimations ont varié dans le temps, et les premières valeurs donnaient un âge de 10 millions d'années, révisé aujourd'hui autour de 23 ± 3 millions d'années (MAMAJEK et BELL, 2014). Sa masse est également mal contrainte, et doit être aux alentours de $0.4\text{-}0.6 M_{\odot}$ (SCHÜPPLER et al., 2015). Ainsi, parallèlement à l'observation du disque, la proximité de cette étoile (9.78 pc , GAIA COLLABORATION et al., 2018), sa faible masse et son jeune âge en font une candidate idéale pour la détection de compagnons planétaires. De nombreuses études ont inclus AU Mic, en vitesse radiale (BAILEY et al., 2012), en transit (HEBB et al., 2007), en imagerie directe (LAFRENIÈRE et al., 2007 ; DELORME et al., 2012 ; GAUCHET et al., 2016) ou encore avec des combinaisons de ces techniques (LANNIER et al., 2017) ; mais aucune n'a détecté de compagnon. Les limites de détection ont progressivement diminué, permettant aujourd'hui d'exclure la présence d'un compagnon plus massif que 2 masses de Jupiter autour de cette étoile.

La présence de gaz au sein du disque a également été cherchée, afin d'observer

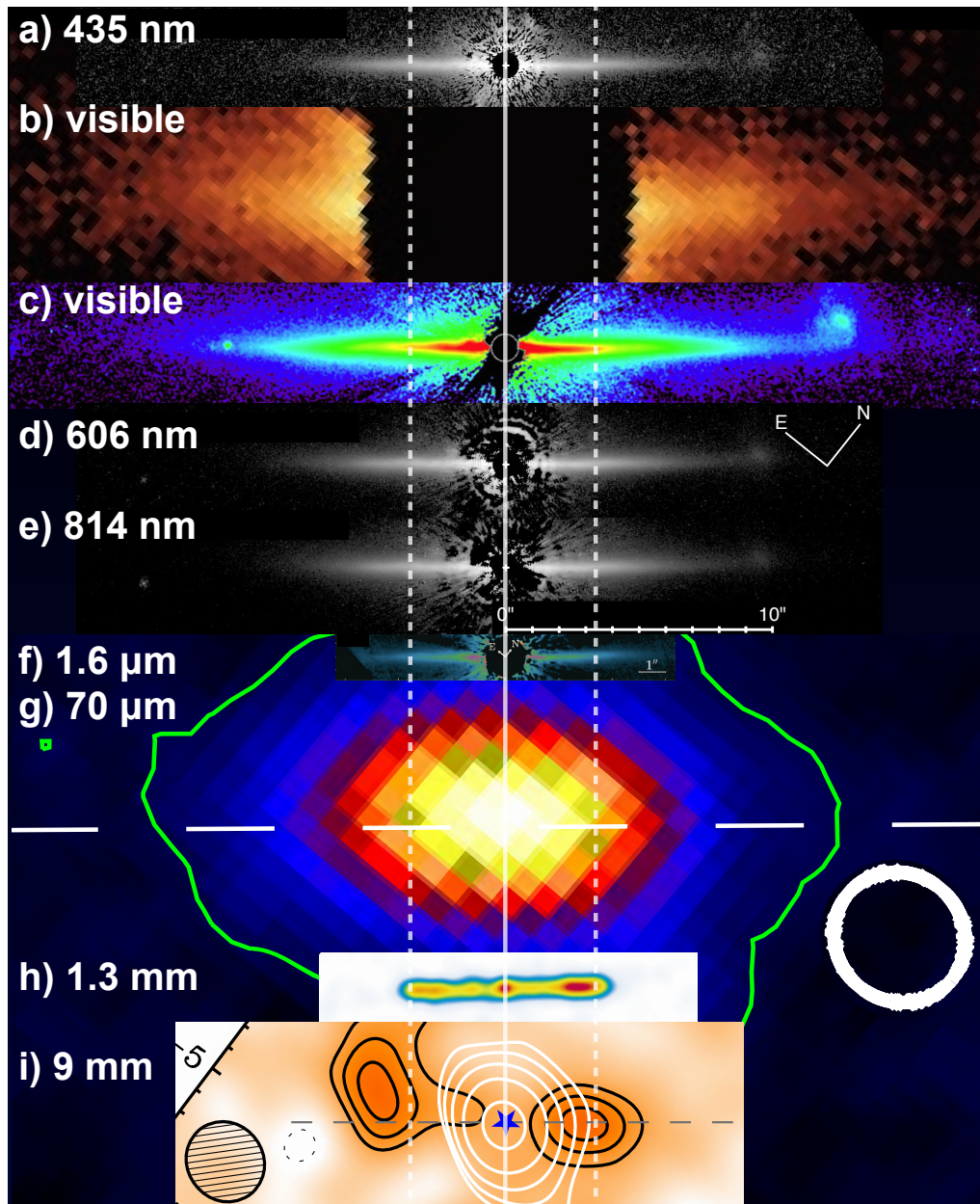


FIGURE 2.2 – Vision multi-spectrale du disque de débris autour d’AU Mic. Les longueurs d’onde sont indiquées. Les tirets verticaux marquent 35 UA, distance supposée de la ceinture de planétésimaux. Dans le visible, l’image est prise avec un filtre large-bande centré sur 600 nm. La taille du faisceau est donnée dans les images g et i. Les images sont tirées de : KRIST et al., 2005 (a,d,e); KALAS, LIU et MATTHEWS, 2004 (b); SCHNEIDER et al., 2014 (c); FITZGERALD et al., 2007 (f); MATTHEWS et al., 2015 (g); MACGREGOR et al., 2013 (h); MACGREGOR et al., 2016 (i).

la disparition du gaz entre la phase protoplanétaire et les disques de débris. Les mesures se sont affinées, pour une masse totale de dihydrogène au sein du disque comprise entre 6×10^{-6} and $4 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ (ROBERGE et al., 2005; FRANCE et al., 2007; SCHNEIDER et SCHMITT, 2010), indiquant que le gaz primordial est quasiment absent. De plus, des simulations numériques ont montré que ces quantités de gaz n’afectent pas la morphologie du disque de poussières (KRIVOV et al., 2009).

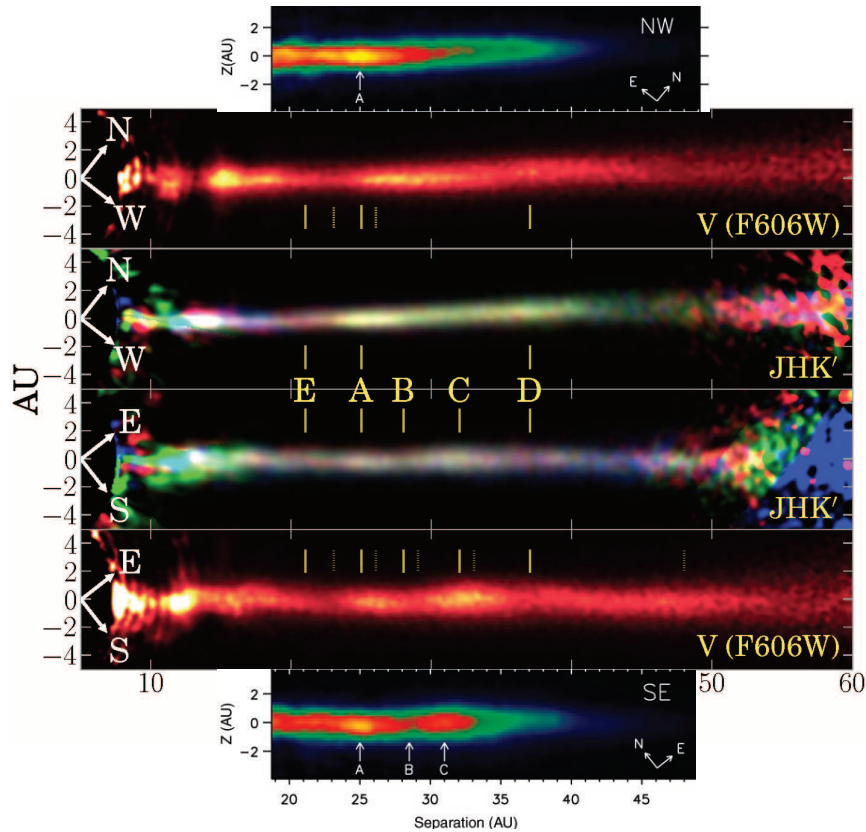


FIGURE 2.3 – Mise en évidence des structures au sein du disque. Les trois images du haut correspondent à la partie nord-ouest du disque, les trois du bas à la partie sud-est. Les images sont tirées de LIU, 2004 et FITZGERALD et al., 2007.

2.1.2 Propriétés du disque

Le disque de débris d'AU Mic est relativement lumineux ($L_d/L_\star \simeq 6 \times 10^{-4}$, LIU, 2004). Le premier modèle de sa structure vient de LIU, 2004. Dans ce premier article, la rupture de pente de la luminosité en fonction de la distance à l'étoile (graphe de droite de la figure 2.1) est expliquée par une ceinture de planétésimaux s'étendant de 17 à 35 UA. Deux modèles plus raffinés sont arrivés en 2006 (AUGEREAU et BEUST, 2006; STRUBBE et CHIANG, 2006). Ces modèles prennent en compte la dynamique des grains, et leur évolution par collision. Ils aboutissent à une structure semblable :

- une ceinture de planétésimaux vers 35-43 UA en érosion collisionnelle, ce qui est désormais confirmé par les observations ALMA (MACGREGOR et al., 2016).
- les grains plus petits sont placés sur des orbites elliptiques sous l'effet des forces de pression dues au vent stellaire principalement, avec un péricentre dans la ceinture de planétésimaux. Cette population peuple également la partie interne à la ceinture de planétésimaux en migrant sous l'effet des forces de freinage liées au vent stellaire (voir section 1.3.3).
- les grains les plus petits ($\lesssim 0.1 \mu\text{m}$) sont expulsés du système, principalement à cause de la pression du vent stellaire.

Malgré un fort flux UV même en dehors des périodes d'éruption, la pression de radiation est faible dans le cas d'AU Mic, car sa luminosité n'est que de $0.1 L_\odot$ (AUGEREAU et BEUST, 2006). Pour expliquer l'étendue du disque en lumière diffusée et

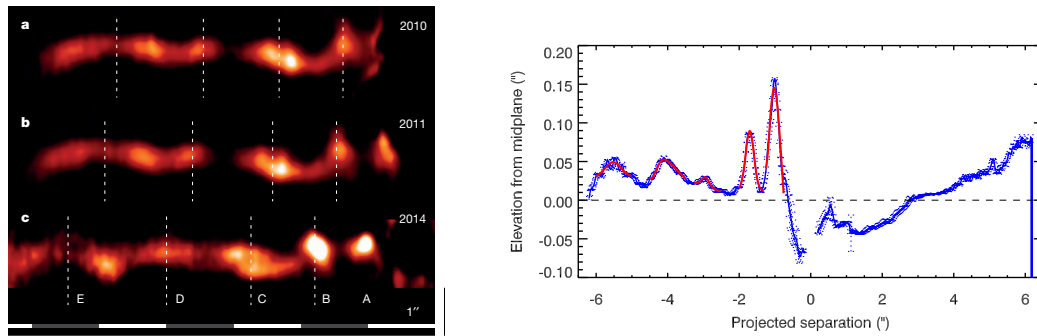


FIGURE 2.4 – **Gauche** : Images des arches. Seule la partie sud-est du disque est montrée, l'étoile étant au niveau du bord droit de l'image. La partie centrale du disque a été soustraite pour mettre en valeur les structures. Les images a et b sont des données HST retraitées, l'image c est la nouvelle observation avec SPHERE.

Droite : Position verticale du pic de brillance du disque en 2014 en fonction de la distance à l'étoile (en bleu). Les 5 arches sont modélisées par des gaussiennes (en rouge), et le plan du disque est marqué en pointillés. Figures tirées de BOCCALETTI et al., 2015.

la pente de sa brillance de surface en fonction de la distance à l'étoile au-delà de la ceinture de planétésimaux, il faut donc que la pression du vent stellaire soit forte. Cette pression est supposée augmenter avec les fréquentes éruptions (0.9 éruptions en moyenne par heure selon KUNKEL, 1973). D'après des modèles de vent stellaire déduits des propriétés optiques de l'étoile, la perte de masse d'AU Mic doit se situer autour de $300 \dot{M}_{\odot}$ (AUGEREAU et BEUST, 2006). STRUBBE et CHIANG, 2006 concluent de leur côté que $\dot{M} \lesssim 10 \dot{M}_{\odot}$ en s'appuyant sur un modèle cherchant à reproduire simultanément le profil radial de brillance de surface en lumière diffusée et la SED.

D'autres modèles ont affiné notre vision de ce système, contraignant la taille des planétésimaux les plus gros autour de 5 km, une porosité des grains au-dessus de 90%, ou encore supposant que des planétésimaux sont en phase d'accrétion accélérée (FITZGERALD et al., 2007 ; GRAHAM, KALAS et MATTHEWS, 2007 ; QUILLEN, MORBIDELLI et MOORE, 2007 ; SHEN, DRAINE et JOHNSON, 2009). Le dernier modèle en date est celui de SCHÜPPLER et al., 2015. À partir d'un modèle d'évolution collisionnelle, ils ajustent la SED, les profils radiaux ALMA et en lumière diffusée (intensité et polarisation) en supposant des grains poreux à 25% et constitués d'un mélange de silicates, de carbone et d'eau. Ils confirment les propriétés précédemment déduites, donnant une excentricité typique des planétésimaux à 0.03 et une valeur de perte de masse de l'étoile autour de $50 \dot{M}_{\odot}$.

2.1.3 Les arches mouvantes

Le disque présente plusieurs asymétries. Une différence de luminosité du simple au double existe entre la partie sud-est et la partie nord-ouest. Cette dernière apparaît plus lisse, avec un gauchissement autour de 20 UA (SCHNEIDER et al., 2014). Une première structure élevée avait été détectée en 2014 dans la partie sud-est. Celle-ci est marquée par des inhomogénéités de luminosité, relevées dans LIU, 2004 et suivie au cours du temps, mais dont la position semble changer en fonction de la longueur d'onde considérée (voir figure 2.3, FITZGERALD et al., 2007).

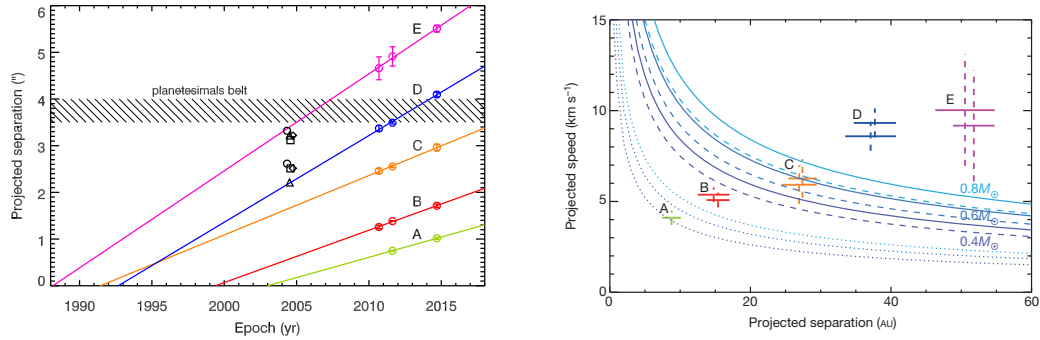


FIGURE 2.5 – **Gauche** : Position apparente des structures au cours du temps.

Les surdensités imagées en 2004 sont indiquées en noir.

Droite : Vitesse apparente des structures. Les vitesses correspondantes à des trajectoires circulaires (pointillés), avec une excentricité de 0.9 (tirets) et de libération (lignes continues) sont représentées pour différentes masses de l'étoile. Figures tirées de BOCCALETTI et al., 2015.

Ces données ont été mises à jour avec des images obtenues durant la phase de test du nouvel instrument SPHERE (BEUZIT et al., 2008) au VLT en 2014. Ces images en bande J ($1.25 \mu\text{m}$), publiées par BOCCALETTI et al., 2015 sont reproduites figure 2.4. Elles mettent en évidence 5 structures en forme d'arche, sur la branche sud-est du disque et s'étendant vers l'est (vers le haut dans toutes les images). Ces structures s'élèvent jusqu'à 1.5 UA au-dessus du disque, et ont une extension radiale d'une dizaine d'UA (voir le graphe de droite de la figure 2.4). Elles n'ont pas d'équivalent au sud, ou dans la branche nord-ouest. Ces arches sont associées à des variations spatiales d'intensité, même si la localisation des deux n'est pas superposable pour les structures les plus externes. Pour la suite du chapitre, ces structures seront nommées de A à E depuis l'intérieur. Le gauchissement de la branche nord-ouest est également retrouvé.

Afin de vérifier si ces structures ne sont pas un artefact de l'instrument, BOCCALETTI et al., 2015 ont ré-analysé les données de SCHNEIDER et al., 2014 prises avec le télescope HST. Dans les deux images de 2010 et 2011 ont été retrouvées les arches, avec la même morphologie (voir figure 2.4). La structure A n'est pas toujours visible car elle peut être masquée par le coronographe. La détection des arches par deux instruments différents à 3 années d'intervalle confirme l'existence de structures élevées au-dessus du disque de débris. En revanche, un déplacement notable existe entre les trois époques d'observation. Les positions apparentes des structures sont indiquées sur la partie gauche de la figure 2.5. Elles semblent suivre une évolution linéaire avec le temps. Si ce comportement est stable dans le temps, les structures D et E pourraient être identifiées aux surdensités observées au milieu des années 2000 (voir figure 2.3). La vitesse projetée déduite des positions est tracée sur la droite de la figure 2.5. Si on suppose que la vitesse des structures est celle des grains les composant, la vitesse de la structure A est compatible avec une orbite circulaire. Les structures B et C sont nécessairement sur des orbites très excentriques, alors que les structures D et E dépassent la vitesse de libération locale.

Les phénomènes classiques étudiés jusqu'à présent pour produire des asymétries dans les disques fonctionnent mal dans ce cas. Il faut expliquer ici l'asymétrie entre les deux côtés du disque, l'élévation des structures et leurs vitesses. Quelques scénarios peuvent être cités :

- Les vents de disque peuvent entraîner des poussières dans leurs mouvements, et produire des structures verticales. Dans le cas d’AU Mic, il reste très peu de gaz (ROBERGE et al., 2005) donc ces vents ne devraient pas être présents.
- Des planètes peuvent induire des spirales dans le gaz protoplanétaire (voir par exemple MUTO, TAKEUCHI et IDA, 2011). Vu la jeunesse du système, ces structures pourraient être encore présentes sous forme fossile dans la répartition radiale des poussières. Le court temps d’évolution des arches laisse cependant penser que la dynamique actuelle du système a dissipé ces éventuels fossiles.
- Des résonances avec un compagnon planétaire peuvent provoquer des arches, comme dans le cas des anneaux de Saturne (WEISS, PORCO et TISCARENO, 2009). Ces arches ont cependant des orbites képlériennes, non compatibles avec les vitesses observées.
- Les résonances de Lindblad produisent des spirales de densité, en rotation solide avec le perturbateur ce qui pourrait expliquer l’augmentation de la vitesse projetée avec la distance. En revanche, pour produire 5 structures, il faudrait que la spirale s’enroule de part et d’autre de l’étoile, créant des asymétries sur la branche nord-ouest du disque, ce qui n’est pas observé.
- Des collisions massives peuvent entraîner une surdensité liée à des orbites excentriques, comme montré par KRAL et al., 2015. Le temps de mise en place de ces structures est de l’ordre de 100 ans, alors que les structures s’échappent du disque en une dizaine d’années seulement.

Il est donc nécessaire de développer un nouveau cadre théorique pour interpréter les structures observées ainsi que leur évolution temporelle.

2.2 Description du modèle

2.2.1 Cadre général

Dans l’étude présentée dans cette thèse, je n’essaie pas de reproduire les propriétés du disque principal. Je ne vais m’intéresser qu’à la dynamique des arches. Je n’essaie pas non plus d’expliquer l’origine verticale des structures. Les arches sont assimilées à des structures stables dans le temps, qui se déplacent en bloc. Ces arches ont de plus la même vitesse que les grains qui les composent, à la différence d’une onde où vitesses de phase et de groupe peuvent être différentes. Mon objectif est ainsi de reproduire la position du centre des arches au cours du temps.

Pour expliquer l’asymétrie, je supposerai que la source (unique) de la poussière des arches est ponctuelle, et localisée au sud-est de l’étoile. Dans cette approche, il n’est pas nécessaire de faire d’hypothèse sur le mécanisme de production de poussières en lui-même. Il doit cependant être intermittent pour former 5 arches distinctes. S’il émettait en continu, on n’observerait qu’une seule structure de l’intérieur à l’extérieur du disque. Dans la suite, nous appellerons cette source **corps parent**. La dynamique de cette source ponctuelle a de l’importance. Dans mon modèle, cette source peut être soit fixe par rapport à l’observateur (comme une surdensité consécutive à une collision géante) ou être sur une orbite supposée circulaire (comme une planète).

Pour expliquer les vitesses atteintes par les arches, je supposerai que les grains sont accélérés hors du système par la pression du vent stellaire. Comme AU Mic est une étoile M, sa pression de radiation est très faible : β_{pr} n’atteint que 0.2 au maximum alors que la limite pour que des grains soient expulsés est à 0.5 dans

le cas d'un corps parent sur une orbite circulaire. En revanche, AU Mic présente des éruptions fréquentes, qui ont pour effet d'augmenter la force du vent stellaire, conduisant à des valeurs de β_{sw} qui peuvent atteindre des valeurs de 40 (AUGEREAU et BEUST, 2006 ; SCHÜPPLER et al., 2015).

La dynamique des grains une fois émis par le corps parent va être entièrement déterminée par 2 paramètres : la force de la pression du vent stellaire déterminée par le paramètre β_{sw} et la position au moment où le grain est relâché donnée par la distance du corps parent à l'étoile R_0 . Ensuite jouent des effets de projection pour expliquer les positions des structures et leurs vitesses apparentes.

2.2.2 Structure du code

En utilisant la différenciation entre le comportement dynamique et les effets de projection, j'ai séparé la modélisation en deux parties.

La première partie concerne la dynamique d'un grain test. Cette dynamique est entièrement contrainte par les deux paramètres β_{sw} et R_0 . J'ai développé un code qui calcule la trajectoire d'une poussière et j'ai lancé une série de simulations dynamiques sur une grille de valeurs pour β_{sw} et R_0 . Pour β_{sw} , les valeurs s'échelonnent de 0.3 (cas lié) jusqu'à 40, cas maximal évoqué dans AUGEREAU et BEUST, 2006 quand l'étoile est en éruption. Pour la position du corps parent, elle est comprise entre 3 et 42 UA. Il est à noter que la taille du grain n'intervient pas explicitement dans le calcul, mais que la valeur de β_{sw} en dépend directement.

Une fois cette base de données de trajectoires créée, la deuxième partie de l'analyse commence avec un code complémentaire que j'ai également écrit. Son objectif est de projeter les trajectoires sur le ciel et d'observer les positions et vitesses apparentes obtenues. Le disque est vu selon la tranche, donc le seul paramètre de projection important ici est l'angle de rotation θ autour de l'axe vertical (Oz), axe de rotation de l'étoile. Pour chaque couple de valeur (β_{sw} , R_0), je cherche l'angle d'observation θ qui reproduit au mieux la position des structures au cours du temps. Cet angle dépend également de la date d'émission des cinq structures Δt_i . Le critère choisi pour ce modèle est une minimisation du χ_r^2 entre les points de mesure et les trajectoires simulées. Dans le cas d'un corps parent fixe par rapport à l'observateur, les arches suivent toutes la même trajectoire. Les différences de position observées viennent de leur émission à des temps différents. Les six paramètres (θ , Δt_i) sont alors complètement indépendants les uns des autres. En revanche, dans le cas d'un corps parent orbitant à la vitesse angulaire ω , deux structures émises à des temps différents Δt_j et Δt_k sont vues selon des angles qui diffèrent de $\omega(\Delta t_j - \Delta t_k)$. Cette dépendance rend l'analyse plus complexe et a conduit à la notion de **structure de référence**, une structure dont l'angle de vue θ est ajusté indépendamment. Les angles de vue des autres structures en sont ensuite déduites. Les cinq structures sont ainsi considérées successivement comme structure de référence, puis les résultats sont combinés pour donner un χ_r^2 indépendant de cette référence.

La production finale du code est une carte de χ_r^2 sur la grille de paramètres (β_{sw} , R_0), qui permet de contraindre les distributions de probabilité et les dépendances entre ces deux paramètres.

2.3 Résultats du modèle

La description détaillée du modèle ainsi que les résultats obtenus ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy and Astrophysics* (SEZESTRE et al., 2017),

reproduite ici.

Expelled grains from an unseen parent body around AU Microscopii

É. Sezestre¹, J.-C. Augereau¹, A. Boccaletti², and P. Thébault²

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
e-mail: elie.sezestre@univ-grenoble-alpes.fr

² LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, Université Pierre et Marie Curie, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

Received 28 April 2017 / Accepted 10 September 2017

ABSTRACT

Context. Recent observations of the edge-on debris disk of AU Mic have revealed asymmetric, fast outward-moving arch-like structures above the disk midplane. Although asymmetries are frequent in debris disks, no model can readily explain the characteristics of these features.

Aims. We present a model aiming to reproduce the dynamics of these structures, more specifically their high projected speeds and their apparent position. We test the hypothesis of dust emitted by a point source and then expelled from the system by the strong stellar wind of this young M-type star. In this model we make the assumption that the dust grains follow the same dynamics as the structures, i.e., they are not local density enhancements.

Methods. We perform numerical simulations of test particle trajectories to explore the available parameter space, in particular the radial location R_0 of the dust producing parent body and the size of the dust grains as parameterized by the value of β (ratio of stellar wind and radiation pressure forces over gravitation). We consider the cases of a static and of an orbiting parent body.

Results. We find that for all considered scenarios (static or moving parent body), there is always a set of (R_0, β) parameters able to fit the observed features. The common characteristics of these solutions is that they all require a high value of β , of around 6. This means that the star is probably very active, and the grains composing the structures are submicronic in order for observable grains to reach such high β values. We find that the location of the hypothetical parent body is closer in than the planetesimal belt, around 8 ± 2 au (orbiting case) or 28 ± 7 au (static case). A nearly periodic process of dust emission appears, of 2 yr in the orbiting scenarios and 7 yr in the static case.

Conclusions. We show that the scenario of sequential dust releases by an unseen point-source parent body is able to explain the radial behavior of the observed structures. We predict the evolution of the structures to help future observations discriminate between the different parent body configurations that have been considered. In the orbiting parent body scenario, we expect new structures to appear on the northwest side of the disk in the coming years.

Key words. methods: numerical – stars: individual: AU Mic – stars: winds, outflows – planet-disk interactions

1. Introduction

AU Mic is an active M-type star, in the β Pictoris moving group, with an age of 23 ± 3 Myr (Mamajek & Bell 2014). Its debris disk, seen almost edge-on, was imaged for the first time by Kalas et al. (2004) in the optical. The dust seen in scattered light was shown to originate from collisional grinding of planetesimals arranged in a belt at ~ 35 –40 au (Augereau & Beust 2006; Strubbe & Chiang 2006; Schüppler et al. 2015). The belt was later resolved by millimeter imaging (Wilner et al. 2012; MacGregor et al. 2013). Because the star is very active, the dynamics of the dust grains is believed to be strongly affected by the stellar wind.

Recently, Boccaletti et al. (2015) have revealed five fast-moving, arch-like vertical features in this disk in scattered light imaging with HST/STIS (Schneider et al. 2014) and VLT/SPHERE (Beuzit et al. 2008) at three different epochs. The five structures, named A to E, are shown in Fig. 1. They are identified in the 2010, 2011, and 2014 images, except for the A structure which was too close to the star in 2010. Curiously, these structures are all located on the same side of the disk and they all show an outward migration. For structures D and E

the velocities are such that these features could match asymmetries identified in earlier multiple wavelength observations (Liu 2004; Krist et al. 2005; Metchev et al. 2005; Fitzgerald et al. 2007). Although they move outward, the arch-like structures seem stable in shape over a time span of a few years.

The projected speeds derived from the observations are displayed in Fig. 2, which shows that they increase with rising distance to the star. The two outermost, at least, are exceeding the local escape velocity. There is currently no theoretical framework to readily explain this behavior (see, e.g., Matthews et al. 2014, for a recent review on debris disks). Any dynamical process involving copious amounts of gas, such as radiation-driven disk winds that may cause the grains to reach high velocities are excluded by the small amount of gas remaining around AU Mic (Roberge et al. 2005, fixed an upper limit of H_2 mass at $0.07 M_{\oplus}$). Vertical resonances with a planetary companion can form arch-like structures, but they stay on a Keplerian orbit (analogous to the case of Saturn's moons; see, e.g., Weiss et al. 2009). Lindblad resonances can induce spiral density arms phase-locked with a perturber, but if each structure corresponds to an arm, they would be observed on both sides of

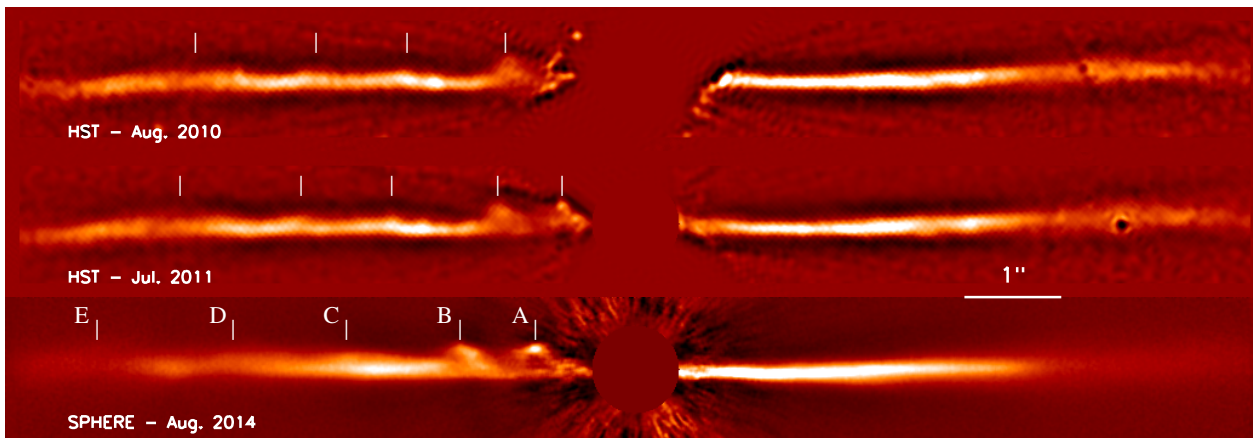


Fig. 1. 2010 and 2011 HST/STIS and 2014 VLT/SPHERE images of the debris disk of AU Mic. The five structures are identified in *the bottom panel*.

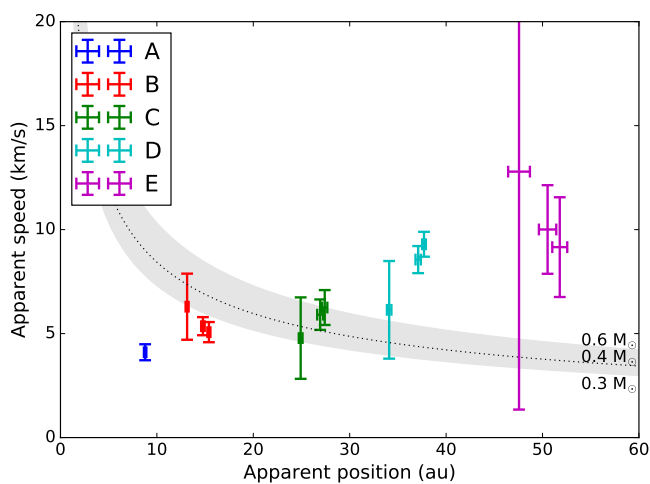


Fig. 2. Apparent speeds of the structures in the AU Mic debris disk derived from the observations (Tables 2 and A.1). The gray region shows the escape velocities for stellar masses ranging from 0.3 to 0.6 M_{\odot} , the dotted line corresponding to a mass of 0.4 M_{\odot} .

the disk. Concentric eccentric rings resulting from massive collisions of asteroid-like objects can produce local intensity maxima (e.g., Kral et al. 2015), but this process requires a time scale of 100 yr, while the structures escape the system in tens of years.

In this study, we aim to reproduce the observed high speeds and apparent positions of the structures. We leave aside the origin of the vertical elevation of the structures in this paper. In Sect. 2 we describe our model. There, we assume that the NW/SE asymmetry can be explained by a local process of dust release. This hypothetical emission source will be referred to as *parent body* in the following, without further specification. Boccaletti et al. (2015), for instance, proposed that this could correspond to a planet whose magnetosphere or dust circumplanetary ring would be interacting with the stellar wind. The dust released by the parent body is exposed to the stellar wind. The resulting wind pressure can put this dust on unbound trajectories, achieving the observed high projected speeds. In Sect. 3 we explore the case of a static parent body, which would for example mimic a source of dust due to a giant collision (e.g., Jackson et al. 2014; Kral et al. 2015) or a localized dust avalanche (Chiang & Fung 2017), and the case of an orbiting parent body, for example, a young planet. However, we

emphasize that we do not suppose any specific dust production process in our study. Instead, we focus on the dynamical evolution of the dust right after its release, and any dust production mechanism will have to comply with the constraints we derive on the dust properties and dynamics. We discuss our findings, the influence of the parameters, and the implications in Sect. 4.

2. Model

We developed a model that aims to investigate the dynamics of dust particles released by a singular parent body and affected by a strong stellar wind pressure force. Throughout this paper, we make the important assumption that the observed displacements correspond to the actual proper motion of the particles and not to a wave pattern, which implies that the particles are supposed to have the same projected speeds as the observed structures. We discuss whether this assumption could lead to scenarios that reproduce the observed speeds in the AU Mic debris disk, and the conditions that must be fulfilled.

2.1. Parent body

To break the symmetry of the disk, we need an asymmetric process of dust production. The dust arranged in the fast-moving structures is thus assumed to be locally released by an unresolved, unknown source: the “parent body”. This hypothetical parent body will not be described further, but we note that it must be massive enough to produce a significant amount of dust, although it should remain faint enough to be undetected by current instrumentation. Actually, the upper mass limit is fixed by the nondetection of point sources in SPHERE imaging. This implies a compact parent body smaller than 6 Jupiter masses beyond 10 au (see Methods in Boccaletti et al. 2015). The process of dust production is not described in this model, except that it must be sporadic otherwise we would observe one single, continuous feature. We can thus exclude the flares of the star as the trigger events responsible for the arch formation as they are too frequent (0.9 flare per hour following Kunkel 1973).

The parent body is assumed to be at a distance R_0 from the star in the plane of the main disk. When supposed to be revolving around the star, its orbit is considered to be circular. The dust particles are released with the local Keplerian speed.

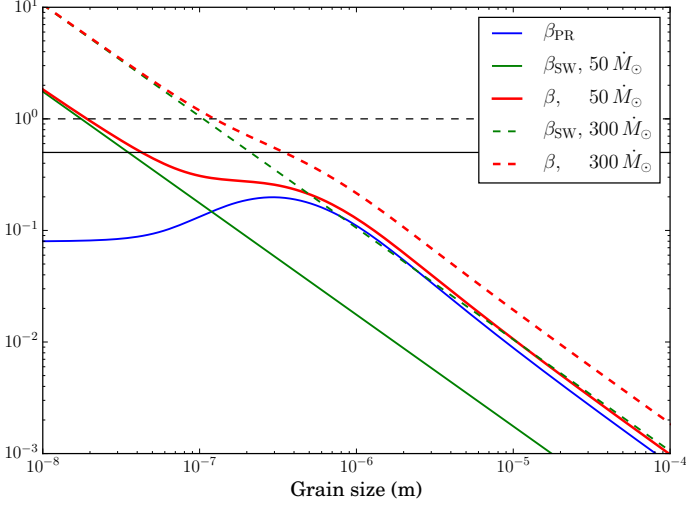


Fig. 3. β as a function of grain size. The material used for β_{PR} is M1 of Schüppler et al. (2015). Two hypothesis for the mass-loss rate of the star are shown (solid and dashed lines). The horizontal solid black line is the upper limit for bound trajectories assuming zero eccentricity for the parent body, and the dashed line is the limit between “normal” and “abnormal” parabolic trajectories (see Sect. 2.3).

2.2. Pressure forces

Assuming that the observed velocities correspond to the effective speeds of the particles, this means that they accelerate outward once released and finally exceed the escape velocity. As the particle size decreases, they are more affected by the pressure coming from the stellar wind. The radiation pressure is also more efficient, although it remains low because AU Mic is an M-type star. These processes can accelerate the particles outward, provided the total pressure force exceeds the gravitational force.

The two pressure forces are described by a single parameter denoted β in the following. It is the ratio of the wind plus radiation forces to the gravitational force

$$\beta = \frac{\|\mathbf{F}_{\text{SW}}\| + \|\mathbf{F}_{\text{PR}}\|}{\|\mathbf{F}_{\text{grav}}\|} = \beta_{\text{SW}} + \beta_{\text{PR}}, \quad (1)$$

under the assumption that the grain velocity v is such that $v \ll c$ and $v \ll V_{\text{sw}}$, where c is the light speed in vacuum and V_{sw} is the wind speed; \mathbf{F}_{SW} is the force exerted by the stellar wind on the particle; \mathbf{F}_{PR} is the radiation force, taking into account the radiation pressure and the Poynting-Robertson drag; and \mathbf{F}_{grav} is the gravitational force of the star. For typical silicate submicrometer-sized grains, β ranges from $\sim 10^{-1}$ to a few tens (see Fig. 1 of Schüppler et al. 2015, and Fig. 11 of Augereau & Beust 2006).

The two contributions to β can be estimated with, for example, Eq. (28) of Augereau & Beust (2006) and Eq. (6) of Strubbe & Chiang (2006), respectively,

$$\beta_{\text{SW}} = \frac{3 \dot{M}_{\star} V_{\text{sw}} C_{\text{D}}}{32\pi G M_{\star} \rho s}, \quad (2)$$

$$\beta_{\text{PR}} = \frac{3 L_{\star} \langle Q_{\text{PR}} \rangle}{16\pi c G M_{\star} \rho s}, \quad \text{with } \langle Q_{\text{PR}} \rangle = \frac{\int_{\lambda} F_{\lambda} Q_{\text{PR}} d\lambda}{\int_{\lambda} F_{\lambda} d\lambda}, \quad (3)$$

where \dot{M}_{\star} is the stellar mass-loss rate, C_{D} the dimensionless free molecular drag coefficient which has a value close to 2, G the gravitational constant, M_{\star} the mass of the star, ρ the grain volumetric mass density, s the grain radius, L_{\star} the stellar luminosity,

Q_{PR} the dimensionless radiation pressure efficiency (which depends on the grain size, composition, and wavelength), and F_{λ} the stellar flux at wavelength λ .

The parameter β_{PR} is independent of the grain’s distance to the star (r), but β_{SW} can slightly depend on r (e.g., Fig. 11 in Augereau & Beust 2006). In this study, we will neglect this effect. The value of β is highly size-dependent. For sufficiently large grains ($s \gtrsim 1 \mu\text{m}$ in the case of AU Mic), β varies as s^{-1} (Schüppler et al. 2015). For smaller grain sizes, the relationship between β and s is more complex (e.g., Fig. 1 in Schüppler et al. 2015) and depends on the grain composition, the stellar mass-loss rate \dot{M}_{\star} , and the stellar wind speed V_{sw} . With $\dot{M}_{\star} = 50 \dot{M}_{\odot}$ and $V_{\text{sw}} = V_{\text{sw},\odot}$, the blowout size (grains with $\beta = 0.5$, assuming zero eccentricity for the parent body) is $0.04 \mu\text{m}$ (Fig. 3). This size jumps to $0.35 \mu\text{m}$ if the stellar mass-loss rate is increased to $300 \dot{M}_{\odot}$. These values are consistent with those reported in Table 2 of Schüppler et al. (2015) although they differ slightly because of minor differences in the assumed stellar properties.

2.3. Particle behavior

The trajectory of a grain released from a parent body strongly depends on the β value. For a parent body on a circular orbit, the released $0 < \beta < 0.5$ dust particles remain on bound orbits, with eccentricities increasing with β , while the $0.5 < \beta < 1$ particles are placed on parabolic orbits. Dust particles with $\beta > 1$ will, on the other hand, follow unbound, “abnormal” parabolic trajectories, as described in, e.g., Krivov et al. (2006). These $\beta > 1$ grains are of particular interest in the context of the AU Mic debris disk because their velocities continuously increase while moving outward until they reach an asymptotic value, which can be evaluated by considering the total energy per unit of mass of the particle at a distance r from the star

$$e_m = \frac{1}{2}v^2 - \frac{GM_{\star}}{r}(1 - \beta), \quad (4)$$

where $M_{\star}(1 - \beta)$ is the apparent mass of the star. The particle is supposed to be released with the Keplerian velocity $v_0 = \sqrt{GM_{\star}/R_0}$ at radius R_0 . Evaluating Eq. (4) in R_0 thus yields

$$e_m = \frac{GM_{\star}}{2R_0}(2\beta - 1). \quad (5)$$

Therefore, the asymptotic speed reached by the dust particle far away from the star (valid for $\beta > 0.5$) is given by

$$v_{\infty} = v(r \rightarrow \infty) = \sqrt{(2\beta - 1)\frac{GM_{\star}}{R_0}} = v_0 \sqrt{2\beta - 1}. \quad (6)$$

For the $0.5 < \beta < 1$ grains, v_{∞} is smaller than v_0 . In this case, the asymptotic value of the velocity is reached by upper values and the speed decreases with the distance from the star. The $\beta > 1$ grains, on the other hand, reach the asymptotic value of the velocity by lower values, and v increases with r . This behavior is illustrated in Fig. 4. As shown in Fig. 2, the observed apparent speeds are not compatible with bound orbits at least for structures D and E. An unbound orbit is equivalent to $\beta > 0.5$ in the model. Furthermore, the overall trend of increasing velocity with the distance to the star is only reproduced by trajectories with $\beta > 1$ (see Fig. 4).

The strength of the pressure forces on the grains, characterized by β , and the released position of the grains, R_0 , are two key parameters in this model, and some constraints on their values and relationship can be anticipated. For instance, if the grains

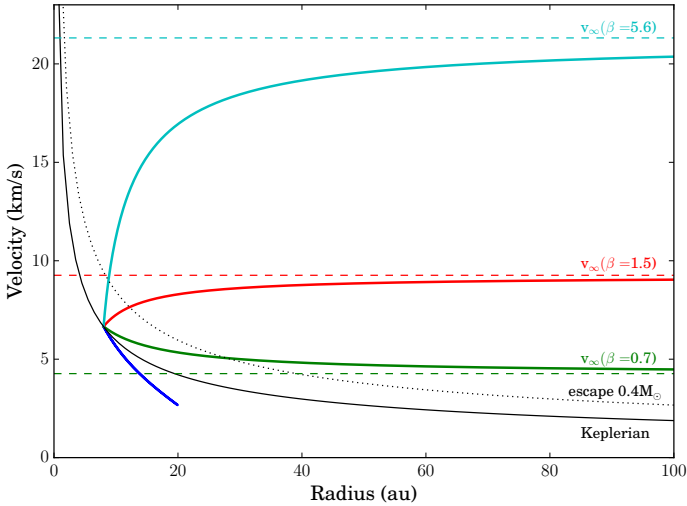


Fig. 4. Module of the velocity as a function of the distance from the star for a particle released with the Keplerian speed at 8 au. The solid curves correspond to $\beta = 0.3$ (blue), 0.7 (green), 1.5 (red), and 5.6 (cyan). The horizontal dashed lines are the asymptotic values of the velocity derived from Eq. (6).

Table 1. Documented stellar parameters of AU Microscopii (GJ803, HD 197481).

| Parameter | Value | Reference |
|-------------------------|-------------------------------|-------------------------|
| Spectral type | M1Ve | Torres et al. (2006) |
| Age | 23 ± 3 Myr | Mamajek & Bell (2014) |
| Distance | 9.94 ± 0.13 pc | Perryman et al. (1997) |
| Mass (M_\star) | $0.3\text{--}0.6 M_\odot$ | Schüppler et al. (2015) |
| Wind speed (V_{sw}) | 4.5×10^5 m s $^{-1}$ | Strubbe & Chiang (2006) |

are on bound orbits ($\beta < 0.5$), their apoastron $r_a = (1 - 2\beta)^{-1}R_0$ should be sufficiently large for the particles to reach the position of the furthest structures, around 50 au in projection (structure E). Noting r_E the apparent position of the E structure, the condition $r_a \gtrsim r_E$ yields a strict lower limit on β :

$$\beta > \frac{r_E - R_0}{2r_E}. \quad (7)$$

Nevertheless, we anticipate unbound orbits with high β values to best fit the observed speeds, and a power law linking β and R_0 can be approximated analytically. The trajectories of grains with β values much higher than 1 are almost radial and the limit speed reached by the particle is given by Eq. (6). The data points to reproduce are apparent speeds at projected distances. Let us take the pair (r_D, v_D) for structure D as an example, and denote α the angle between the observer and the direction of propagation of the particle. For a given projected distance r_D , the greater the released distance to the star R_0 , the smaller the α angle. In a simple approximation, we can write that $\sin \alpha = r_D/(xR_0)$ by considering the right triangle, where r_D is the side opposed to the angle α and assuming the hypotenuse is x times R_0 . Using Eq. (6) and the above approximation, the apparent speed writes

$$v_D \simeq v_\infty \sin \alpha \propto v_0 \sqrt{2\beta - 1} \cdot \frac{r_D}{R_0} \propto R_0^{-3/2} \sqrt{2\beta - 1}. \quad (8)$$

Therefore, we expect that, for a given observed velocity, the best fit solutions obey the following relationship between β and R_0 ,

$$(2\beta - 1) \propto R_0^3, \quad (9)$$

displayed as black lines in top left panel of Figs. 6, 7, and left panel of Fig. 8.

2.4. Parameters and numerical approach

We adopt the stellar parameters listed in Table 1. The stellar mass is not precisely determined, and we take $M_\star = 0.4 M_\odot$, consistent with Schüppler et al. (2015) and the previous literature. The impact of the assumed stellar mass on the results is discussed in Sect. 4.2.2. For the wind speed, we adopt the value in the literature of 450 km s^{-1} , assumed to be constant with the distance from the star (see Strubbe & Chiang 2006; Schüppler et al. 2015).

Once these values are set, the particles' trajectories are fully determined by two parameters: the radius R_0 at which the grains are released, and the pressure to gravitational force ratio, β . To keep the problem simple, we suppose that all particles are submitted to the same pressure force, meaning that we consider only one particle size and a time-averaged value. The case of a range of β values is discussed in Sect. 4.2.3. In our model we assume that the dust release process takes place closer in than the planetesimal belt located at 35–40 au. We consider 40 values of R_0 ranging from 3 to 42 au, with a linear step of 1 au. The value of β is dependent upon the stellar activity. AU Mic is supposed to be on active state 10% of the time, with several eruptions per day. Augereau & Beust (2006) found values of β ranging from 0.4 in quiet state to 40 in flare state, with a temporal average value of typically 4 to 5 (see their Fig. 11). In our case, we consider 40 values of β ranging from 0.3 to 35 with a geometric progression in steps of $\times 1.13$, and thus including bound orbits. It has been analytically demonstrated that considering a time-averaged value of β does not change the dust dynamics (see Appendix C of Augereau & Beust 2006), and we have numerically checked this behavior.

For numerical purposes, we work on a grid of (R_0, β) values and optimize the values of the other parameters to minimize χ^2 . The trajectories are initially calculated for each pair (R_0, β) on the grid. A 4th order Runge-Kutta integrator, with a fixed default time-step equal to one one-hundredth of a year is used. The time resolution on the parent body orbit will nevertheless be reduced to 0.1 yr for numerical purposes in the case of an orbiting parent body. The calculation of a trajectory stops after two revolutions for the particle or for the parent body (if the particle has an unbound trajectory), or earlier if the dust particle goes farther than 200 au from the star. Then the computed trajectories are rotated with respect to the observer to account for projection effects. Another parameter θ is thus introduced, corresponding to the angle between the release point of the particle and the line of sight.

Two models are used in the following: one that assumes that the parent body is static and another where the parent body is rotating. In both cases, the parent body intermittently emits dust particles. In the static parent body model, the source of dust is static with respect to the observer as illustrated in the left panel of Fig. 5. The particles are all emitted with the same angle θ with respect to the observer, follow the same trajectory, and differ only by their release dates. In the other model, the parent body moves on its orbit, assumed circular, between each dust release event. Thus the angle of observation θ is linked to the release dates as shown in the right panel of Fig. 5. Two structures emitted with a time difference δt will be seen at an angle of $\omega \delta t$ from each other, where ω is the parent body angular velocity. We set apart a structure that we call reference structure. The angle of observation θ is defined with respect to this reference structure

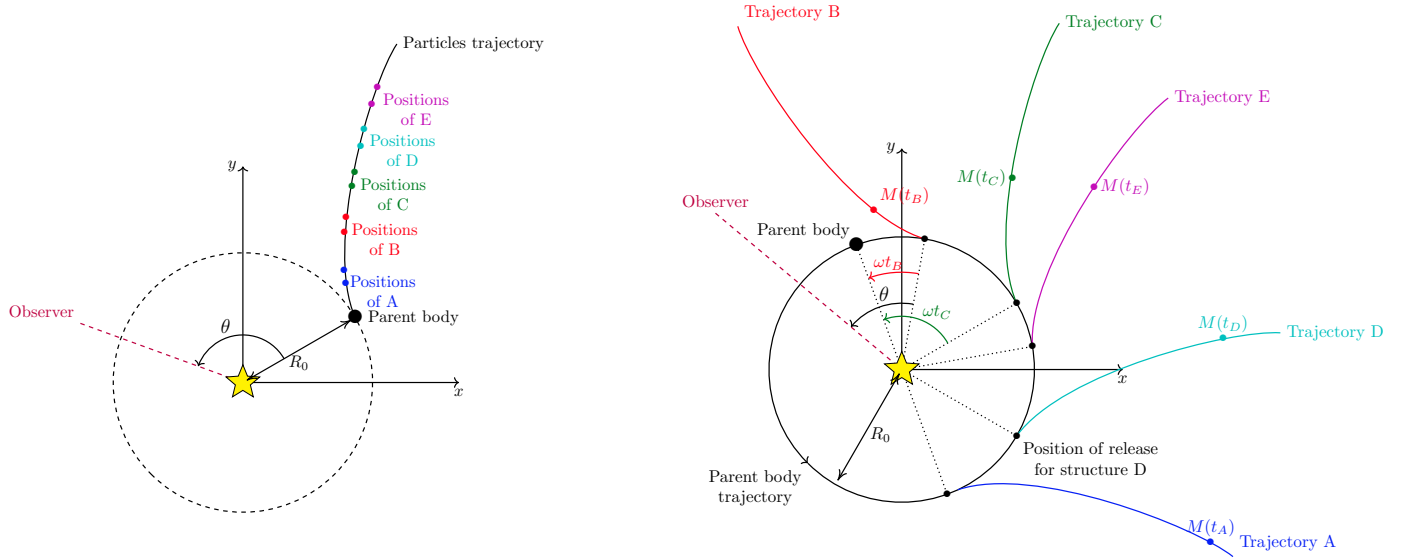


Fig. 5. *Left:* sketch of the static case, seen from above. *Right:* sketch of the orbiting case, seen from above. In this case, the structure B is used as the reference structure. The features are not necessarily emitted in alphabetical order.

Table 2. Apparent separations from the star (in arcseconds) of the maximum elevation from midplane of the five arch-like structures, named A to E, observed in the AU Mic debris disk in 2010, 2011, and 2014.

| Date | A | B | C | D | E | Reference |
|----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------------|
| 2014.69 | 1.017 ± 0.025 | 1.714 ± 0.037 | 2.961 ± 0.073 | 4.096 ± 0.049 | 5.508 ± 0.074 | Boccaletti et al. (2015) |
| 2011.63 | 0.750 ± 0.025 | 1.384 ± 0.025 | 2.554 ± 0.025 | 3.491 ± 0.025 | 4.912 ± 0.208 | Boccaletti et al. (2015) |
| 2010.69 | – | 1.259 ± 0.037 | 2.459 ± 0.049 | 3.369 ± 0.061 | 4.658 ± 0.245 | Boccaletti et al. (2015) |
| 2004.75 | – | – | – | 2.52 | 3.22 | Fitzgerald et al. (2007) |
| 2004.58 | – | – | – | 2.52 | 3.12 | Liu (2004) |
| 2004.51 | – | – | – | 2.21 | 3.22 | Metchev et al. (2005) |
| 2004.34 | – | – | – | 2.62 | 3.32 | Krist et al. (2005) |
| 2004.545 ± 0.147 | – | – | – | 2.468 ± 0.154 | 3.220 ± 0.071 | |

Notes. In 2010, structure A is angularly too close to the star to be detectable. For consistency among all the features, the uncertainties on the positions of features A and B in 2011 have been re-estimated to twice their values, as published in Boccaletti et al. (2015). The next four rows give the positions of brightness enhancements (and not the maximum elevation positions) identified in 2004 and associated a posteriori to structures D and E. The last row shows the mean positions and uncertainties on the structures seen in 2004.

and all angles for the other structures are then deduced from the emission date.

In summary, the two models have a total of eight independent parameters: R_0 , β , θ , and five dust release dates (one for each structure). For each fixed (R_0 , β) pair, the code finds the position of the parent body that best matches the observations documented in Table 2 by adjusting the angle θ and the dust release dates. This is done by minimizing a χ^2 value that takes into account the uncertainties on the positions and also on the observing date in the specific case of the 2004 observations.

3. Results

We use the model described in the previous section to reproduce the apparent positions of the five structures observed at three epochs: 2010, 2011, and 2014 (see Table 2). We do not consider at this stage the 2004 observations because the positions of the structures were not derived using the same approach as for the other epochs. The consistency of our findings with the 2004 data is discussed in Sect. 4.2.1. We first consider the simple case of a static parent body (Sect. 3.1). Then we assume the parent body is revolving on a circular orbit around AU Mic (Sect. 3.2).

3.1. Static parent body

3.1.1. Nominal case

The simplest case to consider is that of a static parent body with active periods during which it releases dust particles. The reduced χ_r^2 map of the fit to the apparent positions of the five structures over time is displayed in top left panel of Fig. 6. It shows two branches of solutions, which both follow the expected trend, namely β raising as R_0^3 (Eq. (9), solid and dashed black lines in top left panel of Fig. 6). As can be seen in bottom left panel of Fig. 6, the branch of solutions with the lowest R_0 values corresponds to particles expelled from the AU Mic system toward the observer ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$), while the branch with the highest R_0 values, which also contains the lowest χ_r^2 values, corresponds to grains moving away from the observer ($90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$). This is illustrated in Fig. A.1. The best fit is obtained for the $\beta \approx 10.4$ bin of the grid, corresponding to particles on unbound abnormal parabolic trajectories, as anticipated in Sect. 2.3.

The likeliest values of R_0 and β are derived using a statistical inference method by first transforming the map of unreduced χ^2 into a probability map assuming a Gaussian likelihood function

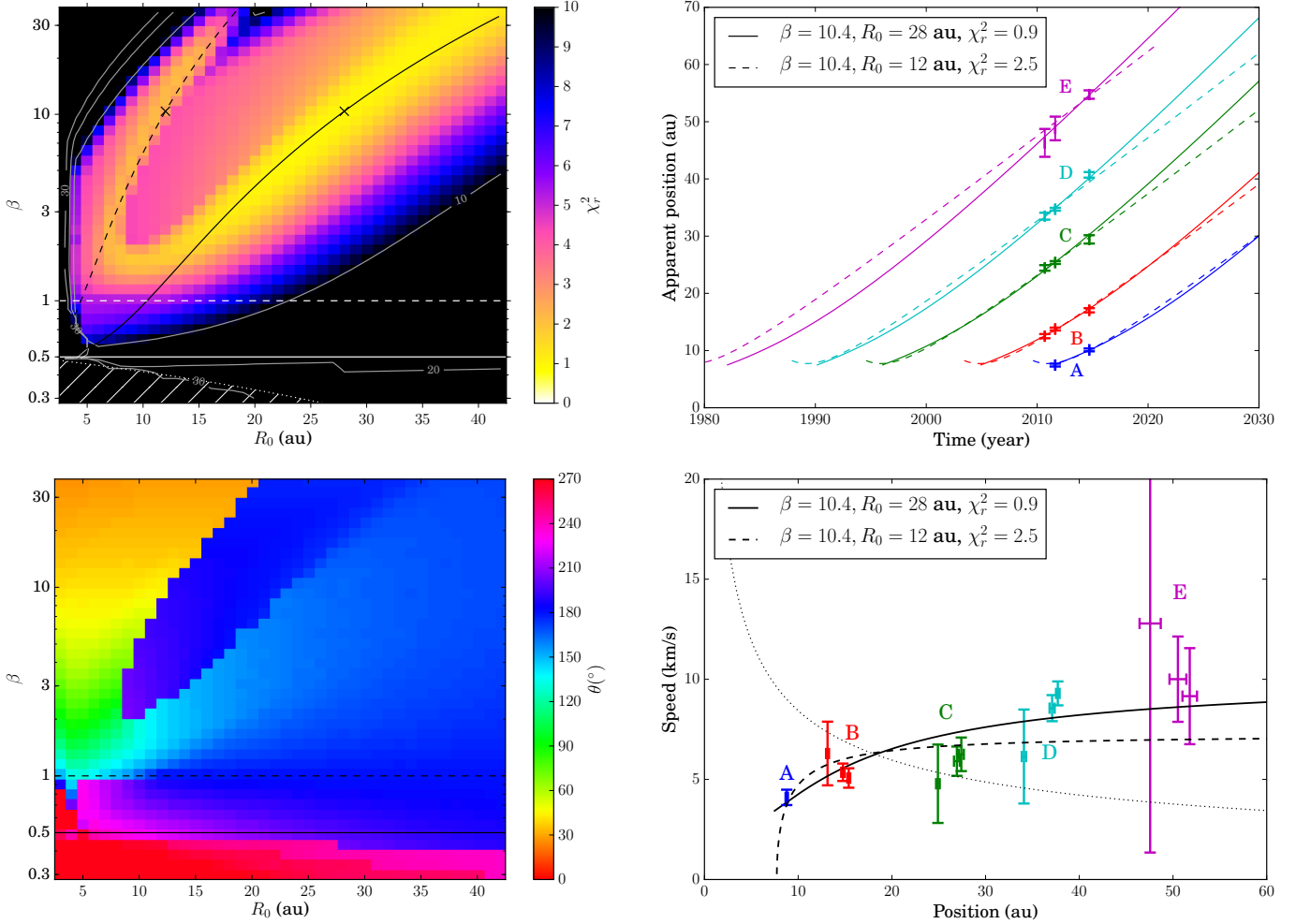


Fig. 6. Static parent body. Modeling results in the case of a static parent body. *Top left:* map of the reduced χ^2 (χ_r^2) obtained by fitting the position of the five structures. The solid and dashed black lines show the expected power law trends (Eq. (9)) along the two families of solutions, each scaled to go through the best fits identified by the black crosses. The branch of highest R_0 values corresponds to trajectories going away from the observer, while the other branch identifies the solutions pointing toward the observer (see also Fig. A.1). The area under the dotted white line are solutions excluded by Eq. (7). *Bottom left:* map of the angle of emission, taken with respect to the observer. *Top right:* projected positions as a function of time. The solid lines correspond to trajectories going away from the observer, while the dashed lines are trajectories pointing toward the observer (see also deprojected trajectories seen from above in Fig. A.1). *Bottom right:* same as Fig. 2, overlaid with the best fit solutions (black crosses in *top left panel*).

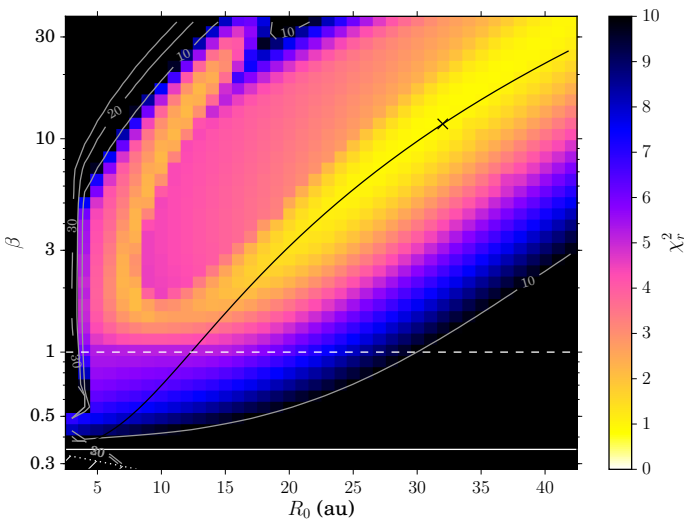


Fig. 7. Static parent body. Mean χ_r^2 map for a parent body with an eccentricity of 0.3.

($\propto \exp(-\chi^2/2)$), and then by obtaining marginalized probability distributions for the parameters by projection onto each of the dimensions of the parameter space (see Figs. A.2 and A.3 in the orbiting case). This gives $\beta = 10.5^{+21.6}_{-4.5}$, $R_0 = 28.4^{+7.9}_{-6.8}$ au, and $\theta = 165 \pm 6^\circ$ (1σ uncertainties). The simulation closest to these values in the grid of models (right black cross in top left panel of Fig. 6, $\chi_r^2 = 0.9$) is shown in the top and bottom right panels of Fig. 6, and the release dates of the particles are documented in Table 3. It shows a quasi-periodic behavior of about 7 yr, with the structures the closest to the star in projection being the youngest. Interestingly, we note that in this model the dust forming the A structure was released in mid-2011, which would be consistent with the nondetection of that feature in the 2010 HST/STIS data.

3.1.2. Eccentric orbits

At first glance, the case of a static parent body might appear a less physical situation than the case of an orbiting parent body. It could nevertheless correspond to a high-density region of large velocity dispersion in the aftermath of a giant collision. As

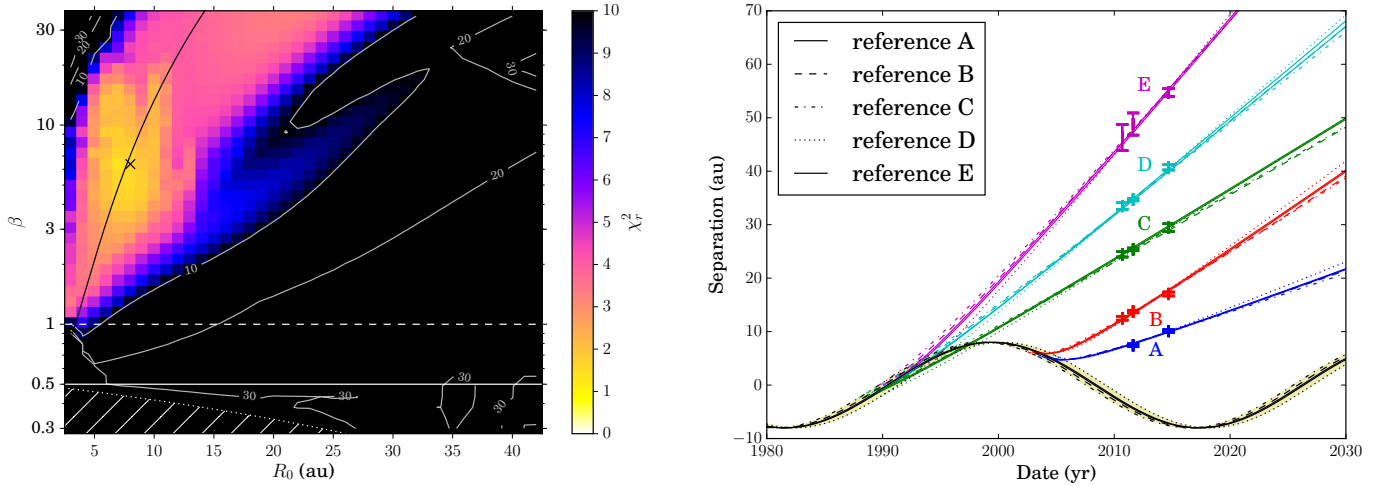


Fig. 8. Orbiting parent body. Modeling results of the position adjustment of all the structures in the case of an orbiting parent body (nominal case, see Sect. 3.2.1). *Left*: χ_r^2 map averaged over the five references (see text). *Right*: projected trajectories for the five structures assuming each of the structures is a reference for the fit. This shows that the fits are essentially independent of the assumed reference structure. The black lines are the apparent positions of the parent body.

shown by Jackson et al. (2014) for example, the collision produces a swarm of large objects, passing through the same position in space, that will in turn become the parent bodies of the observed dust grains. This could mimic a static parent body, but importantly, the grains may be released from parent bodies on eccentric orbits. This will affect their initial velocity. Therefore, we test the impact of the parent body’s eccentricity on the results by considering dust particles released at the pericenter position of parent body’s orbit.

We arbitrarily consider parent bodies with an eccentricity of $e = 0.3$. The corresponding χ_r^2 map is displayed in Fig. 7. The eccentricity lowers the limit between bound and unbound trajectories in terms of β . The total energy per mass unit becomes $e_m = \frac{GM_*}{2R_0}(2\beta - 1 + e)$. In our case, the bound trajectories correspond to $\beta < 0.35$. The limit between normal and abnormal parabolic trajectories stay the same, $\beta = 1$. The power law in Eq. (9) is also modified, leading to $(2\beta - 1 + e) \propto R_0^3$. Introducing an eccentricity globally improves the fits (lower χ_r^2) at small β values, but does not change the best solutions significantly. The likeliest values of β and R_0 are respectively $12.1^{+17.7}_{-4.5}$ and $31.8^{+7.9}_{-4.8}$ au.

3.2. Orbiting parent body

3.2.1. Nominal case

We now consider the case of a parent body on a circular orbit. We assume a counterclockwise orbit when the system is seen from above, as illustrated in Fig. 9, but it was numerically checked that considering a clockwise orbit yields similar results, as expected (the x -axis is an axis of symmetry for the problem). The five structures are supposed to correspond to activity periods, when dust is released, occurring at different positions of the parent body on its orbit (Fig. 5, right panel). Therefore, each structure has its own trajectory although these are all self-similar in shape because they share the same R_0 and β values. For each (R_0, β) pair, we adjust the observed positions of the structures as a function of time, alternately considering each of the five structures as a reference structure in the fitting process (see Sect. 2.4 for details). This yields five fits to the data for any (R_0, β) pair; they appear to be consistent with each other, although with slight

differences, and the results were averaged to derive a single χ_r^2 map.

The results for an orbiting parent body are shown in Fig. 8. The χ_r^2 map shows a region of best fits with β values similar to those found in the case of a static parent body, but for a dust release source much closer in. The likeliest values derived using the statistical inference method described in Sect. 3.1 are $\beta = 6.3^{+3.0}_{-2.4}$ and $R_0 = 7.7^{+1.0}_{-1.5}$ au. The closest solution in our grid of models is represented by the black cross on left panel of Fig. 8, namely $\beta = 6.4$ and $R_0 = 8$ au ($\chi_r^2 = 1.7$). The corresponding projected trajectories for the five structures are displayed in the right panel of Fig. 8, showing an excellent agreement with the observations, independent of the reference structure used. We note, however, that the solutions are very close in terms of χ_r^2 , and that additional observations are necessary to constrain the trajectory better.

From these results, we can derive a dust release date for each of the structures for the best fit model. These are listed in Table 3 (labeled “Orbiting free”), where the uncertainties combine the dispersion on the best ten percent pairs for a given reference structure, and the dispersion within the fits with the five different reference structures. In this model, structure C appears first (in ~ 1989), followed by D and E with an almost one-year periodicity. These three trajectories point in a direction opposite to the observer. Structures A and B, on the other hand, are released much later, in early 2000, about 10 to 15 yr after structure E. Their trajectories are furthermore oriented toward the observer. A face-on view of the five trajectories is displayed in the left panel of Fig. 9.

Although the one-year periodicity for structures C to E can provide some hints on the origin of the dust release process, the specific behavior of structures A and B suggests that caution should be taken about the interpretation of the model. This motivated us to test in the following the case of grouped release events for all the structures on a time span shorter than a quarter of the parent body’s orbital period.

3.2.2. Grouped release events

We keep exploring the case of an orbiting parent body, but we now force the structures to be emitted more closely in time than

Table 3. Release dates (in years) of the structures A to E for the best fit for all the models considered.

| | A | B | C | D | E |
|---|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| Static: $\beta = 10.4, R_0 = 28$ au | | | | | |
| Structure A as a reference | 2011.6 \pm 0.1 | 2005.0 \pm 0.1 | 1996.2 \pm 0.1 | 1990.3 \pm 0.1 | 1982.2 \pm 0.1 |
| Structure B as a reference | 2011.6 \pm 0.1 | 2005.0 \pm 0.1 | 1996.2 \pm 0.1 | 1990.3 \pm 0.1 | 1982.2 \pm 0.1 |
| Structure C as a reference | 2011.6 \pm 0.1 | 2005.0 \pm 0.1 | 1996.1 \pm 0.1 | 1990.2 \pm 0.1 | 1982.1 \pm 0.1 |
| Structure D as a reference | 2011.5 \pm 0.1 | 2004.9 \pm 0.1 | 1996.1 \pm 0.1 | 1990.1 \pm 0.1 | 1982.0 \pm 0.1 |
| Structure E as a reference | 2011.4 \pm 0.1 | 2004.8 \pm 0.1 | 1996.0 \pm 0.1 | 1990.0 \pm 0.1 | 1981.9 \pm 0.1 |
| Average | 2011.6 \pm 0.1 | 2005.0 \pm 0.1 | 1996.1 \pm 0.1 | 1990.2 \pm 0.1 | 1982.1 \pm 0.1 |
| Orbiting free: $\beta = 6.4, R_0 = 8$ au | | | | | |
| Structure A as a reference | 2004.2 \pm 0.6 | 2003.3 \pm 0.9 | 1989.0 \pm 0.7 | 1989.6 \pm 0.7 | 1990.6 \pm 0.7 |
| Structure B as a reference | 2003.7 \pm 0.8 | 2002.9 \pm 0.4 | 1988.4 \pm 0.6 | 1989.0 \pm 0.5 | 1990.0 \pm 0.5 |
| Structure C as a reference | 2003.4 \pm 0.6 | 2002.5 \pm 0.6 | 1988.0 \pm 0.3 | 1988.6 \pm 0.1 | 1989.6 \pm 0.2 |
| Structure D as a reference | 2004.9 \pm 0.6 | 2003.9 \pm 0.5 | 1989.8 \pm 0.1 | 1990.5 \pm 0.2 | 1991.6 \pm 0.1 |
| Structure E as a reference | 2004.0 \pm 0.6 | 2003.1 \pm 0.5 | 1988.8 \pm 0.2 | 1989.4 \pm 0.2 | 1990.4 \pm 0.2 |
| Average | 2004.1 \pm 0.7 | 2003.1 \pm 0.6 | 1989.1 \pm 0.5 | 1989.3 \pm 0.4 | 1990.6 \pm 0.4 |
| Orbiting forward: $\beta = 24.4, R_0 = 17$ au | | | | | |
| Structure A as a reference | 2000.8 \pm 0.2 | 1999.4 \pm 0.1 | 1997.2 \pm 0.1 | 1995.8 \pm 0.2 | 1994.1 \pm 0.2 |
| Structure B as a reference | 2000.2 \pm 0.1 | 1998.9 \pm 0.1 | 1996.8 \pm 0.1 | 1995.4 \pm 0.1 | 1993.7 \pm 0.2 |
| Structure C as a reference | 2000.4 \pm 0.1 | 1999.1 \pm 0.1 | 1996.9 \pm 0.1 | 1995.5 \pm 0.1 | 1993.8 \pm 0.1 |
| Structure D as a reference | 2000.4 \pm 0.2 | 1999.1 \pm 0.1 | 1996.9 \pm 0.1 | 1995.5 \pm 0.1 | 1993.8 \pm 0.1 |
| Structure E as a reference | 2000.3 \pm 0.2 | 1999.0 \pm 0.2 | 1996.9 \pm 0.1 | 1995.5 \pm 0.1 | 1993.8 \pm 0.1 |
| Average | 2000.4 \pm 0.2 | 1999.2 \pm 0.1 | 1996.9 \pm 0.1 | 1995.5 \pm 0.1 | 1993.8 \pm 0.1 |
| Orbiting backward: $\beta = 5.6, R_0 = 8$ au | | | | | |
| Structure A as a reference | 1990.7 \pm 0.2 | 1991.1 \pm 0.1 | 1992.1 \pm 0.1 | 1993.0 \pm 0.1 | 1994.5 \pm 0.2 |
| Structure B as a reference | 1990.0 \pm 0.1 | 1990.4 \pm 0.1 | 1991.3 \pm 0.1 | 1992.2 \pm 0.1 | 1993.5 \pm 0.1 |
| Structure C as a reference | 1989.7 \pm 0.1 | 1990.1 \pm 0.1 | 1991.0 \pm 0.1 | 1991.8 \pm 0.1 | 1993.1 \pm 0.1 |
| Structure D as a reference | 1990.0 \pm 0.1 | 1990.4 \pm 0.1 | 1991.3 \pm 0.1 | 1992.2 \pm 0.1 | 1993.6 \pm 0.1 |
| Structure E as a reference | 1989.6 \pm 0.2 | 1990.0 \pm 0.1 | 1990.8 \pm 0.1 | 1991.6 \pm 0.1 | 1993.0 \pm 0.1 |
| Average | 1990.0 \pm 0.2 | 1990.7 \pm 0.2 | 1991.4 \pm 0.2 | 1992.1 \pm 0.2 | 1993.5 \pm 0.3 |

Notes. The last row shows the average over the five reference structures. Uncertainties are derived from the dispersion of the results.

previously. This is achieved numerically by limiting the accessible range of dust release dates to a quarter of the parent body's orbital period. This leads to two situations: the case of five trajectories all oriented toward the observer on the one hand, and five trajectories all moving away from the observer on the other hand.

It turns out that none of these scenarios yields better fits to the data based on a χ_r^2 criterion, which is expected since these situations were considered numerically in the nominal case (previous section). The best fit to the positions of the structures in time with particles forced to be emitted in the direction of the observer is shown in the middle panel of Fig. 9. It corresponds to $\beta = 24.7_{-2.9}^{+10.6}$, $R_0 = 17.3_{-3.0}^{+4.7}$ au, and the corresponding dust release dates are reproduced in Table 3. The fits with different reference structures are consistent with each other. The values of β and R_0 are significantly higher than those obtained in the nominal orbiting case (Sect. 3.2.1). The upper limit on β reaches the upper bound of the explored range in our simulations (see left panel of Fig. A.4), and we checked that expending this range increases the best β value, and the corresponding R_0 value in

accordance with Eq. (9). The reduced χ_r^2 of about 3.6 is worse than in the nominal orbiting case, but it is interesting to note that a dust release periodicity of about 1.5 yr does appear in this model, with the structures at the largest projected distances from the star being the oldest (release dates between about 1994 and 2000 for the E to A structures, respectively).

The case of particles forced away from the observer yields quite different results. The best fit is obtained for $\beta = 5.6_{-3.6}^{+4.8}$ and $R_0 = 8.1_{-3.1}^{+2.0}$ au (see right panel of Fig. 9), with a reduced χ_r^2 value of around 3.5. In this case, the dispersion in the parameter values due to the use of different reference structures is greater than before, as can be seen in the right panel of Fig. 9. Overall, the mean β and R_0 values are similar to those in the nominal case (Sect. 3.2.1). The dust release dates are documented in Table 3. It shows that the periodicity is a little less than one year and the closest structures in projection are the oldest in this model; structure A appears in \sim 1990 and the structure E, the last, in \sim 1994.

In summary, even if the grouped emission solutions are not the best based on the χ_r^2 criterion, they present the conceptual advantage of a periodicity.

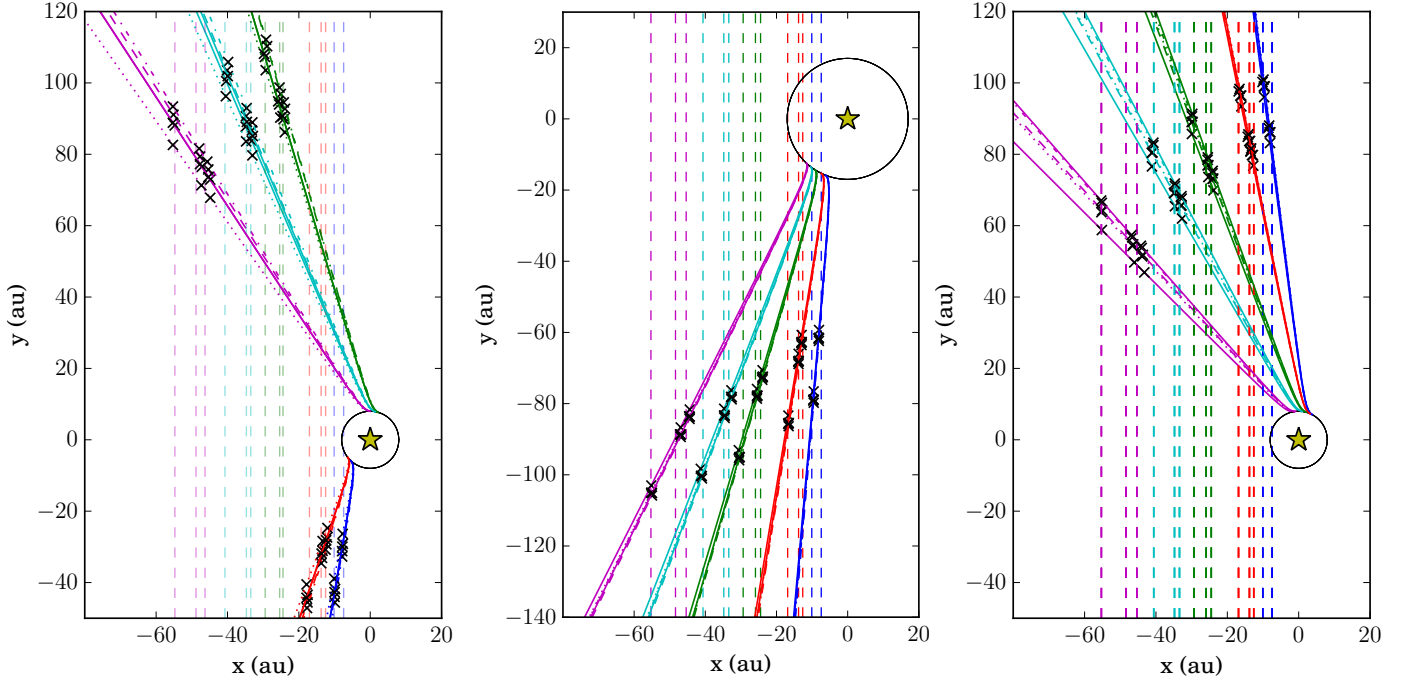


Fig. 9. Orbiting parent body. Trajectories of the particles seen from above for the five structures in the case of a rotating parent body (see Sects. 3.2.1 and 3.2.2 for details). *Left:* model without constraints. *Middle:* particles going toward the observer. *Right:* particles going away from the observer. For each structure five similar trajectories, sometimes superimposed, are displayed corresponding to best fits obtained when the reference structure is varied in the model. The color-coding is the same as in the previous figures. The solid black circle is the trajectory of the parent body. The crosses correspond to the observing dates.

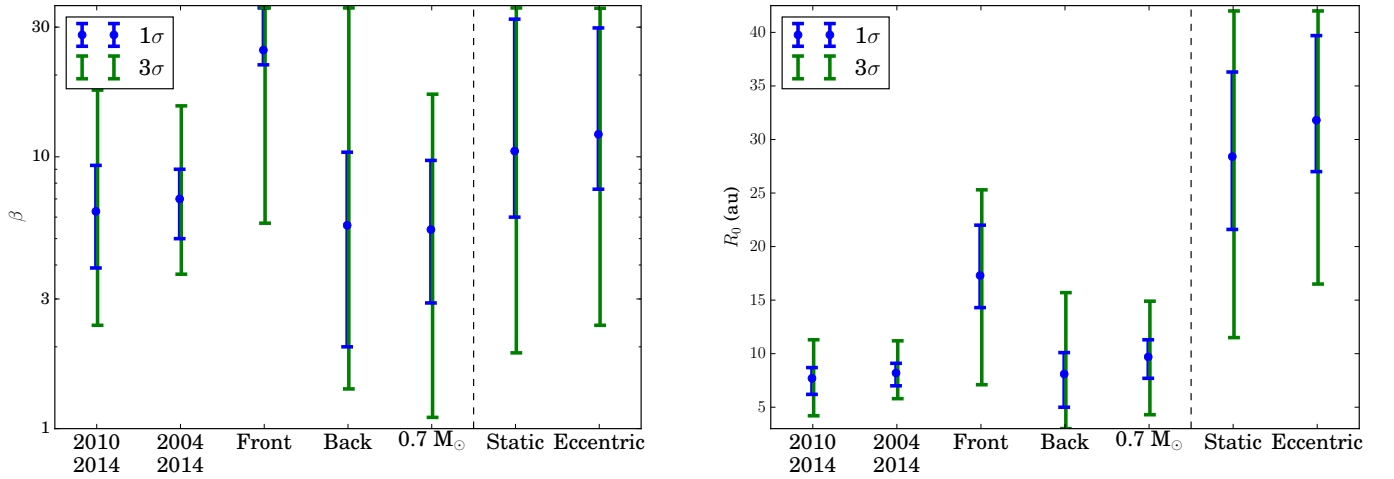


Fig. 10. *Left:* likeliest values of β depending on the model. “2010 2014” is the nominal orbiting case (Sect. 3.2.1); “2004 2014” is the same model, but taking into account the 2004 observations (Sect. 4.2.1); “Front” and “Back” are the grouped solutions (Sect. 3.2.2); “0.7 M_{\odot} ” is the model with a stellar mass of 0.7 M_{\odot} (Sect. 4.2.2); “Static” is the model of a static parent body (Sect. 3.1.1); and “Eccentric” is the model discussed in Sect. 3.1.2. *Right:* same, but for the dust release position R_0 .

4. Discussion

4.1. Comparison between models

The simulations reproduce the general trend of increasing projected velocities of the structures with increasing distance to the star. This behavior can be explained by an outward acceleration of the particles being pushed away by a stellar wind pressure force that significantly overcomes the gravitational force of the

star. The static and nominal orbiting parent body models provide equally good fits to the data. Figure 10 provides a digest of the β and R_0 values found in this study, along with the error bars at 1σ and 3σ . Our model requires the stellar wind to be strong enough to achieve β values typically between 3 and 10. In the static case, the dust seems to originate from a location just inside the planetesimal belt at 25–30 au from the star, while in the case of an orbiting parent body the best fit model is obtained for a dust release distance to the star R_0 of about 8 au. The release

dust events are less than 30 yr old, dating back to the late 1980s for the oldest, while the most recent features would have been emitted in mid-2000 at the latest in the case of an orbiting parent body, and as late as mid-2011 in the case of a static parent body. Some periodicity does appear in the simulations, but these depend on the model assumptions and current data are not sufficient to disentangle between the various scenarios considered in this study. For instance, the static parent body model shows a ~ 7 -yr periodicity, while some 1- to 2-yr periodicities are found when considering an orbiting parent body with a possible 10- to 15-yr inactivity period in the best fit model (left panel of Fig. 9).

In the case of an unconstrained orbiting parent body, the best fit model suggests that structure C is older than structure D, which is itself older than structure E (Table 3 and left panel of Fig. 9). The observations would naively suggest the opposite, namely that the closest structures are the youngest. Indeed, the vertical amplitude of the arch-like structures seems to decrease with increasing apparent position (Boccaletti et al. 2015), suggesting for example a damping process when the structures move outward. The observed increase in the radial extent of the arches would also support this conclusion, although projection effects could also explain this behavior. In fact, independent of the scenarios displayed in Fig. 9, the orientation of the trajectories with respect to the observer are such that, should the arches have the same shape, their apparent radial extent would increase with increasing projected distance to the star, as observed. This criterion does not allow one scenario to be excluded, but ongoing follow-up observations could constrain the orientation of the structures with respect to the line of sight.

It is also worth mentioning that the case of grouped release events toward the observer (middle panel of Fig. 9) does yield surprising results that must be taken with care. For this case, the best fits tend to be obtained for the largest possible β values in our grid of models and extending the range of β values does confirm this trend. However, we note that the improvement in terms of χ_r^2 is limited, and that fixing for instance β to about 6 would correspond to R_0 values close to 10 au ($\chi_r^2 = 4.6$, see left panel of Fig. A.4), in better agreement with the other models. Therefore, in the following discussion, we adopt $\beta = 6 \pm 1$ and $R_0 = 8 \pm 2$ au as representative values in the case of an orbiting parent body, independently of whether the release events are grouped or not.

4.2. Critical assessment of the model

To assess the robustness of the model results, in the following we evaluate the impact of some assumptions on our findings.

4.2.1. Consistency with the 2004 observations

We have so far ignored the 2004 measurements since the arch-like features are not detected as such in these data sets. The presumed 2004 locations of the D and E features documented in Table 2 correspond to reported positions of brightness maxima in the literature rather than maximum elevations. On the other hand, these data greatly increase the time base and this provides an opportunity to check whether the brightness maxima identified in 2004 would be consistent with the dynamics of the D and E features that we inferred. We derived best fits to the combined 2004, 2010, 2011, and 2014 data by considering the case of an orbiting parent body with no restriction on the period of emission, a situation similar to the nominal case in Sect. 3.2.1. The likeliest values of β and R_0 are reported in Fig. 10 for comparison with those obtained previously. We find that adding the 2004

observations reduces the error bars, but has a marginal impact on the best values of the parameters (model labeled “2004 2014” in the figures). The best fit is indeed obtained for $\beta = 7.0_{-1.8}^{+2.0}$ and $R_0 = 8.2_{-1.2}^{+0.9}$ au. This compares well with the values derived from the best fit to the 2010–2014 data set, and introducing new data to the fit only yields a small increase in the reduced χ_r^2 (2.4 vs. 1.7). Therefore, we conclude that the 2004 brightness asymmetries in the 2004 images can be associated with structures D and E, as proposed in Boccaletti et al. (2015). A more appropriate evaluation of these features will be presented in Boccaletti et al. (in prep.).

4.2.2. Stellar parameters

A parameter that can affect the modeling results is the stellar mass. The uncertainty on the estimation of AU Mic’s mass leads us to examine the impact of a heavier star. We consider again the case of an orbiting parent body with no constraint on the emission dates, as in Sect. 3.2.1, and we change the stellar mass from $0.4 M_\odot$ to $0.7 M_\odot$ (labeled “ $0.7 M_\odot$ ” in Fig. 10). The best value of β is essentially not affected ($5.4_{-2.5}^{+4.3}$), but R_0 is increased to $9.7_{-2.0}^{+1.6}$ au such that the orbital period is kept nearly constant with respect to the case of a lower stellar mass. In the $0.7 M_\odot$ case, the parent body has an orbital period of 36.1 yr, against 33.8 yr in the solution of Sect. 3.2.1. It means that the time interval between each dust release event is more significant than the radius of emission. Overall, it shows that the uncertainty on the mass of the star does not significantly impact our main conclusions.

Another stellar parameter that can affect the simulations is the stellar wind speed, here assumed to be equal to the escape velocity at the surface of the star, following the approach by Strubbe & Chiang (2006) and Schüppler et al. (2015). Although observations (Lüftinger et al. 2015) and models (Wood et al. 2015) exist for the stellar wind of main-sequence solar-like stars of various ages, the constraints are very scarce for an active, young M-type star like AU Mic. In the literature, the values are either computed based on the escape velocity or by considering the temperature at the base of the open coronal field lines together with the Parker’s hydrodynamical model (1958). This leads to wind speed values that can vary by a factor of up to 3 from one model to another. We have numerically checked that multiplying our adopted value of 450 km s^{-1} for the wind speed by a factor of 10 only changes the dust dynamics marginally. This is true as long as the dust speed is negligible with respect to the wind speed (see Sect. 2.2). As a consequence, the inferred best β and R_0 parameters are not affected by the exact V_{sw} value assumed in the model. However, the connection between β and the grain size depends on the wind speed, as discussed in Sect. 4.3.

4.2.3. β distribution and event duration

Our model intrinsically assumes that the observed features labeled A to E are made of grains of a single size (unique β value) and that the dust release events are sufficiently short in time to be considered instantaneous. In the case of an orbiting parent body, the best fit value for β shows a 1σ uncertainty of about 30%. That suggests a limited dispersion in β values. This is illustrated in the left panel of Fig. 11 which shows that a $\Delta\beta/\beta$ of about 1/3 can be tolerated as long as the D and E features are concerned, but the model becomes increasingly inconsistent with the observations when considering the features located closer and closer to the star. For the A, B, and C structures, we observe an overlap

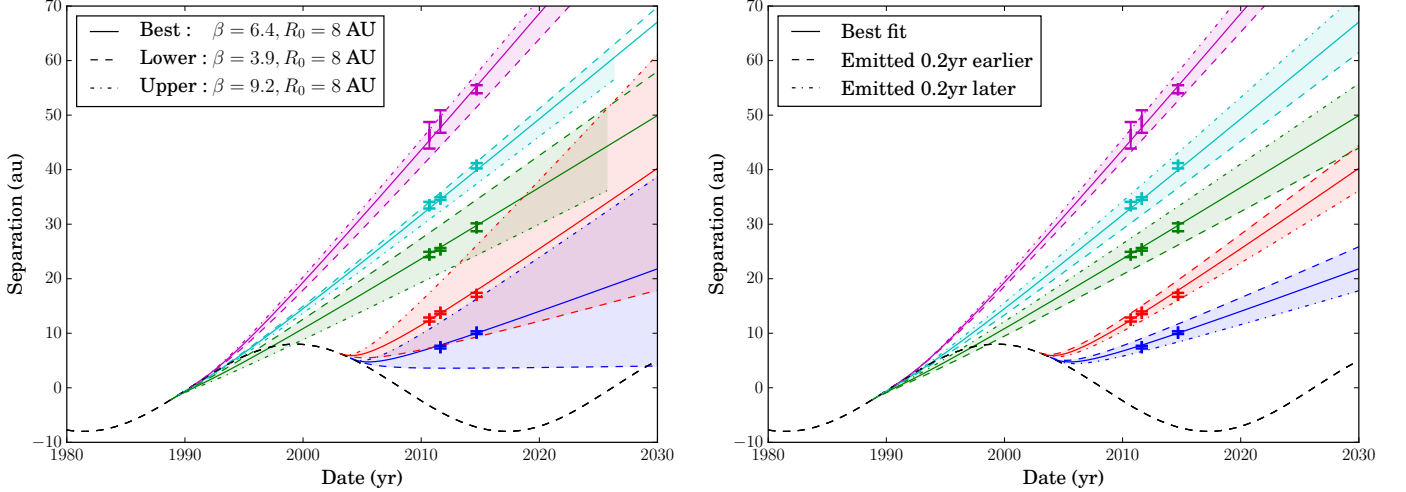


Fig. 11. Orbiting parent body. *Left*: spatial extent of the arches composed of particles with different β values emitted at the same date. *Right*: spatial extent of the structures composed of particles released continuously during 0.4 yr. The dashed black line corresponds to the apparent position of the parent body.

which connects the features, contradicting the observations. This very much suggests that either the arch-like features are formed of grains with a narrow size distribution and/or that their cross sectional area is dominated by grains in a narrow size range (see also Sect. 4.3).

Likewise, assuming for example that the dust release events last a few months significantly widens the range of apparent trajectories as illustrated in Fig. 11 (right panel, $\Delta t = \pm 0.2$ yr). However, this behavior is still compatible with the observations since the structures are not mixed together and have a radial extent compatible with the one obtained here. This suggests that the emission process can occur during a few months, as long as it stays shorter than the time difference between two consecutive structures (0.6 yr in this case).

Therefore, the ongoing follow-up on this system will be critical to further constrain the β distribution and the duration of release events.

4.3. Grain size and mass loss rate

Our best fit value for β (about 6.3 in the case of a free orbiting parent body) is large enough to consider that the contribution of the radiation pressure to the dynamics of the grains forming the arch-like features can be neglected. Indeed, the low luminosity of the star means that β_{PR} never exceeds 0.3, as can be seen in Fig. 10 of Augereau & Beust (2006). Therefore, we can assume $\beta \approx \beta_{\text{SW}}$, and as a consequence, the link between β and the grain size s is degenerated with the mass-loss rate \dot{M}_\star and the stellar wind speed V_{sw} , such that $\beta \propto \dot{M}_\star V_{\text{sw}}/s$ (Eq. (2)). This is illustrated in Fig. 12, using dust composition M1 of Schüppler et al. (2015) with $\rho = 1.78 \text{ g cm}^{-3}$ (see their Table 2).

In this context it is interesting to question which grain sizes are probed by the visible/near-IR scattered light observations. For the purposes of the discussion, we can approximate the dimensionless scattering efficiency Q_{sca} by a constant for grains much larger than the observing wavelength (geometric optics, $x \gg 1$ where $x = 2\pi s/\lambda$ is the size parameter), and $Q_{\text{sca}} \propto x^4$ for small grains in the Rayleigh regime ($x \ll 1$). The differential scattering cross section, that writes $Q_{\text{sca}}\pi s^2 dn(s)$, is proportional to $s^{6+\kappa} ds$ for $x \ll 1$ and $s^{2+\kappa} ds$ for $x \gg 1$ when considering a

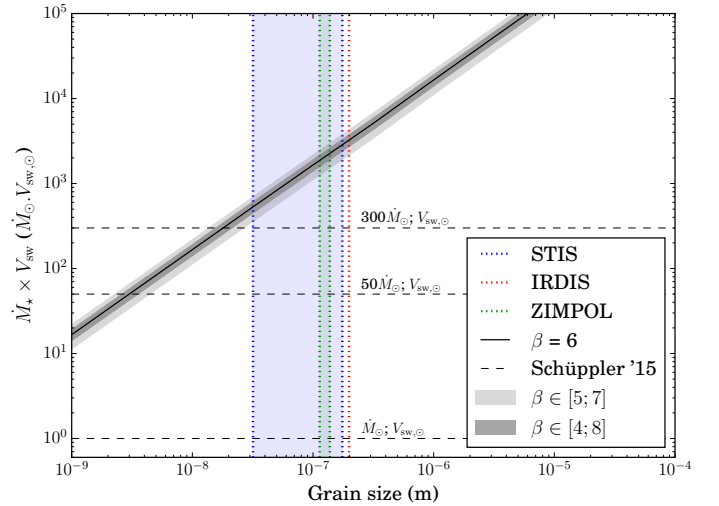


Fig. 12. Product of the mass-loss rate with the wind speed vs. grain size for the likeliest values of β obtained in our simulations. The gray areas correspond to the dispersion of β in the orbiting cases. For simplicity, our assumed value of wind speed of 450 km s^{-1} is labeled $V_{\text{sw},\odot}$. The colored vertical lines indicate, for each observing wavelength, the range of grain sizes corresponding to the smallest grains that efficiently scatter light ($s \sim \lambda/2\pi$) and which should dominate the flux for any “non-exotic” grain size distribution in the clumps (see Sect. 4.3 for details).

power law differential grain size distribution $dn \propto s^\kappa ds$ with a lower cutoff size s_{min} . For any value of κ such that $-7 < \kappa < -3$, like the classical collisional “equilibrium” size distribution in $\kappa = -3.5$ ¹, the scattering cross section will be dominated by grains such that $s \sim \lambda/2\pi$ (i.e., $x \sim 1$). The ranges of grain sizes that these correspond to are displayed in Fig. 12 for the HST/STIS (broadband, $0.2\text{--}1.1 \mu\text{m}$), SPHERE/IRDIS (J -band), and SPHERE/ZIMPOL (I' -band) observations and are typically on the order of $\sim 0.1 \mu\text{m}$. In order for grains of this size to reach

¹ However, such an equilibrium distribution might not apply across the $\beta = 0.5$ limit where a sharp transition is expected (Krivov 2010).

our likeliest β value of ~ 6 , we need the $\dot{M}_\star \times V_{\text{sw}}$ to reach values as high as a few 10^3 the solar analog. Such values are at least 20 times greater than the $50 \dot{M}_\odot \times V_{\text{sw},\odot}$ derived by Schüppler et al. (2015) from collisional modeling of the overall disk. However, such very large values cannot be fully ruled out because there is a wide spread of $\dot{M}_\star V_{\text{sw}}$ estimates reported in the literature for M-type stars, including values 3 to 4 orders of magnitude higher than the solar case (see, e.g., Vidotto et al. 2011, and references therein). The global trends of \dot{M}_\star decreasing with age and increasing with stellar activity (Wood et al. 2005) favor a high mass-loss rate in the case of AU Mic.

It remains to be checked, however, whether the apparent positions and velocities are sensitive to the observing wavelength, which is difficult to conclude with the current data because the spectral range of the observations is limited. With a collisional grain size distribution, one would indeed expect that the structures at visible wavelengths might be formed of smaller grains with larger β values than the structures observed in the near-infrared (smaller β values). An alternative would be that the size distribution is very narrow, which can be schematically described by a steep size distribution with a minimum size cutoff. For $\kappa < -7$, the scattering cross section is always dominated by the smallest grains of the size distribution (s_{min}), regardless of the observing wavelength. In this case, the features' measured positions and velocities would be the same at all wavelengths, and all images could be dominated by the same grain sizes, which could be much smaller than $0.1 \mu\text{m}$ and thus require relatively moderate $\dot{M}_\star V_{\text{sw}}$, typically 10^2 the solar value. This would be consistent with the blue color of the overall disk, indicating a cross sectional area dominated by submicrometer-sized grains, while micrometer-sized grains would produce gray scattering (Augereau & Beust 2006; Fitzgerald et al. 2007; Lomax et al. 2017).

We conclude that either the features are formed of grains with a size distribution that is consistent with being collisional, thus requiring a high stellar mass-loss rate, or that they are formed of grains in a very narrow range around very small sizes ($\ll 0.1 \mu\text{m}$) allowing moderate mass-loss rate but requiring a physical explanation for the presence of such a large amount of nano-grains and the relative absence of slightly bigger grains (because the size distribution is extremely peaked around s_{min}).

4.4. Detected and undetected features

4.4.1. Future positions of observed features and parent body

Our model yields constraints on the spatial and temporal origin of the grains forming the fast-moving features. This can be used to predict the future positions of the structures and offers an opportunity to determine, with upcoming observations, which of the four scenarios discussed in this study is the best (see Fig. 13). Nevertheless, this figure clearly shows that the differences in apparent positions of the features according to the various scenarios start to become significant at least a few years after the most recent data used in this paper.

The predicted positions of the features for each model are documented in Table 4. In 2020 for instance, the predicted positions typically differ by a few au (a few $0.1''$), which is in principle large enough to reject some of the proposed scenarios. However, we warn that these plausible positions of the features are idealized and do not take into account the uncertainties on the model parameters. In summary, the apparent trajectories of the known structures need to be followed in time and can be compared to our model predictions, but this might not be enough

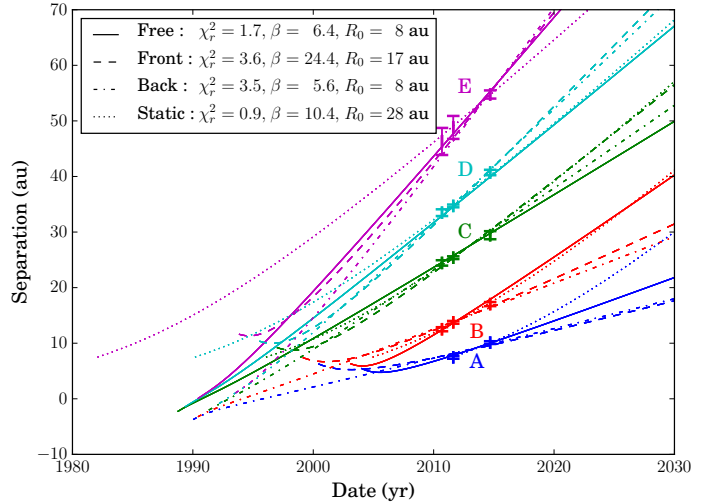


Fig. 13. Apparent positions of the features as a function of the observing date for the four optimal cases discussed in Sect. 3.

to identify within the next few years the most realistic scenario among the four presented in this paper.

Interestingly, we note that, if its orbit is exactly seen edge-on, the unseen parent body should have transited or will at some point transit in front of the star. In all the parent body orbiting models, we expect it to have transited during the 2000–2014 time period if its orbit is counterclockwise. The free orbiting case predicts that the transit occurred in 2008.5, the frontward orbiting case predicts it in 2007.1, and the backward orbiting case in 2010.7. Light curves of the star taken during this period could show this hypothetical transit (although AU Mic is active). If the orbit is clockwise, the next transit is planned in 2026.4 in the free case, in 2062.5 in the frontward case, and in 2028.6 in the backward case.

4.4.2. Missing and future features

The observed structures are recent, and the dust release events occurred several times over the last 25–30 yr. Some scenarios are characterized with a pseudo-periodic behavior, which allows us to predict new structures to appear. Therefore, it is crucial to determine whether some additional features will be, or should have been, detected. In the static case for instance, we expect any new feature to be localized on the same side of the disk (southeast), and to be emitted with about a 7-yr periodicity (Sect. 3.1.1). This suggests that the next feature in the static case would be emitted between 2018 and 2020, and the evolution of its apparent position and projected speed should be similar to feature A, but shifted in time by about 7 yr. Perhaps more importantly, should any new structure be detected on the northwest side of the disk, the static parent body model would immediately be discarded.

To follow hypothetical new structures in the case of an orbiting parent body, in Fig. 14 we overplot snapshots of the dust grain positions at specific observing dates as if they were emitted continuously from the parent body. In the parent body rotating frame, these positions would correspond to streaklines. At a given observing date, any previously released structure should be located on this line. In the parent body orbiting model with ungrouped released events, the model suggests a period with little or no activity between about 1990 and 2000. Structures that would have been emitted during this time period would be

Table 4. Prediction of position (in arcseconds) for the five structures.

| Date | Model | A | B | C | D | E |
|--------|--------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 2015.0 | Static | 1.04 ± 0.01 | 1.78 ± 0.01 | 3.09 ± 0.03 | 4.09 ± 0.04 | 5.55 ± 0.02 |
| | Orbiting free | 1.03 ± 0.01 | 1.83 ± 0.02 | 2.97 ± 0.04 | 4.08 ± 0.03 | 5.63 ± 0.03 |
| | Orbiting frontward | 0.98 ± 0.01 | 1.69 ± 0.01 | 3.10 ± 0.02 | 4.20 ± 0.02 | 5.62 ± 0.01 |
| | Orbiting backward | 0.99 ± 0.03 | 1.66 ± 0.04 | 3.05 ± 0.01 | 4.19 ± 0.02 | 5.65 ± 0.01 |
| 2017.0 | Static | 1.24 ± 0.02 | 2.05 ± 0.01 | 3.42 ± 0.05 | 4.44 ± 0.07 | 5.93 ± 0.06 |
| | Orbiting free | 1.18 ± 0.02 | 2.11 ± 0.03 | 3.23 ± 0.05 | 4.44 ± 0.05 | 6.13 ± 0.04 |
| | Orbiting frontward | 1.08 ± 0.01 | 1.88 ± 0.01 | 3.44 ± 0.02 | 4.63 ± 0.02 | 6.17 ± 0.02 |
| | Orbiting backward | 1.10 ± 0.03 | 1.83 ± 0.04 | 3.35 ± 0.01 | 4.60 ± 0.04 | 6.23 ± 0.02 |
| 2020.0 | Static | 1.58 ± 0.03 | 2.49 ± 0.01 | 3.93 ± 0.08 | 4.98 ± 0.12 | 6.49 ± 0.12 |
| | Orbiting free | 1.41 ± 0.04 | 2.55 ± 0.06 | 3.62 ± 0.06 | 4.98 ± 0.08 | 6.90 ± 0.06 |
| | Orbiting frontward | 1.24 ± 0.01 | 2.17 ± 0.02 | 3.95 ± 0.03 | 5.29 ± 0.03 | 6.99 ± 0.03 |
| | Orbiting backward | 1.26 ± 0.04 | 2.08 ± 0.04 | 3.80 ± 0.03 | 5.23 ± 0.06 | 7.11 ± 0.05 |
| 2025.0 | Static | 2.25 ± 0.04 | 3.28 ± 0.04 | 4.82 ± 0.16 | 5.91 ± 0.21 | 7.45 ± 0.53 |
| | Orbiting free | 1.81 ± 0.07 | 3.30 ± 0.11 | 4.28 ± 0.07 | 5.89 ± 0.12 | 8.18 ± 0.11 |
| | Orbiting frontward | 1.50 ± 0.01 | 2.66 ± 0.02 | 4.81 ± 0.04 | 6.39 ± 0.05 | 8.38 ± 0.04 |
| | Orbiting backward | 1.53 ± 0.04 | 2.50 ± 0.05 | 4.54 ± 0.05 | 6.26 ± 0.09 | 8.58 ± 0.10 |

Notes. The uncertainties correspond to the dispersion due to the reference structure chosen.

located between 20 and 90 au in apparent separation from the star on the southeast side of the disk. Structures emitted after the most recent feature (feature A in about 2004) would have been too close to the star until 2012 to be detected with the available instrumentation (left panel of Fig. 14). After this date, new structures would be observable on the northwest side and would have been seen with VLT/SPHERE in 2014. Their nondetection could for instance suggest that the system entered a similar inactive period to that in 1990–2000.

In the scenario where all structures are moving away from the observer, the most recent structure (feature E) has been emitted late 1993, and new structures possibly emitted during the 1994–2010 time period would be observable on the southeast side of the disk, as shown on right panel of Fig. 14. Their nondetection suggests either that the process of dust release stopped for at least 15 yr or that the dust release process is much less efficient during that time interval, making the structures not observable (too faint, for example). Following the 2014 streakline, we also notice that no structure could be located farther than 70 au from the star in apparent separation in the images used in this study. The features possibly emitted after about 2010 would have been too close to the star to be detected until now, and this model predicts that new features could become observable on the northwest side of the disk in upcoming observations.

In the case of an orbiting parent body with grouped emissions toward the observer, the oldest structure was emitted in late 1993. Older features would be located beyond structure E in projection, and could have been too faint to be detected. Therefore, this model is consistent with the lack of more distant features in the HST/STIS images (the VLT/SPHERE field of view is limited to $6''$), despite a possible 1.5- to 2-yr pseudo-periodicity (Sect. 3.2.2). The model also suggests that the most recent structure (feature A) is emitted in 2000, and middle panel of Fig. 14 shows that any feature formed during the 2000–2010 time period would be essentially lying along the line of sight to the star, yielding very small projected separations, preventing their

detection with the VLT/SPHERE and HST/STIS images used in this paper. Therefore, the parent body could have continued emitting periodically since 2000 while remaining consistent with the nondetection of additional features. We note, however, that GPI observations by Wang et al. (2015) identified a source possibly corresponding to a compact clump of dust, within the apparent position of the A feature, and that would be consistent with a new structure emitted in 2001.1. Structures possibly emitted after 2011 should have been observed on the northwest side of the disk in 2014 (see the orange trajectory for the position of hypothetical structures arbitrarily emitted in 2012). This suggests again that either the pseudo-periodicity is too loose to predict precisely the arrival of future structures, or that the emission process has stopped. We note, however, that this orbiting parent body model remains the most consistent with a periodic behavior and the lack of detected features on the northwest side of the disk so far. Here again, a systematic monitoring is the key to addressing the actual evolution of the system.

5. Conclusion

We constructed a model to reproduce the apparent positions of the structures observed in the debris disk of AU Mic, taking into account the stellar wind and radiative pressure onto the dust grains, assuming that we observe the proper motion of the dust. We did not investigate the possible physical process at the origin of the dust production, but considered two different dynamical configurations for the release of the observed dust: a common origin from a fixed static location with respect to the observer, or release from a hypothetical parent body on a Keplerian orbit. In both cases, we find that the dust seems to originate from inside the planetesimal belt, at typically 8 au from the star in the best orbiting-parent-body model, or 28 au in the static case. The high projected velocities measured for each structure require that the observed grains have a high value of β (~ 6), the ratio

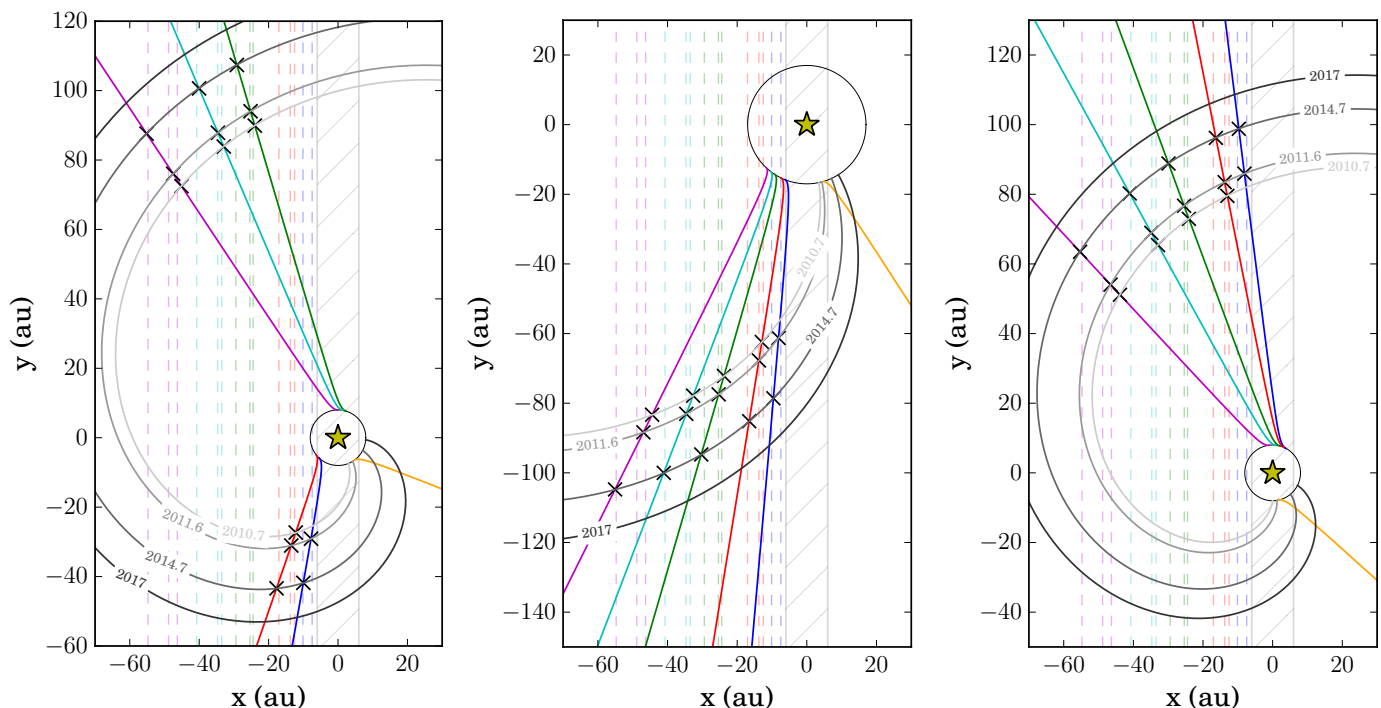


Fig. 14. Orbiting parent body. Trajectories of the particles seen from above averaged over the five reference structures (see Sects. 3.2.1 and 3.2.2, for details). *Left:* model without constraints. *Middle:* particles going toward the observer. *Right:* particles going away from the observer. The color-coding is the same as in the previous figures. The orange trajectory for the hypothetical particles released in 2012. The solid black circle is the trajectory of the parent body. The crosses correspond to the observing dates. The gray lines are the positions of the dust in 2010.7, 2011.6, 2014.7, and 2017 (from fainter to darker) if it was continuously emitted by the parent body on its orbit. The hatched area roughly corresponds to the masked inner region in the case of the STIS imager.

of pressure and radiative forces to the gravitational force. Our study could not disentangle all the scenarios considered based on the available observations. However, we were able to predict, for each scenario, the future behavior of the structures and we discuss the hypothetical appearance of new structures, especially on the northwest side of the disk. For all the scenarios, we find a semi-periodic behavior of dust release. We were also able to associate the brightness maxima observed in the 2004 images with the fast-moving structures resolved in the more recent high-contrast images. We suggest that the arch-like structures are either formed from $\sim 0.1 \mu\text{m}$ -sized grains if the stellar wind is very strong, or from nanometer-sized grains ($\lesssim 20 \text{ nm}$) with a very narrow size distribution in the case of a more moderate stellar activity.

Our model does not provide direct constraints on the source of dust (parent body) or on the circumstances that yield to a release event. We can say, however, that it must be somewhat periodic, and that every release event should last less than 6 months. Furthermore, it must produce a great amount of submicron-sized grains, possibly with a narrow size distribution. Our static parent body model could correspond to planetesimals and dust formed after a giant collision, while an orbiting parent body could correspond to an unseen planet or a local concentration of dust due to resonant trapping with a planet, for instance. A process of accretion onto the parent body, leading to ejection (see, e.g., Joergens et al. 2013) can also be the origin of dust. The stellar wind plays a key role in our model and it is likely that the dust release events from the parent body are linked to the stellar activity. The stellar flares themselves are much too frequent to be the triggering process responsible for the feature formation. We

speculate that this could be linked to the inversion of the magnetic field sign of AU Mic, and could help in forming arches (Sezestre & Augereau 2016; Chiang & Fung 2017). Overall, this model gives the base to a more complex model taking into account the vertical elevation of the structures that we will address in a future paper.

Acknowledgements. We thank Glenn Schneider and the HST/GO 12228 Team for the use of their reduced STIS image presented in Fig. 1. We thank the referee, Hervé Beust, Mickaël Bonnefoy, Quentin Kral, the VLT/SPHERE consortium team members, and the Exoplanètes team at IPAG for useful comments that helped in improving the paper. This work was supported by the “Programme National de Planétologie” (PNP) of CNRS/INSU co-funded by the CNES.

References

- Augereau, J.-C., & Beust, H. 2006, *A&A*, 455, 987
 Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, Proc. SPIE, 7014, 701418
 Boccaletti, A., Thalmann, C., Lagrange, A.-M., et al. 2015, *Nature*, 526, 230
 Chiang, E., & Fung, J. 2017, *ApJ*, 848, 4
 Fitzgerald, M. P., Kalas, P. G., Duchene, G., Pinte, C., & Graham, J. R. 2007, *ApJ*, 670, 536
 Jackson, A. P., Wyatt, M. C., Bonsor, A., & Veras, D. 2014, *MNRAS*, 440, 3757
 Joergens, V., Bonnefoy, M., Liu, Y., et al. 2013, *A&A*, 558, L7
 Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
 Kral, Q., Thébault, P., Augereau, J.-C., Boccaletti, A., & Charnoz, S. 2015, *A&A*, 573, A39
 Krist, J. E., Ardila, D. R., Golimowski, D. A., et al. 2005, *AJ*, 129, 1008
 Krivov, A. V. 2010, *RA&A*, 10, 383
 Krivov, A. V., Löhne, T., & Sremčević, M. 2006, *A&A*, 455, 509
 Kunkel, W. E. 1973, *ApJSS*, 25, 1

- Liu, M. C. 2004, *Science*, **305**, 1442
- Lomax, J. R., Wisniewski, J. P., Donaldson, J. K., et al. 2017, *ApJ*, submitted [[arXiv:1705.09291](https://arxiv.org/abs/1705.09291)]
- Lüftinger, T., Vidotto, A. A., & Johnstone, C. P. 2015, in *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, eds. H. Lammer, & M. Khodachenko (Springer International Publishing), 37
- MacGregor, M. A., Wilner, D. J., Rosenfeld, K. A., et al. 2013, *ApJ*, **762**, L21
- Mamajek, E. E., & Bell, C. P. M. 2014, *MNRAS*, **445**, 2169
- Matthews, B. C., Krivov, A. V., Wyatt, M. C., Bryden, G., & Eiroa, C. 2014, *Protostars and Planets VI (Tucson: University Arizona Press)*, 521
- Metchev, S. A., Eisner, J. A., Hillenbrand, L. A., & Wolf, S. 2005, *ApJ*, **622**, 451
- Parker, E. N. 1958, *ApJ* **128**, 664
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, **323**, L49
- Roberge, A., Weinberger, A. J., Redfield, S., & Feldman, P. D. 2005, *ApJ*, **626**, 105
- Schneider, G., Grady, C. A., Hines, D. C., et al. 2014, *AJ*, **148**, 59
- Schüppler, C., Löhne, T., Krivov, A. V., et al. 2015, *A&A*, **581**, A97
- Sezestre, É., & Augereau, J.-C. 2016, in *SF2A-2016: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. C. Reylé, J. Richard, L. Cambrésy, et al., 455
- Strubbe, L. E., & Chiang, E. I. 2006, *ApJ*, **648**, 652
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Silva, L., et al. 2006, *A&A*, **460**, 695
- Vidotto, A., Jardine, M., Opher, M., et al. 2011, *MNRAS*, **412**, 351
- Wang, J. J., Graham, J. R., Pueyo, L., et al. 2015, *ApJ*, **811**, L19
- Weiss, J. W., Porco, C. C., & Tiscareno, M. S. 2009, *AJ*, **138**, 272
- Wilner, D. J., Andrews, S. M., MacGregor, M. A., & Meredith Hughes, A. 2012, *ApJ*, **749**, L27
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., & Redfield, S. 2005, *AJ*, **628**, 143
- Wood, B. E., Linsky, J. L., & Güdel, M. 2015, in *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, eds. H. Lammer, & M. Khodachenko (Springer International Publishing), 19

Appendix A: Additional material

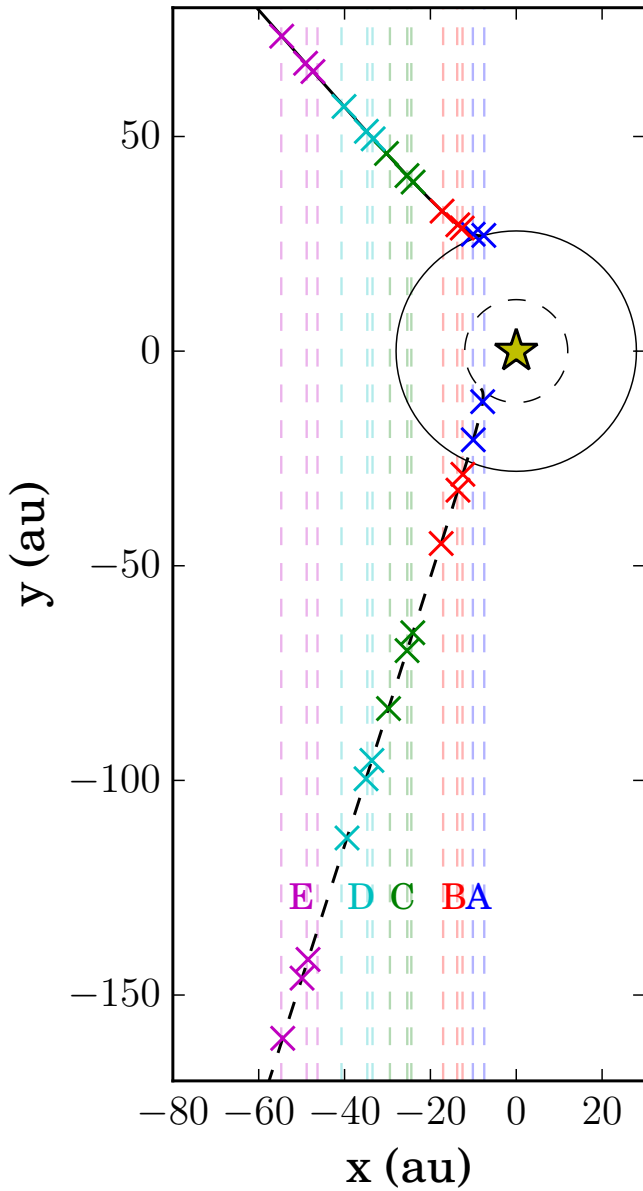


Fig. A.1. Static parent body. Trajectories of the particles seen from above that best fit the apparent positions (dashed lines, color-coding similar to Fig. 6) of five structures A, B, C, D, and E in the case of a static parent body. It corresponds to the trajectories plotted in black in top right panel of Fig. 6, namely $(R_0, \beta, \theta) = (28 \text{ au}, 10.4, 165^\circ)$ and $(12 \text{ au}, 10.4, 43^\circ)$. The line of sight of the observer is assumed to lie along the y -axis in the direction of increasing y values, with the north-east side of the disk on the left.

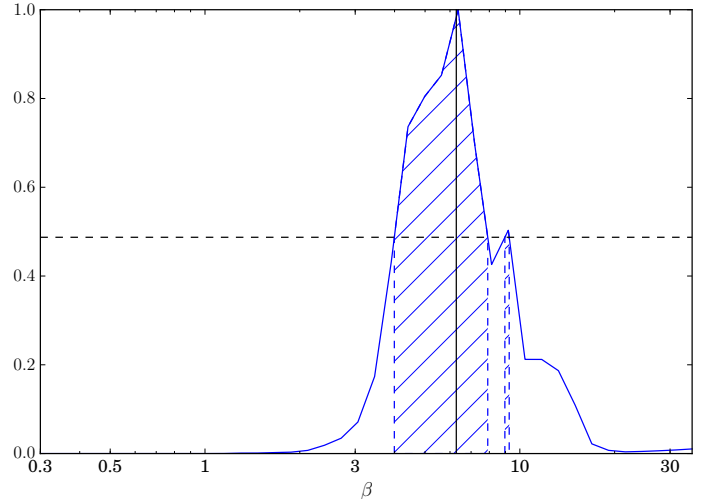


Fig. A.2. Orbiting parent body. Normalized probability distributions of β . The vertical black line is the mean value, and the dashed area corresponds to the 1σ distribution.

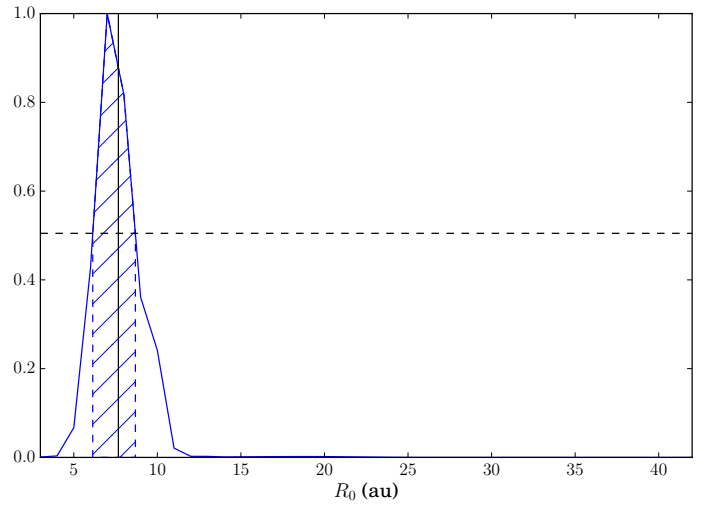
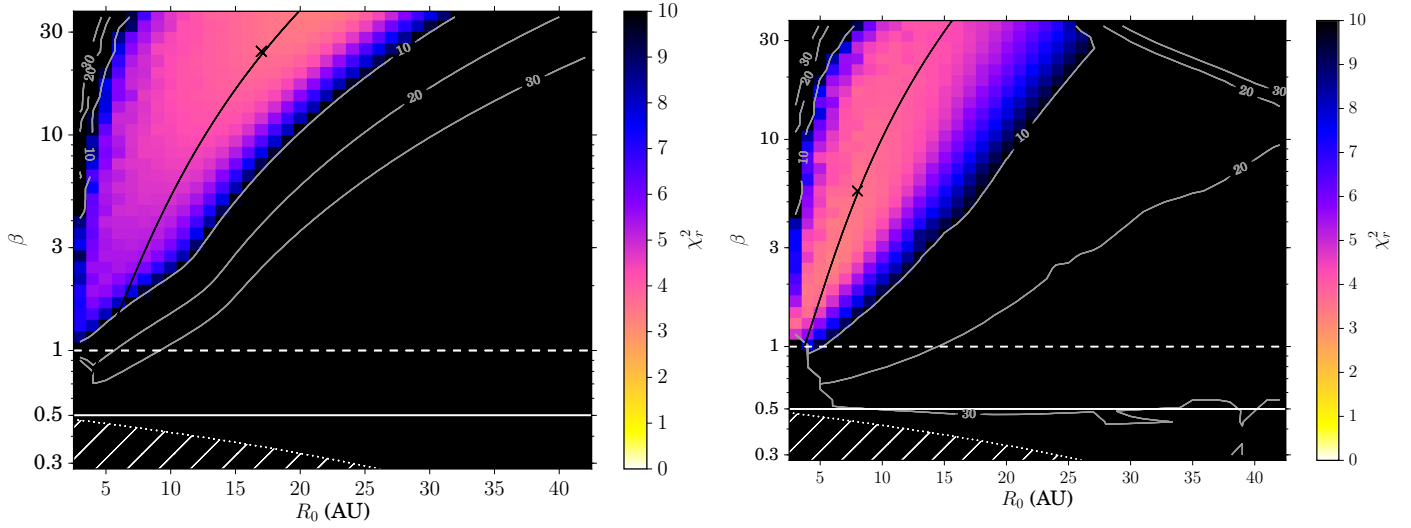


Fig. A.3. Orbiting parent body. Normalized probability distributions of R_0 .

Table A.1. Positions and speeds of the five structures (A to E) at different epochs derived from the data in Table 2.

| Epoch | Variable | A | B | C | D | E |
|-----------|----------------------------------|------|-------|-------|-------|-------|
| 2004–2010 | x (au) | – | – | – | 29.01 | 39.15 |
| | δx (au) | – | – | – | 0.58 | 0.90 |
| | V (km s ⁻¹) | – | – | – | 6.91 | 11.02 |
| | δV (km s ⁻¹) | – | – | – | 0.98 | 1.52 |
| 2004–2011 | x (au) | – | – | – | 29.62 | 40.42 |
| | δx (au) | – | – | – | 0.55 | 0.77 |
| | V (km s ⁻¹) | – | – | – | 6.81 | 11.26 |
| | δV (km s ⁻¹) | – | – | – | 0.81 | 1.17 |
| 2004–2014 | x (au) | – | – | – | 32.62 | 43.38 |
| | δx (au) | – | – | – | 0.57 | 0.36 |
| | V (km s ⁻¹) | – | – | – | 7.56 | 10.62 |
| | δV (km s ⁻¹) | – | – | – | 0.59 | 0.50 |
| 2010–2011 | x (au) | – | 13.14 | 24.91 | 34.09 | 47.56 |
| | δx (au) | – | 0.16 | 0.19 | 0.23 | 1.13 |
| | V (km s ⁻¹) | – | 6.29 | 4.78 | 6.14 | 12.79 |
| | δV (km s ⁻¹) | – | 1.59 | 1.96 | 2.35 | 11.44 |
| 2010–2014 | x (au) | – | 14.78 | 26.94 | 37.10 | 50.53 |
| | δx (au) | – | 0.18 | 0.31 | 0.27 | 0.90 |
| | V (km s ⁻¹) | – | 5.36 | 5.91 | 8.56 | 10.01 |
| | δV (km s ⁻¹) | – | 0.44 | 0.73 | 0.65 | 2.13 |
| 2011–2014 | x (au) | 8.78 | 15.40 | 27.41 | 37.71 | 51.79 |
| | δx (au) | 0.12 | 0.16 | 0.27 | 0.19 | 0.78 |
| | V (km s ⁻¹) | 4.10 | 5.07 | 6.25 | 9.30 | 9.16 |
| | δV (km s ⁻¹) | 0.38 | 0.49 | 0.84 | 0.60 | 2.40 |

Notes. Any position corresponds to a mean value over time. The values in this table are plotted in Fig. 2.


Fig. A.4. Orbiting parent body. χ_r^2 maps for the grouped release cases. *Left:* forward case. *Right:* backward case.

2.4 Mise à jour du modèle

Au vu de leur mouvement rapide, le suivi des arches a justifié une campagne d'observation régulière. Celle-ci s'est faite au sein du consortium SPHERE, sur du temps garanti et du temps ouvert, afin d'avoir un suivi fréquent. Le suivi de 2014 à 2017 a fait l'objet d'une publication en 2018 (BOCCALETTI et al., 2018) pour laquelle je suis second auteur et que je vais amplement commenter ici. Les demandes de temps d'observation sur cet objet continuent, concernant des nouvelles données SPHERE et HST.

2.4.1 Les structures sud-est

La découverte des arches s'appuyait sur trois images, deux images en 2010, 2011 avec HST/STIS et une en 2014 avec SPHERE/IRDIS (BOCCALETTI et al., 2015). Dans BOCCALETTI et al., 2018, nous étendons la base de temps vers les nouvelles époques, mais de plus anciennes images sont également réanalysées. Les structures sont ainsi retrouvées dans les images HST/ACS prises en 2004 (voir figure 2.6). Le traitement cohérent des images entre ces différents instruments et époques permet de comparer directement les positions mesurées, et de s'affranchir de la dispersion des positions notée dans FITZGERALD et al., 2007 par exemple. Les arches sont détectées en mesurant l'élévation moyenne du disque par rapport à un plan de référence en fonction de la distance à l'étoile, puis en ajustant des gaussiennes suivant la direction radiale sur les pics observés. La position radiale de la structure est donnée par le centre de cette gaussienne et son élévation par l'amplitude de la gaussienne. Toutes les détections sont reproduites figure 2.7.

Huit nouvelles observations ont été faites avec SPHERE/IRDIS, en variant les longueurs d'onde (bande J, $1.25 \mu\text{m}$; bande H, $1.6 \mu\text{m}$; bande K, $2.1 \mu\text{m}$) sur la période mai 2015-octobre 2017. Les premières conclusions tirées sur une période d'observation de 4 ans sont confirmées sur la période totale de 13 ans. Les structures observées en 2004 peuvent maintenant être avec certitude identifiées aux arches.

La nomenclature a évolué, afin de faciliter la désignation de futures structures plus internes. Les arches sont maintenant désignées par "SEn" où "SE" correspond à la partie du disque concerné (sud-est dans ce cas), et "n" est un numéro, en commençant par l'extérieur. L'ancienne structure E est donc appelée SE1 quand la structure A devient SE5.

Les structures conservent un mouvement quasiment constant vers l'extérieur sur toute la période (voir graphe de gauche sur la figure 2.8) et cohérent avec les mesures de 2015. La structure SE1 est en train de quitter le champ de vue d'IRDIS, et ne pourra bientôt être suivie qu'avec HST/STIS. En bande K, le rapport signal sur bruit dégradé ne permet d'identifier que les deux arches les plus internes. Les arches semblent changer de morphologie au cours du temps, la structure SE3 n'étant quasiment plus détectable au-delà de mai 2015.

2.4.2 Les structures nord-ouest

Des images ont également été prises avec l'instrument IFS de SPHERE, un spectrographe à intégrale de champ, qui permet d'obtenir un spectre basse résolution spectrale en plus d'une image avec une haute résolution angulaire. Cet instrument permet notamment d'observer les parties les plus internes du disque (jusqu'à $\sim 0.05''$ contre $\sim 0.5''$ pour IRDIS).

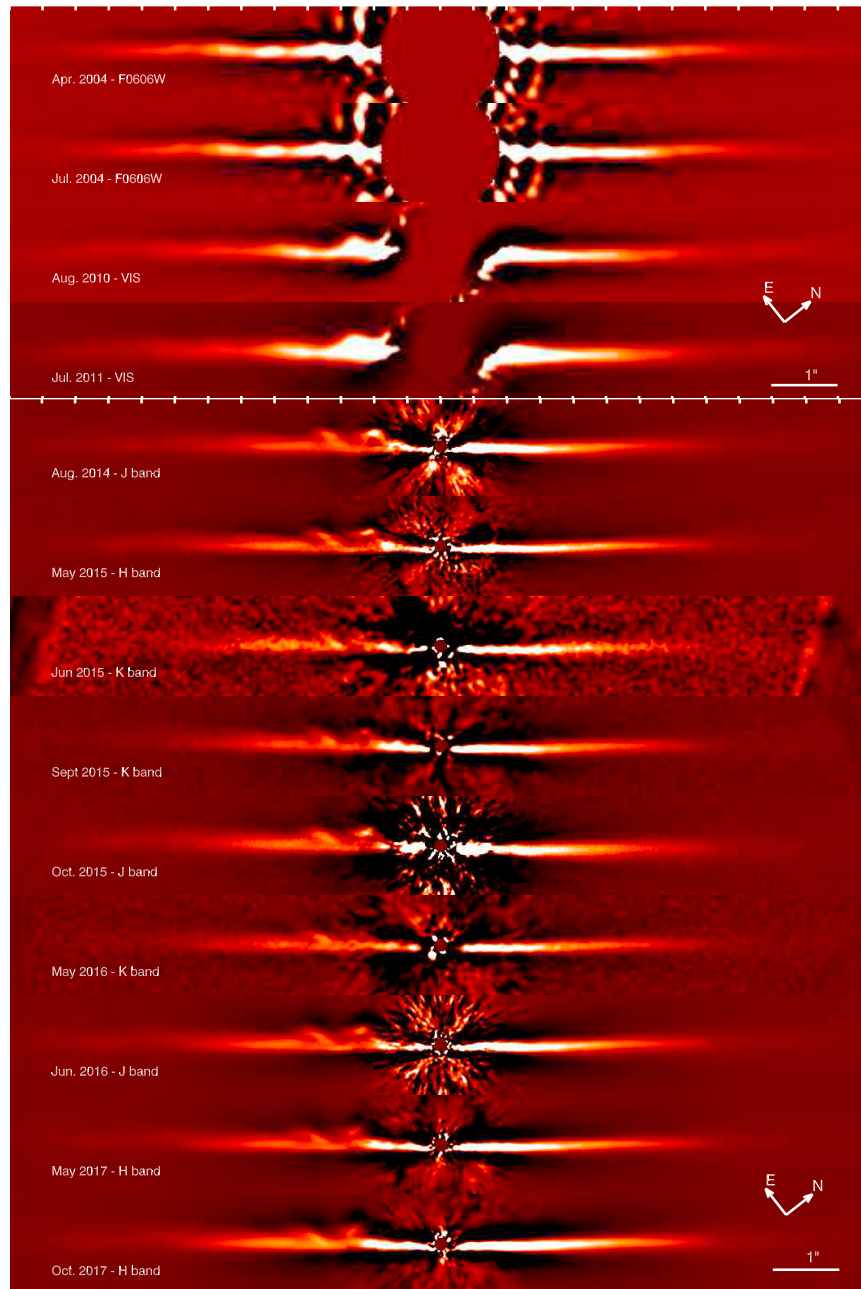


FIGURE 2.6 – Images du disque d'AU Mic sur toute la période d'observation allant de 2004 à 2017. Les deux premières images sont prises avec HST/ACS. Les deux suivantes sont prises avec HST/STIS. Les autres sont prises avec SPHERE/IRDIS. La date et la bande spectrale utilisée sont indiquées. Images tirées de BOCCALETTI et al., 2018.

Cette proximité à l'étoile, associée à la haute résolution angulaire permettent d'observer des structures avant leur apparition dans le champ de vue d'IRDIS pour la partie sud-est. BOCCALETTI et al., 2018 suggèrent ainsi l'apparition d'une structure SE6 dans les mesures d'élévation du disque. La principale découverte des images IFS est l'apparition de structures sur la partie nord-ouest. Deux structures compactes sont observées sur toutes les époques (voir figure 2.9), en-dessous du plan moyen

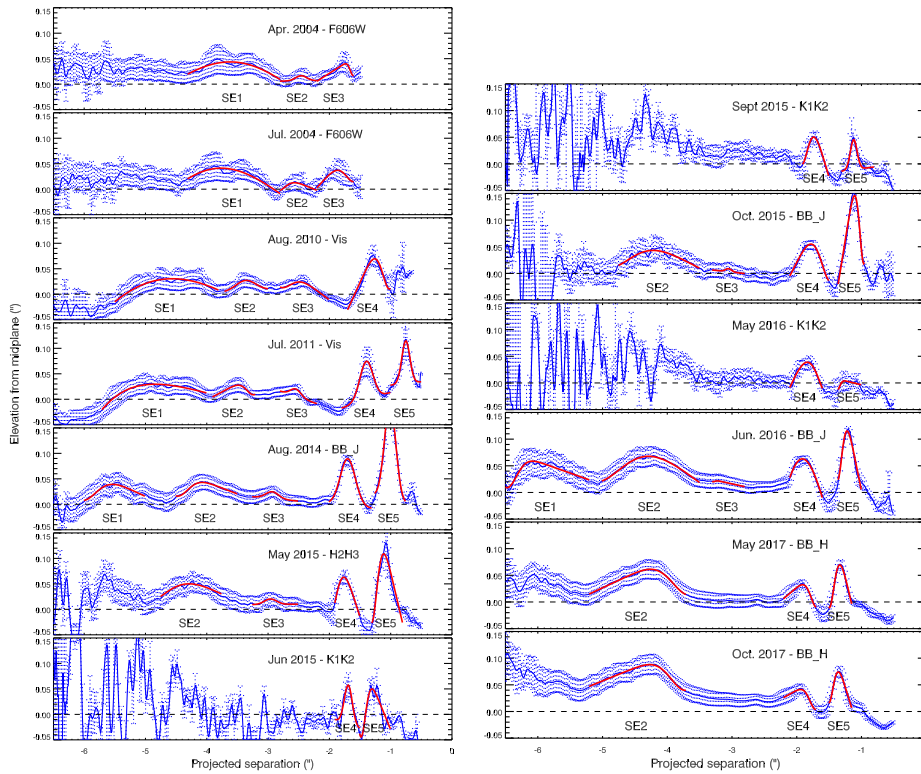


FIGURE 2.7 – Élévation du disque en fonction de la distance à l'étoile pour toutes les observations. Les gaussiennes tracées en rouge correspondent aux arches détectées. Figure tirée de BOCCALETTI et al., 2018.

du disque. Ces structures ne correspondent pas à des points sources, elles sont étendues, et n'ont pas d'équivalent dans la partie sud-est du disque. Elles n'ont pas la morphologie d'arche comme les structures sud-est. Sur la période mai 2015-octobre 2017, elles présentent un clair déplacement de l'extérieur du disque vers l'étoile. Leur déplacement semble se faire à la même vitesse que les structures SE5 et SE4, (voir figure 2.8, gauche) et est compatible avec une orbite circulaire.

2.4.3 Contraintes dynamiques

L'extension de la période d'observation des structures sud-est incite à réviser les valeurs des paramètres estimés dans notre article de 2017. Les quatre cas de figure envisagés dans l'article SEZESTRE et al., 2017 (section 3 et tableau 3 dans l'article) sont repris et ré-estimés : cas statique, cas en rotation circulaire ("Libre"), cas en rotation en forçant les structures à se propager vers l'observateur ("Devant") et cas en rotation en forçant une propagation vers l'arrière ("Derrière"). Les nouveaux résultats sont résumés dans la table 2.1. Les positions des arches ont été revues, ainsi que leurs incertitudes associées qui ont été globalement réduites. Afin de vérifier l'influence de ce changement, la ligne "Comparaison" dans la table 2.1 correspond à l'ajustement des arches sur la même période de temps que l'article de 2017 mais avec les points de mesure ré-estimés en 2018. Les résultats sont cohérents dans les barres d'erreur. Les nouveaux points de mesures dégradent le χ^2_r de 50% (en partie à cause des incertitudes plus faibles) et donnent des barres d'erreur plus faibles pour les paramètres du modèle.

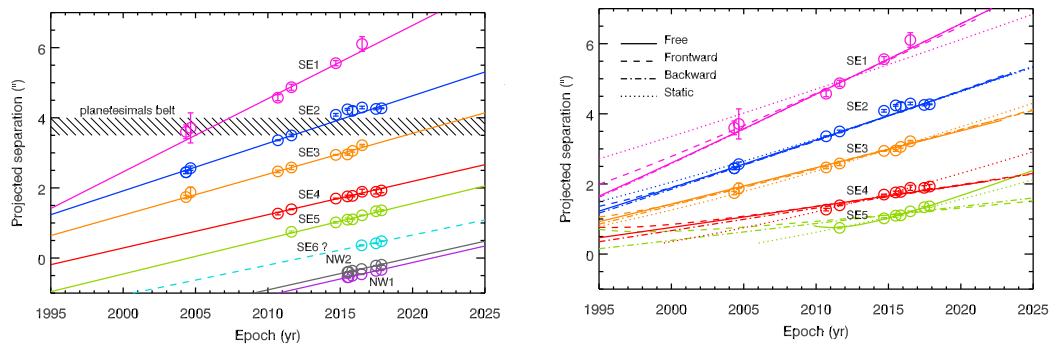


FIGURE 2.8 – Position des structures au cours du temps.

Gauche : Toutes les structures identifiées sont représentées, avec un ajustement linéaire.

Droite : Seules les structures visibles dans IRDIS sont tracées, avec les quatre modèles dynamiques ré-évalués. Figures tirées de BOCCALETTI et al., 2018.

La tendance globale pour les quatre modèles dynamiques est une dégradation du χ_r^2 . Celle-ci peut s'expliquer de deux manières. Les incertitudes sur les positions sont très faibles, et la comparaison précédente montre que le χ_r^2 doit augmenter en conséquence entre les deux séries de mesure. Pour vérifier l'intérêt de mon modèle, j'ai ajusté chaque position avec un modèle linéaire indépendant (figure 2.8, gauche). Ce modèle présente un χ_r^2 autour de 17 avec ces nouvelles mesures. Nos modèles dynamiques, avec des χ_r^2 de 7 à 15, sont donc toujours meilleurs qu'un simple ajustement linéaire. De plus, comme la morphologie des structures change, la position du maximum d'élevation n'est pas toujours le bon critère. Sur les dernières époques, la structure SE4 est fixe selon le modèle, alors qu'elle semble encore se déplacer sur les images.

Les deux types de solution observés précédemment sont toujours présents : les solutions à faible β_{sw} (autour de 10, modèles orbitants libre et vers l'arrière), et les solutions à fort β_{sw} (vers 20, modèles statique et orbitant vers l'avant). Le corps parent est toujours plus interne que la ceinture de planétésimaux, vers 10 ou 25 UA. L'orientation de certaines structures est encore mal contrainte, sautant d'avant en arrière sans modification notable du χ_r^2 dans le cas orbitant libre. Cet effet est particulièrement marqué pour SE4. SE5 est mieux reproduite par une trajectoire en direction de l'observateur, quand SE1, SE2 et SE3 privilégient des trajectoires vers l'arrière du disque. Le modèle statique, bien qu'ayant le meilleur χ_r^2 semble dévier notablement de la position de la structure SE1 (voir graphe de droite de la figure 2.8). Bien qu'encore tous compatibles, les modèles commencent à diverger sur la position des structures. Une observation vers l'année 2020 permettra sans doute de trancher entre eux.

2.4.4 Une origine commune ?

L'observation de structures au nord-ouest était prédite dans notre article SEZESTRE et al., 2017. En revanche, ces structures devaient se déplacer vers l'extérieur du système, et non vers l'intérieur comme les structures NW1 et NW2. Ce déplacement n'est pas incompatible avec nos modèles, mais il contraint fortement les angles d'émission. Nous avons donc cherché à savoir si une origine commune était toujours envisageable entre les structures sud-est et nord-ouest.

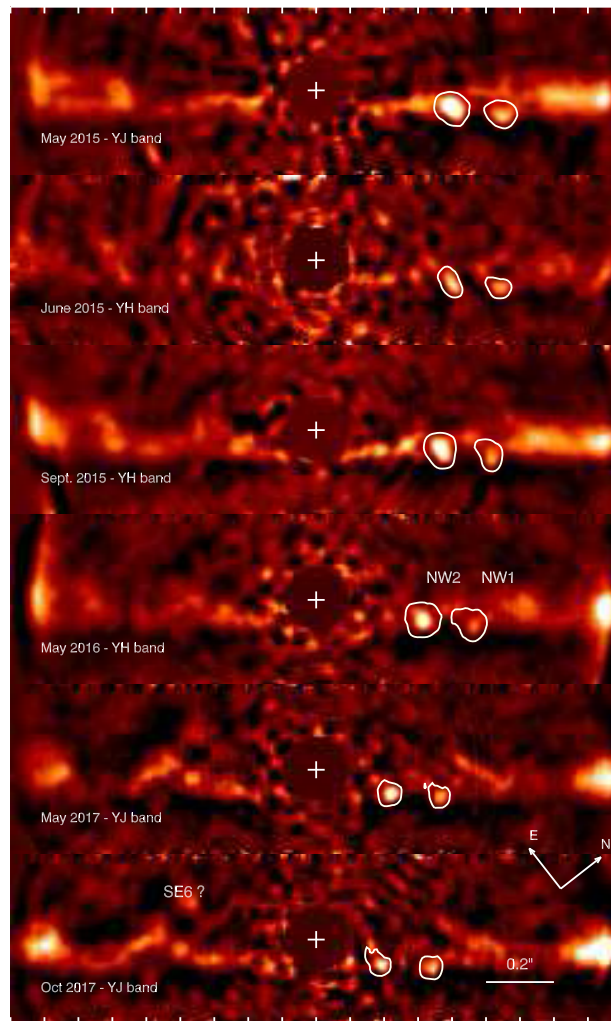


FIGURE 2.9 – Images IFS du disque d’AU Mic. Un traitement est fait pour mettre en évidence les structures à petite échelle. Les deux structures nord-ouest identifiées sont entourées. Figure tirée de BOCCALETTI et al., 2018.

L’inclusion des 7 structures dans le cas orbitant libre dégrade fortement le χ_r^2 (version "SE+NW" dans la table 2.1). L’angle d’observation des structures NW1 et NW2 est extrêmement contraint, et leurs positions ont les incertitudes les plus faibles. Elles doivent nécessairement être émises très près de la ligne de vue afin d’être sur la partie nord-ouest du disque et se déplacer vers le sud-est par effet de projection (voir le graphe en haut à gauche de la figure 2.10). Le cas statique s’accorde mieux avec les structures nord-ouest. Suivant le modèle choisi, les structures nord-ouest pourraient être les plus âgées (cas libre) ou les plus récentes (cas statique). De manière générale, inclure ces structures diminue fortement la valeur de β_{sw} , qui tombe autour de 2.

Ces propriétés incitent à considérer les structures nord-ouest seules, pour déterminer leur ajustement optimal. Comme il a été dit, leurs vitesses sont compatibles avec des objets liés. Les modèles convergent vers un corps parent à 14 UA, pour des valeurs de β_{sw} à 0.1 (cas lié, voir figure 2.11) ou autour de 1 (cas non-lié, voir table 2.1).

Étant donné leur morphologie et leur dynamique, il est raisonnable de penser

TABLE 2.1 – Valeurs des paramètres pour tous les modèles dynamiques. Les incertitudes à $\pm 1\sigma$ sont données. La colonne "Simulation" correspond à la position sur la grille (β_{sw}, R_0) la plus proche des valeurs optimales.

| Version | Modèle | R_0 (UA) | | | β_{sw} | | | Simulation | | |
|-------------|----------|------------|-------------|-------------|--------------|-------------|-------------|------------|--------------|------------|
| | | Moy | +1 σ | -1 σ | Moy | +1 σ | -1 σ | R_0 | β_{sw} | χ_r^2 |
| 2017 | Statique | 28.4 | +7.9 | -6.8 | 10.5 | +21.6 | -4.5 | 28 | 10.4 | 0.9 |
| | Libre | 7.7 | +1.0 | -1.5 | 6.3 | +3.0 | -2.4 | 8 | 6.4 | 1.7 |
| | Devant | 17.3 | +4.7 | -3.0 | 24.7 | +10.6 | -2.9 | 17 | 24.4 | 3.6 |
| | Derrière | 8.1 | +2.0 | -3.1 | 5.6 | +4.8 | -3.6 | 8 | 5.6 | 3.5 |
| Comparaison | Libre | 7.8 | +0.8 | -1.2 | 4.2 | +0.7 | -1.2 | 8 | 4.4 | 2.8 |
| 2018 | Statique | 30.4 | +6.2 | -6.8 | 8.1 | +11.4 | -4.5 | 30 | 8.1 | 7.1 |
| | Libre | 11.7 | +0.8 | -0.4 | 11.2 | +1.3 | -0.5 | 12 | 11.7 | 8.7 |
| | Devant | 24.6 | +2.4 | -1.5 | 34.6 | +0.7 | -1.9 | 25 | 35.3 | 14.8 |
| | Derrière | 7.2 | +1.3 | -1.5 | 1.6 | +0.4 | -0.3 | 7 | 1.7 | 12.3 |
| SE + NW | Statique | 18.0 | +0.4 | -0.4 | 2.2 | +0.1 | -0.2 | 18 | 2.1 | 14.1 |
| | Libre | 12.3 | +1.3 | -1.5 | 2.0 | +0.2 | -0.2 | 12 | 2.1 | 36.1 |
| NW seules | Statique | 13.4 | +4.3 | -2.7 | 0.3 | +1.9 | -0.2 | 14 | 0.1 | 0.4 |
| | | | | | | | | 13 | 1.0 | 0.5 |
| | Libre | 14.4 | +3.8 | -1.9 | 0.1 | +0.1 | -0.1 | 14 | 0.1 | 0.4 |
| | | | | | | | | 14 | 0.6 | 1.8 |

que les structures SE et les structures NW sont produites différemment. La différence de β_{sw} trouvée pourrait s'expliquer par une composition différente, les grains plus gros restant liés dans les structures NW quand les grains les plus petits sont expulsés dans les structures SE.

Encore une fois, de nouvelles observations permettraient de voir si de telles structures réapparaissent, et de suivre celles qui ont déjà été détectées.

2.5 Vers un modèle global

Le modèle que j'ai développé permet de reproduire les positions des structures dans le temps, de contraindre l'orbite du corps parent des poussières et la nature de ces poussières qui forment l'arche à travers le paramètre β_{sw} . Le modèle ne dit rien, en revanche, sur la formation des arches en elles-mêmes (leur composante verticale), ni sur le mécanisme de production discontinu de grains ou la nature du corps parent. Il convient donc de complexifier le modèle. Un pas dans cette direction a été produit par CHIANG et FUNG, 2017 (section 2.5.1) et je propose également quelques pistes (sections 2.5.2 et 2.6) dans ce qui suit, ainsi que dans le chapitre consacré au champ magnétique (chapitre 4).

2.5.1 Comparaison avec CHIANG et FUNG, 2017

Une étude très comparable à notre travail a été publiée la même année. Dans cet article, CHIANG et FUNG supposent une autre configuration à l'origine des arches. Ils ne s'intéressent pas non plus à reproduire le disque de planétésimaux, mais juste les arches.

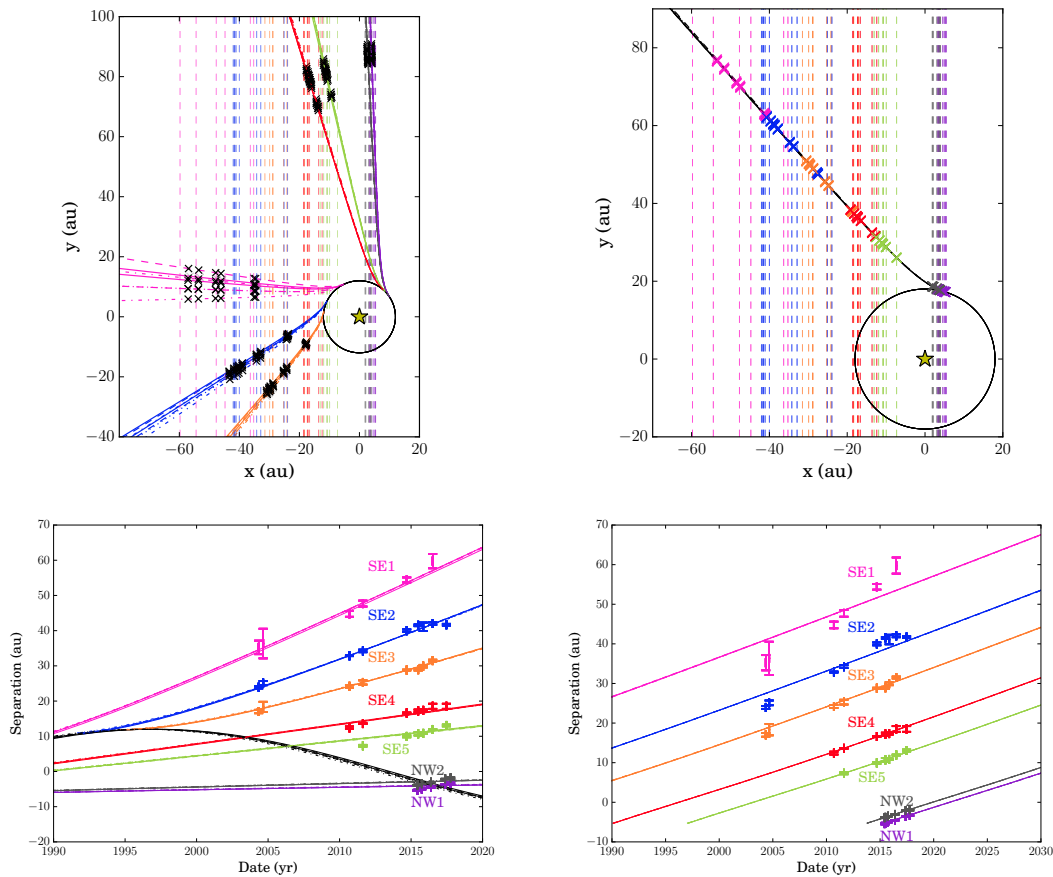


FIGURE 2.10 – Ajustement des positions avec les structures NW pour différents scénarios dynamiques (gauche : cas libre orbitant, droite : cas statique). Sur les graphes du haut, le système est vu par un pôle et les graphes du bas représentent la position apparente des structures au cours du temps. Sur le graphe en bas à gauche, la courbe noire correspond à la position apparente du corps parent au cours du temps.

Selon eux, la source des arches pourrait être une ceinture (secondaire) inclinée ou excentrique d'environ $10^{-4} M_{\oplus}$ intersectant la ceinture (principale) de planétésimaux (voir le schéma de la figure 2.12) et provoquant une avalanche collisionnelle (THÉBAULT et KRAL, 2018). Cette ceinture secondaire aurait pour origine la désintégration d'un corps d'environ 400 km de rayon, et aurait un temps de vie limité, de l'ordre de 10^4 ans. Lors de phases d'activité de l'étoile, qui augmentent drastiquement la valeur de β_{sw} et durent autour de 2.5 ans selon les auteurs, les collisions entre grains des ceintures principale et secondaire produisent une amplification du nombre de grains sub-micrométriques, due à leurs collisions avec des cibles plus grosses à haute vitesse relative. Le facteur d'amplification, trouvé autour de 40, dépend de la géométrie du problème, de la vitesse relative et du temps d'activité de l'étoile. Les poussières sub-micrométriques produites constituent un nuage, visible en lumière diffusée. Ces nuages sont poussés par la pression du vent stellaire, et produiraient les arches observées par BOCCALETTI et al., 2015 (voir figure 2.13 pour leurs images synthétiques). La masse des arches est estimée autour de $4 \times 10^{-7} M_{\oplus}$, en se basant sur la luminosité et l'extension de la structure SE2 dans les images.

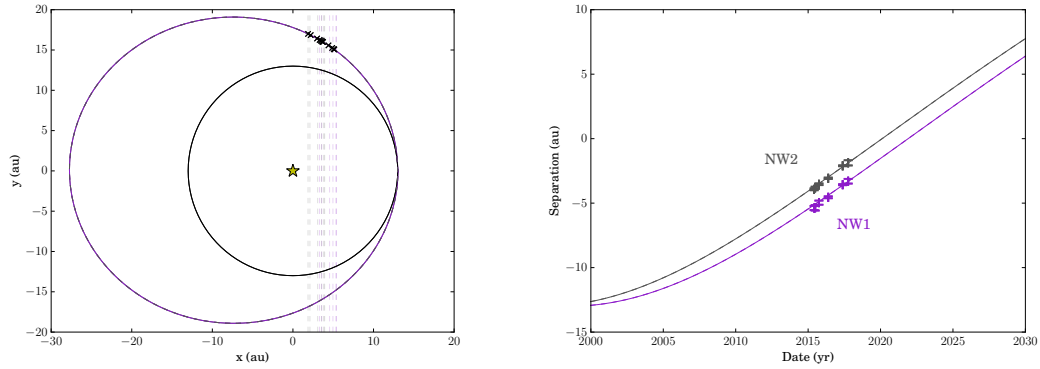


FIGURE 2.11 – Ajustement des structures nord-ouest seules dans le cas statique.

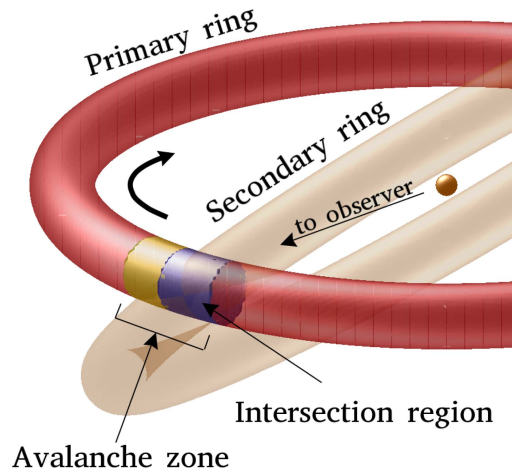


FIGURE 2.12 – Géométrie de la zone d'activité dans le modèle de CHIANG et FUNG, 2017.

Ces estimations, basées sur des ordres de grandeur, donnent des résultats encourageants. La position des structures est assez bien reproduite, ainsi que leur extension radiale. La vision tridimensionnelle du disque permet de comparer la signature d'une avalanche collisionnelle avec des asymétries observées dans d'autres disques de débris vu sous des inclinaisons différentes, afin de savoir si un tel mécanisme est à l'œuvre autour d'autres étoiles. Ce modèle peut être assimilé au cas statique de notre étude. Il nécessite également une valeur de β_{sw} élevée, autour de 20, pour expliquer le déplacement des arches, donc une composition différente entre le disque principal et les nuages.

Ce modèle a cependant plusieurs limitations. Il peine à reproduire le mouvement des arches les plus externes (SE1 et SE2), que nous pouvons interpréter par une valeur de R_0 trop importante dans le modèle de CHIANG et FUNG, 2017. Leur source de poussière est à 35 UA, la distance de la ceinture de planétésimaux. Dans nos modèles, nous avons en effet observé qu'un R_0 trop important limite la vitesse finale (proportionnelle à la vitesse képlérienne à la position de lâché), quand un R_0 plus réduit (autour de 30) reproduit mieux les vitesses des structures externes. Par ailleurs, comme dans notre modèle, l'élévation verticale des structures n'est pas expliquée par le modèle de CHIANG et FUNG. L'hypothèse de la force de Lorentz comme une

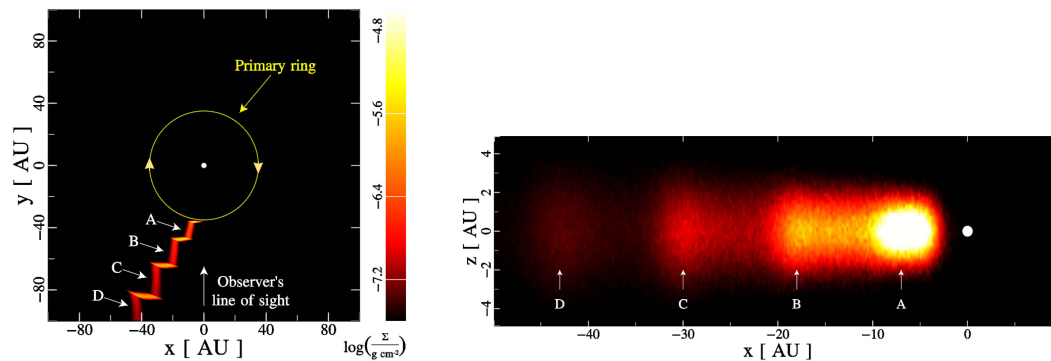


FIGURE 2.13 – Images (gauche : vue de dessus ; droite : vu par la tranche) du disque dans le cas d’une avalanche collisionnelle. Les images sont tirées de CHIANG et FUNG, 2017.

cause de la forme des arches impose dans leur cas que les observations ont toutes été faites à des périodes très spécifiques du cycle magnétique de l’étoile pour expliquer la localisation des arches systématiquement au-dessus du disque dans les images (voir figure 2.2), hypothèse désormais infirmée par les nouvelles observations. Une seule taille de grain est considérée, comme dans notre modèle, et il serait intéressant de regarder la dispersion des structures entraînée par une distribution de taille. Les nouvelles structures nord-ouest ne peuvent pas non plus être associées à ce mécanisme.

D’un point de vue observationnel, la non-détection de la ceinture secondaire ou d’une possible deuxième région d’avalanche collisionnelle pose question. Il serait également intéressant d’examiner la luminosité finale des structures produites par rapport aux poussières du disque principal.

D’une manière générale, la proximité des deux modèles, le mien et celui de CHIANG et FUNG, 2017, conforte nos conclusions. Le rôle du vent stellaire apparaît comme fondamental, et les arches semblent avoir une origine dynamique et une composition très différentes du disque principal d’AU Mic. Cette conclusion a été en partie renforcée avec l’étude de LOMAX et al., 2018, qui s’est intéressée à la couleur du disque et trouve une modification de celle-ci correspondant à la position des structures sud-est, ce qui pourrait effectivement indiquer une différence dans la distribution des tailles de grain entre le disque principal et les arches.

2.5.2 Pistes d’amélioration

Plusieurs pistes d’amélioration du code que j’ai développé sont possibles.

La plus simple correspond à une modification technique de la méthode d’optimisation du χ_r^2 . La notion de structure de référence introduite section 2.2.2 n’est en fait pas nécessaire, la référence pouvant être prise directement sur le corps parent. Cette amélioration permet de s’affranchir de la variabilité observée avec les 5 structures de référence, et de diviser par 5 le temps d’analyse. Cette optimisation est en cours d’intégration.

Par ailleurs, il est possible de relâcher la contrainte d’un seul β_{sw} identique pour toutes les structures. J’ai pu observer que les structures les plus internes sont mieux

reproduites par des valeurs de β_{sw} plus faibles, quand les structures externes maintiennent leurs valeurs de β_{sw} élevées. Il est précoce d'essayer de conclure si ce phénomène est lié au processus d'émission, un simple effet de la projection ou de notre période d'observation.

Une refonte en profondeur du code permettrait de considérer un mouvement d'ensemble des grains. Les études faites à présent supposent que les arches sont constituées de grains d'une seule taille. Nous avons montré (section 4.2.3, SEZESTRE et al., 2017) qu'une distribution de β_{sw} (donc de taille) entraînerait un élargissement des structures avec le temps. Comme le mécanisme de production de ces poussières est encore inconnu, il n'y a pas de raison de penser qu'il sélectionne une taille de grain. Le mécanisme d'avalanche collisionnelle produit lui-même une distribution de taille, même si celle-ci est concentrée en-dessous de s_{blow} . Ces simulations pourraient peut-être réconcilier les structures SE formées des grains en-dessous de s_{blow} et les structures NW formées des grains plus gros. Les effets conjugués de la variation de β_{sw} et de l'efficacité de diffusion en fonction de la taille risquent de donner des images de structures complexes à prévoir a priori.

La production d'images comparables aux observations serait une amélioration appréciable. Actuellement, la mesure du flux relatif provenant des arches et du disque est compliquée par les traitements non-linéaires appliqués aux images HST et SPHERE pour faire ressortir les structures. L'introduction d'une image issue du modèle dans le pipeline de réduction SPHERE permettrait une mesure beaucoup plus fiable de ce flux, ainsi que de la masse de poussière nécessaire. La modélisation complète du disque permettrait également de visualiser le disque d'AU Mic selon les pôles, afin de comparer la signature des structures à d'autres disques de débris imagés.

Enfin une dernière piste concerne l'élévation verticale des structures. C'est un sujet sur lequel j'ai commencé à travailler et qui sera traité plus en détail dans une section consacrée (voir chapitre 4). Fondamentalement, à grande distance de l'étoile, le champ magnétique est quasiment azimutal (voir section 4.1). La vitesse des poussières donnée par nos modèles est toujours inférieure à 20 km/s, négligeable devant les ~ 500 km/s du vent stellaire (STRUBBE et CHIANG, 2006). La différence de vitesse donnée dans l'équation 4.3 est donc principalement orientée dans la direction radiale. Cela donne une force de Lorentz majoritairement verticale. Les poussières chargées devraient donc s'écarter du plan moyen du disque. Savoir si ce mécanisme pourrait être à l'origine des arches observées nécessite une étude poussée, ou a minima une estimation d'ordre de grandeur que nous reprendrons dans la suite de cette thèse.

2.6 Conclusions

La multiplication des images de disques de débris a changé notre vision de leur structure. Ceux-ci sont passés d'une structure axisymétrique lisse à des asymétries marquées et des effets de troncature (voir figure 5.3). Les nombreuses asymétries observées ont été expliquées par des effets de projection (ex : LEE et CHIANG, 2016), des résonances avec des planètes, des interactions avec le milieu interstellaire (ex : SCHNEIDER et al., 2018), des collisions géantes (ex : KRAL et al., 2015), etc... Dans ce panorama, AU Mic apporte un degré de complexité supplémentaire. Les sous-structures du disque (asymétrie de luminosité, gauchissement) n'ont pour l'instant pas d'explication simple. La variabilité sur une échelle de temps de la dizaine d'années laisse penser à l'observation d'un phénomène transitoire, mais la présence de

5 arches et la probabilité d'observer un phénomène d'une dizaine d'années sur un temps de vie de l'étoile de 23 millions d'années incitent à penser que ces phénomènes sont récurrents. Il est également compliqué de distinguer quelle particularité d'AU Mic peut expliquer la morphologie si différente de son disque. Ces arches sont-elles visibles parce que le disque est vu par la tranche, parce que AU Mic est une étoile de type M ou parce que c'est une étoile active ?

Le modèle que nous avons développé permet d'argumenter. La vitesse des arches semble liée à l'activité de l'étoile. Ces arches doivent avoir une composition différente du reste du disque. Un modèle plus complet permettrait de déprojeter le disque, afin de chercher des signatures d'activité similaires dans des disques vus sous d'autres angles.

D'autres images de disques de débris autour d'étoiles M commencent à apparaître (GJ 581, LESTRADE et al., 2012 ; TWA 7 et TWA 25, CHOQUET et al., 2016 ; GSC 7396-0759, SISSA et al., 2018¹). Dans le cas de cette dernière, les observations et mes calculs suggèrent un fort vent stellaire comme dans le cas d'AU Mic. Les étoiles M sont des candidates idéales pour la recherche d'exo-Terres dans la zone habitable. Notre travail participe à comprendre l'environnement circumstellaire et l'impact que peut avoir l'étoile sur cet environnement, des éléments essentiels dans la caractérisation des futures exo-Terres. Il reste à comprendre si la variabilité observée au sein du disque d'AU Mic est un comportement récurrent autour des étoiles M. Un suivi pluri-annuel et multi-longueur d'onde de ces sources permettrait de déterminer l'importance de l'activité de l'étoile sur les disques de débris.

1. Article dont je suis co-auteur

Chapitre 3

Simulation du comportement dynamique des exozodis

La seconde partie de mon travail porte sur l'origine des exozodis. J'ai développé un code d'évolution dynamique de la poussière en focalisant plus particulièrement mon attention sur leur devenir à proximité immédiate de l'étoile. Ce code tient compte de la sublimation des grains et permet d'observer l'influence du type spectral et de la composition du grain sur son évolution en terme de taille ou de distance à l'étoile. Ce code inclut un module de transfert radiatif qui permet de prédire les observations attendues en fonction du mécanisme d'approvisionnement des exozodis, pour une comparaison directe avec les mesures. Cette étude nous permet de conclure en faveur d'une origine cométaire de la poussière exo-zodiacale.

3.1 Contexte

Comme il a été dit dans l'introduction (section 1.2.3), les poussières les plus chaudes des systèmes planétaires sont détectées par des excès proche et moyen infrarouge mesurés par interférométrie. Les temps de vie de ces poussières sont très faibles, et elles doivent être constamment réapprovisionnées pour assurer les niveaux de flux observés. La différence principale entre ces poussières et les disques de débris classiques est le fait que n'importe quelle population de planétésimaux ne peut survivre in situ qu'une faible fraction du temps de vie de l'étoile (BONSOR, AUGEREAU et THÉBAULT, 2012). Il est donc nécessaire d'approvisionner ces poussières chaudes par l'extérieur, ce qui nécessite un réservoir et un mécanisme de transport. Dans cette section, nous allons nous intéresser aux processus de production et de transport possibles pour ces grains.

3.1.1 Fréquence de détection et structure des exozodis

Des programmes d'étude statistique des exozodis sont en cours. Les premiers résultats des études au moyen des instruments CHARA/FLUOR à $2.2 \mu\text{m}$ (ABSIL et al., 2013), VLT/PIONIER à $1.65 \mu\text{m}$ (ERTEL et al., 2014), KIN à $8-9 \mu\text{m}$ (MENNESON et al., 2014) et LBTI à $11 \mu\text{m}$ (ERTEL et al., 2018) ont été publiés ces dernières années. Actuellement, les taux d'occurrence d'excès de flux sur les échantillons complets sont de $21.7^{+5.7}_{-4.1}\%$ en bande K (sur 69 étoiles, NUÑEZ et al., 2017) et de $18^{+9}_{-5}\%$ à $11 \mu\text{m}$ (sur 28 étoiles, ERTEL et al., 2018) pour des niveaux de détection à environ 1% du flux stellaire. Ces niveaux d'émission sont encore 500 fois plus élevés que ceux de la poussière zodiacale, qui a un rapport de flux bolométrique $f = 10^{-7}$, et un contraste de 10^{-5} à $2 \mu\text{m}$ de longueur d'onde. On ne détecte pour l'instant que les systèmes les plus lumineux, et il est possible que toutes les étoiles présentent ce

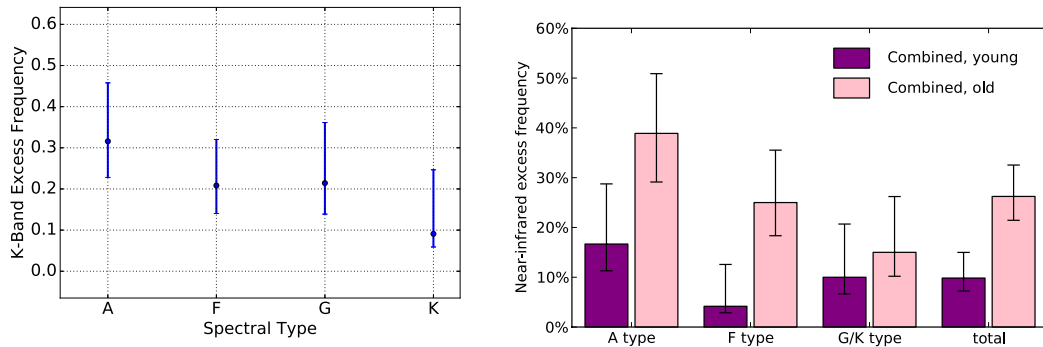


FIGURE 3.1 – Taux de détection d’exozodis à $2\ \mu\text{m}$ séparé en fonction du type spectral de l’étoile-hôte (gauche) et de l’âge du système (droite). Figures tirées de NUÑEZ et al., 2017 et de ERTEL et al., 2014.

type d’excès, mais à des niveaux de un à trois ordres de grandeur plus faibles que notre sensibilité actuelle. L’étude de la distribution statistique en niveau de flux est en cours (ERTEL et al., 2018). En bande K, on note une décroissance du taux de détection en fonction du type spectral (graphe de gauche de la figure 3.1), qui peut être expliquée par des biais observationnels. Pour les étoiles A, le pic d’émission de la photosphère est plus loin de $2\ \mu\text{m}$ que pour les étoiles K, donc le contraste est plus favorable aux exozodis dans le premier cas, sous l’hypothèse d’une émission de la poussière majoritairement thermique. Si la position des exozodis est fixée par la température (comme semble l’indiquer l’évolution du rayon des exozodis en $L_{\star}^{0.5}$, KIRCHSCHLAGER et al., 2017), les étoiles A vont accumuler de la poussière plus loin que les étoiles K, et l’émission sera aussi plus facilement résolue dans le premier cas. La décomposition des échantillons en étoiles jeunes et âgées (avec la médiane des âges) donne des taux de détection marginalement plus favorables aux étoiles les plus âgées (voir graphe de droite de la figure 3.1). Cette tendance semble indiquer que la source de la poussière ne s’épuise pas au cours du temps, même sur des périodes avoisinant le milliard d’années (ERTEL et al., 2014).

Une caractéristique observationnelle permettant de discuter de la probabilité des différents scénarios est la corrélation entre excès proche infrarouge et présence d’une ceinture externe. Les taux de détection en fonction de la présence ou non d’un excès infrarouge lointain sont résumés sur la figure 3.2. Si le mécanisme de PR-drag ou le scénario cométaire sont les plus efficaces pour former des exozodis, l’excès infrarouge proche devrait toujours être associé à un excès infrarouge lointain, typique d’une ceinture froide. À l’inverse, la présence d’une ceinture froide n’implique pas forcément la formation d’exozodis, une planète géante interne pouvant par exemple bloquer la migration par PR-drag de la majorité de la poussière (BONSOR et al., 2018). Les résultats préliminaires n’indiquaient pas plus de détection d’excès à $2\ \mu\text{m}$ autour des étoiles avec une ceinture externe que les étoiles sans (voir figure 1.10, ERTEL et al., 2014), alors que des études plus récentes donnent des taux de détection de $15_{-5}^{+6}\%$ en l’absence de poussière froide contre $35_{-9}^{+10}\%$ en présence de ceinture froide (sur 69 étoiles, NUÑEZ et al., 2017). Cette corrélation est moins forte pour les étoiles de type A. Si elles sont enlevées de l’échantillon, les taux de détection sur 49 étoiles de type FGK donnent $9_{-4}^{+6}\%$ sans ceinture externe et $43_{-12}^{+13}\%$ avec. Cette différence en fonction du type spectral pourrait provenir d’un mécanisme différent de production d’exozodis pour les étoiles les plus lumineuses. L’excès en infrarouge moyen,

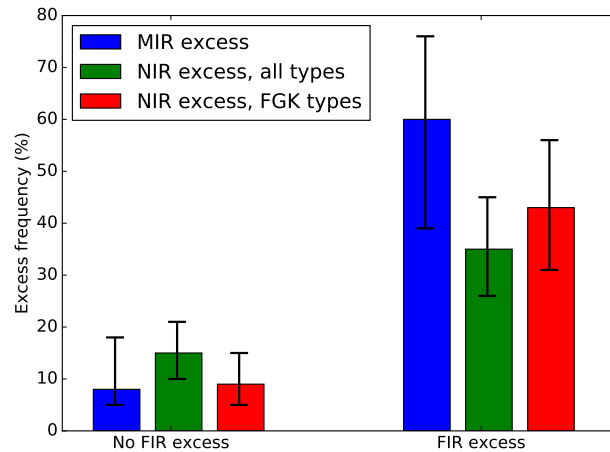


FIGURE 3.2 – Taux de détection d’excès proche et moyen infrarouge, en fonction de la détection d’un excès infrarouge lointain. Pour l’excès proche infrarouge, l’échantillon complet ainsi que les étoiles FGK seules sont montrées. On voit une corrélation claire entre présence de poussières froide et chaude. Les valeurs sont tirées de NUÑEZ et al., 2017 et de ERTEL et al., 2018.

bien que sensible à des poussières tièdes (voir figure 1.2), montre une tendance similaire (MENNESSON et al., 2014). Les taux de détection sont de 8_{-3}^{+10} % en l’absence de poussière froide contre 60_{-21}^{+16} % en leur présence (sur un panel de 30 étoiles, ERTEL et al., 2018). Vu le faible nombre de sources, il est encore difficile de savoir s’il existe une corrélation entre excès infrarouge proche et moyen. Les niveaux de sensibilité actuels ne permettent que de détecter les systèmes les plus lumineux, il existe peut-être des corrélations entre des populations de grains encore indétectables de nos jours.

La modélisation de l’excès infrarouge proche permet de déduire les propriétés de la poussière près de l’étoile. Cette poussière doit être très chaude pour émettre efficacement dans le proche infrarouge (ABSIL et al., 2006). Les grains doivent donc être constitués de réfractaires, proches de leur distance de sublimation (une fraction d’unité astronomique) pour atteindre des températures élevées. Les matériaux les plus intéressants sont le carbone (avec une température de sublimation autour de 2000 K) et les silicates (avec une température de sublimation autour de 1200 K, LEBRETON et al., 2013). La principale contribution de ces grains au flux proche infrarouge vient de l’émission thermique. Les masses des exozodis sont contraintes autour de $10^{-9} M_{\oplus}$ (voir figure 3.3). La taille de ces grains est soumise à question, les contraintes variant en fonction des systèmes. Dans la plupart des cas, la forme de la SED est mieux reproduite par des grains submicrométriques accumulés à la distance correspondante à leur température de sublimation (ABSIL et al., 2006 ; LEBRETON et al., 2013 ; KIRCHSCHLAGER et al., 2017). Cette limite est cependant dégénérée avec la composition des grains. Il est à noter que des grains sub-micrométriques silicatés présentent un fort pic d’émission autour de $10 \mu\text{m}$, qui est absent pour des grains plus gros ou pour du carbone. L’observation ou non de ce pic apporte ainsi d’importantes contraintes sur la taille ou sur la composition des grains.

De manière générale, les grains composant les exozodis ont des tailles inférieures à la limite d’expulsion par la pression de radiation. Le scénario classique d’une ceinture de planétésimaux en érosion collisionnelle, valable pour les émissions à plus

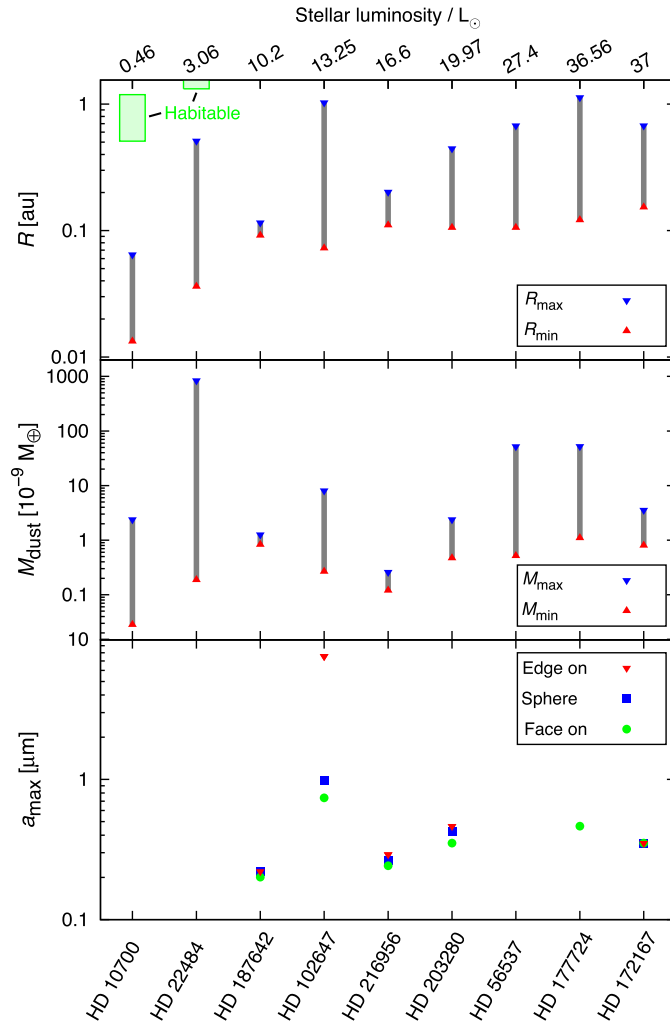


FIGURE 3.3 – Résultats de modélisation du flux émis par une seule taille de grain. Les gammes de valeurs des paramètres reproduisant les observations sont montrées. Le graphe du haut correspond à la distance à l'étoile de la poussière, le graphe du milieu à la masse totale et le graphe du bas à la taille de grain maximale. Pour les systèmes où la distance de sublimation n'est pas résolue, aucune contrainte sur la taille des grains n'existe. Figure tirée de KIRCHSCHLAGER et al., 2017.

grande longueur d'onde, ne peut pas fonctionner dans ce cas pour expliquer ces petits grains. Le niveau de flux maximal de telles ceintures est fixé par la masse de planétésimaux présents initialement et par leur taux d'érosion. Connaissant l'âge des systèmes, il est possible de déduire le niveau de flux maximal si l'émission vient d'un processus d'équilibre collisionnel. Suivant la théorie de WYATT et al., 2007, la majorité des exozodis présentent des taux d'émission trop élevés pour être expliqués par ce simple mécanisme. Ces grains proviennent donc d'une autre source. Pour expliquer le niveau d'émission, il faut donc que la masse des exozodis soit réapprovisionnée en permanence par une source située à plus grande distance. Les taux de perte de masse liés à la pression de radiation sont estimés autour de $10^{-9} M_{\oplus}$ par an (BONSOR et al., 2014). Il faut donc trouver un mécanisme qui apporte autant de masse dans les régions internes, ou alors que les temps de survie des grains soient augmentés, par exemple en les piégeant près de l'étoile (KRAL et al., 2017). Dans la

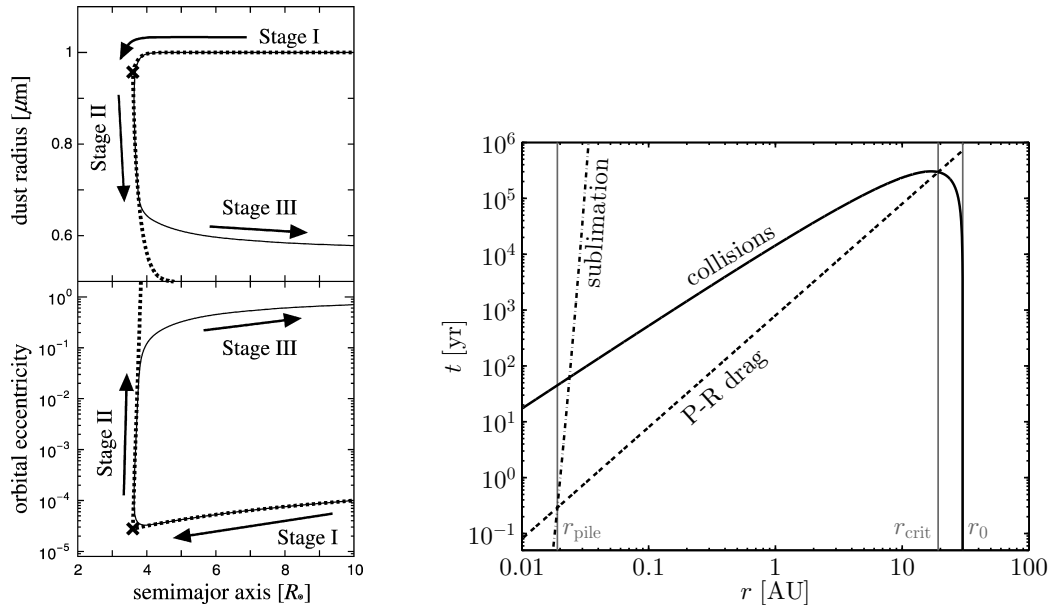


FIGURE 3.4 – **Gauche** : Étapes de migration d’un grain par PR-drag. La taille du grain est représentée sur le graphe du haut, et l’excentricité en bas en fonction du demi-grand axe. Figure tirée de KOBAYASHI et al., 2009.

Droite : Temps caractéristiques pour chaque processus en fonction de la distance à l’étoile. Les grains sont initialement relâchés à r_0 . Figure tirée de VAN LIESHOUT et al., 2014.

suite, nous allons nous intéresser à ces processus de production de poussière.

3.1.2 Le cas PR-drag

Le scénario classique de création d’exozodis est la migration par PR-drag. Dans ce cas, la poussière provient d’une ceinture externe de planétésimaux. Les poussières les plus petites, qui ont donc des β_{pr} plus élevés migrent plus rapidement vers l’intérieur du système. Ce sont ces poussières qui forment les exozodis en arrivant proche de leur distance de sublimation.

Les étapes de migration ont été divisées en trois parties (voir graphe de gauche de la figure 3.4, KOBAYASHI et al., 2009) en fonction des temps caractéristiques des processus, qui sont indiqués sur le graphe de droite de la figure 3.4. La première étape (*Stage I* sur le graphique) est la migration en elle-même par le PR-drag. Le demi-grand axe des grains, ainsi que leur excentricité, diminuent jusqu’à atteindre la zone de sublimation. Cette migration est d’autant plus rapide que le β_{pr} des grains est élevé, jusqu’à la limite non-lié $\beta_{\text{pr}} = 0.5$ correspondant à la taille s_{blow} . Seuls des grains plus gros que s_{blow} peuvent donc migrer. Une fois que les grains ont quitté la ceinture de planétésimaux, la densité surfacique diminue drastiquement et les collisions deviennent négligeables (en dessous de r_{crit} sur le graphe de droite). En revanche, la zone dominée par les collisions entre r_0 et r_{crit} fixe un niveau de flux maximal de grains en migration (VAN LIESHOUT et al., 2014). Les collisions sont dans ce cas un mécanisme régulateur : si la densité de grain dans cette région augmente, les collisions deviennent plus fréquentes et les grains s’érodent plus, conduisant à diminuer la densité dans cette gamme de taille. Le flux de masse qui arrive à l’étoile est contraint par cette région dominée par les collisions. Une fois que les

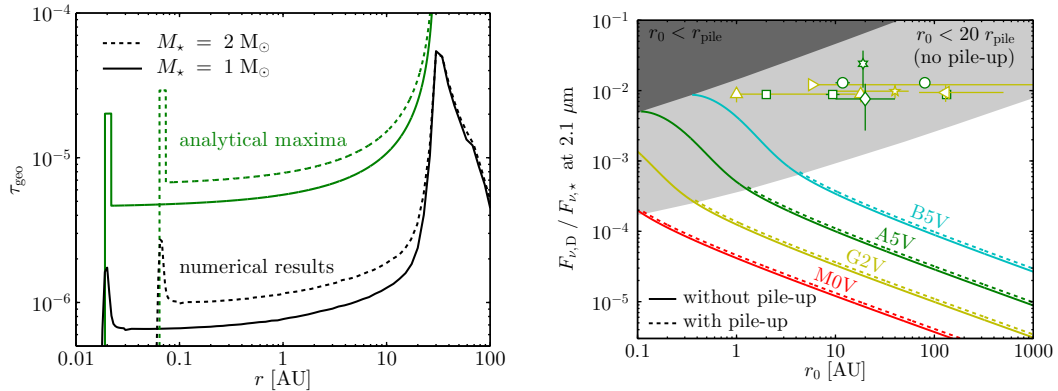


FIGURE 3.5 – **Gauche** : Profondeur optique pour le pile-up.

Droite : Niveau de flux maximal accessible dans le cas PR-drag en fonction du type spectral et de la position de la ceinture externe (lignes). Les points avec les barres d'erreur correspondent à des systèmes observés. Figures tirées de VAN LIESHOUT et al., 2014.

grains ont migré jusqu'à leur distance de sublimation, les temps caractéristiques de sublimation et de migration par PR-drag deviennent comparables (distance r_{pile}). La sublimation devient importante, et la taille des grains diminue (*Stage II*). Cette diminution entraîne également une augmentation de β_{pr} , qui va réaugmenter l'excentricité de la trajectoire du grain. Cette étape s'achève quand l'excentricité est devenue trop grande. La dernière étape est ainsi l'expulsion du grains sur une orbite hyperbolique (*Stage III*) quand sa taille est devenue plus petite que s_{blow} .

Ces processus de migration entraînent une accumulation des grains proche de la distance de sublimation. En effet, la migration par PR-drag est freinée par l'augmentation du demi-grand axe due à la diminution de la taille du grain. Cette accumulation de grains de taille micrométrique (appelée *pile-up* en anglais) crée une augmentation de la profondeur optique proche de la zone de sublimation (voir graphe de gauche de la figure 3.5). Ce pile-up est retrouvé analytiquement et numériquement (KOBAYASHI et al., 2009) mais l'amplitude du pic n'est pas forcément bien contrainte, augmentant la densité d'un facteur compris entre 3 et 10.

Ce scénario explique la présence de poussière chaude proche de la zone de sublimation, et la présence d'un excès infrarouge. En revanche, les niveaux de flux en bande K contraints par la masse de la ceinture externe et les processus de collisions sont au maximum de 10^{-3} fois le flux de l'étoile à cette même longueur d'onde pour des étoiles de type spectral A, soit 10 fois moins que les excès observés actuellement (voir graphe de droite de la figure 3.5, VAN LIESHOUT et al., 2014). Une étude plus poussée de l'origine de ces poussières en fonction de l'âge du système par KENNEDY et WYATT, 2013 a montré que le scénario PR-drag seul ne peut pas expliquer des niveaux de flux élevés pour les systèmes les plus âgés. Les auteurs concluent donc en faveur d'une combinaison du scénario PR-drag et des collisions catastrophiques (voir section 3.1.4) pour expliquer les niveaux d'excès observés.

Le pile-up dû à la sublimation n'est pas suffisant pour expliquer les niveaux de flux dans l'infrarouge proche. Le flux de poussière arrivant dans la zone de sublimation est fixé par le temps collisionnel proche de la ceinture externe (entre r_{crit} et r_0 sur le graphe de droite de la figure 3.4). Ce niveau ne peut pas être dépassé en augmentant la masse de la ceinture externe (WYATT et al., 2007). Pour augmenter le niveau de flux, une solution consiste à augmenter le temps de vie des grains proches

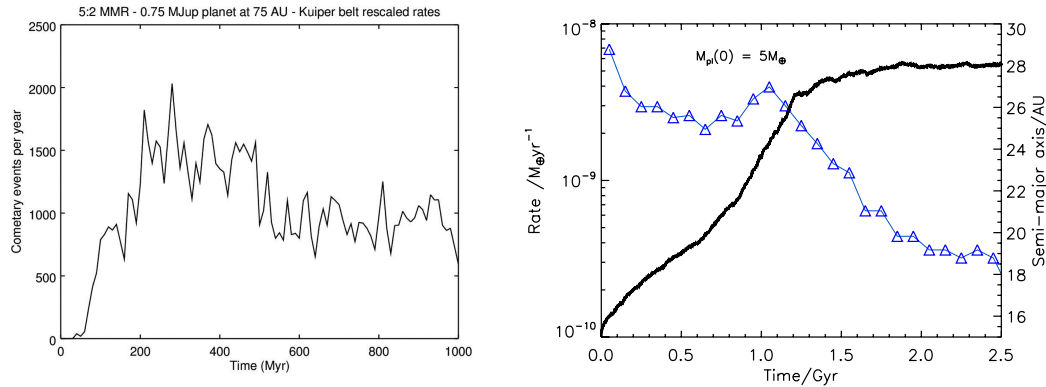


FIGURE 3.6 – **Gauche** : Nombre d’évènements cométaires en fonction du temps pour une planète de $0.75 M_{\text{Jup}}$ à 75 UA et un analogue de la ceinture de Kuiper situé à l’intérieur de l’orbite de la planète et pour une étoile de type solaire. 1000 évènements par an correspondent à un flux de poussière d’environ $10^{-12} M_{\oplus}$ par an. Figure tirée de FARAMAZ et al., 2017.

Droite : Flux de masse pour un système planétaire en interaction avec une ceinture externe. Les triangles bleus correspondent au flux de masse et la ligne noire au demi-grand axe de la planète externe. Tant que la planète migre vers l’extérieur, le niveau de flux nécessaire pour les exozodis peut être maintenu. Figure tirée de BONSOR et al., 2014.

de la zone de sublimation. Ceci peut être fait en piégeant les grains dans le champ magnétique de l’étoile, empêchant ainsi les grains ayant des tailles en-dessous de s_{blow} d’être éjectés du système (voir section 4.3). RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING, 2016 ont ainsi prouvé que des grains nanométriques peuvent être piégés proche de l’étoile pendant quelques semaines, suffisamment longtemps pour augmenter le flux proche infrarouge.

Le PR-drag doit être à l’œuvre pour former des exozodis dès lors qu’il existe une ceinture externe, et j’examinerai ce scénario en détail dans la suite de ce chapitre. Cependant, on peut anticiper des niveaux de flux trop faibles, indiquant peut-être qu’un autre scénario est à l’origine de la majorité des excès proche infrarouge détectés.

3.1.3 Le cas cométaire

Un autre processus possible d’alimentation des exozodis est l’apport cométaire. Dans le cas solaire, la distribution des éléments orbitaux de la poussière zodiacale, en particulier leur latitude, impose qu’environ 90% du flux total provient de la poussière relâchée par des comètes (NESVORNÝ et al., 2010). La distribution de taille de ces poussières semble également indiquer un processus de relâchement brutal, plutôt qu’une activité régulière de ces comètes le long de leurs orbites. Il est cependant à noter que le niveau de flux de cette poussière est environ 500 fois plus faible que les niveaux détectés autour des autres étoiles, et que la distribution de taille semble beaucoup plus piquée dans le cas des exozodis que dans le cas solaire (SU et al., 2013). Il convient donc d’être méfiant dans la comparaison avec le système solaire.

Des preuves observationnelles d’existence d’exocomètes existent, que ce soit par des raies d’absorption de gaz décalées dans les spectres des étoiles (BEUST et MORBIDELLI, 2000 ; KIEFER et al., 2014a ; KIEFER et al., 2014b) ou par des courbes de transit

associées à des queues cométaires (KIEFER et al., 2017; KENNEDY, 2018; RAPPA-PORT et al., 2018). Ces épisodes sont associés à des flux de masse autour de 10^{-12} à $10^{-10} M_{\oplus}$ par an. Ces flux peuvent être expliqués par des comètes excitées par des résonances avec des planètes externes. Dans le cas de Véga, une planète de la masse de Jupiter avec un demi-grand axe de 200 UA et une excentricité de 0.1 pourrait expliquer l'apport de masse à l'origine de l'excès de flux proche infrarouge (FARMAZ et al., 2017). Ces niveaux de flux peuvent être maintenus pendant un milliard d'années, comme montré figure 3.6.

Le cas cométaire peut aussi être assimilé à la diffusion des planétésimaux d'une ceinture externe par un système planétaire (BONSOR, AUGEREAU et THÉBAULT, 2012). BONSOR et al., 2014 ont ainsi montré qu'une chaîne de planètes de $5 M_{\oplus}$ en interaction avec une ceinture externe peut injecter suffisamment de masse sous forme de planétésimaux proche de l'étoile (voir le graphe de droite de la figure 3.6). Cette injection peut être maintenue pendant des milliards d'années si la planète la plus lointaine est en migration externe. La ceinture de planétésimaux et les planètes sont suffisamment peu massives pour rester en-dessous de nos limites de détection actuelles, donc une corrélation ceinture externe-exozodis n'est pas nécessaire dans ce cas. Le destin des planétésimaux injectés dans le système interne reste à étudier, en particulier leurs mécanismes de production de petits grains, qui vont contribuer efficacement à l'excès proche infrarouge.

L'intérêt de ces modèles est d'injecter directement la poussière dans le système interne, sans nécessiter de poussière à des températures intermédiaires, qui émettraient dans l'infrarouge moyen ; et de fournir un mécanisme d'approvisionnement régulier de grains micro- voire nanométriques. En revanche, ils nécessitent un perturbateur pour donner de l'excentricité aux comètes. Le profil d'émission de grains produits par ce mécanisme n'a cependant jamais été caractérisé. C'est un aspect que j'examinerai également en détail dans ce chapitre.

3.1.4 Les collisions géantes

Un dernier mécanisme qui peut être à l'origine de telles poussières exozodiacales est une collision géante. Les exemples dans le cas solaire sont la formation de la Lune suite à la collision d'un embryon planétaire avec la Terre (JACKSON et WYATT, 2012), ou la période de bombardement tardif qui a augmenté le taux d'injection de poussières dans le système interne (LISSE et al., 2012). L'avantage de ce scénario est qu'il ne souffre pas d'une décroissance de flux avec l'âge de l'étoile, comme c'est le cas pour le scénario PR-drag (WYATT et al., 2007) car la survenue d'un évènement peut apparaître à tout âge selon le contexte dynamique propre à chaque système planétaire. Il pourrait donc expliquer que le taux de détection d'exozodis est indépendant de l'âge de l'étoile comme montré figure 3.1.

Ce mécanisme peut cependant être rejeté assez facilement en considérant que de telles collisions arrivent très rarement dans les systèmes âgés de plus de 100 millions d'années (KRAL et al., 2017) et que la poussière produite par de telles collisions a un temps de vie très court (BONSOR, RAYMOND et AUGEREAU, 2013). Il est donc très peu probable que ce mécanisme seul explique toutes les détections d'exozodis puisque la probabilité de l'observation est faible ($< 0.1\%$ selon BONSOR, RAYMOND et AUGEREAU, 2013) en regard du taux de détection des exozodis, mais il pourrait expliquer les phénomènes les plus lumineux (KENNEDY et WYATT, 2013).

Ce type de collision présente une signature caractéristique en distribution spatiale de flux et en fonction de la longueur d'onde (KRAL et al., 2015) et pourrait

expliquer la variabilité de certains systèmes qui ont été observés sur plusieurs périodes (comme dans le cas de HD 9826 ou de HD 142091, NUÑEZ et al., 2017). Le scénario d'une collision géante ne sera pas explicitement traité dans ce chapitre.

3.2 Le modèle numérique

Afin de tester chaque processus de production de poussières exozodiales, et d'estimer leurs caractéristiques observationnelles, j'ai développé en langage Python un code d'évolution dynamique de poussière couplé à un code de transfert radiatif inspiré du code GRaTeR écrit en IDL (AUGEREAU et al., 1999 ; LEBRETON et al., 2012) afin de pouvoir simuler in fine des observations. L'intérêt de ce code est d'ajouter des contraintes dynamiques à la localisation des poussières, afin de lier processus de production, localisation des poussières produites et niveaux de flux associés. Ce code autorise un traitement détaillé de la sublimation et de la migration, sans faire l'hypothèse de mouvement moyenné sur une orbite qui peut s'avérer fautive au plus près de l'étoile. Enfin, la prise en compte de la diffusion de la lumière stellaire et de l'émission thermique des poussières permet d'avoir des contraintes sur les niveaux de masse nécessaires dans chacun des scénarios pour atteindre les niveaux de flux observés.

3.2.1 Les modèles physiques utilisés

Propriétés optiques et théorie de Mie

Le premier modèle important dans ce code concerne l'absorption et l'émission des grains. Les coefficients d'absorption et d'émission, qui dépendent de la composition, de la longueur d'onde et de la taille du grain, sont calculés à partir de la théorie de Mie.

Les grains que nous considérons sont des sphères homogènes pleines. La porosité pourra dans un second temps être ajoutée, de même que des compositions hétérogènes, mais dans un premier temps les grains sont constitués d'un seul matériau. Celui-ci contraint les indices optiques (réel et imaginaire) ainsi que les propriétés physico-chimiques des grains. Le code dispose d'une bibliothèque d'indices optiques, qui sont accessibles par le nom de la composition et couvrent des matériaux terrestres comme des analogues de poussière extrasolaire.

La méthode de calcul des coefficients optiques d'absorption Q_{abs} et de diffusion Q_{sca} est reprise de BOHREN et HUFFMAN, 1983. À partir des indices optiques et du ratio taille du grain sur longueur d'onde ($x = \frac{2\pi r}{\lambda}$), les coefficients sont calculés par récurrence. Le nombre d'itérations nécessaires à la convergence augmente avec x , ce qui contraint la taille maximale des grains dans le code. L'émission thermique est considérée comme isotrope.

En sortie de cette routine, on dispose des valeurs de Q_{abs} et Q_{sca} sur une grille de longueurs d'onde (couvrant une large gamme fixée par les indices optiques, souvent entre 10 nm et 1 mm) et de tailles de grain (limites fixées par la validité de l'approximation numérique de la théorie de Mie, entre 10 nm et 5 mm). Ces valeurs sont facilement accessibles pour le code, qui n'a besoin que de faire une interpolation sur cette grille. Ces coefficients sont en particulier utilisés pour déterminer la température du grain, ou encore les forces radiatives qui s'exercent sur lui.

Température et sublimation

Un des atouts de notre code est son traitement de la sublimation des grains. Nous allons ici détailler le modèle qui est utilisé.

Le facteur déterminant dans la sublimation est la température des grains. Celle-ci est obtenue en équilibrant l'énergie absorbée due au rayonnement stellaire E_{abs} et l'énergie rayonnée par émission thermique E_{emi} (l'énergie perdue par sublimation est toujours négligeable, MUKAI et YAMAMOTO, 1979). Comme les grains considérés ne sont pas des corps noirs, il faut utiliser les coefficients d'absorption et d'émission calculés dans le paragraphe précédent. Les énergies en jeu sont calculées par :

$$E_{\text{abs}} = \frac{\pi s^2 \Omega}{\pi} \int_0^\infty B_\star(\lambda) Q_{\text{abs}}(s, \lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

$$E_{\text{emi}} = 4\pi s^2 \int_0^\infty B(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(s, \lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

où Ω est l'angle solide sous lequel est vue l'étoile à la distance r , B_\star est le flux bolométrique de l'étoile et B est la fonction de Planck du corps noir associée à la température T . L'intégration se fait en réalité sur le plus petit domaine de longueur d'onde commun entre nos calculs de la théorie de Mie et notre estimation du spectre stellaire, à savoir de 10 nm à 1 mm dans la plupart des cas.

Pour trouver la température d'équilibre, nous allons appliquer la même méthode que LEBRETON et al., 2013. Cette méthode consiste à trouver la distance correspondante à une température donnée, et à se placer du point de vue de l'observateur pour les mesures. Une mesure qui nous est accessible est le spectre stellaire F_\star vu de la Terre, correspondant à $\pi R_\star^2 B_\star / 4\pi d_\star^2$ (dans le cas d'une émission isotrope) où d_\star est la distance de cette étoile à la Terre et R_\star est son rayon. Ce spectre peut également s'écrire comme $\Omega B_\star \times r^2 / d_\star^2$. Ainsi, étant donnée une température T pour un grain de rayon s , la distance d'équilibre thermique r est :

$$r(s, T) = \frac{d_\star}{2} \sqrt{\frac{\int F_\star(\lambda) Q_{\text{abs}}(s, \lambda) d\lambda}{\int \pi B(T, \lambda) Q_{\text{abs}}(s, \lambda) d\lambda}} \quad (3.3)$$

En inversant numériquement cette relation, on peut retrouver la température d'un grain de rayon s pour n'importe quelle distance à l'étoile (cette relation est présentée figure 1.3). Dans le code, cette information est présente sous la forme d'un tableau de distances d'équilibre thermique en fonction de la taille du grain et de la température.

Une fois la température du grain connue, il est possible de calculer la variation du rayon du grain due à la sublimation. Pour cela, nous allons suivre les modèles de KOBAYASHI et al., 2011 et de LEBRETON et al., 2013 qui sont rigoureusement identiques, aux différences de notation et de valeurs numériques près. Tous les deux s'inspirent de LAMY, 1974. Dans ce modèle, la perte de masse est supposée maintenir la pression de vapeur saturante autour du grain. Le gaz environnant étant supposé à l'équilibre thermique avec le grain, cette pression de vapeur saturante P_{sat} est connue. L'énergie interne du gaz est obtenue avec la loi des gaz parfaits, $U = \frac{3}{2} n k_B T$ et la théorie cinétique des gaz nous donne la vitesse typique des molécules, autour de $\sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_u}}$ où μ est la masse moléculaire moyenne et m_u la masse unitaire. Ainsi le flux de particules \mathcal{F} quittant le grain peut être approximé par la densité du gaz autour du grain n/V multipliée par le volume des grains s'échappant $\frac{S v dt}{6}$ (S étant la surface du grain et le facteur 6 correspondant à la direction de la vitesse), encore divisé par la surface du grain et le temps pour obtenir un flux. La formule exacte est

la suivante (LAMY, 1974) :

$$\mathcal{F} = \frac{\alpha P_{\text{sat}}}{\sqrt{2\pi\mu m_u k_B T}}, \quad (3.4)$$

le facteur α , proche de 0.7, correspondant à un écart entre la valeur théorique et l'efficacité réelle du mécanisme. Avec ce flux, on peut estimer le taux de perte de masse du grain ainsi que sa perte de rayon,

$$\frac{ds}{dt} = \alpha \frac{P_{\text{sat}}}{\rho_g} \sqrt{\frac{\mu m_u}{2\pi k_B T}}, \quad (3.5)$$

où ρ_g est la masse volumique du gaz.

Le dernier paramètre à trouver est l'évolution de P_{sat} en fonction de la température, qui est le point de différence majeur entre KOBAYASHI et al., 2011 et LEBRETON et al., 2013. Les deux modèles utilisent la loi de Clausius-Clapeyron, mais avec des coefficients et des dépendances en température différentes. Il en est d'ailleurs de même dans toute la littérature, avec des formules dépendantes des matériaux (CENTOLANZI et CHAPMAN, 1966; ZAVITSANOS et CARLSON, 1973; CAMERON et FEGLEY, 1982; POLLACK et al., 1994; KIMURA, ISHIMOTO et MUKAI, 1997; KAMA, MIN et DOMINIK, 2009; KOBAYASHI et al., 2009). Dans notre cas, nous prendrons la formulation et les valeurs de LEBRETON et al., 2013 pour la formule de Clausius-Clapeyron : $\frac{\rho_g}{T} = 10^{(B-\frac{A}{T})}$. Nous fournissons dans notre article (dans l'annexe B, voir section 3.3) une table de conversion pour comparer les valeurs de la plupart des articles cités.

3.2.2 La structure du code

Mon code est séparé en trois parties distinctes permettant de dissocier certaines étapes de modélisation. La première partie est un code d'évolution dynamique, qui permet de suivre la position d'une particule test au cours de sa vie, et de connaître la manière dont elle est retirée du système. Les trajectoires de grains de différents rayons sont calculées, échantillonnant toute la gamme de taille qui nous intéresse. La deuxième partie traite de l'évolution d'une distribution de tailles de grain en utilisant des échelles de temps caractéristiques. Elle permet d'estimer les comportements collectifs attendus et de rendre continue la distribution de tailles discrète étudiée avec le code d'évolution dynamique. La dernière partie combine les résultats des deux précédentes et permet de produire des observables comparables aux mesures en prenant en compte toute la distribution de tailles.

La partie dynamique

L'objectif de cette partie est de connaître précisément le destin d'un grain d'une taille donnée, en intégrant toutes les forces qui s'appliquent sur lui (voir section 1.3.3). La nouveauté de cette partie en comparaison avec les études précédentes (KOBAYASHI et al., 2008; KOBAYASHI et al., 2009; KOBAYASHI et al., 2011; VAN LIESHOUT et al., 2014) est de ne pas utiliser d'équation moyennée sur les orbites, afin d'avoir une résolution temporelle plus courte qu'une orbite, ce qui s'avère nécessaire pour bien comprendre les conditions d'accumulation de la poussière proche de la limite de sublimation. Comme les effets collectifs ne sont pas pris en compte, l'évolution de chaque grain est indépendante des autres. Cela permet une parallélisation de ce code sur des serveurs, afin de traiter plusieurs tailles de grain en même temps. Les

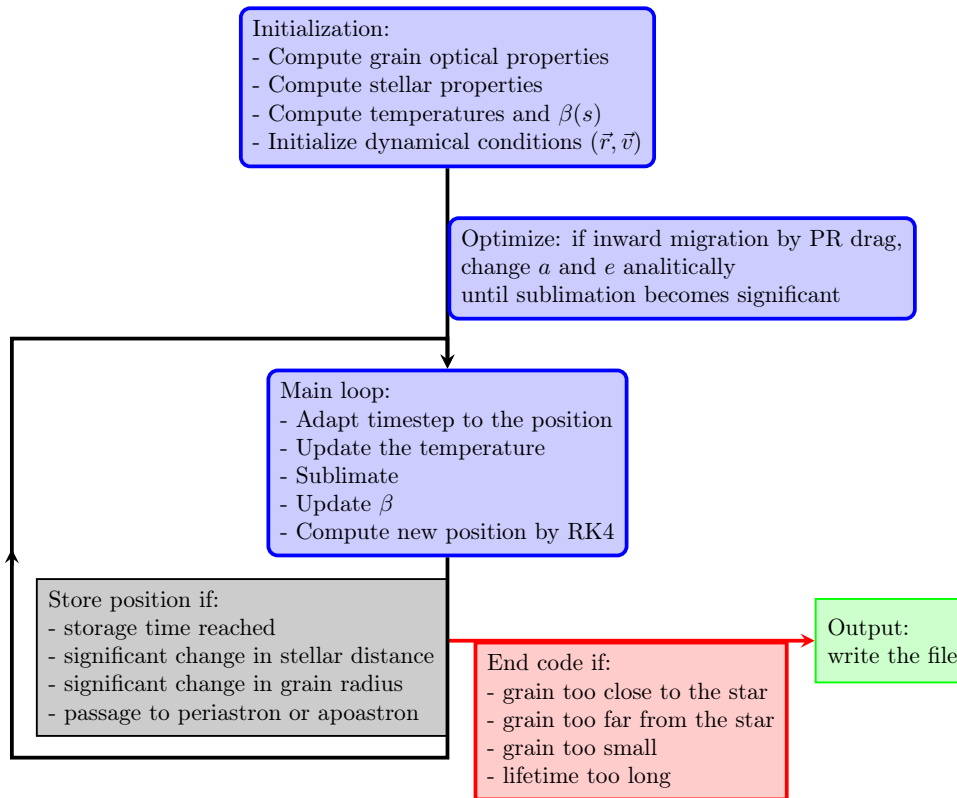


FIGURE 3.7 – Structure du code dynamique.

collisions ne peuvent cependant pas être aisément prises en compte avec cette approche (ce sujet sera discuté en détail dans la section 3.4). L'intégration des forces est faite par une méthode Runge-Kutta d'ordre 4, avec un pas de temps évolutif fixé à un centième d'une période orbitale locale. Chaque force s'exerçant sur le grain peut individuellement être activée ou désactivée à tout moment.

La phase d'initialisation (voir figure 3.7) commence par le calcul des coefficients d'absorption et d'émission du grain (comme décrit section 3.2.1) sur une grille en taille de grain - longueur d'onde. Ces coefficients, qui ne dépendent que de la composition du grain, sont ensuite stockés afin d'être réutilisés pour une prochaine itération du code avec la même composition. Les propriétés de l'étoile sont ensuite initialisées. Dans le plus simple des cas, l'étoile peut être identifiée par son nom, sinon par son type spectral (entre A0 et M6), sa distance à la Terre et sa magnitude dans une bande spectrale. Le code estime la masse de l'étoile, son rayon et extrait son spectre. Ces données proviennent de la base NextGen spectra (HAUSCHILDT, ALLARD et BARON, 1999). Une fois les propriétés optiques du grain connues ainsi que le spectre de l'étoile, le code peut calculer la température d'équilibre du grain (voir section 3.2.1) sur une grille (s, r) , et la valeur des paramètres β_{pr} et β_{sw} en fonction de la taille du grain. La dernière étape d'initialisation concerne le lâché du grain avec sa position et sa vitesse, afin de reproduire les conditions d'un lâché par un corps parent en orbite circulaire (cas PR-drag) ou elliptique (cas cométaire).

Entre l'étape d'initialisation et la boucle principale, une option permet d'optimiser le temps de calcul. Pour des grains relâchés loin de l'étoile dans le scénario PR-drag, la migration interne est lente et la sublimation n'intervient pas dans un premier temps. Les évolutions du demi-grand axe et de l'excentricité sont très bien décrites par des formules analytiques (WYATT et WHIPPLE, 1950; BURNS, LAMY et

SOTER, 1979 ; KOBAYASHI et al., 2009 ; VAN LIESHOUT et al., 2014). Ainsi entre une orbite avec un demi-grand axe et une excentricité donnés (a_0, e_0) et une autre orbite (a_1, e_1) , il existe la relation :

$$\frac{a_1(1 - e_1^2)}{a_0(1 - e_0^2)} = \left(\frac{e_1}{e_0}\right)^{4/5} \quad (3.6)$$

Cette relation est utilisée pour faire migrer le grain jusqu'à ce que la sublimation devienne efficace. Cette migration interne accélérée est stoppée si le grain atteint la moitié de sa température de sublimation, ou si le grain a perdu plus de 1% de son rayon pendant la migration. Cette étape permet de garder une résolution élevée dans les dernières phases d'évolution du grain, quand la sublimation est importante, et de limiter le temps de calcul des premières étapes, où le grain évolue peu et émet peu.

Lors de la boucle principale, le rayon du grain change en fonction de la sublimation. Sa masse, sa température ainsi que β_{pr} et β_{sw} sont changés en fonction de ce rayon et sa nouvelle position est calculée. Cette position est stockée dans un fichier si, par rapport à la dernière écriture :

- le grain a perdu plus de 3% de son rayon
- il s'est écoulé plus de 1/5^{ème} de la période orbitale
- l'azimuth a changé de plus de $\pi/4$
- la distance à l'étoile a augmenté ou diminué de plus de 10%
- la position correspond à un passage au périastre ou à l'apoastre.

Ces critères, parfois redondants, permettent un échantillonnage précis de la trajectoire, de ne rater aucun des points importants de celle-ci et d'assurer l'échantillonnage même quand le grain n'est plus lié.

Les critères de fin du code sont assez simples, le grain ne pouvant être enlevé du système que selon trois manières :

- soit le grain tombe sur l'étoile, dans notre cas il s'approche de l'étoile à moins d'un rayon stellaire,
- soit le grain est éjecté du système, dans notre cas il est à plus de 1000 UA de l'étoile,
- soit le grain est complètement sublimé, dans notre cas sa taille sort de la grille de taille prédéfinie (inférieure à 10 nm dans la plupart des cas).
- Enfin un critère de temps d'évolution a été ajouté, afin de pouvoir arrêter le code à un moment même si aucune des conditions précédentes n'est validée.

La production finale de ce code d'évolution dynamique est un fichier qui contient, pour chaque étape inscrite : la date, la position en coordonnées cartésiennes du grain, son demi-grand axe, son excentricité et son rayon. Toutes ces données sont exploitées dans la suite du code.

Les échelles de temps

La première section du code permet de calculer le comportement exact d'un grain pour une taille donnée. La parallélisation permet d'obtenir plusieurs tailles en même temps échantillonnant toute la distribution de manière discrète. Afin d'avoir l'émission totale d'un exozodi, il nous faut désormais travailler sur une distribution de taille continue. Pour estimer les temps de vie des tailles de grain non calculées avec le code précédent, nous allons travailler avec des échelles de temps caractéristiques. Cette deuxième section du code permet une estimation a priori de l'émission,

sans lancer la section dynamique précédente coûteuse en temps de calcul. Elle permet également de compléter la distribution de taille de grain pour des tailles non calculées avec le code dynamique.

Cette section du code gère 3 effets : la migration par PR-drag, la sublimation et l'expulsion par les forces de pression. L'évolution d'un grain est calculée sur une grille logarithmique de taille de grain - demi-grand axe. Pour chaque position (s, a) sur cette grille, le code calcule les échelles de temps de chacun des trois effets. En partant de la position (s, a) et avec un pas Δs en taille de grain et Δa en demi-grand axe, l'échelle de temps τ_{pr} pour la migration par PR-drag correspond au temps nécessaire pour aller à la position $(s, a - \Delta a)$; l'échelle de temps τ_{sub} pour la sublimation correspond au temps nécessaire pour aller à la position $(s - \Delta s, a)$; et l'échelle de temps τ_{blow} pour l'expulsion par les forces de pression correspond au temps nécessaire pour aller à la position $(s, a + \Delta a)$. Les formules pour chacun de ces temps caractéristiques sont tirées de WYATT, 2005 et de LEBRETON et al., 2013 :

$$\tau_{\text{pr}} = \Delta a \cdot \frac{800 a}{\beta_{\text{pr}} M_{\star}} \quad (3.7)$$

$$\tau_{\text{sub}} = \Delta s \cdot \frac{\rho T}{\alpha} \sqrt{\frac{2\pi\mu m_u}{k_B T}} \cdot 10^{\frac{A}{T} - B} \quad (3.8)$$

$$\tau_{\text{blow}} = \sqrt{\frac{2a^2 \Delta a}{GM_{\star} \beta_{\text{pr}}}} \quad (3.9)$$

Pour chaque position sur la grille, la plus petite échelle de temps détermine vers quelle nouvelle position va évoluer le grain. Si le temps de sublimation est du même ordre de grandeur que l'un des deux autres mécanismes, les deux effets sont combinés pour déterminer la nouvelle position. La plus petite échelle de temps correspond au temps effectivement passé dans l'état (s, a) . Pour connaître l'évolution schématique d'un grain de taille et de position initiales données, il suffit de suivre de proche en proche le temps caractéristique dominant et de se déplacer dans la nouvelle position correspondante. La somme des temps caractéristiques de chacune de ces positions donne le temps de vie total du grain.

Une fois cette grille calculée, il ne reste plus qu'à placer une distribution de tailles à la position correspondante aux conditions initiales, et à suivre toutes les gammes de taille sur la grille. On peut ainsi avoir une évolution schématique de chaque taille de grain, ainsi que son temps de survie.

Cette technique est cependant une approche grossière. L'excentricité des grains est assez mal traduite, et peut affecter les taux de migration. La limite d'expulsion est toujours fixée à $\beta = 0.5$, alors que nous montrons qu'elle peut s'élever jusqu'à des valeurs autour de 0.8 par intégration exacte, ce qui modifie la distribution de taille. L'échantillonnage en taille et en demi-grand axe doit aussi être suffisamment fin et cohérent pour éviter un déséquilibre dans les échelles de temps (τ_{pr} dépend de Δa quand τ_{sub} dépend de Δs). Malgré ces approximations, on note l'apparition d'un pile-up dans ce modèle juste au-delà de la distance de sublimation et pour la plus petite taille de grain liée.

La combinaison de cette approche rapide et d'une intégration numérique exacte est un véritable atout de notre code, permettant à la fois des estimations rapides et une approche exacte des effets considérés.

Le disque global et le lien avec les observations

La dernière section du code consiste à réunir les deux premières estimations de temps de vie des poussières et à les combiner afin d'obtenir des observables, qui peuvent être une carte de profondeur optique ou un spectre.

Pour combiner l'intégration exacte et les échelles de temps, on travaille à nouveau sur une grille logarithmique en taille de grain - distance à l'étoile. Le premier paramètre utilisé est le temps de vie. Pour chaque taille initiale de grain simulée s_0 , on somme les temps de vie dans les différents domaines ($[s, s + \Delta s]$; $[r, r + \Delta r]$), en multipliant ce temps par le nombre de grains initialement relâchés avec la taille s_0 . On obtient ainsi une carte de temps de vie cumulés, avec de nombreux trous dans les domaines de taille non simulés. Cette carte est comparable avec la carte d'échelle de temps obtenue par la deuxième section du code, elle aussi multipliée par la distribution de tailles initiale. Ces deux cartes sont combinées, en renormalisant les échelles de temps avec pour référence l'intégration exacte pour corriger des effets non pris en compte, puis en prenant la moyenne des valeurs quand un même domaine a été estimé par les deux méthodes. Au final, on obtient une carte de temps cumulés en fonction de (s, r) qui prend en compte la distribution initiale des grains, en profitant de l'estimation précise des calculs dynamiques tout en assurant une continuité en s et r grâce aux estimations grossières de temps de vie qui comblent les trous dans l'échantillonnage. Ces étapes sont illustrées dans l'annexe B de l'article présenté en section 3.3.

Pour se rapprocher d'un système réel, cette carte peut ensuite être normalisée en considérant la masse injectée par une ceinture externe ou par une comète. Ce calcul suppose que l'ensemble du disque est à l'équilibre. Il n'est pas possible d'observer des phénomènes transitoires avec cette méthode. Cela suppose soit un approvisionnement constant des grains, soit un approvisionnement régulier avec des temps de vie des grains grands devant la période d'approvisionnement.

Cette carte de temps de vie cumulés peut donc être inversée en une carte de densité de surface de grain, puis en une carte de profondeur optique en normalisant par la section efficace géométrique moyenne de la distribution de poussière en chaque position (s, r) . Il est donc possible de tracer la profondeur optique en fonction de la distance à l'étoile. Les processus d'émission et de diffusion sont également contraints par la taille des grains et la distance à l'étoile, donc il est possible de construire l'émission totale du disque à partir de cette carte de densité. Il est également possible de ne s'intéresser qu'à l'émission d'une certaine taille de grain, ou encore à une région définie autour de l'étoile, comme certains interféromètres.

L'observation la plus aboutie en sortie du code est la densité spectrale de flux, qui peut être directement comparée aux excès mesurés dans toutes les longueurs d'onde.

3.3 Résultats du modèle

Nous avons soumis pour publication ce travail à la revue *Astronomy and Astrophysics* et nous reproduisons ici l'article. Notre comparaison des scénarios PR-drag et cométaire favorise grandement le second sur le premier.

Hot exozodiacal dust: an exocometary origin?

É. Sezestre¹, J.-C. Augereau¹, and P. Thébault²

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

² LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, Université Pierre et Marie Curie, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

Received -; accepted -

ABSTRACT

Context. Near- and mid-infrared interferometric observations have revealed populations of hot and warm dust grains populating the inner regions of extrasolar planetary systems. These are known as exozodiacal dust clouds, or exozodis, reflecting the similarity with the solar system’s zodiacal cloud. Radiative transfer models have constrained the dust to be dominated by tiny submicron-sized, carbon-rich grains that are accumulated very close to the sublimation radius. The origin of this dust is an unsolved issue.

Aims. We explore two exozodiacal dust production mechanisms, first re-investigating the Poynting-Robertson drag pile-up scenario, and then elaborating on the less explored but promising exocometary dust delivery scenario.

Methods. We developed a new, versatile numerical model that calculates the dust dynamics, with non-orbit-averaged equations for the grains close to the star. The model includes dust sublimation and incorporates a radiative transfer code for direct comparison to the observations. We consider in this study four stellar types, three dust compositions, and we assume a parent belt at 50 au.

Results. In the case of the Poynting-Robertson drag pile-up scenario, we find that it is impossible to produce long-lived submicron-sized grains close to the star. The inward drifting grains fill in the region between the parent belt and the sublimation distance, producing an unrealistically strong mid-infrared excess compared to the near-infrared excess. The dust pile-up at the sublimation radius is by far insufficient to boost the near-IR flux of the exozodi to the point where it dominates over the mid-infrared excess. In the case of the exocometary dust delivery scenario, we find that a narrow ring can form close to the sublimation zone, populated with large grains from several tens to several hundreds of micrometers in radius. Although not perfect, this scenario provides a better match to the observations, especially if the grains are carbon-rich. We also find that the number of active exocomets required to sustain the observed dust level is reasonable.

Conclusions. We conclude that the hot exozodiacal dust detected by near-infrared interferometry is unlikely to result from inward grain migration by Poynting-Robertson drag from a distant parent belt, but could instead have an exocometary origin.

Key words. Planetary systems – Circumstellar matter – Methods: numerical – Infrared: planetary systems – Comets: general – Zodiacal dust

1. Introduction

Hot exozodiacal dust clouds (exozodis) have been detected by means of interferometric observations in the near-infrared (near-IR, H- or K-band), around about 25 main sequence stars (Absil et al. 2013; Ertel et al. 2014, 2016; Kral et al. 2017; Nuñez et al. 2017). These exozodis are very bright, amounting to $\sim 1\%$ of the stellar flux in the K-band, which is about 1000 times more than the solar system’s own zodiacal cloud in the same spectral range. For some of these systems, a warm counterpart has also been detected in the mid-infrared (mid-IR, 8-20 μm , e.g., Mennesson et al. 2013; Su et al. 2013; Mennesson et al. 2014; Ertel et al. 2018), but this mid-IR exozodi-to-star flux ratio never exceeds the flux ratios in the H- or K-band (Kirchschlager et al. 2017). Furthermore, for the handful of systems for which parametric modeling based on radiative transfer codes has been performed (Absil et al. 2006; Di Folco et al. 2007; Absil et al. 2008; Akesson et al. 2009; Defrère et al. 2011; Lebreton et al. 2013; Kirchschlager et al. 2017), the ratio between the fluxes in the near-IR and mid-IR has constrained the dust to be dominated by tiny submicron-sized grains that are accumulated very close to the sublimation radius r_s (typically a few stellar radii).

The presence of such large amounts of very small grains so close to their star poses a challenge when it comes to explaining the origin of the exozodis. The canonical explanation invoked for standard cold debris disks, i.e., the in situ steady production of small grains by a collisional cascade starting from larger parent bodies (e.g., Krivov 2010), cannot hold here because collisional erosion is much too fast in these innermost regions to be sustained over periods comparable to the system’s age (Bonsor et al. 2012; Kral et al. 2017). Therefore, the long-term existence of a hot exozodi requires both an external reservoir of material and an inward transport mechanism, feeding with dust the region close to the sublimation radius at a rate of about $10^{-10} - 10^{-9} M_{\oplus}/\text{year}$ (e.g., Absil et al. 2006; Kral et al. 2017). A significant fraction (more than $\sim 20\%$) of nearby solar- and A-type stars possess an extrasolar analog to the Kuiper belt (Montesinos et al. 2016; Sibthorpe et al. 2018; Thureau et al. 2014), indicating that external reservoirs for exozodis are common. The inward transport mechanism must then be sufficiently generic to affect more than 10% of the nearby stars, independent of their age and spectral type (Ertel et al. 2014; Nuñez et al. 2017). For instance, large-scale dynamical instabilities in planetary systems, that could occur randomly (e.g., the Late Heavy Bombardment in the solar system), were shown to significantly increase the number of small bodies scattered from an external

Send offprint requests to: É. Sezestre,
email: elie.sezestre@univ-grenoble-alpes.fr

Kuiper-like belt toward the star, but because each event lasts less than a few million years, the probability of observing hot exozodiacal dust produced during such an event is less than 0.1% (Bonsor et al. 2013). This mechanism cannot explain the vast majority of the hot exozodis.

To date, two main categories of exozodi-origin scenarios have been explored. The first assumes that the dust is collisionally produced farther out in the system (in an asteroidal or Kuiper-like belt) and migrates inward because of Poynting-Robertson drag (hereafter PR-drag), until it reaches the sublimation distance r_s . There, it starts to sublimate and shrink until radiation pressure becomes significant and increases its orbital semi-major axis and eccentricity, while keeping its periastron nearly the same. This will slow down the inward migration and thus potentially create a pile-up of small grains close to r_s . This scenario follows the pioneering work of Belton (1966) predicting a density peak near the sublimation distance in the solar system, and the works by Mukai et al. (1974) and Mukai & Yamamoto (1979) attempting to explain the observed flux bump at about $4 R_\odot$ in the F-corona (the hot component of the zodiacal dust cloud). However, the estimated amplitude of this pile-up seems to be too weak to explain the observed near-IR excesses in extrasolar systems (Kobayashi et al. 2008, 2009, 2011; Van Lieshout et al. 2014). Another problem is that this scenario does not seem to be able to produce grains that are as small as those derived from radiative transfer modeling. However, it is worth noting that these results were obtained using orbit-averaged equations of motion that might become inaccurate close to r_s because of the very fast variations imposed by the sublimation.

A second way of delivering dust in the innermost regions of planetary systems is by the sublimation of large asteroidal or cometary bodies, originating in an external belt, and scattered inward by a chain of low-mass planets (Bonsor et al. 2012, 2014; Raymond & Bonsor 2014; Marboeuf et al. 2016). There is evidence for exocometary activity around other stars than the Sun, found through the observation of transient, Doppler-shifted gas absorption lines (e.g., Beust & Morbidelli 2000; Kiefer et al. 2014a,b, and references therein), and the analysis of Kepler transit light curves attributed to trailing dust tails passing in front of the star (Kiefer et al. 2017; Rappaport et al. 2018, with mass loss rates of $\sim 10^{-12} M_\oplus/\text{year}$ and $> 10^{-10} M_\oplus/\text{year}$, respectively). In the solar system, comets are supposed to contribute significantly to the zodiacal cloud (e.g., Liou et al. 1995; Dermott et al. 1996). Nesvorný et al. (2010) estimated for example that $\sim 90\%$ of the zodiacal dust originates from Jupiter family comets. The cometary hypothesis as a source of hot exozodiacal dust has, however, never been tested quantitatively in terms of the level of dustiness that can be obtained near the r_s region.

This paper reinvestigates both these scenarios. For the PR-drag case (Sect. 3), we use for the first time a sophisticated numerical model that does not rely on orbit-averaged equations in the crucial sublimation region (Sect. 2). We also explore the potential role played by the differential Doppler effect (DDE) evoked by Kimura et al. (2017, 10th Meeting on Cosmic Dust, Tokyo)¹. As for the comet-delivery case, we perform the first quantitative exploration of this scenario in the context of exozodis, following the fate of the dust that is produced as the comet sublimates (Sect. 4). For each scenario, we explore a wide range of possible grain compositions and stellar types (Sect. 2). Rather than checking the validity of each scenario by assessing how well they can reproduce the predictions of radiative-model fits (grain location and typical sizes), we chose to directly focus on

the observational constraints themselves, in particular the fluxes in the near- and mid-IR.

2. Numerical model

2.1. General philosophy

We use in essence the same numerical code to investigate both the PR-drag pile-up and the cometary delivery scenarios. Our model performs a consistent treatment of a grain's evolution, from its release to its ejection, sublimation, or fall onto the star. We take into account stellar gravity, stellar radiation/wind pressure, PR-drag, and sublimation. In a more advanced version, the stellar magnetic field can be turned on, but this capability will not be used in this paper.

In this study, we chose to neglect collective effects such as mutual collisions. This might appear as a step back when compared to the studies of Kobayashi et al. (2009) and Van Lieshout et al. (2014), who did take into account collisional effects (albeit in a very simplified way) for the PR-drag pile-up scenario. However, we believe that this neglect of collisions does not radically bias our results. Van Lieshout et al. (2014) has indeed shown that, because of the self-regulating interplay between collisions and PR-drag, collisional effects will only play a significant role, potentially halting the inward drift of grains, very close to the location of the parent body belt releasing the dust grains. As soon as the dust has migrated away from the parent belt, its number density is always low enough for mutual collisions not to have a major effect on its evolution (see Fig. 2 in Van Lieshout et al. 2014). In this respect, the only drawback of not taking into account collisions is that we cannot derive the density and the mass of the dust-producing parent belt, but this is not the main focus of our study, which concentrates on the evolution of the dust once it has reached the inner regions of the system.

For the dust evolution in these innermost regions, our code presents a step forward compared to previous studies because it does not rely on orbit-averaged da/dt and de/dt estimates, but integrates the exact equations of motion up until the grain is removed. This is a crucial point in the critical region close to the sublimation radius, where a grain radius can vary on timescales much smaller than the local orbital period, thus inducing dynamical changes that cannot be accounted for with averaged estimates. In addition, the orbit-averaged de/dt estimates can lead to eccentricity values that can be infinitely small, whereas in reality there is always a minimum “residual” osculating eccentricity below which the particle's orbit cannot go (see section 3.1).

In addition to the dust evolution, the output of the code is a global density map assuming the system is at steady state. This is used to produce a synthetic spectrum of the exozodi that can be compared to measured spectra, and also flux levels measured by interferometric studies. Since the mass of dust close to the star in the PR-drag scenario is not constrained by the mass of the dust producing belt, we try to reproduce the trend of the spectra, and use the mass of the exozodi as a free parameter. More specifically, we scale the mass such that the excess corresponds to observations at $2 \mu\text{m}$, and we use the excess observed in mid-IR to discuss the relevancy of the examined scenarios (around 1% at $8\text{--}20 \mu\text{m}$; e.g., Kirchschrager et al. 2017). On the contrary, in the cometary release scenario, the flux level can be estimated by the mass of the releasing comet, providing constraints on its radius.

¹ <https://www.cps-jp.org/~dust>

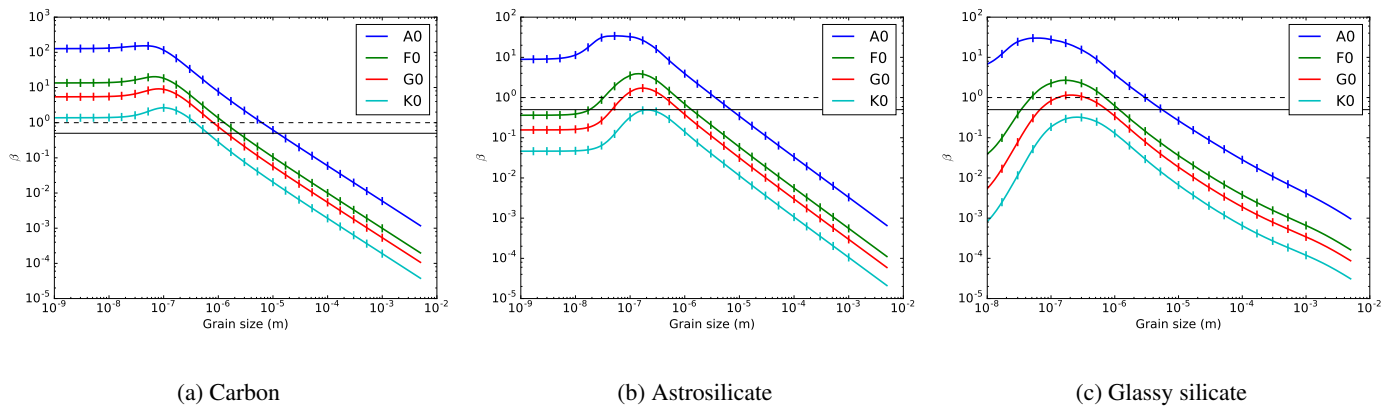


Fig. 1: β_{pr} for three different grain compositions around different spectral type stars (ticks correspond to the grain sizes used in our simulations). The solid horizontal line is the limit $\beta = 0.5$: grains over this value are blown out by radiation pressure if produced from circular orbits. The dashed horizontal line is the limit $\beta = 1$: grains above this value are always expelled, regardless of the way they are produced.

2.2. Dynamical approach

The code computes the dynamics of a set of compact dust grains with initial sizes chosen to sample different dynamical behaviors. The equation of motion is solved with a fourth-order Runge-Kutta integrator with an adaptive timestep. The code is able to take into account stellar gravity (\mathbf{F}_{grav}), radiation pressure and Poynting-Robertson drag (\mathbf{F}_{PR}), and differential Doppler effect (\mathbf{F}_{DDE} ; e.g., Burns et al. 1979). Each of these effects can be individually switched on or off at any time.

The forces are expressed as

$$\mathbf{F}_{\text{grav}} = -\frac{GM_{\star}m}{r^2} \cdot \mathbf{e}_r, \quad (1)$$

$$\mathbf{F}_{\text{PR}} = \beta_{\text{pr}} \frac{GM_{\star}m}{r^2} \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c}\right) \mathbf{e}_r - \frac{\mathbf{v}}{c} \right], \quad (2)$$

$$\mathbf{F}_{\text{DDE}} = -\frac{\omega_{\star} R_{\star}^2}{4} \frac{\beta_{\text{pr}}}{\sqrt{1 - \beta_{\text{pr}}}} \sqrt{\frac{GM_{\star}}{r^5}} \cdot \frac{\mathbf{v}}{c}, \quad (3)$$

where \mathbf{e}_r is the radial unit vector, G the gravitational constant, c the speed of light, M_{\star} the mass of the star, R_{\star} the stellar radius, ω_{\star} the rotation frequency of the star, m the mass of the grain, r the distance of the grain to the star, \mathbf{v} the grain velocity and \dot{r} the radial velocity, and β_{pr} the ratio of the radiation pressure force to the gravitational force.

Other forces, in particular the stellar wind pressure and the Lorentz force, are implemented in the code but will not be used in this study. The pressure due to the stellar wind is comparable to the radiation pressure alone for submicron-sized grains around late-type stars. As we focus on K-type and earlier stars (Sect. 2.3), we do not take into account the stellar wind pressure. For consistency and simplicity, we refer to the β_{pr} parameter as β in the following. The Lorentz force acting on charged grains interacting with the large-scale stellar magnetic field can also affect the grain dynamics, as evidenced by Czechowski & Mann (2012) and Rieke et al. (2016). We will also not discuss the Lorentz force as it is beyond the scope of this study.

The initial conditions of the simulations depend on the scenario that is considered. These are detailed in Sects. 3 and 4 for the PR-drag pile-up and the cometary delivery scenarios, respectively. The grain dynamics is computed until one of following criteria is met:

- the grain sublimates completely. This occurs when the grain size is below the lower limit of the predefined size grid, which in most cases corresponds to a size smaller than 1 nm;
- the grain falls onto the star. This is assumed to happen when the distance of the grain to the surface of the star is less than $0.1 R_{\star}$;
- the grain is expelled. This is assumed to occur when the distance to the star is over 1000 au;
- the grain is too old. This is considered to be the case when the integration time is over one million years, meaning the grain has not evolved.

The integration timestep is taken as a fraction of the local revolution period (typically a hundredth), to ensure a sufficient resolution at every distance from the star. As a test of the code, we reproduced the results in Figure 5 of Krivov et al. (1998) with great precision, as shown in Appendix A. However, for the grains released from parent bodies in a distant belt and then migrating inward by PR-drag, like in the scenario developed in Sect. 3, this short timestep becomes a numerical limitation. Therefore, and as long as the grain remains far from the star, we opt in this case for the orbit-averaged prescription of Wyatt & Whipple (1950, their Eq. 9) to evolve the grains by PR-drag. This approach saves computational time during the less critical evolution stages (stage I as defined in Sect. 3.1.1), and is similar to the methodology employed by Kobayashi et al. (2009) and Van Lieshout et al. (2014). According to Wyatt & Whipple (1950), the quantity $ae^{-4/5}(1 - e^2)$ remains constant during the PR-drag migration, where a is the grain semi-major axis and e its eccentricity. We use this conservation principle to estimate the semi-major axis and the eccentricity as the grain migrates inward until the full, non-orbit-averaged simulation is switched on, in contrast with what was done in previous studies. The switch is done when the grain reaches an equilibrium temperature at periastron that is half its sublimation temperature, to prevent sublimation from occurring during the orbit-averaged phase. We also continuously monitor the evolution of the grain radius due to sublimation during this phase in order to stop the orbit-averaged treatment if the radius is decreased by more than 1% of its initial value. We checked on a test run that this approach provides the same results as those obtained with the full simulation. In the cometary scenario developed in Sect. 4, it should be noted that the whole grain evolution was done using non-orbit-averaged equations.

Table 1: Reference stars used in the code. Luminosity and mass are estimated by the code by interpolating the values computed for spectral type.

| Spec. type | Name | Distance (pc) | V-band mag. | Luminosity (L_{\odot}) | Mass (M_{\odot}) |
|------------|------------|--------------------|-------------|----------------------------|----------------------|
| A0 | Vega | 7.68 ± 0.02^a | 0.03^c | 57 | 2.9 |
| F0 | ρ Gem | 18.05 ± 0.08^b | 4.18^c | 5.8 | 1.6 |
| G0 | Iam Ser | 11.82 ± 0.04^b | 4.42^d | 2.0 | 1.05 |
| K0 | 54 Psc | 11.14 ± 0.01^b | 5.88^d | 0.57 | 0.79 |

References. ^(a) van Leeuwen (2007) ^(b) Gaia Collaboration et al. (2016, 2018) ^(c) Ducati (2002) ^(d) van Belle & von Braun (2009)

2.3. Stellar and grain properties

In this paper, we consider four different stellar types, ranging from A0 to K0. For this purpose, we chose four representative nearby stars that do not necessarily possess hot exozodiacal dust. Their properties are summarized in Table 1.

We consider three different grain compositions, parameterized by their physical, optical, and thermodynamical properties. In the following, “carbon” refers to amorphous carbonaceous grains, “astrosilicates” and “glassy silicate” to amorphous silicate grains. The two silicate compositions differ in their optical indexes. Optical indexes for carbon grains are taken from Zubko et al. (1996, ACAR sample), while those for astrosilicates are from Draine (2003). The optical indexes for glassy silicates combine measurements for obsidian from Lake Co. Oregon (Pollack et al. 1973; Lamy 1978) in the spectral range $0.1 \mu\text{m}$ – $50 \mu\text{m}$, with a constant value for the real part beyond $\lambda=50 \mu\text{m}$, and a constant value from $\lambda=50 \mu\text{m}$ to $300 \mu\text{m}$ for the imaginary part, followed by the imaginary part of the astrosilicates of Draine (2003) beyond $\lambda=300 \mu\text{m}$. Below $\lambda=0.1 \mu\text{m}$, both the real and imaginary parts are assumed to be constant. This set of optical indexes for the glassy silicates corresponds to that used in Kimura et al. (1997) and Krivov et al. (1998) for silicate grains, the only addition being the extension beyond $\lambda=300 \mu\text{m}$ which is specific to this study.

We employ the Mie theory, valid for hard spheres, to compute the dust optical properties. These are used to derive the β ratios (e.g., Eq. 3 in Sezestre et al. 2017) and the radial profiles of the grain temperature (e.g., Eq. 4 in Lebreton et al. 2013). Both depend on the grain size, on the grain composition, and on the star that is considered, as shown in Figs. 1a, 1b, and 1c in the case of the β ratios.

The sublimation prescription is taken from Lebreton et al. (2013, their Eqs. 17 and 18), and follows the methodology described in Lamy (1974). The evolution of the grain size s reads

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{\alpha}{\rho} \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi\mu m_u}} \rho_{\text{eq}}, \quad (4)$$

where ρ is the grain density, k_B is the Boltzmann constant, T is the grain temperature, μ is the mean molecular mass of the considered dust composition, and m_u is the atomic mass unit. The equilibrium gas density ρ_{eq} around the grain is given by

$$\log_{10} \rho_{\text{eq}} = B - \frac{A}{T_{\text{sub}}} - \log_{10} T_{\text{sub}}, \quad (5)$$

with T_{sub} being the sublimation temperature of the grain. We have assumed that the pressure of the gas surrounding the grain

(ρ_{gas} in Lebreton et al. 2013) is negligible, and the efficiency factor α to be 0.7, as in Lamy (1974). The thermodynamical properties are documented in Table 2 for each of the three compositions considered in this paper. The sublimation prescription used here is similar to that used by Kobayashi et al. (2011), with the transformations from one set of thermodynamical parameters to another given in Appendix B. At each timestep in the dynamical code, the mass lost by a grain due to sublimation is computed, and the grain size and the β value are modified accordingly for the next dynamical timestep. It is worth noting that the sublimation timescales can be very sensitive to the composition. In particular, the behavior of the glassy silicates is very different from that of the carbon and astrosilicate grains. For example, while it takes 2×10^6 and 3×10^6 s to entirely sublimate a carbon and an astrosilicate grain of $1 \mu\text{m}$, respectively, once the sublimation temperature is reached, a glassy silicate grain of the same size will sublimate in only 10^2 s at its own sublimation temperature.

2.4. Synthetic spectral energy distributions

By combining the different, single-size (single- β) grain runs, we can estimate a density profile, as parameterized by the vertical optical depth τ , assuming that the grains are produced at steady state from the parent belt. The usual method consists in recording the grains positions at regularly spaced time intervals, and pile up these different positions following a procedure similar to that used by Thébault et al. (2012) until the grain is removed from the system (ejection, sublimation, or fall onto the star). Here, we employ a different approach to compute τ , described in detail in Appendix C. It combines density profiles derived from the limited number of test grains for which the dynamics have been calculated accurately, and timescale estimates for a broader range of grain sizes, to produce 2-D (r, s) density and optical depth maps. These maps are obtained assuming an initial differential size distribution proportional to $s^{-3.5}$.

We also developed a Python implemented version of the GRaTeR radiative transfer code (Augereau et al. 1999) that allows us to calculate thermal emission and scattered light maps at any wavelength from the 2-D (r, s) maps, as well as spectral energy distributions (SED) of the exozodis in order to directly compare our numerical results with the observations.

3. PR-drag pile-up scenario

We consider a setup similar to the one explored by Kobayashi et al. (2011) and Van Lieshout et al. (2014), with a population of small grains assumed to be released by collisions in a Kuiper belt-like ring (parent bodies located at $r_0 = 50$ au), whose evolution is then followed, taking into account PR-drag and sublimation near the star, until the grains leave the system either by total sublimation, by falling onto the star, or by dynamical ejection. We explore four stellar types and three different grain compositions (see Tables 1 and 2). We consider 24 *initial* grain sizes, ranging from 1.7 nm to 1 mm, and thus 24 different initial β values (vertical tick marks in Figs. 1a, 1b, and 1c). We consider that the grains are released from parent bodies on circular orbits at $r_0 = 50$ au, so that the grains’ initial orbit is given by $a = r_0 \times (1 - \beta)/(1 - 2\beta)$ and $e = \beta/(1 - \beta)$.

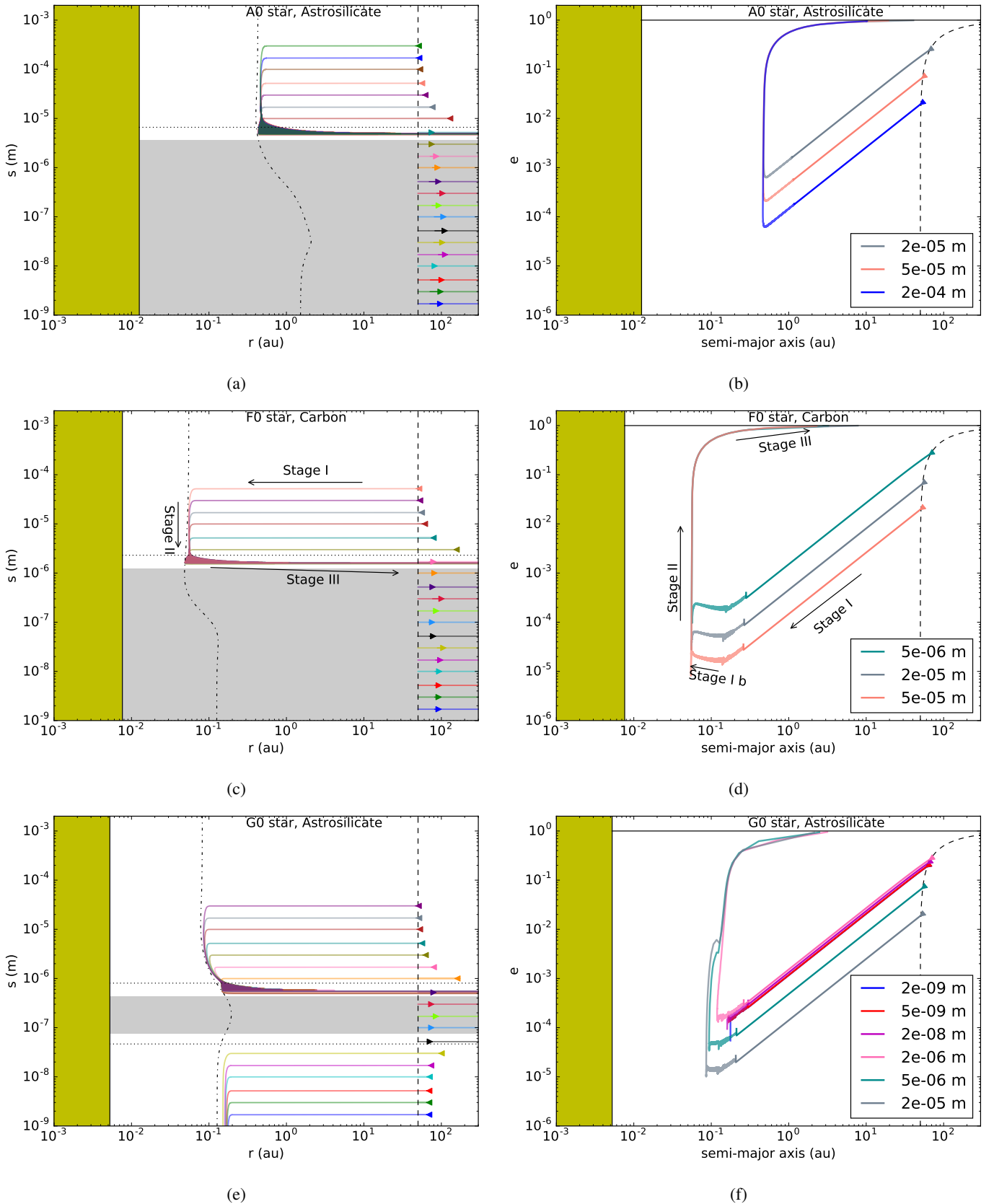


Fig. 2: PR-drag pile-up scenario: Grain evolution as a function of initial grain size for three different stellar types and two grain compositions. *Left panels*: Grain size as a function of stellar distance. The arrows denote the temporal evolution. The dash-dotted line is the sublimation distance as a function of grain size, while the vertical dashed line indicates the position of the parent bodies. The gray horizontal zone identifies the range of grains with $\beta > 1$, and the horizontal dotted lines correspond to $\beta = 0.5$ (see also Fig. 1). *Right panels*: Eccentricity as a function of semi-major axis. The horizontal plain line represents the $e=1$ limit beyond which particles are on unbound orbits. For both the left and right panels, the left yellow area corresponds to the physical location of the star and the arrows denote the evolution way.

Table 2: Grain parameters used in the code. Sublimation parameters *A* and *B* refer to those used in Lebreton et al. (2013). Appendix B provides a comparison with other sublimation formulae and notations used in the literature.

| Name | Symbol | Carbon | Astrosilicate | Glassy silicate | Reference |
|-------------------------|------------------------------|----------------------|---------------------|----------------------|-----------|
| Density | ρ (kg.m ⁻³) | 1.78×10 ³ | 3.5×10 ³ | 2.37×10 ³ | 1, 1, 2 |
| Mean molecular mass | μ (g.mol ⁻¹) | 12.01 | 172.2 | 67.00 | 1, 1, 2 |
| Sublimation temperature | T_{sub} (K) | 2000 | 1200 | 1200 | 1 |
| A | (cgs) | 37215 | 28030 | 24918 | 3, 4, 5 |
| B | (cgs) | 7.2294 | 12.471 | 7.9356 | 3, 4, 5 |

References. (1) Carbonaceous material and silicates from Lebreton et al. (2013); (2) Obsidian of Lamy (1974); (3) C₁ specy from Zavitsanos & Carlson (1973); (4) Astronomical silicate from Kama et al. (2009); (5) Silicate from Kimura et al. (1997)

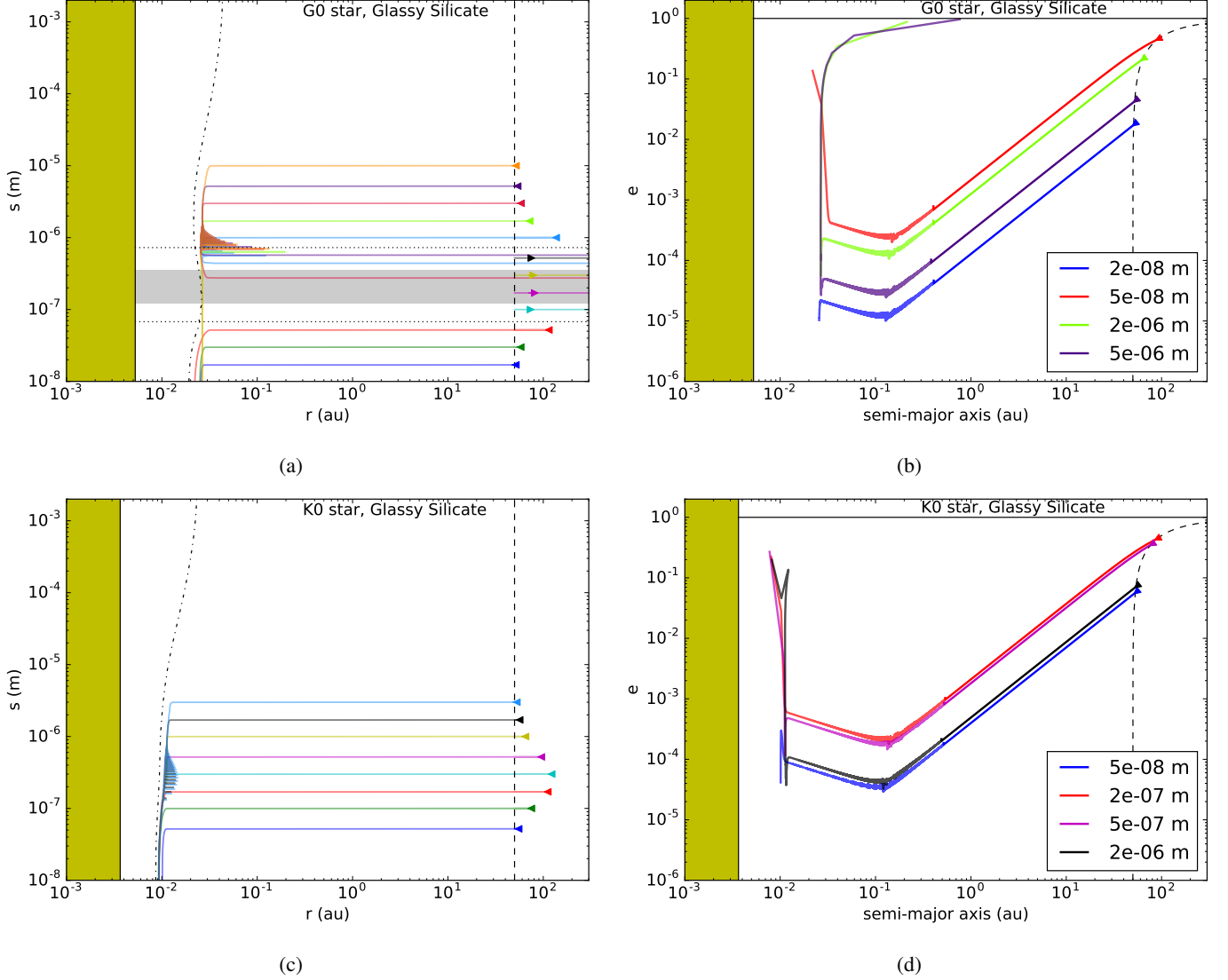


Fig. 3: Same as Fig. 2, but for the G0 and K0 stars, and glassy silicates.

3.1. Grain evolution

3.1.1. General behavior

Figures 2 and 3 present the evolution of grain sizes and orbital elements for a subset of the explored parameter space (stellar type, grain composition).

As can be seen, the initial stage (labeled “stage I”, after Kobayashi et al. 2009, and reproduced in Figs. 2c and 2d) is similar for all cases and corresponds to the behavior found by

previous studies using orbit-averaged equations: the grain drifts inward due to PR-drag, and its orbit is progressively circularized, while its size remains constant because it is too far from the sublimation region. We note, however, that contrary to the predictions of orbit-averaged prescriptions, the eccentricity stops decreasing at a given point and starts to slowly increase again as its semi-major axis continues to drop (named Stage Ib in Fig. 2d). This inflection point corresponds to a residual value below which the osculating eccentricity of the PR-drag drifting particle can-

not fall, which is due to the intrinsic curvature of the tightly wound spirals that the grain actually follows as it migrates inward. The osculating eccentricity corresponding to these spirals can be approximated to a first order by $(da/a)_{\text{orb}}$, which is the relative variation of the particle's semi-major axis, due to PR-drag, over one orbital period as given by the averaged equations used by Kobayashi et al. (2009) or Van Lieshout et al. (2014). Taking the right-hand term of Eq. 1 in Kobayashi et al. (2011) (drift rate due to PR-drag), we get

$$da = \frac{2\beta GM_*}{ac} T, \quad (6)$$

where T is the orbital period and c the speed of light. This leads to a residual eccentricity on the order of

$$e_{\text{res}} \approx \frac{da}{a} = \frac{4\pi\beta}{c} \sqrt{\frac{GM_*}{a}}, \quad (7)$$

which increases with decreasing a . This non-zero e_{res} is always relatively small, less than a few 10^{-3} , but it cannot be ignored because even such a small value can make a difference in the fate of a grain as it starts sublimating.

As expected, the situation radically changes as the grains approach the sublimation region. As already identified in previous studies, as the grains start to sublimate, radiation-pressure increases and eventually halts their inward drift. During this “stage II” (again following Kobayashi et al. 2009), the grain shrinks while staying at its sublimation radius r_s , which does not always correspond to a constant distance to the star because grain temperatures, and thus their sublimation distance, depend on their size (see, e.g., Fig. 2e). In parallel with this size decrease, the grain's eccentricity increases rapidly. At one point, this eccentricity becomes significant enough for the particle to spend only a very small fraction of its orbit in the narrow sublimating region around r_s . The grain then enters “stage III” where its sublimation drastically slows down, only occurring at periastron passages. Its orbital eccentricity continues to increase, albeit more slowly than before, receiving additional kicks at each sublimating-periastron passage.

The fate of the grain was not investigated in Kobayashi et al. (2009) or Van Lieshout et al. (2014) because it occurs in a fast-evolving regime where orbit-averaged equations are no longer valid. The fate depends on the dust composition and the stellar type. This is discussed in detail below.

3.1.2. Ejection

In most cases, the dust grain is parked on these ever-more-eccentric orbits, all having their periastron at r_s , until its eccentricity reaches 1 and the grain is ejected from the system. By the time it reaches the $e = 1$ limit, its β is higher than the classical 0.5 value expected for a grain released from a $\beta = 0$ progenitor on a circular orbit (Fig. 4); when grains start to sublimate in stage II, PR-drag is still able to force their eccentricities to low values, lower than they should have according to the canonical $e = \beta/(1 - \beta)$ relation. So that once sublimation becomes really intensive and the grain approaches the $\beta = 0.5$ value, its eccentricity is still relatively small, allowing it to stay on a bound orbit beyond this critical 0.5 value. The highest possible β value for a grain reaching $e = 1$ is $\beta = 1$, obtained for an idealized case where the $e = 1$ grain is produced from a $\beta = 0.5$ progenitor on a circular orbit. However, in practice, we never obtain β values exceeding 0.8-0.85 (see Fig. 4 for the simulation leading to the highest beta values for $e = 1$ particles), which is because the

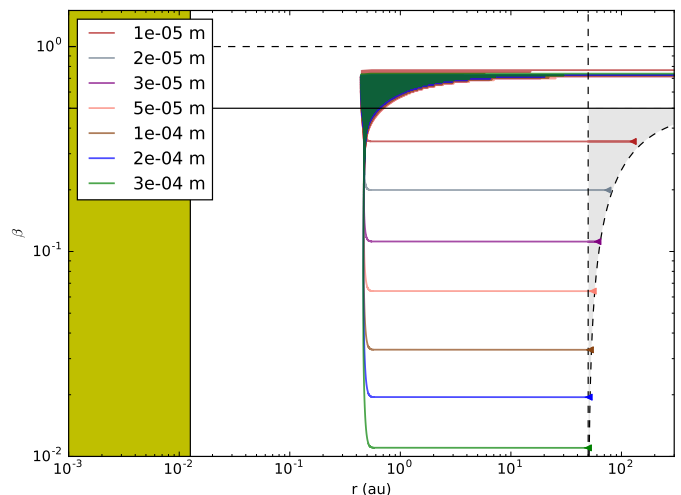


Fig. 4: PR-drag pile-up scenario: Evolution of β as a function of stellar distance r for the initially bound astrosilicate grains around the A0 star. The parent belt is located at 50 au (vertical dashed line), and the grains are released on increasingly eccentric orbits as β raises. The arrows represent the initial apoastron of the grains.

grains' eccentricities are never exactly zero as they enter stage II. And even values as small as a few 10^{-4} are enough to prevent the orbit from reaching $\beta = 1$ by the time it reaches $e = 1$. This can be understood by looking at Eq. 58 of Kobayashi et al. (2009) and Eq. 48 of Van Lieshout et al. (2014), which give the evolution of e during stage II as a function of the initial e when it enters this stage.

The fact that $\beta < 0.85$ by the time the grains are ejected has important consequences. It means that the DDE always remains negligible because its magnitude only becomes significant for β values very close to 1. Taking Eqs. 2 and 3, the ratio of the DDE force to the radiation pressure plus PR-drag force along the velocity reads

$$\frac{F_{\text{DDE}}}{F_{\text{PR}}} = \frac{\omega_* R_*^2}{4\sqrt{rGM_*(1-\beta)}}. \quad (8)$$

For the highest β value obtained in our runs, i.e., 0.85 for an F0 star and carbon grains, we get a maximum $F_{\text{DDE}}/F_{\text{PR}}$ value of 0.03. We can thus safely conclude that DDE only has a very marginal influence on the grains' evolution, whose effect can be neglected on the density pile-up of grains close to r_s .

3.1.3. Total sublimation

For a small subset of our simulations, the grains' fate is radically different, as they are removed from the system by total sublimation. These correspond to the specific cases of a G0 star and glassy silicates, and of a K0 star for both astrosilicate and glassy silicates (Fig. 3). The behavior for the K0 cases is easy to understand: the maximum possible β value is indeed always below 1, regardless of particle size (Fig. 1). This means that, as they sublimate during stage II, grains will never reach β values high enough for them to reach the $e = 1$ limit. They will thus stay on bound orbits all the time, while still sublimating at their orbital periastron, so that they eventually get fully sublimated. As a consequence, the grains that reach the maximum possible

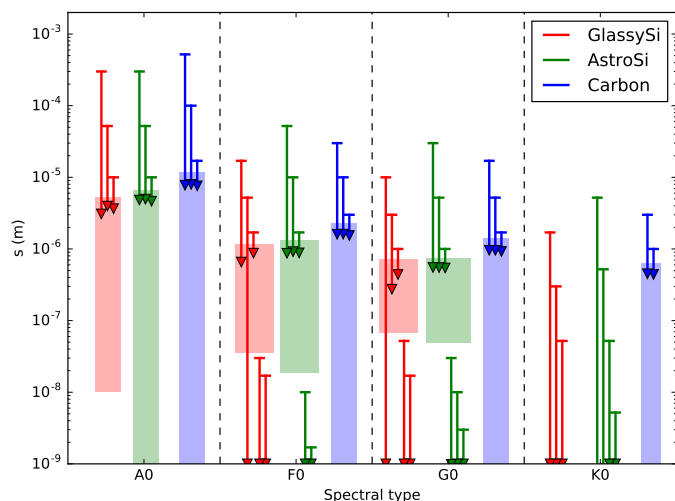


Fig. 5: Arrows representing the initial to final grain size evolution for a sample of simulations. The arrow head corresponds to the ejection size, or to total sublimation if it reaches the bottom of the figure. The colored rectangles are the range of grain sizes for which $\beta > 0.5$.

β value will survive longer than grains close in size, but with smaller β values.

For a G0 star and glassy silicates, β can exceed one, but only in a relatively narrow size range (see Fig. 1c). As a consequence, as it sublimates, the radius of a grain can directly cross the whole $\beta > 1$ size domain, and even sometimes the $\beta > 0.5$ domain, before having the time to be pushed on an unbound orbit. The fate of a grain is very difficult to predict in advance, as it strongly depends on its orbital location by the time it begins to significantly sublimate. All we can safely establish is that there is a significant fraction of grains that will disappear because of full sublimation (Fig. 3a).

3.2. Global disk properties and spectra

3.2.1. Grain size

Figure 5 and Table 3 provide an overview of the smallest grain sizes that can be reached for our sample of stars and grain compositions. We see that for early-type stars we are unable to produce submicron-sized grains regardless of the considered grain composition. This absence of submicron-sized grains also extends to the case of late-type stars when considering carbonaceous dust. These results are in apparent contradiction with constraints on dominant grain sizes derived from precise spectral modeling of observed exozodis, which always tend to favor submicron-sized dust (see Sect. 1).

The only cases for which submicron-sized grains are produced are those where the grain can experience full sublimation, i.e., those for which the maximum possible β value is lower than 1 or barely exceeds it. As is discussed in Sect. 3.1.3, this is only true for K0 stars (astro- and glassy silicates) and G0 stars (glassy silicates only). However, even in these cases the lifetime of such tiny grains is very short (sublimation being very fast and efficient), which might not be enough to leave an observable signature.

3.2.2. Surface density profiles

Another prediction of radiative transfer models of exozodis is that the hot dust is expected to be confined close to its sublimation radius. In order to evaluate the level of dust pile-up at r_s , we compute the radial distribution of the total geometrical optical depth, τ , of the dust produced by the PR-drag scenario, following the approach described in Appendix C.

As can be seen in Fig. 6, the $\tau(r)$ profiles are almost flat for most of the domain between the release belt position down to r_s , which is the expected result for a PR-drag scenario (Burns et al. 1979). The only departure from the flat profile occurs close to the sublimation radius, r_s , where we obtain a dust pile-up generating a density enhancement of a factor of a few at most (earliest type stars, carbon grains) with respect to the plateau at larger distance, which is compatible with the values obtained by Van Lieshout et al. (2014). This enhancement is due to the biggest grains sublimating at r_s , all passing through the $(r, s) = (0.2 \text{ au}, 10^{-5} \text{ m})$ bin in the 2D maps in the case of an A0 star and carbon grains (see also the upper left panel of Fig. 8) before being expelled. The radial extent of this pile-up is also very narrow, and is only marginally resolved in our simulations. Thus, we can constrain the enhancement to occur over less than 10^{-2} au , corresponding to a ratio $\Delta r/r$ of around 0.1. We note that for astrosilicates and glassy silicates the pile-up is even weaker than for carbon grains because for most stellar types, the β ratio is below 1 for the smallest grains of these compositions (Fig. 1). This means that as grains start to sublimate close to r_s , they will not stay a long time on eccentric orbits (the reason for the pile-up) before sublimating completely.

3.2.3. SED

As mentioned in the introduction, the best way to evaluate how well our numerical scenario is able to explain exozodis observations is not to estimate how it reproduces the *predictions* of radiative transfer models regarding dust size or pile-up, but rather to evaluate how well it reproduces the observational constraints themselves. To this end, we use the Python version of the GRaTeR code developed for this study to generate synthetic SEDs. As explained in Sect. 2.1, because we neglect collisional effects in the parent belt, we cannot constrain the absolute level of dustiness, and thus the absolute near-IR fluxes, but we can focus on the relative balance between the near-IR and mid-IR fluxes as the main criteria to assess the validity of exozodi producing scenarios. As a consequence, we chose to rescale all our synthetic SEDs in order for the emission at $2 \mu\text{m}$ to correspond to the level measured for four observationally detected exozodis corresponding to the four different spectral types considered: Vega (A0), η Corvi (F0), 10 Tau (G0), and τ Ceti (a G8 star that is relatively close to a K0 star). For all these cases, we note that the flux excess at $2 \mu\text{m}$ is always on the order of $\sim 1\%$ of the stellar contribution.

The four corresponding synthetic SEDs are shown in Figs. 7a to d. We clearly see, for all considered spectral types and grain compositions, that the shape of the synthetic SED contradicts the observational constraints. The synthetic SEDs peak in the far-IR and the flux density in the $10\text{--}20 \mu\text{m}$ domain is always much higher than that found in exozodi observations, which are only a small percent of the stellar flux around $10 \mu\text{m}$. This clearly illustrates the fact that the pile-up near the sublimation region is far from being sufficient to boost the near-IR flux at the point where it can dominate over the mid-IR flux. This mid-IR flux excess is due to the continuous flow of PR-drag drifting grains

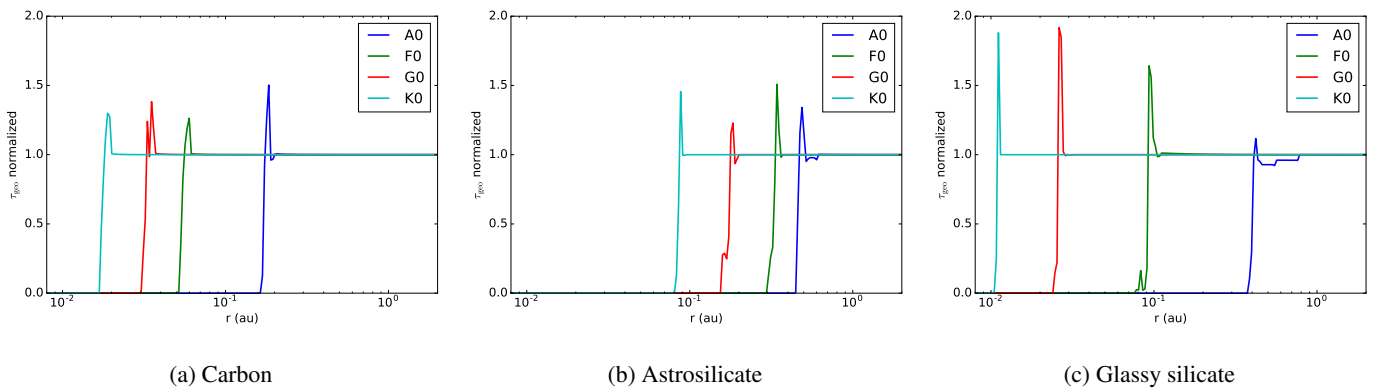


Fig. 6: PR-drag pile-up scenario: Radial profiles for the size-integrated geometrical optical depth for all grain compositions and stellar types.

Table 3: PR-drag pile-up scenario: Minimal distance and grain size reached for each configuration. A grain size of 0 means that the grain is fully sublimated. If two values are indicated, they correspond to the final sizes for the smallest and biggest grains.

| | A0 star | | F0 star | | G0 star | | K0 star | |
|-----------------|-----------------|------------------------------|-----------------|------------------------------|-----------------|------------------------------|-----------------|------------------------------|
| | r_{\min} (au) | s_{\min} (μm) | r_{\min} (au) | s_{\min} (μm) | r_{\min} (au) | s_{\min} (μm) | r_{\min} (au) | s_{\min} (μm) |
| Carbon | 0.16 | 7.6 | 0.05 | 1.5 | 0.03 | 0.9 | 0.02 | 0.4 |
| Astrosilicate | 0.44 | 4.6 | 0.14 | 0 / 0.9 | 0.08 | 0 / 0.5 | 0.04 | 0 |
| Glassy silicate | 0.38 | 3.1 | 0.07 | 0 | 0.02 | 0 | 0.01 | 0 |

in the region between the production belt and r_s . This can be clearly seen in Figure 8, which shows, for the two extreme cases of A0 and K0, the contributions of the grains to the fluxes at 2 and $10\mu\text{m}$ as a function of their size and spatial location.

We checked whether one way to alleviate this problem could be to start with a parent belt much closer than the considered 50 au. We reproduce this situation in a simple manner without running additional simulations. We consider our original simulations with a parent belt at 50 au, and integrate the flux coming from the grains within a given distance to the star. That distance is assumed to mimic the new location of the parent belt. In the specific case of Vega, the results are shown in Fig. 7e, where all fluxes have been normalized to the same observed flux at $\lambda = 2.12\mu\text{m}$. The “unwanted” mid-IR ($10\mu\text{m}$) flux falls to observation-compatible levels only for an extremely close-in parent belt located at 0.4 au. This solution appears highly unlikely given that such a massive collisional belt would probably not be able to survive long enough so close to the star to sustain the hot dust for a duration comparable to the age of the star.

Overall, these conclusions hint at a production process other than the PR-drag mechanism to populate the hot exozodiacal dust systems.

4. Exocometary dust delivery scenario

Another classic process of exozodiacal dust production is the cometary grain release very close to the star. In this scenario, an outer mass reservoir remains necessary, but the dust grains are deposited by large, undetectable parent bodies in the immediate vicinity of the place where they are detected. A benefit of this process compared to the PR-drag pile-up scenario is that it leaves essentially no observable signature between the parent belt and the exozodi.

In Bonsor et al. (2012), we investigated the planetary system architecture required to sustain an inward flux of exo-

comets. In Bonsor et al. (2014), we highlighted the importance of planetesimal-driven migration of the planet closest to the inner edge of the belt to maintain this flux on sufficiently long timescales (see also Raymond & Bonsor 2014). In Marboeuf et al. (2016), we evaluated the cometary dust ejection rate as a function of the distance to the star and spectral type to help connect dynamical simulations to exozodi observations in future studies (e.g., Faramaz et al. 2017). Here, we take an important further step by discussing the fate of the grains once released by an exocomet passing close to the star, and by calculating the resulting emission spectra for a direct comparison to the data.

4.1. Numerical setup

In order to compare the outcome of our cometary model to the results obtained for the PR-drag pile-up scenario (Sect. 3), we consider a reservoir of exocomets whose aphelion is at a fixed distance of 50 au and whose perihelion r_p is just outside the sublimation limit, which for each composition and spectral type we define as the largest sublimation distance of the considered grain sizes (often corresponding to the smallest grains; see vertical dashed lines in Figs. 9a to 9d).

We assume that all grains leaving the comet are produced when the comet passes at perihelion r_p . This is a simplifying assumption because grains should be dragged from the comet by the evaporation of volatiles, which should happen over a large fraction of its orbit. However, as shown by Marboeuf et al. (2016), the volatile and dust production rate strongly increase with decreasing distance to the star (see Eq. 17 in that paper), so that most of the mass loss happens in a narrow region close to the comet’s perihelion, as is clearly illustrated in Fig. 10.

Grains produced at perihelion have the highest possible speed once released from the comet and are thus less likely to remain bound. More precisely, the blowout limit in term of β is lowered compared to the PR-drag pile-up scenario and can be

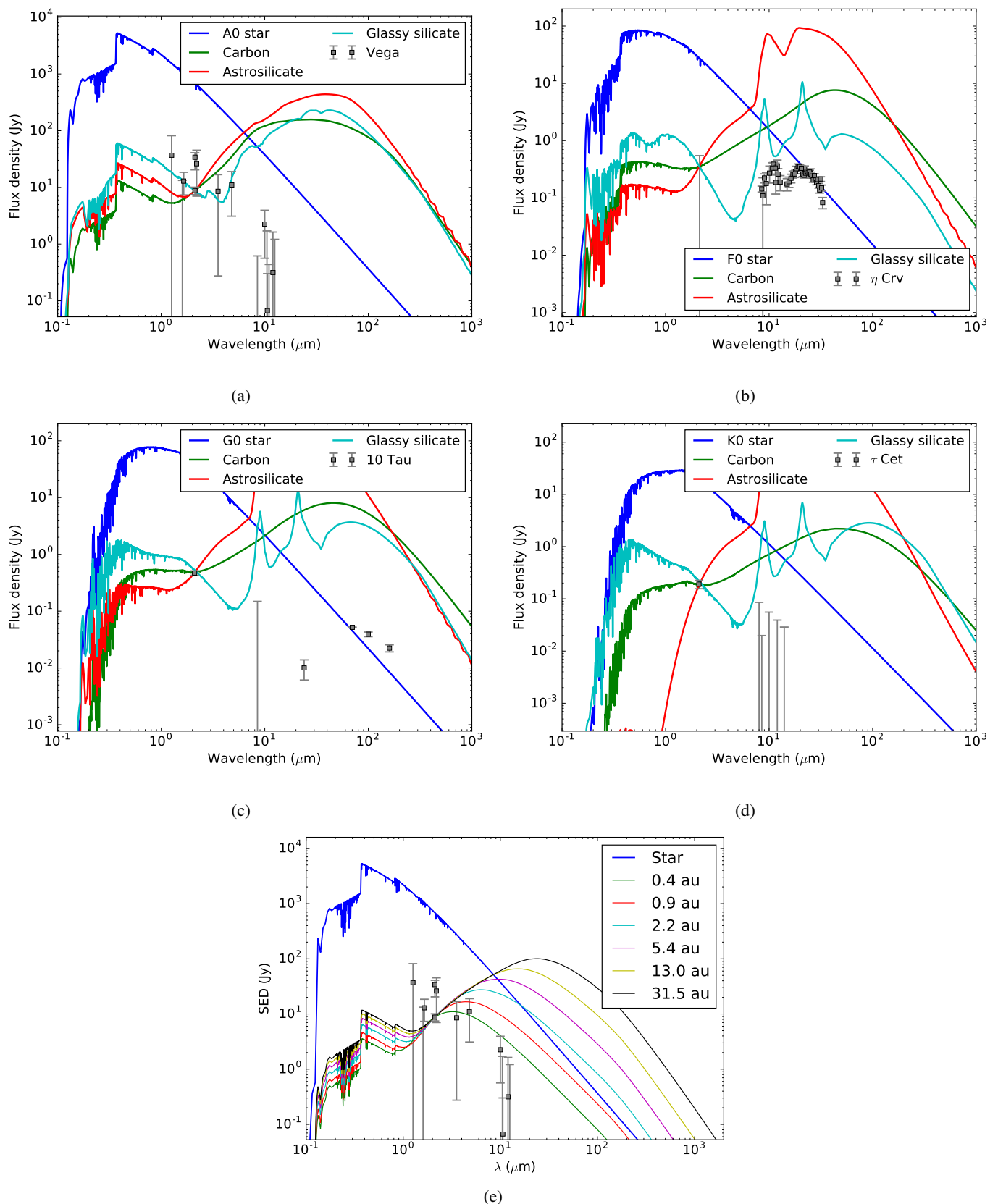


Fig. 7: Panels (a) to (d): SED for each spectral type and all compositions in the PR-drag pile-up scenario. All spectra are normalized to the flux ratio at $2\mu\text{m}$, and compared to observed fluxes for exozodis around stars of similar type (for the F0 star, for which there is no available observed photometry at $2\mu\text{m}$, the value is put to 1% of the stellar flux). Data points for Vega are from Absil et al. (2006), η Crv are from Lebreton et al. (2016), 10 Tau are from Kirchschrager et al. (2017), τ Cet are from Di Folco et al. (2007). Additional values are from Absil et al. (2013) and Mennesson et al. (2014). Panel (e): SEDs for an A0 star and carbon grains, but only considering the flux within a radial distance indicated in the top right corner, and flux-normalized at $\lambda = 2.12\mu\text{m}$ such that the disk flux amounts to 0.2% of the stellar flux at that wavelength (FLUOR excess for Vega).

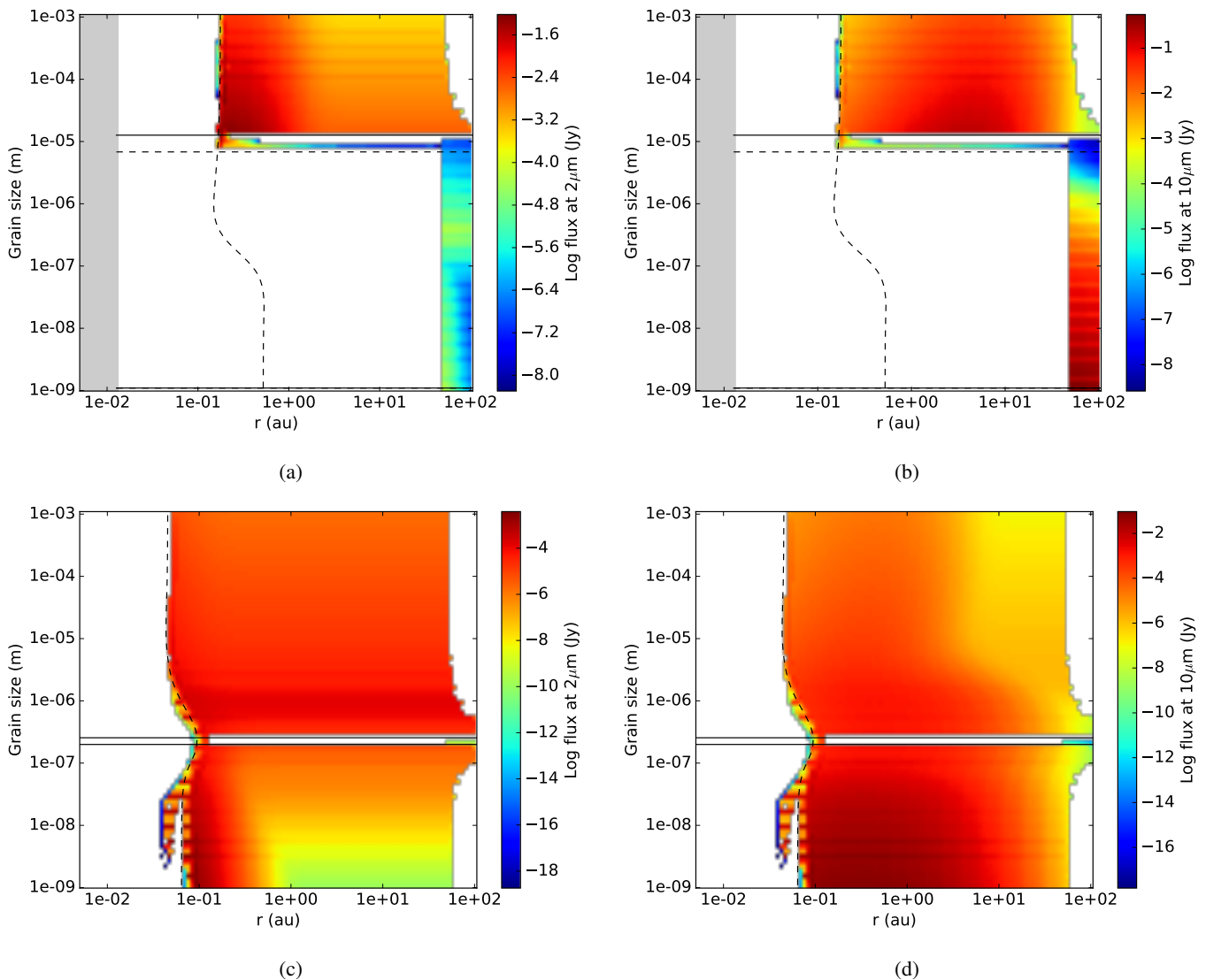


Fig. 8: PR-drag pile-up scenario: Flux level at $2\mu\text{m}$ (left) and $10\mu\text{m}$ (right) for an A0 star and carbon grains (top); and K0 star and astrosilicate grains (bottom). See Sect. 2.4 and Appendix C for the methodology. The vertical dashed line corresponds to the location of the sublimation radius r_s as a function of grain size, while the full and dashed horizontal lines indicate the $\beta = 0.5$ and $\beta = 1$ limits, respectively.

expressed as (e.g., Murray & Dermott 1999)

$$\beta_{\text{blow}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1 - e_0^2}{1 + e_0 \cos \Phi} \right), \quad (9)$$

where Φ is the longitude of the release position on the cometary orbit and e_0 the parent body eccentricity. This reduces to $\beta_{\text{blow}} = (1 - e_0)/2$ for a release at perihelion. For the grain compositions and spectral types explored in this study (Sect. 2.3), the release distance varies between 2 au and ~ 0.02 au, corresponding, for an apoastron of 50 au, to parent body eccentricities varying between 0.923 and 0.999, and β_{blow} values between 3.8×10^{-2} and 5.0×10^{-4} , respectively. These low β_{blow} values translate into large grain sizes, of several tens to several hundred of μm , for the limiting blowout size. The release distances, orbit eccentricities, blowout β values, and grain sizes s_{blow} are documented in Table 4 for the four spectral types and three compositions investigated in this study.

4.2. Grain evolution

4.2.1. Carbon and astrosilicate grains

In our model, the carbon and astrosilicate bound grains ($\beta < \beta_{\text{blow}}$, i.e., $s > s_{\text{blow}}$) are delivered by an exocomet a little beyond their sublimation distance, leaving room for dynamical evolution. The fate of these grains shows similarities to that discussed in the case of the PR-drag pile-up scenario. Their semi-major axis and eccentricity both decrease by PR-drag, until they are totally sublimated (Sect. 3.1.3) or expelled from the system by radiation pressure due to partial sublimation (Sect. 3.1.2), as illustrated in Figs. 9c and d.

There are, however, important differences between the cometary and PR-drag pile-up scenarios. In particular, the high orbital eccentricity of the grains inherited from the comet implies that those grains spend only a very small fraction of their orbital period (typically less than a day) close to the sublimation zone in the early phases of their evolution. Therefore, these

Table 4: Parameters for the cometary release at perihelion scenario: assumed release position (r_p , in au) and resulting comet orbit eccentricity (e), blowout β value (β_{blow}), and corresponding blowout grain size (s_{blow} , in μm) (see Sect. 4.1 for details on the assumptions).

| | A0 star | | | | F0 star | | | |
|-----------------|---------|-------|-----------------------|-------------------|---------|-------|-----------------------|-------------------|
| | r_p | e | β_{blow} | s_{blow} | r_p | e | β_{blow} | s_{blow} |
| Carbon | 0.60 | 0.976 | 1.2×10^{-2} | 470 | 0.16 | 0.994 | 3.1×10^{-3} | 310 |
| Astrosilicate | 2.4 | 0.908 | 4.6×10^{-2} | 70 | 0.43 | 0.983 | 8.5×10^{-3} | 65 |
| Glassy silicate | 1.6 | 0.938 | 3.1×10^{-2} | 90 | 0.11 | 0.996 | 2.1×10^{-2} | 210 |
| | G0 star | | | | K0 star | | | |
| | r_p | e | β_{blow} | s_{blow} | r_p | e | β_{blow} | s_{blow} |
| Carbon | 0.081 | 0.997 | 1.6×10^{-3} | 330 | 0.038 | 0.999 | 7.6×10^{-4} | 240 |
| Astrosilicate | 0.23 | 0.991 | 4.5×10^{-3} | 65 | 0.11 | 0.996 | 2.1×10^{-3} | 51 |
| Glassy silicate | 0.050 | 0.998 | 9.9×10^{-4} | 230 | 0.027 | 0.999 | 5.3×10^{-4} | 120 |

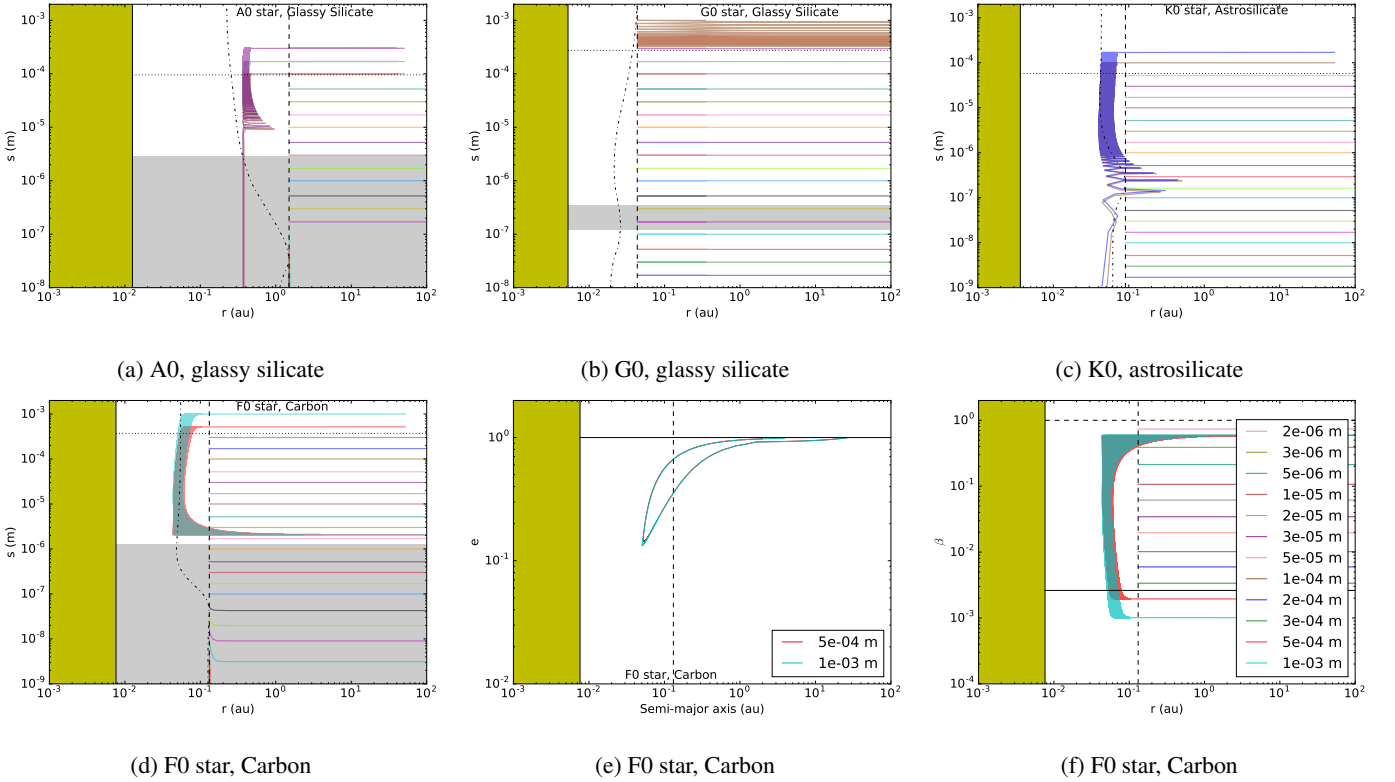


Fig. 9: Panels (a) to (c): Grain size as function of the distance for all simulations run in the exocometary dust delivery at perihelion scenario (the yellow area, and the dotted and dash-dotted lines have the same meaning as in Fig. 2, while the dashed line corresponds to the limit between initially bound and unbound grains sizes). Panels (d) to (f): Specific case of an F0 star and carbon grains, for which the evolution of the grain size, the eccentricity, and the β value as a function of distance is displayed. In the case of eccentricity, the two curves overlap.

grains see their size remaining essentially constant while migrating inward by PR-drag, as in stage I of the PR-drag pile-up scenario (Sect. 3.1.1). Their orbit is getting circularized until sublimation becomes significant, thereby moving into the stage II phase. However, they enter this phase with a significant residual eccentricity (on the order of 0.1; see Fig. 9e), much larger than in the case of the PR-drag pile-up scenario. As a consequence, the carbon and astrosilicate grains are expelled when they reach a β value of about 0.6 (Fig. 9f), to be compared to the 0.8 accessible in the PR-drag scenario. The only exception is for astrosilicate grains around the K0-type star, for which the $\beta = 0.6$ value is never reached across all grain sizes, meaning that the bound grains end up completely sublimated. Another consequence of

the significant residual eccentricity during stage II is that here the grains again do not reach β values close enough to 1 for the DDE mechanism to operate.

4.2.2. Glassy silicate grains

The behavior of glassy silicate grains is quite different. The sublimation timescale of these grains at the sublimation temperature is four orders of magnitude lower than for the other compositions considered here (Sect. 2.3). In this case, the sublimation time becomes comparable to the time spent by the grain close to the sublimation limit in only one perihelion flyby. For the A- and

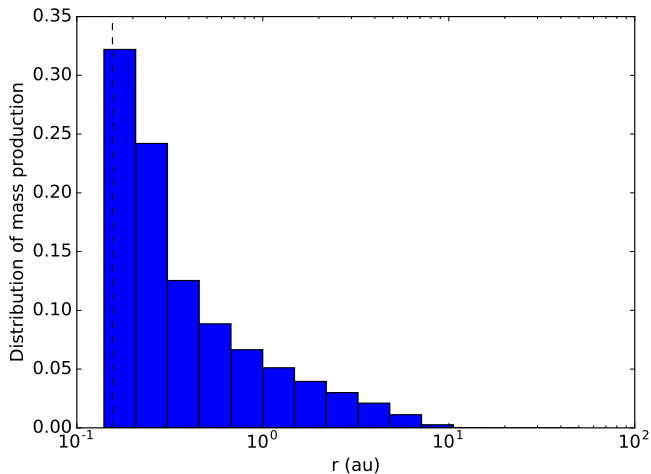


Fig. 10: Fraction of the surface mass loss for an exocomet orbiting an F0 star as a function of radial distance. The comet has an apoastron of 50 au, and an eccentricity of 0.994. Based on the comet evaporation prescription of Marboeuf et al. (2016, their Eq. 17).

F-type stars, this results in a complete sublimation of the bound grains after the circularization of stage II.

For later type stars, the fate of the bound grains is affected by the unusual fact that, at a given distance, large glassy silicate grains are hotter than smaller ones (see the almost vertical dash-dotted lines in Figs. 3 and 9b). Therefore, the large bound glassy silicate grains are released at, or very close to, their sublimation distance around late-type stars in our model. Their high temperature, combined with the intrinsic sublimation efficiency of glassy silicates compared to carbon and astrosilicate grains, implies that their sublimation timescale is in this case lower than the PR-drag timescale. As a consequence, these bound grains become small enough to be expelled before their orbits can be circularized.

4.3. Global disk properties and spectra

4.3.1. Surface density profiles

We calculate the radial distribution of the total geometrical optical depth, τ , of the dust produced in the comet-release scenario, following the approach described in Appendix C, and already used in the case of the PR-drag pile-up scenario (see Sect. 3.2.2). As illustrated in Fig. 11 for carbon grains, for a release at a perihelion r_p that is close to the sublimation distance r_s , the radial density profile peaks at the release location and decreases further out with the distance to the star as $r^{-1.7}$.

To check the importance of the position of the periastron with respect to the sublimation distance, we performed an additional simulation, for an F0 star and carbon grains, for which the dust is released at 1 au instead of 0.13 au in the nominal case. As can be seen in Fig. 11, we obtain a flat $\tau(r)$ profile in between r_s and 1 au, followed by a $r^{-1.7}$ profile at larger distances. The plateau between r_p to r_s results from the inward migration and circularization of the orbit of the bound grains by PR-drag, as already observed for the PR-drag pile-up scenario (Fig. 6), while the high-eccentricity bound grains populate the regions outside that distance. We conclude that the exocometary dust delivery position can essentially be regarded as playing the same role as the parent belt distance in the PR-drag pile-up scenario, as far

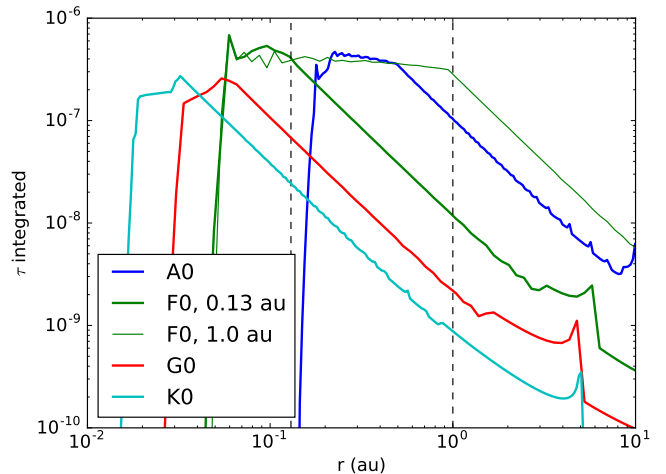


Fig. 11: Total geometrical optical depth (τ) in the exocometary dust delivery at perihelion scenario, assuming carbon grains. For illustrative purposes, a model with an exocomet perihelion larger than in the nominal case is shown for the F0 star.

as the shape of the $\tau(r)$ profile between that reference position down to the sublimation distance is concerned. Numerically, the PR-drag pile-up scenario can be considered an extreme case of the cometary scenario, with exocomets having zero eccentricity.

4.3.2. SED

We use the same computing and normalization approach as in Sect. 3.2.3 to evaluate the SEDs resulting from the exocometary dust production scenario. A notable difference with the PR-drag pile-up scenario is that it is possible here to connect the absolute exozodiacal dust level to a number of exocomets passing close to the star (see Sect. 4.4 for further details).

The synthetic SEDs for the exocometary scenario are displayed in Fig. 12 for the four spectral types and three dust compositions considered in this study, and are compared to the same reference observed systems as in Fig. 7. Overall, the mid- to far-infrared excess is significantly reduced compared to the PR-drag pile-up scenario. This is mainly because the grains are directly deposited next to the sublimation zone, mitigating the amount of dust beyond the grain release position (the comet's perihelion). The peak of the SED is accordingly shifted to much shorter wavelengths compared to the PR-drag pile-up scenario.

In this respect, the carbon grain case is the most favorable one. Regardless of the spectral type, the exozodiacal emission of cometary carbon grains peaks at 3–5 μm . The flux at 10 μm is always significantly smaller than the stellar flux at the same wavelength, by a factor of about five, even though it is still not enough to fully fit the data. The models with astrosilicate and glassy silicate grains, on the other hand, predict emissions that are much too large in the mid- and far-infrared compared to the observations of hot exozodis.

In Fig. 12b we also display the SED obtained for the case with a comet perihelion at $r_p = 1$ au, far away from the sublimation distance r_s . As can be clearly seen, the fit to the observed data is much poorer because of the excess mid-IR flux due to PR-drag drifting grains in the flat region between r_p and r_s that was identified in Fig. 11. In essence, here we are close to the cases explored in the PR-drag pile-up scenario (Sect. 3).

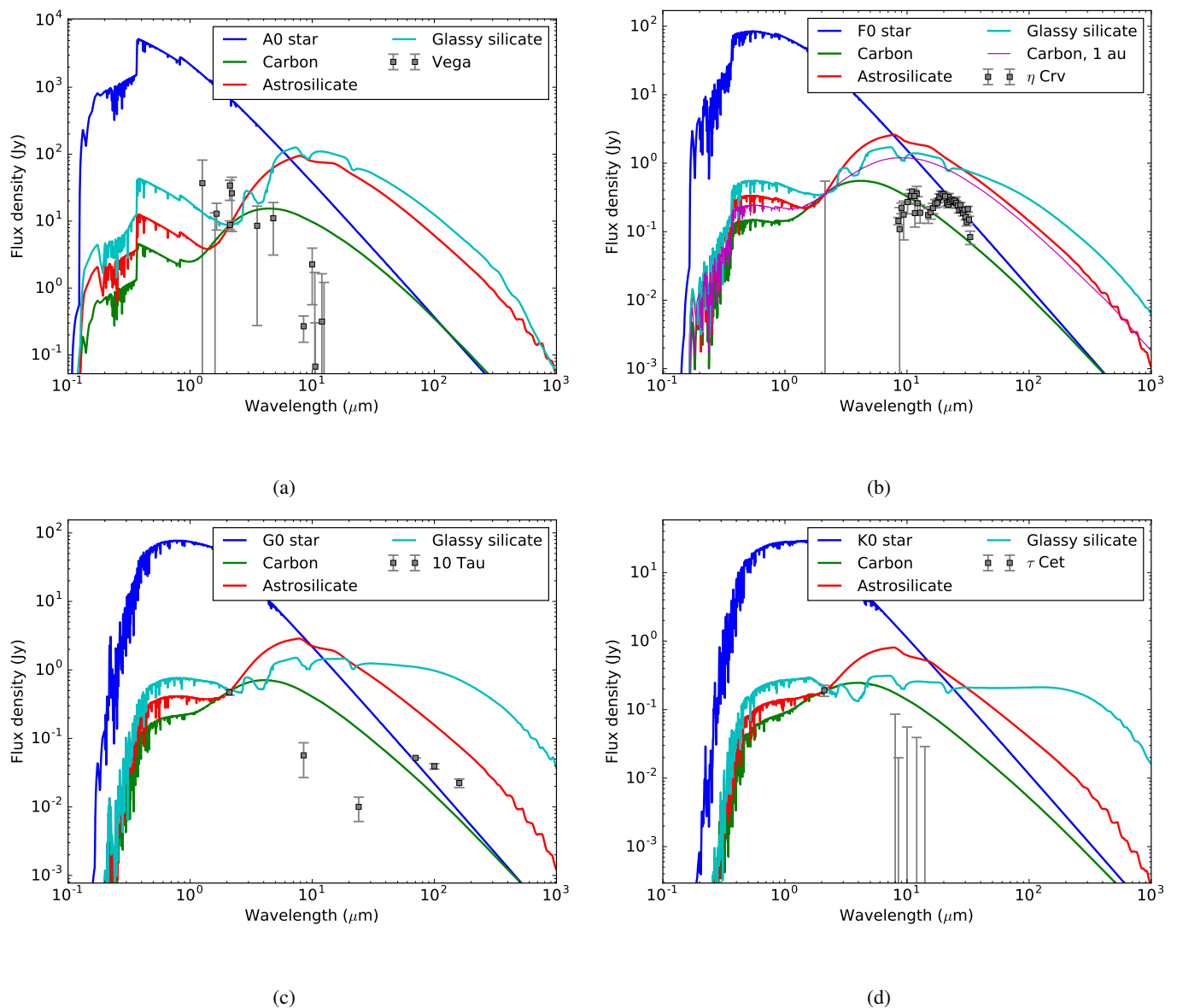


Fig. 12: Same as Fig. 7, but for the exocometary dust delivery at perihelion scenario.

The main contributors to the flux at different wavelengths can be explored using 2D emission maps as a function of the grain size and distance to the star. Figures 13a to d show examples for our best case, i.e., an F0 star and a carbon dust composition. We see that the near- and mid-IR emissions essentially come from the same relatively large grains (several tens to hundreds of micrometers), which are the smallest bound grains released by the exocomets (Table 4). At $2\mu\text{m}$, most of the flux originates from the smallest bound grains just outside the sublimation distance, while the $10\mu\text{m}$ emission comes from grains similar in size but distributed over a broader region centered around the dust release position (Fig. 13b). At that wavelength, the drop in the surface density beyond the dust delivery position (0.13 au) contributes to moderating the emission from the distant regions, as was demonstrated in the PR-drag pile-up scenario when we schematically simulated much closer-in parent belts (Fig. 7). These behaviors at 2 and $10\mu\text{m}$ are emphasized when the exocomet's perihelion is arbitrarily moved to 1 au , as shown in Figs. 13c and d. Finally,

we note that a direct consequence of the fact that the emission originates from large grains is that the strong silicate features seen in the case of the PR-drag pile-up scenario are essentially absent here.

Overall, it is noteworthy that two key features of the classical radiative transfer models of exozodis (e.g., Absil et al. 2006, and following studies) are reproduced with the exocometary dust delivery scenario, namely an accumulation of the grains very close to the sublimation zone and a preference for carbon-rich dust. Nevertheless, it should also be noted that the carriers of the exozodi emission in that case are several orders of magnitude larger in size than the grains usually required by the classical radiative transfer models.

4.4. Inward flux and size of the exocomets

As already mentioned in the previous sections the flux was arbitrarily rescaled in order to match the observed excess levels in

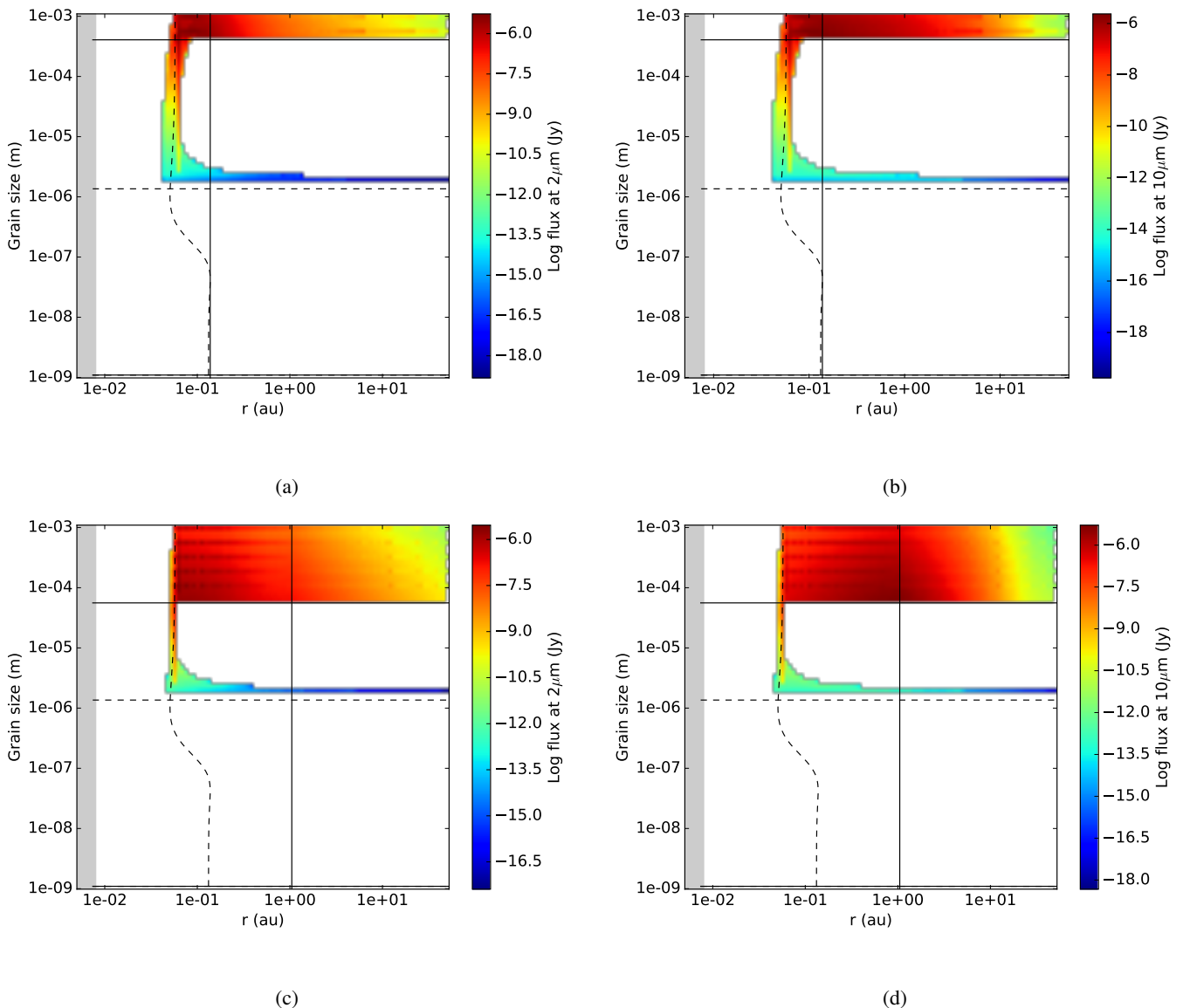


Fig. 13: Contribution of each size and distance bin to the flux at $2\mu\text{m}$ (left) and $10\mu\text{m}$ (right) in the case of an F0 star and carbon grains. The grains are released by an exocomet at 0.13 au (top) and 1 au (bottom).

the near-IR. Now, in order to discuss further the relevance of the exocometary dust delivery scenario, we aim to evaluate the size and number of exocomets required to physically reach these observed exozodiacal flux level. For this purpose, we employ the cometary dust ejection prescription of Marboeuf et al. (2016), in particular their equation 17, together with the orbital parameters documented in Table 4, to quantify the mass of grains released by a comet over an orbital period. This also allows us to estimate, for a given comet mass, the exocomet lifetime as well as the number of orbits before complete erosion. These quantities are used to assess the absolute flux density at 2 and $10\mu\text{m}$ resulting from the evaporation of an exocomet of a certain size. The different steps of the adopted methodology are detailed in Appendix D, and the results for a typical 10 km exocomet are summarized in Tables D.1 and D.2.

In the case of carbon and astrosilicate grains, the flux produced at $2\mu\text{m}$ by one 10 km exocomet amounts to a few 10^{-5} to a few 10^{-4} the stellar flux at the same wavelength. Therefore, a few tens to a few hundreds of active 10 km radius exocomets on

a similar orbit are required to reach the observed level of $\sim 1\%$ of the stellar flux at $2\mu\text{m}$. At $10\mu\text{m}$, the dust-to-star flux ratio is always larger than at $2\mu\text{m}$, by a factor of about 20 for the carbon grains, and a factor of about 200 for the astrosilicate grains, in agreement with the results in Sect. 4.3.2. The required number of active exocomets can be mitigated if their initial size is larger. Because we consider the total flux resulting from the complete erosion of the exocomet, it scales directly with the exocomet mass and hence with the exocomet radius to the cube. Therefore, a single active 40 to 80 km exocomet would be enough to produce a 1% excess at $2\mu\text{m}$. Glassy silicate fluxes are significantly lower due to the short sublimation lifetime of such grains. Around FGK stars, these grains sublimate significantly at each perihelion passage, and disappear in a few orbits.

Several assumptions enter into the calculation of the number and size of the exocomets required to reproduce the observations (see Sect. 4.1 and Appendix D), and the above values should therefore be taken with caution. It should also be remembered that our conclusions are valid for the specific orbital pa-

rameters summarized in Table 4. Nevertheless, the results are encouraging in the sense that the sizes and number of exocomets appear reasonable, thereby providing additional support to the exocometary dust delivery scenario explored in this study.

5. Summary and conclusion

By investigating, via non-orbit-averaged equations, the fate of dust around several different stellar types, and considering different grain compositions, we are able to draw some conclusions on the properties of exozodis emission depending whether these grains come from an outer parent belt and drift inward by PR-drag (Sect.3) or if they have an exocometary origin (Sect. 4). We show the following:

- in the case of the PR-drag pile-up scenario :
 - for early-type stars, significant amounts of submicrometer-sized grains cannot be produced in the inner disk regions because grains are blown out by radiation pressure before sublimating down to these sizes. The only case for which submicrometer-sized grains are obtained is that of silicate grains around late-type stars;
 - dust pile-up close to the sublimation radius is moderate, generating a density enhancement of a few at most with respect to an otherwise flat surface density profile;
 - the near-IR excess is always associated with mid-IR excess at the same level, or even much higher. This behavior cannot explain the numerous near-IR excesses without mid-IR excess detections.
- in the case of the Exocometary dust delivery scenario :
 - a narrow ring forms close to the sublimation zone near the comet’s periastron. This ring is predominantly populated with large grains, a few tens to a few hundred μm in radius depending on the composition, which are the smallest bound grains produced at the comet’s perihelion;
 - compared to the PR-drag pile-up scenario, the near-IR excess is associated with a much smaller mid-IR excess, in better agreement with the data, although not totally fitting them. Carbon-rich grains provide the best results;
 - the near-IR excess can be reproduced assuming realistic inward fluxes of exocomets and reasonable exocomet sizes.

In addition, we find that the DDE mechanism, which could in principle help form a dense dust ring close to the sublimation radius, has a very limited effect in both scenarios because particles never reach β values close enough to 1 by the time they are blown out.

Therefore, based on simulations performed with the new numerical model developed in the context of this study, we conclude that the PR-drag pile-up scenario is unlikely to produce the hot exozodis observed with near-IR interferometry. The exocomet release at perihelion scenario, on the other hand, provides a very promising theoretical framework that should be explored further. To this end, future developments of our numerical model will include a post-processing treatment of the collisions in the dust ring close to the sublimation zone, building up on the Dy-CoSS collisional model used in the context of debris disks (e.g., Thébault et al. 2012, 2014). It should also include a detailed calculation of the grain charging, following for instance the prescription of Kimura et al. (2018), and a careful consideration of the magnetic topology in order to thoroughly discuss the efficiency of magnetic trapping and its impact on the near- and mid-IR emissions.

Acknowledgements. We thank Hiroshi Kimura for providing the optical constants for glassy silicates, and for the discussions about the DDE mechanism. We also thank Rik van Lieshout for the useful discussion concerning sublimation processes. We acknowledge the financial support from the Programme National de Planétologie (PNP) of CNRS-INSU co-funded by the CNES. Our code uses the NumPy (Oliphant 2006) and the Matplotlib libraries (Hunter 2007). This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement.

References

- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 452, 237
- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 487, 14
- Absil, O., Kervella, P., Mollier, B., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 104, 1
- Akeson, R. L., Ciardi, D. R., Millan-Gabet, R., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 691, 1896
- Augereau, J.-C., Lagrange, A.-M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *Astronomy & Astrophysics*, 348, 557
- Belton, M. J. S. 1966, *Science*, 151, 35
- Beust, H. & Morbidelli, A. 2000, *Icarus*, 143, 170
- 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
- Burns, J. A., Lamy, P. L., & Soter, S. 1979, *Icarus*, 40, 1
- Cameron, A. G. W. & Fegley, M. B. 1982, *Icarus*, 52, 1
- Czechowski, A. & Mann, I. 2012, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 385, *Nanodust in the Solar System: Discoveries and Interpretations*, ed. I. Mann, N. Meyer-Vernet, & A. Czechowski, 47
- Defrère, D., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 534, A5
- Dermott, S. F., Jayaraman, S., Xu, Y. L., Grogan, K., & Gustafson, B. A. S. 1996, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 348, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. E. Dwek, 25–36
- Di Folco, E., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 475, 243
- Draine, B. T. 2003, *The Astrophysical Journal*, 598, 1026
- Ducati, J. R. 2002, *VizieR Online Data Catalog*
- Ertel, S., Absil, O., Defrère, D., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 570, A128
- Ertel, S., Defrère, D., Absil, O., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 595, A44
- Ertel, S., Defrère, D., Hinz, P. M., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 155 [arXiv:1803.11265]
- Faramaz, V., Ertel, S., Booth, M., Cuadra, J., & Simmonds, C. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 2352
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics* [arXiv:arXiv:1804.09365v2]
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 595, 1
- Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science & Engineering*, 9, 90

- Kama, M., Min, M., & Dominik, C. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 506, 1199
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Augereau, J.-C., et al. 2014a, *Astronomy & Astrophysics*, 561, L10
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Boissier, J., et al. 2014b, *Nature*, 514, 462
- Kiefer, F., Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 132 [arXiv:1709.01732]
- Kimura, H., Ishimoto, H., & Mukai, T. 1997, *Astronomy & Astrophysics*, 326, 263
- Kimura, H., Kunitomo, M., Suzuki, T. K., et al. 2018, *Planetary and Space Science*
- Kirchschlager, F., Wolf, S., Krivov, A. V., Mutschke, H., & Brunngräber, R. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 1614
- Kobayashi, H., Kimura, H., Watanabe, S.-i., Yamamoto, T., & Müller, S. 2011, *Earth, Planet, and Space*, 63, 1067
- Kobayashi, H., Watanabe, S.-i., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2008, *Icarus*, 195, 871
- Kobayashi, H., Watanabe, S.-i., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2009, *Icarus*, 201, 395
- Kral, Q., Krivov, A. V., Defrère, D., et al. 2017, *Astronomical Review*, 2857, 1
- Krivov, A. V. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 383
- Krivov, A. V., Kimura, H., & Mann, I. 1998, *Icarus*, 134, 311
- Lamy, P. L. 1974, *Astronomy & Astrophysics*, 35, 197
- Lamy, P. L. 1978, *Icarus*, 34, 68
- Lebreton, J., Beichman, C. A., Bryden, G., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 817, 165
- Lebreton, J., van Lieshout, R., Augereau, J.-C., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 555, A146
- Liou, J. C., Dermott, S. F., & Xu, Y. L. 1995, *Planetary and Space Science*, 43, 717
- Marboeuf, U., Bonsor, A., & Augereau, J.-C. 2016, *Planetary and Space Science*, 133, 47
- Mennesson, B., Absil, O., Lebreton, J., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763 [arXiv:1211.7143]
- Mennesson, B., Millan-Gabet, R., Serabyn, E., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 797
- Montesinos, B., Eiroa, C., Krivov, A. V., et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 51, 31
- Mukai, T. & Yamamoto, T. 1979, *Publication of the Astronomical Society of Japan*, 31, 585
- Mukai, T., Yamamoto, T., Hasegawa, H., Fujiwara, A., & Koike, C. 1974, *Publication of the Astronomical Society of Japan*, 26, 445
- Murray, C. D. & Dermott, S. F. 1999, *Solar system dynamics*
- Nesvorný, D., Jenniskens, P., Levison, H. F., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 713, 816
- Núñez, P. D., Scott, N. J., Mennesson, B., et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 113, 1
- Oliphant, T. E. 2006, USA: Trelgol Publishing
- Pollack, J. B., Toon, O. B., & Khare, B. N. 1973, *Icarus*, 19, 372
- Rappaport, S., Vanderburg, A., Jacobs, T., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 1453
- Raymond, S. N. & Bonsor, A. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 18
- Rieke, G. H., Gáspár, A., & Ballering, N. P. 2016, *The Astrophysical Journal*, 816, 50
- Sezestre, É., Augereau, J.-C., Boccaletti, A., & Thébault, P. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 65, 1
- Sibthorpe, B., Kennedy, G. M., Wyatt, M. C., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 475, 3046
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Malhotra, R., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763 [arXiv:1301.1331]
- Thébault, P., Kral, Q., & Augereau, J.-C. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 561, A16
- Thébault, P., Kral, Q., & Ertel, S. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 547, A92
- Thureau, N. D., Greaves, J. S., Matthews, B. C., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, 2558
- van Belle, G. T. & von Braun, K. 2009, *The Astrophysical Journal*, 694, 1085
- van Leeuwen, F. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 474, 653
- Van Lieshout, R., Dominik, C., Kama, M., & Min, M. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 571, A51
- Wyatt, S. P. & Whipple, F. L. 1950, *The Astrophysical Journal*, 111, 134
- Zavitsanos, P. D. & Carlson, G. A. 1973, *Journal of Chemical Physics*, 59, 2966
- Zubko, V. G., Mennella, V., Colangeli, L., & Bussoletti, E. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282, 1321

Appendix A: Reproducing Krivov et al. (1998)

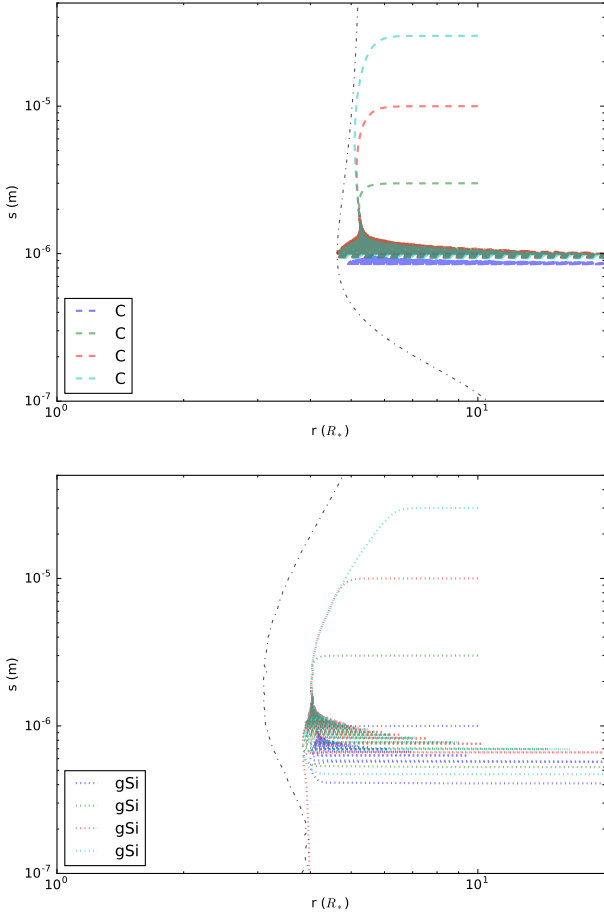


Fig. A.1: Top : Evolution of the grain size as a function of the distance to the Sun for carbon grains of initial sizes 1, 3, 10, and 30 μm . Bottom : Same, but for the glassy silicate. These plots reproduce the results presented in Fig. 5 of Krivov et al. (1998).

Appendix B: Thermodynamical properties

The literature is rich in two-parameter formulae for describing the sublimation process of dust grains, which are in essence similar, but with different notations, which creates some confusion. Here we propose a summary of the equations to transform the two parameters in four different papers in the literature to the (A, B) parameters of Lebreton et al. (2013) used in this study:

- (A_Z, M_Z) parameters in Zavitsanos & Carlson (1973), table 3:

$$A = M_Z \quad (\text{B.1})$$

$$B = A_Z + 6 + \log_{10} \frac{k_B}{\mu m_u} \quad (\text{B.2})$$

The value of 6 in the expression for B, coming from the unit system, is not present in Lebreton et al. (2013), which explains the difference in our derived values.

- (H, P) parameters in Kobayashi et al. (2009):

$$A = \frac{\mu m_u H}{k_B \ln 10} \quad (\text{B.3})$$

$$B = \log_{10} \frac{\mu m_u P}{k_B} \quad (\text{B.4})$$

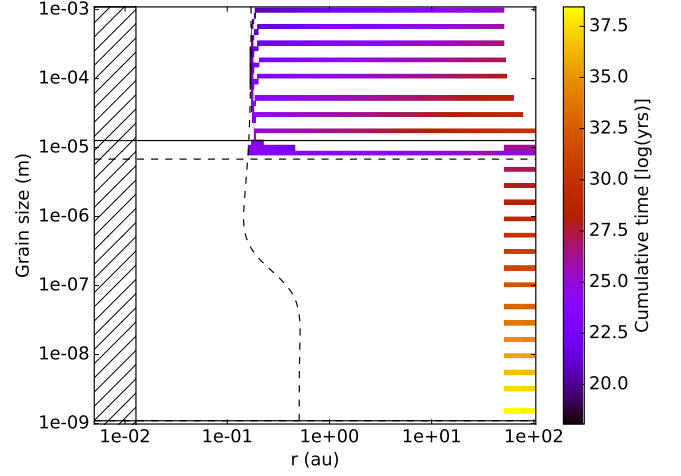


Fig. C.1: Cumulative time map derived from the simulations for the A0, carbon case.

- (A_C, B_C) parameters in Cameron & Fegley (1982):

$$A = \frac{10^4}{B_C} \quad (\text{B.5})$$

$$B = \frac{A_C}{B_C} + 6 - \log_{10} \frac{k_B}{\mu m_u} \quad (\text{B.6})$$

- (A, B_L) parameters in Lamy (1974):

$$B = B_L - \log_{10} \frac{k_B}{\mu m_u \times 1.33322 \cdot 10^3} \quad (\text{B.7})$$

Appendix C: Geometrical optical depth map computation

Our goal was to produce density and optical depth maps from trajectories independently computed for individual grains with our dynamical code (which includes sublimation). In the first step, we defined a 2D grid of logarithmically spaced distances to the star (r) and grain sizes (s). Then, for each single-grain size simulation, we summed up the times spent by the grain during its lifetime in each bin of the 2D grid, correcting this time by the initial differential size distribution assumed to be proportional to $s^{-3.5}$ (collisional erosion). This yielded a first 2D map of cumulative times, which is proportional to a density map if the system is assumed to be at steady-state. As illustrated in Fig. C.1, the limited number of grain sizes for which the dynamics were computed leaves empty grain size bins in the 2D map (empty lines). This led us to develop a complementary approach to fill the holes in this map.

We defined a second 2D (r, s) map of the same size and same bin values as the first 2D map. We then estimated three timescales for each bin in the 2D (r, s) map to qualitatively evaluate the ability of a grain to move to a nearby bin due to sublimation, ejection (radiation pressure), or inward migration (PR-drag). The sublimation timescale to move from (r_i, s_i) to (r_i, s_{i-1}) and the ejection timescale to move from (r_i, s_i) to (r_{i+1}, s_i) are both taken from Lebreton et al. (2013). The PR-drag timescale to move from (r_i, s_i) to (r_{i-1}, s_i) is taken from Burns et al. (1979). In each bin, the shortest timescale gives the dominant physical process and this is used to predict the trajectory of a grain in the 2D map, allowing a jump from position (r_i, s_i) to (r_{i-1}, s_{i-1}) when

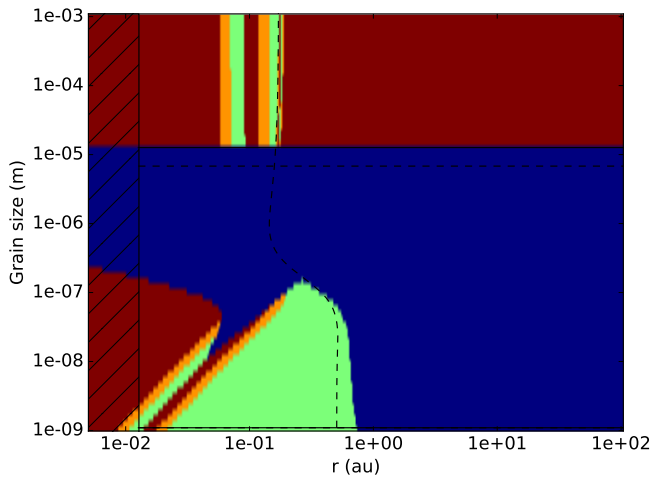


Fig. C.2: Dominant physical processes driving the evolution of a grain as a function of the distance to the star and grain size. Shown are inward migration by PR-drag (red), sublimation (green), a combination of both (orange), and ejection by radiation pressure (blue) (see text for more details on how the dominant process is estimated).

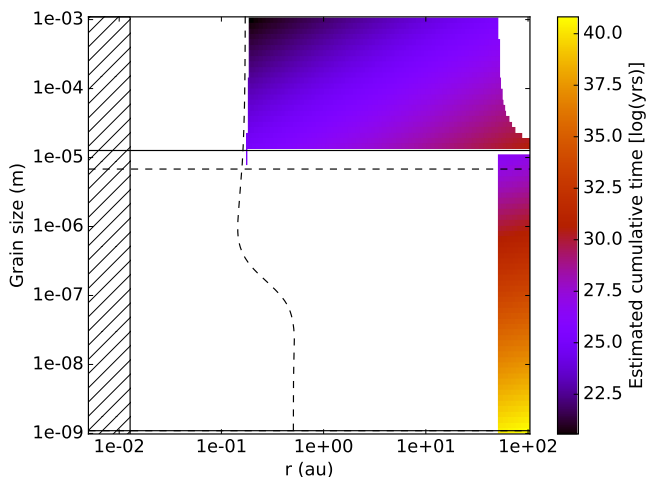


Fig. C.3: Cumulative time map derived from the estimated timescales for the A0, carbon case.

sublimation and PR-drag migration timescales are comparable. This is illustrated in figure C.2, where we can see that sublimation is the dominant physical process close to the sublimation distance for the smallest grains, while inward migration is the dominant physical process for the biggest grains, and ejection dominates over the other processes otherwise.

This second 2D map provides crude evolution tracks for the grains that are used to populate another cumulative time map similar to the one shown in figure C.1. We proceeded as follows. For each size bin, we populate the initial position bin given the value of β , thereby accounting for the eccentricity of the orbit while the apoastron is fixed by the parent belt position. Then, we follow each synthetic grain along the (r, s) plane, with a path determined by the smallest timescale in each of the successive bins through which the grain is passing. Each local, smallest timescale is stored after being multiplied by the initial dust dif-

ferential size distribution proportional to $s^{-3.5}$, and summed up to give a complete map of cumulative times, covering all grain sizes. This is shown in figure C.3 and can be directly compared to the map obtained with the dynamical code (Fig. C.1).

We see that the 2D (r, s) map obtained with the dynamical code better follows the impact of changing β values due to sublimation; specifically, it better captures the dynamics of the grains just above the blowout size. These grains produce the so-called (and well-documented) pile-up close to the sublimation distance, which is not recovered in the 2D map built using typical timescales. The two cumulative time maps are then combined to produce a single, smooth map, where averaged values are taken when the bins are non-zero in both maps. This combined map can be regarded as a density map.

To get an optical depth map, the density map is multiplied by the geometrical cross-section in each bin, and divided by the distance to the star. This optical depth is thus vertically and azimuthally integrated. This can be used to construct the optical depth radial profile by integrating over all grain sizes for example, or as a pre-requisite to evaluate the flux in scattered light and thermal emission (see Figure 8). The 2D maps can also be used to truncate the disk, to estimate the emission within a certain radius for example.

For the sake of comparison, throughout the paper the maps shown are normalized to get a dust disk-to-star flux ratio of 1% at $\lambda = 2 \mu\text{m}$.

Appendix D: Flux level produced by an evaporating exocomet

Here, we describe the methodology employed to compute the amount of dust released by the exocomets and the resulting flux density. The steps are the following :

1. For each set of exocometary orbital parameters (see Sect. 4.1 and Table 4), we calculate the total mass of dust per unit of exocomet surface (in kg/m^2) released by the exocomet in one complete revolution. This is done by integrating equation 17 of Marboeuf et al. (2016) along the exocomet orbit over one orbital period. The exocomet is thought to be composed of 50% dust. The results are independent of the actual size of the exocomet, but depend on the assumed grain size distribution. In the model of Marboeuf et al. (2016), the mass is calculated assuming a differential grain size distribution proportional to $s^{-3.5}$ between $s_{\min} = 1 \mu\text{m}$ and $s_{\max} = 1 \text{mm}$;
2. An exocomet radius is assumed to get the exocomet surface and hence the total mass of dust ejected from the exocomet in one orbit using the result of the previous step. The released dust masses are documented in the row 6 of Tables D.1 and D.2, assuming an initial exocomet radius of 10 km;
3. We make the approximation that all the dust ejected by the exocomet during one orbit is released at perihelion. Although this may appear a crude approximation, Fig. 10 shows that it is reasonable because a large fraction of the mass is produced close to the star, due to the high eccentricities considered in our study, and because the mass loss rate decreases as the distance squared to the star in the innermost regions (inside the water ice sublimation distance in the model of Marboeuf et al. 2016, see their Eq. 17);
4. This mass is distributed over the grain size bins of our model grid (see Appendix C) between 1 mm down to the smallest grain size in our simulation, assuming a differential grain size distribution proportional to $s^{-3.5}$. This step allows each size bin to be populated with an absolute number of grains.

We note that the smallest size of our grid is lower than the $s_{\min} = 1 \mu\text{m}$ lower limit adopted by Marboeuf et al. (2016), but the fraction of the total mass contained in the smallest grains is negligible with the adopted size distribution. Moreover, only the bound grains are kept in the next steps;

5. This setup is used to produce a 2D map of cumulative times, as described in Appendix C, weighted by the absolute number of grains of each size obtained at the previous step. The 2D map is obtained by evolving the grains in position and size over the largest lifetime of the biggest grains (row 3 of Tables D.1 and D.2) (see Appendix C for the methodology). This step assumes in essence a system at steady state and is equivalent to populating the orbits to produce a density map. The 2D map is normalized by the time over which the simulation was evolved (row 3 of Tables D.1 and D.2) to obtain a mean 2D number density map equivalent to a density map assuming a constant dust production process at perihelion. This procedure is valid if the grains released at the comet's perihelion that dominate the flux survive long enough for their positions to be randomized in longitude along their orbits. We have checked that, in the case of the A0 star and carbon grains, the orbital periods vary by a factor of five within the considered grain range. This guarantees randomization in longitude within a few orbits, i.e., ~ 1000 years in this case, to be compared with the grain lifetime which is typically two orders of magnitude larger;
6. The mean 2D number density map is used to directly compute the absolute scattered light and thermal emission at the wavelength of $2 \mu\text{m}$, providing an estimate of the mean flux density resulting from the first passage of an exocomet (row 7 in Tables D.1 and D.2). As time goes on, the exocomet radius shrinks. The number of exocomet orbits before complete sublimation and the exocomet lifetimes are documented in the rows 4 and 5 of Tables D.1 and D.2, respectively. The total flux density at $2 \mu\text{m}$, produced by all the grains released by the exocomet over its lifetime, is then obtained by summing up the contributions at each successive perihelion passage until complete erosion of the exocomet (row 8 of Tables D.1 and D.2). The flux at $10 \mu\text{m}$ (row 9 of Tables D.1 and D.2) is computed in a similar way.

Table D.1: Parameters and flux for the A0 and F0 stars, resulting from the exocomet evaporation model, assuming a 10 km exocomet. See Appendix D for details.

| Star Composition | A0 | | | F0 | | |
|---|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| | Carbon | Astrosilicate | Glassy silicate | Carbon | Astrosilicate | Glassy silicate |
| Maximum grain lifetime (yr) | 6.3×10^4 | 1.8×10^5 | 5.5×10^5 | 9.9×10^4 | 1.4×10^5 | 2.1×10^5 |
| Exocomet lifetime (yr) | 3.5×10^3 | 8.6×10^3 | 6.9×10^3 | 2.0×10^4 | 3.5×10^4 | 1.7×10^4 |
| Number of exocometary orbits | 48 | 117 | 95 | 204 | 357 | 169 |
| Mass released in one orbit (kg) | 1.5×10^{14} | 6.0×10^{13} | 7.4×10^{13} | 3.5×10^{13} | 2.0×10^{13} | 4.4×10^{13} |
| Flux ratio at $2 \mu\text{m}$ (first orbit) | 2.0×10^{-6} | 1.2×10^{-6} | 3.6×10^{-7} | 3.1×10^{-6} | 2.2×10^{-6} | 4.2×10^{-9} |
| Total flux ratio at $2 \mu\text{m}$ | 3.3×10^{-5} | 4.8×10^{-5} | 1.1×10^{-5} | 2.1×10^{-4} | 2.7×10^{-4} | 2.2×10^{-7} |
| Total flux ratio at $10 \mu\text{m}$ | 8.4×10^{-4} | 1.0×10^{-2} | 2.6×10^{-3} | 4.0×10^{-3} | 3.4×10^{-2} | 1.6×10^{-5} |

Table D.2: Same as Table D.1, but for the G0 and K0 stars.

| Star Composition | G0 | | | K0 | | |
|---|----------------------|----------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|
| | Carbon | Astrosilicate | Glassy silicate | Carbon | Astrosilicate | Glassy silicate |
| Maximum grain lifetime (yr) | 1.8×10^5 | 2.0×10^5 | 3.3×10^4 | 1.8×10^5 | 1.7×10^5 | 6.6×10^5 |
| Exocomet lifetime (yr) | 4.3×10^4 | 7.3×10^4 | 3.0×10^4 | 9.6×10^4 | 2.0×10^5 | 7.0×10^4 |
| Number of exocometary orbits | 351 | 598 | 243 | 683 | 1408 | 496 |
| Mass released in one orbit (kg) | 2.5×10^{13} | 1.2×10^{13} | 5.4×10^{13} | 2.6×10^{13} | 5.5×10^{12} | 5.1×10^{13} |
| Flux ratio at $2 \mu\text{m}$ (first orbit) | 2.0×10^{-6} | 1.9×10^{-6} | 2.1×10^{-10} | 5.4×10^{-6} | 3.4×10^{-6} | 2.8×10^{-10} |
| Total flux ratio at $2 \mu\text{m}$ | 1.8×10^{-4} | 3.8×10^{-4} | 9.2×10^{-9} | 4.8×10^{-4} | 1.5×10^{-3} | 1.3×10^{-8} |
| Total flux ratio at $10 \mu\text{m}$ | 3.1×10^{-3} | 3.7×10^{-2} | 4.1×10^{-7} | 7.2×10^{-3} | 9.7×10^{-2} | 2.5×10^{-7} |

3.4 Améliorations

Plusieurs pistes d'améliorations sont possibles pour le code que j'ai développé.

Certains effets plus fins pourraient être regardés de plus près. Par exemple, notre article s'intéresse aux forces radiatives classiques et l'influence du DDE pourrait être examinée plus en détail, en faisant varier type spectral et vitesse de rotation de l'étoile pour voir si cet effet peut devenir dominant dans certains cas. Il est également possible de voir l'influence du vent stellaire pour les étoiles les moins lumineuses, comme nous l'avons fait pour AU Mic dans le chapitre précédent.

Un effet plus important à prendre en compte concerne l'impact du champ magnétique sur la dynamique des exozodis. Actuellement, le champ magnétique est difficile à traiter à cause du pas de temps nécessaire pour résoudre les épicycles des grains, ce pas de temps étant beaucoup plus faible que celui utilisé actuellement. La solution à ce problème pourrait être l'utilisation de l'approximation de centre-guide, qui a commencé à être implémentée mais n'est pas encore assez développée pour être utilisable. La topologie du champ magnétique des étoiles est en place (voir section 4.1) ainsi que les processus de charge. Dans le code, cette charge des grains est calculée dans la boucle principale à partir d'une dépendance en s^{-2} et supposée indépendante de la distance à l'étoile (KIMURA et al., 2018). Des résultats préliminaires ont montré qu'il est possible de reproduire les trajectoires trouvées dans CZECHOWSKI et MANN, 2010 ou RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING, 2016 (voir section 4.3).

Un autre aspect important concerne la structure des grains qui peut être raffinée. Actuellement la porosité n'est pas prise en compte. Elle peut être ajoutée en modifiant la densité ou en donnant une structure fractale aux grains. Les propriétés optiques sont à adapter, de même que la sublimation qui doit prendre en compte la dimension fractale. Les processus de charge peuvent également être affectés. Une autre amélioration des grains peut venir d'une structure en couches, permettant différentes compositions au sein d'un même grain. Cette amélioration a déjà été implémentée dans des codes similaires (LEBRETON et al., 2013) et ne devrait pas nécessiter de refonte en profondeur du code. L'apparition d'une nouvelle distance de sublimation et la modification de la relation $\beta(s)$ pourraient en revanche changer la dynamique des grains.

Une modification plus en profondeur permettrait de prendre en compte les collisions. Une manière de le faire est en post-traitement, dans la troisième partie du code. Connaissant la densité surfacique des grains, ainsi que leur distribution de vitesse, il est possible d'estimer un temps de vie collisionnel et donc de faire décroître la population de grains en conséquence. La masse des grains peut ensuite être redistribuée, vers des tailles plus grosses si les grains s'agglomèrent ou vers des tailles plus petites pour les collisions destructrices. Dans le code d'évolution numérique, une approche par itération est également possible. On reprend la densité surfacique calculée précédemment, et on détruit le grain quand le temps collisionnel est atteint. On obtient alors une nouvelle densité surfacique, correspondant à un minimum possible, car les collisions ont été surestimées en surestimant la densité initiale. On relance le code numérique avec cette nouvelle densité, et on obtient encore une nouvelle carte. Ainsi de suite, on doit converger vers une distribution moyenne entre la toute première densité (surestimée) et la densité minimale (issue de la seconde itération).

L'influence d'une éventuelle planète n'est pas encore prise en compte. Le code n'est actuellement pas optimisé pour traiter ce genre de cas, et il faudra sans doute revoir la partie dynamique afin de prendre en compte efficacement l'impact que pourrait avoir une planète sur la création d'exozodis.

Les effets de projection ne sont pas encore pris en compte dans la partie de production d'observables. Il faudrait ainsi prendre en compte l'anisotropie de diffusion des grains pour être le plus précis possible, ce qui permettrait également de tester la polarisation du flux des poussières. La production d'images n'est pas encore possible mais elle est envisageable. Pour cela, il faudrait avoir une connaissance poussée des formats d'entrée des pipelines de réduction (qui sont spécifiques à chaque instrument), ainsi que des artefacts que peuvent induire chaque instrument sur les observations. La première étape sera donc de faire ce travail sur un instrument bien choisi afin de pouvoir comparer les résultats de ce code avec d'autres résultats de modélisation, avant une éventuelle généralisation aux instruments actuellement sur le ciel.

Ce code a été conçu pour être exploitable dans de nombreux cas de figure, et j'ai pour objectif de le rendre public. C'est dans cette optique qu'il a été développé dans un langage libre (Python 2.7). Il reste cependant du travail avant de pouvoir le diffuser afin de le rendre accessible au plus grand nombre et d'en faciliter l'usage.

3.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les principes d'un nouveau code d'évolution dynamique des exozodis. Nous avons montré l'utilité de prendre en compte la dynamique des poussières quand on s'intéresse à l'émission de grains proches de l'étoile, et l'intérêt d'une approche non-moyennée quand la sublimation devient importante. Ce nouveau code que j'ai développé permet de traiter de façon cohérente plusieurs mécanismes de production d'exozodis afin de tester l'efficacité de chacun à reproduire les observations. À partir de ce travail, nous avons montré qu'une origine cométaire reproduit mieux les observations actuelles que le scénario PR-drag. L'accord avec les observations n'est cependant pas encore parfait, et il reste de nombreux paramètres ou effets à tester afin d'améliorer ces résultats. Avec de nombreuses implémentations possibles, mon code sera un outil très précieux dans ces analyses.

D'autres pistes de recherche peuvent également être ouvertes avec ce code, comme l'influence de la poussière dans les atmosphères d'étoiles froides.

Chapitre 4

Prospective sur le champ magnétique dans les disques de débris

Dans ce chapitre, nous allons explorer en quoi la prise en compte du champ magnétique pourrait permettre de réviser ou d'expliquer des phénomènes vus précédemment. Ces travaux étant très préliminaires, ils n'ont pas fait l'objet de publication. Les conclusions sont également à prendre avec recul, car les vérifications fouillées n'ont pas toujours été menées. En revanche, ils permettent de dessiner en quoi la prise en compte du champ magnétique pourrait affecter les résultats présentés dans les chapitres précédents, et ouvrir des pistes de recherche pour la suite de mon travail.

4.1 Force de Lorentz et topologie magnétique

La force de Lorentz a été décrite brièvement dans l'introduction (section 1.3.3). Elle affecte les grains chargés plongés dans un champ électromagnétique. Afin d'étudier son influence dans le cas qui nous concerne, il convient donc de s'intéresser à la manière dont les grains acquièrent une charge, ainsi qu'au champ magnétique existant autour des étoiles.

Commençons par le processus de charge. Les grains sont en permanence exposés au vent stellaire. Certains ions et électrons composant ce plasma interagissent avec les grains de poussière. Au final, un état stationnaire se crée entre ce que reçoit un grain et les charges qu'il réémet, en fonction du flux lumineux et des propriétés du grain (HORÁNYI, 1996 ; MEYER-VERNET et al., 2015). La charge q des grains est fixée par le potentiel à leur surface. Celui-ci peut être considéré constant avec la distance à l'étoile en première approximation (KIMURA et al., 2018 ; KRIVOV, KIMURA et MANN, 1998). La charge totale du grain est ensuite proportionnelle au potentiel et à la taille du grain. Au final, la quantité q/m qui détermine la dynamique du grain évolue comme $1/s^2$ (CZECHOWSKI et MANN, 2010).

En ce qui concerne la topologie du champ magnétique de l'étoile, la littérature est fournie. Tout un pan de l'astrophysique, la *Magnéto-HydroDynamique* (MHD), s'intéresse à l'étude de la topologie des plasmas et des champs électromagnétiques dans divers objets astrophysiques, des étoiles aux trous noirs en passant par les disques protoplanétaires. L'objectif n'est pas ici d'aller jusqu'à ce niveau de détail. La topologie magnétique du Soleil est bien sûr la mieux connue, et ce à différentes échelles. Les tâches à sa surface sont étudiées par des satellites ou des télescopes terrestres, de même que les boucles coronales et les éjections de masse coronales, avec un coronographe dans ces cas ; le champ magnétique à la surface du Soleil est mesuré par des

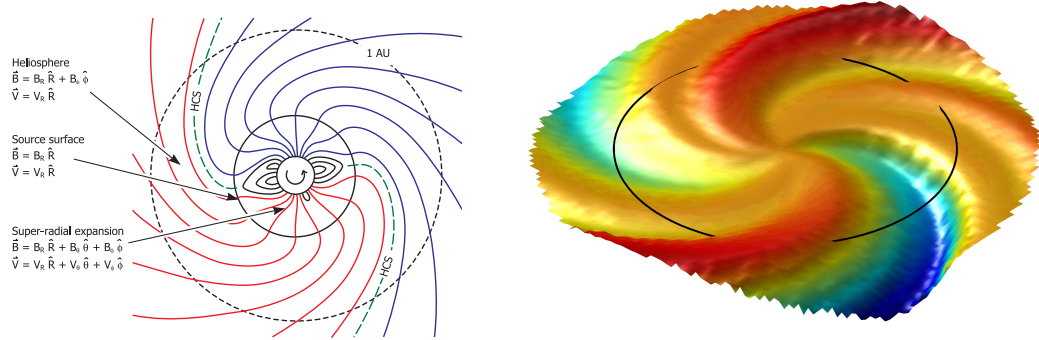


FIGURE 4.1 – **Gauche** : Lignes de champ dans la configuration de la spirale de Parker, vues par un pôle. La ligne noté HCS (*Heliospheric Current Sheet*) correspond à la section entre la nappe de courant et le plan de l'écliptique. **Droite** : Forme tridimensionnelle de la nappe de courant dans le cas de la jupe de ballerine. Le cercle noir correspond à l'orbite de la Terre. Figures tirées de OWENS et FORSYTH, 2013.

spectromètres via la spectropolarimétrie ; la densité et la température du vent solaire sont étudiées par d'autres satellites dans le voisinage de la Terre et sur des sondes plus éloignées. Toutes ces mesures nous donnent une vision précise de la topologie du champ dans tout le système solaire (OWENS et FORSYTH, 2013 ; ABBO et al., 2016), représentée figure 4.1. Pour les étoiles les plus éloignées, la spectropolarimétrie a fait de grands progrès récemment, et un nombre toujours plus croissant d'étoiles ont pu être cartographiées (DONATI et al., 2008 ; LÜFTINGER, VIDOTTO et JOHNSTONE, 2015). De toutes ces observations, une structure à grande échelle émerge, qui nous intéresse ici.

Nous supposons le champ magnétique gelé dans le plasma, donc dans un cadre de MHD idéale. Ainsi dans le référentiel du plasma, aucun champ électrique n'existe ($\vec{E} = \vec{0}$). Le plasma est relâché radialement, avec une vitesse constante. Ce plasma peut être plus rapide proche des pôles magnétiques, comme dans le cas du Soleil où on distingue une zone de vent lent (≈ 400 km/s) dans le plan équatorial et une zone de vent rapide (≈ 800 km/s) dans la direction des pôles (JOHNSTONE et al., 2015). Le champ magnétique est porté par cette extension radiale, alors que l'étoile tourne sur elle-même. Cela conduit à une torsion des lignes de champ à mesure que le plasma se propage, structure décrite pour la première fois par PARKER, 1958 et aujourd'hui connue sous le nom de **spirale de Parker** (voir le schéma de gauche figure 4.1). La topologie du champ d'une étoile est assez semblable à un dipôle, à ceci près que des lignes de champ s'échappent à l'infini. Ainsi une étoile présente majoritairement deux pôles de signes différents, qui produisent des lignes de champ à polarités opposées. À la jonction de ces deux pôles émerge la **nappe de courant**, un plasma très dense et turbulent qui fait la transition entre les deux polarités. L'axe magnétique défini par les deux pôles et l'axe de rotation de l'étoile ne sont pas alignés, comme dans le cas de la Terre. Cela conduit à une torsion de la nappe de courant, qui prend une structure tridimensionnelle complexe, appelée **jupe de ballerine** en raison de sa forme (ALFVÉN, 1977). Au-dessus de cette jupe, le champ magnétique a un certain signe, inversé par rapport à celui en-dessous de la jupe. Une projection 3D est visible sur la partie droite de la figure 4.1. Toute cette structure se renverse périodiquement, environ tous les 22 ans dans le cas solaire, avec deux minima et maxima d'intensité dans le cycle.

Pour la suite nous utiliserons cette structure de champ magnétique. Il est à noter que des modèles plus raffinés existent (nous n'avons ici pris qu'une structure dipolaire, la plupart des champs ont des composantes quadru- voire octupolaires non négligeables) comme chez KRIVOV, KIMURA et MANN, 1998, mais notre objectif est plutôt d'avoir un modèle qui puisse s'adapter à la majorité des étoiles en restant simple, tout en ayant un nombre de paramètres libres restreint. Ce modèle est valide à partir de quelques rayons stellaires (typiquement $3R_*$) et peut s'étendre jusqu'au choc terminal de l'étoile, quand le vent stellaire est freiné par les perturbations venant du milieu interstellaire. Il correspond bien au champ magnétique des étoiles de type A avec un champ fossile, de même que les étoiles M peu massives (DONATI et LANDSTREET, 2009).

Analytiquement, ce champ peut s'exprimer en coordonnées polaires comme :

$$\vec{B}(r, \phi, \theta) = B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \cos\left(\frac{2\pi t}{T_*} + \psi_0\right) \delta\left(\theta_* - \frac{\pi}{2}\right) \left[\vec{e}_r - \frac{\omega_* r}{v_{sw}} \sin(\theta_*) \cdot \vec{e}_\phi\right] \quad (4.1)$$

où B_0 est la valeur du champ radial à la distance r_0 , donnée pour normaliser le champ. Dans cette expression, on retrouve la dépendance dipolaire du champ radial, qui évolue comme l'inverse de la distance au carré. T_* est la période du cycle principal, de 22 ans dans le cas solaire, et ψ_0 traduit l'état du cycle à l'origine des temps. Le terme en cosinus traduit donc ce cycle à longue période du champ. Dans la plupart de nos simulations, ce cycle est négligé car il est très mal connu pour les étoiles. ω_* est la vitesse angulaire à la surface de l'étoile. La composante azimutale du champ, due à l'enroulement des spirales de Parker, ne décroît qu'en l'inverse de la distance. Aux grandes distances, c'est donc cette composante qui prédomine sur la composante radiale. δ correspond à la fonction signe, et θ_* est la latitude d'origine de la ligne de champ sur l'étoile. Cette latitude permet de connaître le pôle d'où est originaire la ligne de champ à la position considérée. Elle s'exprime comme :

$$\theta_*(r, \phi, \theta) = \theta - \epsilon_* \cos\left[\omega_* \left(t - \frac{r - R_*}{v_{sw}}\right) + \phi\right] \quad (4.2)$$

avec ϵ_* l'angle d'inclinaison entre l'axe magnétique et l'axe de rotation, le temps $\frac{r-R_*}{v_{sw}}$ correspondant à la propagation depuis l'étoile jusqu'à la position considérée.

Au final, la force de Lorentz que nous considérons s'exprime comme :

$$\vec{F}_{Lor} = q(\vec{v} - \vec{v}_{sw}) \times \vec{B} \quad (4.3)$$

Cette formule reste cohérente avec les études précédentes (KRIVOV, KIMURA et MANN, 1998; CZECHOWSKI et MANN, 2010; LHOTKA, BOURDIN et NARITA, 2016; RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING, 2016)¹ tout en autorisant une variation temporelle du champ qui n'était pas toujours prise en compte. Les expressions du champ magnétique peuvent varier, nous avons fait ici le choix d'inclure la rotation de l'étoile dans le terme magnétique, mais il est parfois gardé apparent dans la vitesse, avec un champ purement radial. Ces différentes formes sont juste des commodités d'écriture et n'impliquent pas de topologies de champ différentes.

1. Il est à noter l'oubli du terme en $-\vec{v}_{sw} \times \vec{B}$ dans RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING, 2016.

4.2 AU Mic

Le champ magnétique a été évoqué dans les pistes du chapitre 2 pour expliquer l'existence de structures verticales, notamment par CHIANG et FUNG, 2017. C'est également une piste que j'ai explorée de mon côté. AU Mic est une étoile dont le champ magnétique a été mesuré et il est de l'ordre du kilogauss à la surface de l'étoile (SAAR, 1994). Ce champ magnétique est important et il pourrait affecter la dynamique des grains autour de l'étoile. Nous allons ici poser les ordres de grandeur qui permettent d'affirmer que ce phénomène n'est pas négligeable, et regarder en quoi la dynamique est affectée, afin de voir si ce changement favorise la formation d'arches comme observé.

Pour cela, nous allons voir par des ordres de grandeur si le champ magnétique peut avoir un effet dans les solutions dynamiques que nous avons trouvées (section 4.2.2). Nous utiliserons ensuite ces conditions dynamiques comme point de départ pour tester la formation d'arche par la force de Lorentz (section 4.2.3). Enfin nous essayerons de voir quelles sont les conditions pour reproduire à la fois la dynamique des arches et leur morphologie (section 4.2.4).

4.2.1 Cas simple

Afin de voir quel est l'effet majeur de l'inclusion du champ magnétique dans notre modèle, nous allons essayer de simplifier au maximum l'expression 4.3 donnée dans la section précédente.

Considérons la charge des grains q constante dans le temps et indépendante de la distance. Le vent stellaire s'étend majoritairement radialement, donc \vec{v}_{sw} est dirigé selon \vec{e}_r . Nous avons vu que les meilleures solutions pour reproduire la vitesse apparente des structures du disque d'AU Mic nécessitent une valeur de β_{sw} élevée (section 2.4.3). Les trajectoires avec des β_{sw} élevés sont quasiment radiales (voir la figure 2.10 avec $\beta_{sw} = 2.1$), donc la vitesse du grain \vec{v} est elle aussi dirigée selon \vec{e}_r . La valeur de la vitesse terminale des grains est donnée par $v_k \sqrt{2\beta_{sw} - 1}$ où v_k est la vitesse képlérienne à la position de lâché (SEZESTRE et al., 2017). La valeur maximale accessible dans ce cas de figure est autour de 20 km/s, quand la vitesse du vent stellaire est autour de 450 km/s (STRUBBE et CHIANG, 2006). Le terme de vitesse dans l'équation 4.3 est donc toujours dominé par la vitesse du vent stellaire. Concernant le champ magnétique, la direction privilégiée aux grandes distances (le corps parent est toujours au-delà de 7 UA, voir table 2.1) est la composante azimutale, qui ne décroît qu'en $1/r$ au contraire de la composante radiale qui décroît en $1/r^2$ (voir équation 4.1).

Le produit vectoriel des termes de vitesse radiaux et du champ magnétique azimutal donne une force de Lorentz verticale. Aucune autre force du modèle n'a de composante principale selon cette direction. L'effet du champ magnétique ne peut donc pas être inhibé par une autre force, et doit forcément donner une composante verticale à la trajectoire des grains chargés. Au premier ordre, la force de Lorentz permet donc d'expliquer que des grains chargés s'éloignent du plan principal du disque de débris.

4.2.2 Ordres de grandeur

Dans cette section nous allons nous intéresser aux ordres de grandeurs nécessaires afin de reproduire l'élévation et l'extension des arches du disque d'AU Mic. Pour le calcul, nous nous plaçons dans les approximations de la section précédente.

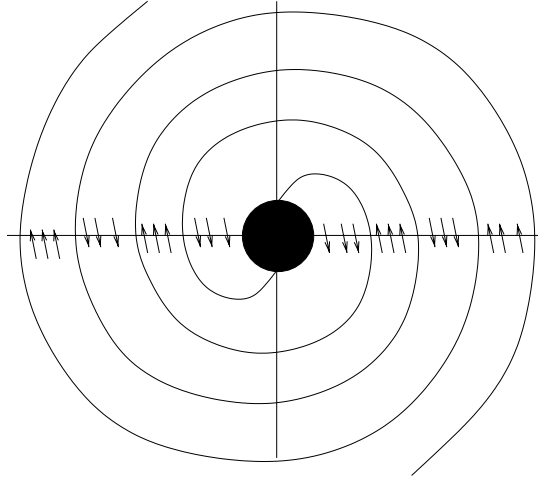


FIGURE 4.2 – Structure à grande échelle de la nappe de courant d'un rotateur oblique dans le plan équatorial. Les flèches marquent l'inversion de la direction du champ à la traversée de la nappe de courant. Figure tirée de BOGOVALOV, 1999.

L'axe magnétique de l'étoile est supposé incliné par rapport à son axe de rotation afin de provoquer une inversion du signe du champ magnétique dans le plan équatorial comme décrit section 4.1.

L'enroulement de la nappe de courant, que nous avons vu figure 4.1, est schématisé figure 4.2 à plus grande échelle. L'azimut ϕ d'une de ces lignes à une distance r donnée s'exprime comme (PARKER, 1958) :

$$\phi - \phi_0 = \frac{\omega_* r_0}{v_{sw}} \left[\frac{r}{r_0} - 1 - \ln \left(\frac{r}{r_0} \right) \right] \quad (4.4)$$

où ϕ_0 est l'azimut de la ligne de courant à la distance de corotation r_0 . Loin de l'étoile, le terme en logarithme est négligeable et l'azimut évolue linéairement avec la distance. Les lignes de la figure 4.2 sont donc régulièrement espacées. Cette distance correspond à un changement d'azimut de π , donc le champ magnétique s'inverse sur une distance $L = \pi v_{sw} / \omega_*$. Dans le cas d'AU Mic, la vitesse du vent stellaire est estimée à 450 km/s (STRUBBE et CHIANG, 2006) et sa période de rotation est de 4.85 jours ($\omega_* = 1.48 \times 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$, KIRAGA, 2012 ; IBAÑEZ BUSTOS et al., 2019) ce qui donne une distance d'inversion d'environ 0.6 UA.

Nous nous plaçons dans une géométrie cartésienne présentée dans la figure 4.3. L'axe (Ox) est radial, selon le déplacement de la poussière. Ce déplacement est supposé à vitesse constante v_x . Le champ magnétique est supposé constant sur la distance radiale considérée et orienté selon (Oy), et son signe varie sur la distance L . D'après nos calculs précédents, le grain va subir une accélération verticale constante, qui s'inverse à chaque changement de signe du champ magnétique. La trajectoire du grain est donc une série de portions de paraboles. À chaque inversion, les conditions initiales sont imposées par la position et la vitesse du grain. Pour que le grain oscille autour du plan moyen du disque, il faut que l'altitude soit la même aux deux traversées de la nappe de courant consécutives.

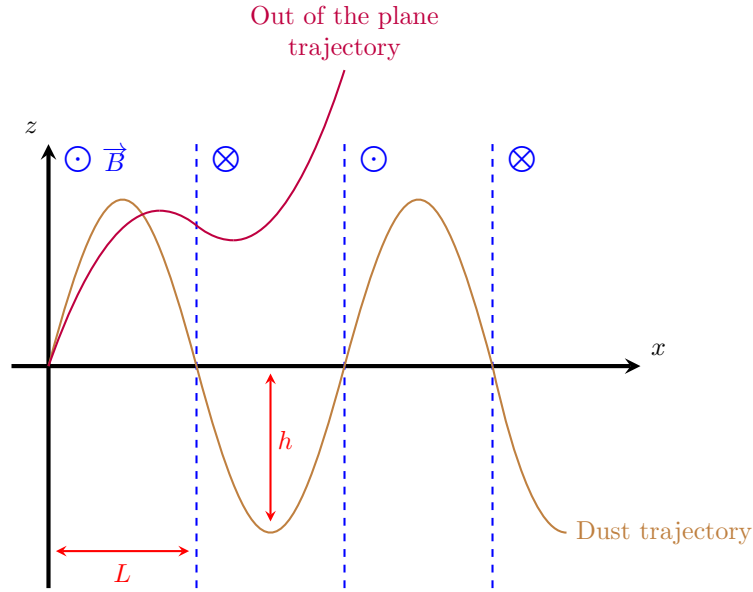


FIGURE 4.3 – Géométrie du cas simple. Le champ magnétique s'inverse régulièrement selon x (lignes pointillées bleues). Deux trajectoires possibles des grains sont représentées en marron et en mauve. Les arches sont caractérisées par leur longueur L et leur hauteur h .

L'accélération selon (Oz) s'exprime comme :

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{q}{m}v_{sw}B_y. \quad (4.5)$$

Intégrée deux fois, avec une vitesse initiale v_{z0} et une altitude initiale nulle,

$$z(t) = -\frac{qv_{sw}B_y}{2m}t^2 + v_{z0}t, \quad (4.6)$$

$$z(x) = -\frac{qv_{sw}B_y}{2m}\left(\frac{x}{v_x}\right)^2 + v_{z0}\frac{x}{v_x}. \quad (4.7)$$

La distance nécessaire pour repasser à la même hauteur est donnée par la distance entre les deux racines de l'équation,

$$L = \frac{\sqrt{\Delta}}{a} = \frac{2mv_xv_{z0}}{qv_{sw}B_y}, \quad (4.8)$$

ce paramètre étant fixé par les données de notre problème. La hauteur maximale est atteinte en $x = L/2$,

$$h = -\frac{qv_{sw}B_y}{2m}\left(\frac{L}{2v_x}\right)^2 + v_{z0}\frac{L}{2v_x} \quad (4.9)$$

$$= -\frac{v_{z0}v_x}{L}\left(\frac{L}{2v_x}\right)^2 + v_{z0}\frac{L}{2v_x} \quad (4.10)$$

$$h = \frac{Lv_{z0}}{4v_x} = \frac{qL^2v_{sw}B_y}{8mv_x^2}. \quad (4.11)$$

Pour AU Mic, les arches apparaissent sur le dessus du disque, avec une élévation de l'ordre d'une unité astronomique, et une extension radiale aux alentours de 10 UA. Selon notre modèle, l'extension des arches devrait être au maximum de 1.2 UA (correspondant à deux fois la distance d'inversion L du champ magnétique), en prenant en compte les effets de projection et si toute l'oscillation se fait au-dessus du plan du disque. L'extension des arches au-dessus et en dessous du plan moyen du disque dans notre modèle semble en contradiction avec les observations, mais pourrait s'expliquer par un effet d'inclinaison du disque. L'extension radiale des arches est fixée par la vitesse de rotation de l'étoile (qui est bien contrainte) et par la vitesse du vent stellaire, qui est seulement estimée. Un accord d'un ordre de grandeur pour ce calcul n'est pas choquant, notre modèle étant extrêmement simplifié.

Dans notre modèle, l'élévation des structures est contrainte par la valeur du champ magnétique de l'étoile. Comme cette valeur est compliquée à estimer, nous allons chercher l'ordre de grandeur nécessaire pour atteindre l'élévation observée. En fixant $h \approx 1$ UA, $v_x \sim 10^5$ m/s (d'après les vitesses projetées observées) et $q/m \sim 1$ C/kg (avec un grain micrométrique, KIMURA et al., 2018), le champ magnétique azimuthal au niveau des arches doit être de l'ordre de 10^{-9} T. Pour un grain sub-micronique avec $q/m \sim 100$ C/kg, ce champ peut être encore 100 fois plus faible, à 10^{-11} T.

Les mesures de champ magnétique se font au niveau de la surface stellaire. SAAR, 1994 a mesuré un champ moyen de 4.2 kG sur les surfaces actives, couvrant 55% de la surface totale de l'étoile. Afin d'avoir une valeur seuil pour le champ à grande échelle, on propage ce terme comme un dipôle jusqu'à une surface-source située à quelques rayons stellaires (en suivant l'exemple en $1/r^3$ de VIDOTTO et al., 2013). La spirale de Parker démarre à partir de cette surface-source. En prenant une surface-source à $r_0 = 2.5 R_*$, on obtient un champ radial $B_0 = 1.48 \times 10^{-2}$ T. Le champ azimuthal est donné par (équation 4.1) :

$$B_\phi(r) = B_0 \frac{r_0^2 \omega_*}{r v_{sw}} \quad (4.12)$$

À 10 UA, la composante azimuthale du champ vaut 4×10^{-7} T.

Cette composante est encore 100 fois plus grande que l'ordre de grandeur calculé au paragraphe précédent. On voit donc que le champ magnétique est suffisamment puissant pour expliquer l'élévation verticale des grains. Néanmoins ce modèle ne donne pas la bonne extension radiale des arches : elle doit être au maximum de 1.2 UA, alors que les observations donnent plutôt une valeur autour de 5 UA, voire même plus pour les structures externes (voir figure 2.7). Il nécessite également un accord parfait de la vitesse verticale au moment de la traversée de la nappe de courant pour que le grain puisse poursuivre ses oscillations autour du plan équatorial. Cette configuration est difficilement compatible avec une distribution de taille (donc de rapport q/m) et de vitesse, ce qui risque d'être un frein dans la formation d'une arche à grande échelle.

Afin de vérifier ces calculs, j'ai effectué une simulation numérique de ce modèle. Je me suis cette fois placé en trois dimensions, afin de savoir si les approximations faites restent valables. J'ai repris des conditions initiales proches ($q/m \approx 1$ C/kg, $v_x \approx 100$ km/s) et le champ magnétique est celui décrit par l'équation 4.1, avec la normalisation qui vient d'être décrite. Les résultats obtenus sont représentés figure 4.4. La vitesse principale reste selon (Ox) et la force de Lorentz provoque bien des oscillations verticales du grain. Sur le graphe de droite, on peut voir que ces oscillations ont une amplitude mesurable mais faible, autour de 0.3 UA initialement et

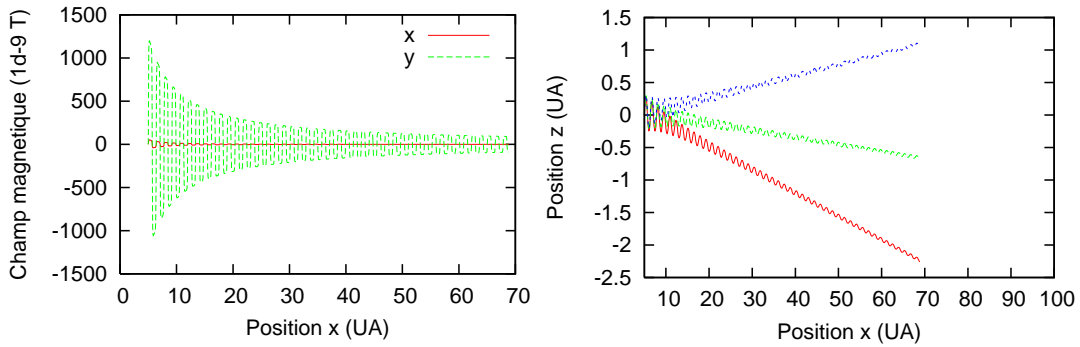


FIGURE 4.4 – **Gauche** : Valeur du champ magnétique selon x et y en fonction de la distance à l'étoile. L'axe (Ox) correspond à la direction radiale, et l'axe (Oy) est azimutal.

Droite : Position verticale d'un grain en fonction de la distance à l'étoile. Les trois trajectoires correspondent à des vitesses verticales initiales différentes (rouge : 5.7 ; verte : 5.8 ; bleue : 5.9 km/s).

décroissante avec la distance à l'étoile. Les trois courbes représentent trois vitesses verticales initiales (5.7, 5.8 et 5.9 km.s⁻¹), montrant la forte dépendance aux conditions initiales. On peut voir que des oscillations sont possibles, mais n'ont pas la même morphologie que les structures observées dans le disque de débris d'AU Mic, ce qui est en partie dû à l'inversion du champ magnétique sur des distances réduites.

Pour conclure, il est possible que le champ magnétique à grande échelle soit responsable de ces structures, les ordres de grandeur étant compatibles, mais la configuration testée ici n'est sans doute pas à l'origine des arches car la morphologie des arches n'est pas bien reproduite.

4.2.3 β et champ magnétique

La simulation précédente ne prenait pas en compte l'accélération liée aux forces de pression dues à l'étoile, mais prenait comme point de départ les conditions dynamiques explorées dans le chapitre 2. Dans cette section, nous allons évoquer une simulation dynamique prenant en compte à la fois ces forces de pression et le champ magnétique et qui essaye de reproduire la morphologie des arches. Ce travail a été décrit dans le proceeding de la conférence 2016 de la SF2A (SEZESTRE et AUGEREAU, 2016).

Dans ce modèle, la jupe de ballerine est supposée fixe au cours du temps. Le grain est relâché par le corps parent avec la vitesse keplérienne plus une composante verticale. L'angle θ_0 que forment la position de lâché et la ligne d'inversion du champ à cette distance est un paramètre de notre modèle (voir figure 4.5). Au total, on va chercher à ajuster 5 paramètres : la vitesse verticale initiale v_{z0} , l'angle θ_0 , le rapport q/m du grain, le paramètre β (correspondant dans ce cas à β_{sw}), et le rayon de l'orbite du corps parent R_0 . Pour chaque paramètre, 6 valeurs sont testées, donnant une grille de modèle comprenant 7776 simulations. Les effets de projection ne sont plus pris en compte. Le critère de performance de nos simulations est la capacité à former des arches. Pour cela, on compte le nombre d'extrema de l'élévation au cours du temps, et on calcule la distance entre ces extrema et ± 0.5 UA, l'élévation typique des structures au-dessus du plan médian du disque (voir figure 2.7). Le χ_r^2 de la simulation est obtenu en additionnant toutes ces distances et en divisant par le

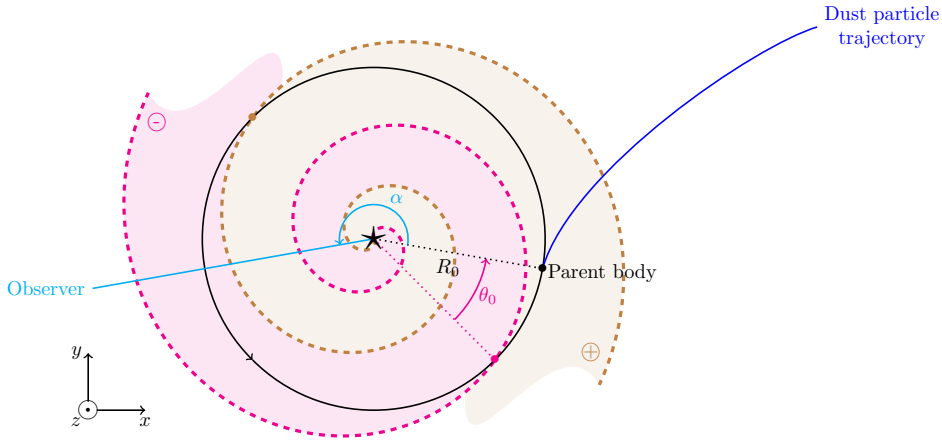


FIGURE 4.5 – Configuration testée pour le modèle prenant en compte la pression du vent stellaire et le champ magnétique. L’angle d’émission θ_0 est défini. Les zones mauve et marron correspondent à des signes différents pour le champ magnétique, comme les flèches de la figure 4.2. Cette figure est tirée de SEZESTRE et AUGEREAU, 2016.

nombre d’extrema. Le nombre d’extrema correspond environ à deux fois le nombre d’arches formées.

Les solutions trouvées peuvent être décomposées en deux groupes. Les solutions avec le meilleur χ_r^2 sont des solutions à faible β (< 0.5), donc des solutions avec des grains liés. Dans ce cas, l’orbite est initialement inclinée, puis cette inclinaison augmente sous l’action de la force de Lorentz. À chaque révolution, l’orbite passe par deux extrema donc le code considère que l’on forme une arche (voir le cas $N = 77$ de la figure 4.6). Ces solutions, bien que meilleures selon notre critère de χ_r^2 et stables dans le temps, peuvent être écartées en considérant qu’elles ne peuvent pas reproduire le mouvement apparent rapide des arches vers l’extérieur. Cela nous amène à considérer le second groupe de solutions, avec des β au-dessus de 0.5. Dans ce cas les grains sont éjectés sur des temps courts et n’ont pas le temps de former plus de 3 arches environ. Les solutions trouvées pour des plus grands nombres d’arches favorisent les petites oscillations autour du plan équatorial (cas $N = 8$). Parmi toutes ces solutions, certaines ont un comportement assez similaire aux observations, comme les solutions $N = 2$ et $N = 4$ de la figure 4.6. On peut noter que des solutions liées sans champ magnétique peuvent devenir non-liées en prenant en compte la force de Lorentz, comme c’est le cas pour la courbe $N = 4$, qui a un β de 0.4, donc qui devrait rester liée.

La marginalisation du χ_r^2 sur chacun des paramètres nous permet de voir les gammes de valeurs optimales en calculant les probabilités associées à chaque valeur (voir figure 4.7). Les courbes de β et de R_0 sont biaisées par les solutions liées. Comme nous l’avons dit, celles-ci privilégient les β en dessous de 0.5, et les faibles rayons d’émission afin de pouvoir faire le plus d’orbites en un temps donné. La charge des grains doit être suffisamment élevée pour favoriser une influence notable du champ magnétique ($\gtrsim 10^{-2}$ C/kg). La valeur optimale est dans notre cas la borne supérieure du domaine testé, et correspond à des grains autour du micromètre (KIMURA et al., 2018). Les valeurs en-dessous de 10^{-3} C/kg sont exclues, donc avec la dépendance en s^{-2} , les grains plus gros que $30 \mu\text{m}$ ne peuvent pas contribuer à former les arches. Enfin, le modèle privilégie une vitesse verticale non-nulle mais faible devant la vitesse orbitale (de l’ordre de 10% de v_k à 10 UA). Il semble qu’une

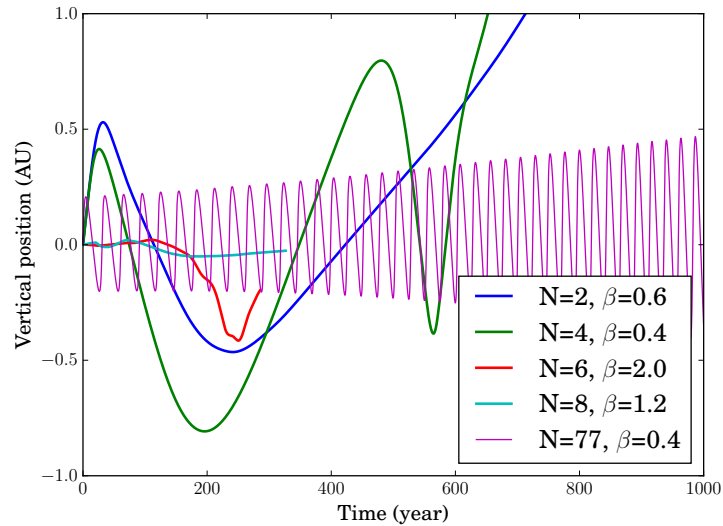


FIGURE 4.6 – Position verticale au cours du temps pour les meilleures solutions à nombre d’arches fixé. N est le nombre d’extrema, correspondant environ à deux fois le nombre d’arches. Les β correspondants aux trajectoires sont indiqués. Figure tirée de SEZESTRE et AUGEREAU, 2016.

orbite initialement inclinée favorise la formation d’arche.

Les résultats de ces simulations semblent en partie en désaccord avec les modèles dynamiques. Dans les deux cas, le corps parent doit être plus proche de l’étoile que la ceinture de planétésimaux, ici autour de 10 UA. En revanche, les valeurs de β ne sont pas compatibles. Les arches se forment plus facilement pour des orbites liées, alors que les vitesses projetées imposent des trajectoires non liées. Ce résultat vient du fait que nous avons ici cherché à reproduire la forme de la structure, et non sa dynamique. Nous voyons une tension dans les valeurs optimales des paramètres pour reproduire ces deux comportements.

4.2.4 Ajustement de chaque arche

Pour résoudre les résultats contradictoires des ajustements précédents, j’ai essayé d’ajuster en même temps la forme et la dynamique d’une arche.

La structure du code est toujours la même que le paragraphe précédent. Les 5 paramètres sont repris, avec des plages de valeur légèrement différentes et un nouveau paramètre lié à l’angle d’observation est ajouté. Chaque arche est maintenant ajustée séparément, à cause de la complexité du critère retenu (voir équation 4.13). Ce critère est composé de deux parties. La partie "dynamique" s’intéresse à la position du grain au cours du temps, et essaye de reproduire la position apparente d’une arche (2 points de mesure disponibles au moment de mon étude pour SE5, 3 points de mesure pour SE1-4) ainsi que son élévation. La partie "morphologique" impose que la trajectoire du grain doit partir du plan du disque avant la structure (en terme

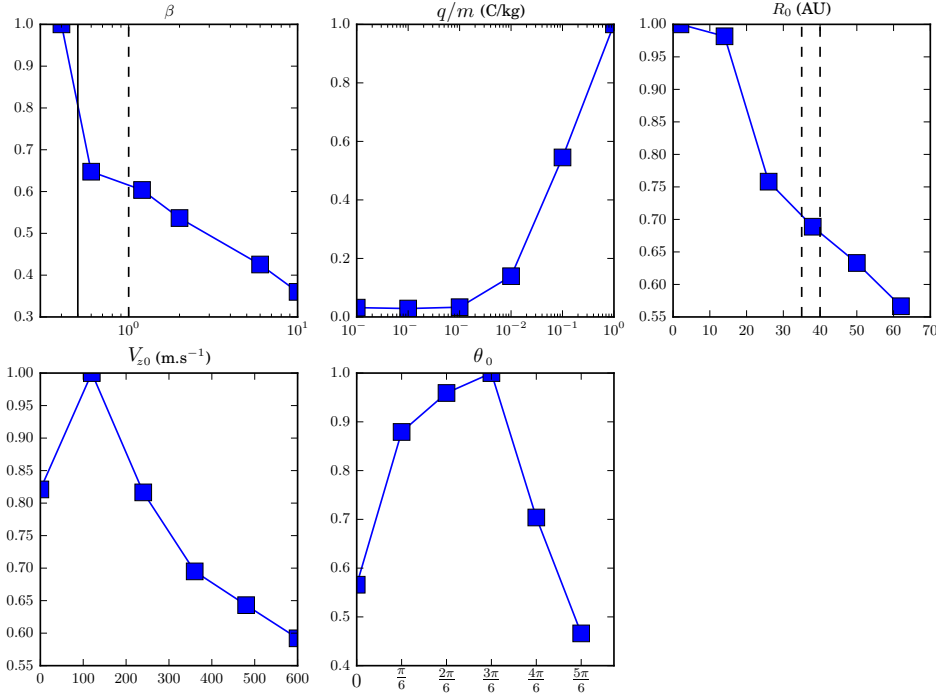


FIGURE 4.7 – Probabilités marginalisées des paramètres du modèle. Les valeurs sont normalisées pour un maximum égal à 1. Chaque carré correspond à une valeur testée. Les limites $\beta = 0.5$ et $\beta = 1$ sont indiquées, ainsi que la position de la ceinture de planétésimaux. Figure tirée de SEZESTRE et AUGEREAU, 2016.

de date) et y revenir après la structure, afin de former effectivement une arche.

$$\chi^2 = \underbrace{\sum_{\text{obs}} \left[\frac{(x(t_{\text{obs}}) - x_{\text{obs}})^2}{\sigma_{\text{obs}}^2} + \frac{(z(t_{\text{obs}}) - z_{\text{obs}})^2}{\sigma_{\text{obs}}^2} \right]}_{\text{Partie dynamique}} + \underbrace{\min_{t < t_{\text{obs}}} \left(\frac{z^2(t)}{\sigma_{\text{obs}}^2} \right) + \min_{t > t_{\text{obs}}} \left(\frac{z^2(t)}{\sigma_{\text{obs}}^2} \right)}_{\text{Partie morphologique}} \quad (4.13)$$

La combinaison de ces deux critères est à nouveau exprimée sous forme de χ_r^2 , puis marginalisé pour chacun des paramètres afin de fournir une courbe de probabilité reproduite figure 4.8.

Comme chaque structure est ajustée indépendamment, les résultats pour chacune d'elles ne sont pas forcément compatibles. Le paramètre θ_0 montre un comportement périodique, car les ajustements sont construits pour autoriser les structures à se former de part ou d'autre du disque. Avec les critères choisis, le paramètre β est dans la gamme non-lié, avec des valeurs optimales autour de 40. Seule la structure A (SE5) déroge à cette règle, n'étant contrainte que par deux points de mesure et compatible avec une orbite liée. À nouveau, la vitesse verticale initiale ne semble pas nulle mais doit être comprise entre 50 et 200 m/s. Les modèles semblent favoriser les grains les moins chargés, voir même non chargés, en particulier pour les structures les plus internes. Ce comportement peut interroger sur l'importance du champ magnétique pour former des arches en regard de la vitesse verticale imposée aux grains. Enfin, chaque structure semble privilégier une zone de production différente, la structure A (SE5) étant centrée sur 20 UA quand la structure C (SE3)

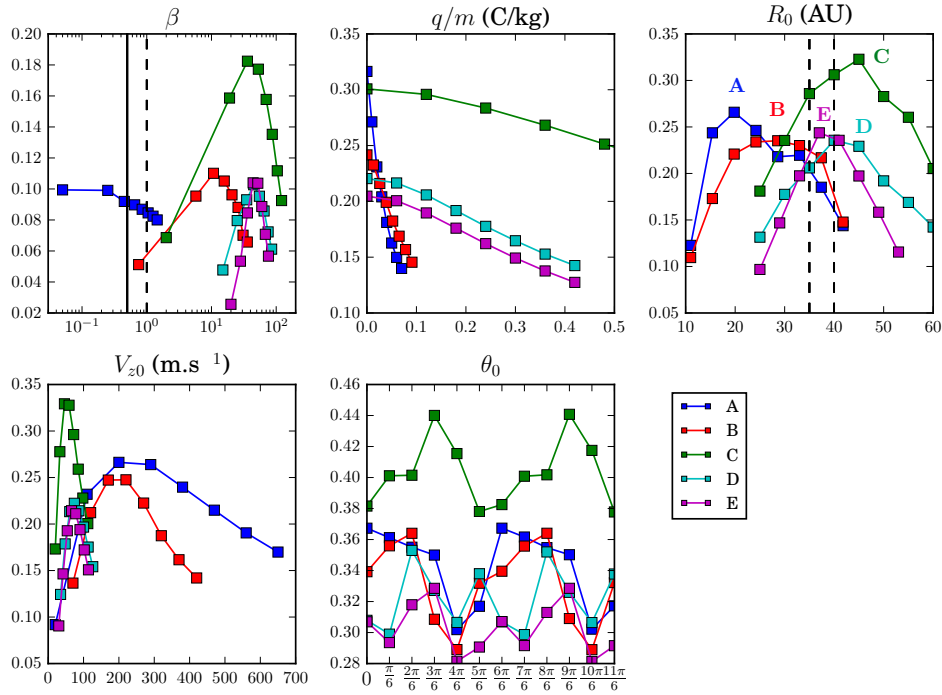


FIGURE 4.8 – Probabilités marginalisées des paramètres du modèle pour chaque arche. Chaque arche est identifiée par une couleur, selon l’ancienne notation (A = SE5 ; E = SE1). Les probabilités n’ont pas été renormalisées, afin de voir quelle arche est la plus restrictive pour les paramètres. Figure tirée de SEZESTRE et AUGEREAU, 2016.

provient plutôt d’un corps parent à 45 UA.

L’ajustement de chaque arche indépendamment montre ici ses limites. Vu le faible nombre de points de mesure, la dynamique n’est pas très bien contrainte et conduit à de fortes disparités dans les valeurs de position d’émission. Le choix des critères de formation d’une arche semble déterminant pour la valeur optimale des paramètres en sortie.

4.2.5 Conclusions

La force de Lorentz due à l’interaction d’un grain chargé avec une vitesse radiale importante et un champ magnétique à grande échelle comme celui d’AU Mic doit nécessairement donner une composante verticale à la vitesse de ce grain. Les ordres de grandeur mis en jeu sont suffisants pour expliquer la formation d’une arche d’une élévation typique de l’ordre de l’unité astronomique. La topologie du champ a une importance particulière dans la capacité des grains à former des arches.

Les critères de formation des arches sont déterminants pour la contrainte des paramètres de nos modèles. Nous avons pu voir que des approches purement dynamique, purement morphologique ou encore une combinaison des deux donnent des résultats différents, notamment en terme de β . En revanche, on peut voir que les résultats des paramètres dynamiques sont cohérents dans tous les modèles où la position temporelle des arches est prise en compte. Cela renforce notre stratégie de n’ajuster que la position des arches dans le chapitre 2, les résultats obtenus dans

ce cas ne sont que marginalement modifiés par la prise en compte du champ magnétique. Les processus de charge des grains ont été totalement négligés dans cette étude. Un modèle plus poussé devrait prendre en compte l'évolution de la charge des grains en fonction de la distance à l'étoile.

Tous les modèles présentés ici approximent le mouvement des arches au mouvement des grains. Une autre difficulté apparait quand on cherche à regarder un mouvement d'ensemble. Les conditions pour former des arches doivent être suffisamment larges pour permettre à des grains avec une distribution de taille et de vitesse de contribuer, afin d'avoir une masse suffisante et donc une luminosité détectable de ces arches. Nos études étant préliminaires, il n'a pas pu être testé de tels comportements globaux, mais ils devront être au cœurs des futures études sur ce phénomène.

4.3 Exozodis

Le champ magnétique a également été évoqué dans le cadre des exozodis. C'est une des solutions trouvées afin de réduire l'apport de masse nécessaire pour expliquer les excès infrarouges observés en augmentant le temps de vie des grains submicrométriques proche de l'étoile par piégeage magnétique (voir par exemple RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING, 2016).

Le champ magnétique est déjà inclus dans le code décrit au chapitre précédent. En revanche, les pas de temps en jeu interdisent actuellement d'incorporer le champ magnétique directement dans les simulations précédemment montrées. Dans la suite, nous allons voir l'approximation de centre-guide qui permet de conserver un pas de temps élevé tout en observant la trajectoire moyenne d'un grain chargé dans un champ magnétique, et des cas de figure restreints où le calcul complet de la force de Lorentz est possible afin d'observer les conditions de piégeage magnétique.

4.3.1 Approximation centre-guide

L'approximation de centre-guide est un moyen de prendre en compte l'effet du champ magnétique sans résoudre toute la dynamique des grains affectés, afin d'économiser du temps de calcul.

Une poussière chargée en interaction avec uniquement un champ magnétique a un mouvement hélicoïdal. Cette poussière est en giration dans le plan orthogonal à \vec{B} , et en translation uniforme selon \vec{B} . Ce mouvement peut être observé en décomposant la vitesse de la poussière en deux, une composante \vec{v}_{\parallel} selon \vec{B} et une composante orthogonale \vec{v}_{\perp} . Le principe fondamental de la dynamique appliqué au grain donne alors :

$$m \frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = \vec{0} \quad (4.14)$$

$$m \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = q\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}. \quad (4.15)$$

La giration se fait à la pulsation $\omega_c = qB/m$, avec le rayon de Larmor $r_L = v_{\perp}/\omega_c$.

En présence d'autres forces, ce mouvement de giration est toujours présent, mais s'accompagne d'une vitesse de dérive $\vec{v}_d = \frac{\vec{F}_{\perp} \times \vec{B}}{qB^2}$ due à l'action des forces selon une direction perpendiculaire au champ magnétique. Selon la direction parallèle, les forces s'appliquent normalement. L'approximation centre-guide consiste à ne pas

s'intéresser au mouvement de giration, supposé rapide devant tous les autres phénomènes mis en jeu, et à ne considérer que \vec{v}_{\parallel} et \vec{v}_d .

Dans un cas astrophysique, ce calcul a été établi par NORTHROP, 1963 et adapté à notre cas particulier par CZECHOWSKI et MANN, 2012. Ce cas de figure permet de prendre en compte la gravitation, les forces de pression et le champ magnétique.

Cette approximation est valable si le rayon de Larmor est petit devant les échelles de distance typiques des autres forces, pour que les variations restent faibles au cours d'une giration. Dans notre code, le rayon de Larmor peut être comparé à la distance à l'étoile à chaque pas de temps. S'il vient à dépasser une valeur seuil, typiquement un centième de la distance stellaire, l'approximation centre-guide n'est plus prise en compte et l'intégration de la position du grain revient au calcul complet décrit précédemment.

Actuellement, le pas de temps utilisé par le code est d'un centième de la période orbitale. À 0.1 UA, dans le cas d'AU Mic, ce pas de temps est donc de 1.4×10^4 s. Avec un grain sub-micrométrique, soit un rapport q/m autour de 10 C/kg, le rayon de Larmor à la même distance est de $\sim 2 \times 10^{-3}$ UA et la période de giration est de 4×10^3 s. Pour bien décrire cette giration, il faudrait au moins un pas de temps 10 fois plus faible, soit un pas de temps 30 fois plus faible que celui utilisé aujourd'hui. L'approximation de centre-guide fonctionne dans ce cas, et permet de réduire le temps de calcul. Pour les plus gros grains, avec des rapports q/m plus faibles, cette approximation n'est plus valable à cause de l'augmentation du rayon de Larmor.

Le calcul du centre-guide est implémentée dans mon code, mais n'a pas encore pu être testé complètement. Il reste à vérifier l'accord du pas de temps, gérer la transition de l'approximation au calcul de toutes les forces, en particulier en ce qui concerne la vitesse du grain, vérifier les résultats proches de l'étoile et essayer de rendre l'approximation compatible avec le plus grand nombre de forces. Les processus de charge des grains commencent à être bien étudiés (KIMURA et al., 2018). Dans notre code, il serait possible d'inclure une formule analytique donnant la charge d'un grain en fonction de sa distance à l'étoile, de sa taille, de sa composition et du type stellaire.

En ce qui concerne les résultats, la migration par PR-drag risque d'être affectée, et il faudra regarder quelle est l'influence du champ magnétique sur des périodes longues. La libération de grains par une comète doit pouvoir être traitée facilement avec cette approximation. Le code pourrait même être appliqué à AU Mic pour observer l'influence du champ magnétique sur la population de poussière constituant le disque de débris.

4.3.2 Comportement des grains piégés

Une des solutions envisagées pour expliquer les observations d'exozodis à des niveaux de flux élevés est l'existence de poussières nanométriques piégées par le champ magnétique proche de l'étoile. Ce piégeage retient des grains avec des β élevés proche de l'étoile, augmentant leur temps de vie dans la zone de sublimation et donc l'excès de flux associé. Les conditions du piégeage, ainsi que la survie des grains associés doivent être étudiés, afin de voir leur influence sur les observations et pouvoir conclure sur l'efficacité de ce mécanisme.

Une première étude sur l'importance du champ magnétique dans la dynamique des poussières a été menée dans le cas spécifique du Soleil par KRIVOV, KIMURA et MANN, 1998 sur deux périodes de mesure de l'activité solaire. Le terme magnétique est traité dans leur cas comme une perturbation, car les ordres de grandeur obtenus avec leurs tailles de grain sont faibles par rapport aux forces de gravitation et de

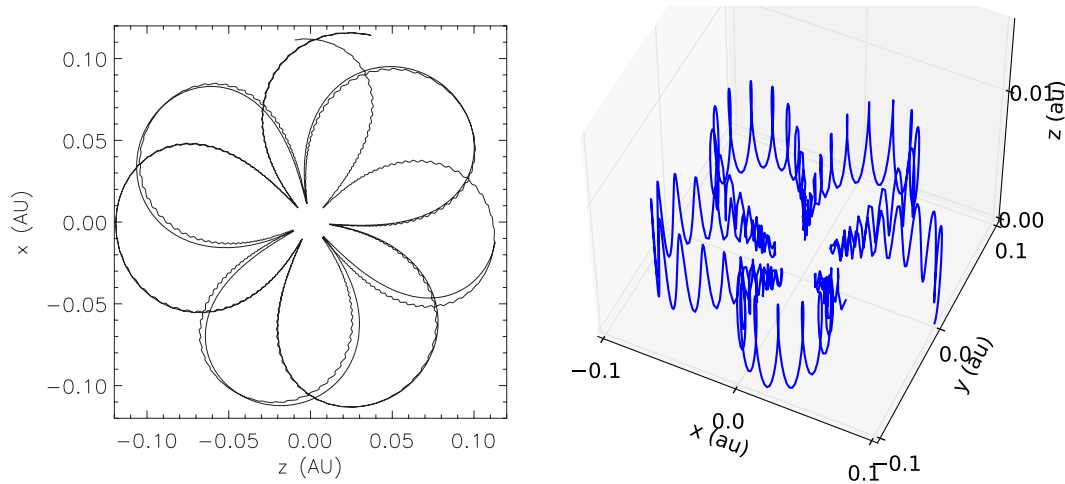


FIGURE 4.9 – **Gauche** : Trajectoire projetée sur le plan équatorial d’un grain piégé magnétiquement. La topologie du champ est celle décrite par l’expression 4.1 (cas solaire). Figure tirée de CZECHOWSKI et MANN, 2010. **Droite** : Même cas de figure vu en trois dimensions (la dimension verticale est exagérée). On peut voir que le rayon de Larmor diminue avec la distance à l’étoile. Cette figure a été obtenue avec mon code dynamique décrit au chapitre 3.

pression. L’effet principal du champ magnétique trouvé dans ce cas est d’incliner les orbites des grains.

Une nouvelle étude de l’influence du champ magnétique sur les poussières s’est intéressée à des grains de taille plus petite, et a mis en évidence le phénomène de piégeage (CZECHOWSKI et MANN, 2010). Celui-ci peut intervenir pour des petits grains, qui sont fortement couplés au champ magnétique à cause de leur rapport q/m élevé. Ces grains sont liés aux lignes de champ magnétiques. Ils se déplacent le long de ces lignes avec un mouvement d’oscillation (voir figure 4.9). La borne inférieure de leur mouvement est liée à la pression magnétique : à mesure que le grain se rapproche de l’étoile, les lignes de champ sont de plus en plus resserrées et son rayon de Larmor diminue. Quand ce rayon est trop petit, la pression magnétique tend à le réaugmenter et repousse le grain plus loin de l’étoile. À grande distance, c’est la gravité qui contraint les grains à retomber sur l’étoile.

J’arrive à reproduire cette dynamique avec mon code (voir le graphe de droite de la figure 4.9). Le mouvement du centre-guide est en forme de pétale, et le grain décrit une giration autour de ce mouvement moyen. Le rayon de cette giration diminue avec la distance à l’étoile, menant à la force miroir quand le grain est trop proche. Avec cette trajectoire, les grains s’approchent très près de l’étoile et peuvent entrer dans leur zone de sublimation. La sublimation n’est actuellement pas prise en compte dans ces modèles. Il serait intéressant d’examiner si le temps de vie de ces grains est fixé par leur sublimation, leur taux de collision ou encore l’évolution séculaire de telles trajectoires.

Une autre configuration magnétique a été testée par RIEKE, GÁSPÁR et BALLER- RING, 2016. Dans leur étude, les auteurs utilisent un champ magnétique purement vertical, et décroissant en r^{-3} . Cette configuration est plus adaptée au champ fossile d’étoiles FGK (DONATI et LANDSTREET, 2009). Dans cette configuration, le plan de giration est le plan équatorial, et les auteurs observent un mouvement combiné de giration autour des lignes de champ et de rotation du champ avec l’étoile. La

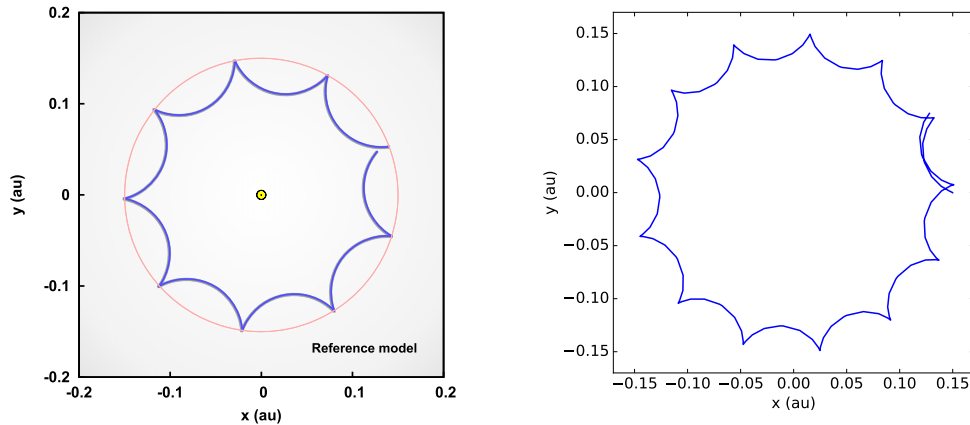


FIGURE 4.10 – **Gauche** : Trajectoire dans le plan équatorial d’un grain piégé magnétiquement. Le champ magnétique est dipolaire, donc les lignes de champ sont verticales dans le plan équatorial. Figure tirée de RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING, 2016.

Droite : Même cas de figure obtenu avec mon code dynamique décrit chapitre 3.

combinaison de ces deux mouvement donne la trajectoire représentée figure 4.10.

J’arrive également à reproduire cette dynamique avec mon code. Il est à noter que les trajectoires décrites dans ce cas ont une extension radiale beaucoup plus faible que les trajectoires trouvées par CZECHOWSKI et MANN, 2010. Cela permet de piéger les grains au-delà de leur distance de sublimation, et donc de s’assurer de la survie des grains sur des périodes plus longues.

Mon code est donc actuellement capable de reproduire la dynamique des dernières études sur le piégeage magnétique. La prochaine étape est de lancer l’analyse sur différentes tailles de grain afin d’examiner les conditions nécessaires au piégeage. Une formule réaliste de la charge des grains est là encore nécessaire. La production des SED permettrait de déterminer si le piégeage magnétique est efficace pour reproduire des excès infrarouge importants.

4.3.3 Conclusions

L’inclusion du champ magnétique dans l’étude des exozodis est assez naturelle. Ces poussières sont proches de leur étoile-hôte, donc sont plongées dans un champ magnétique intense. Les modèles actuels de transfert radiatif privilégient les grains submicrométriques, plus sensible à la force de Lorentz qu’aux autres forces, le rapport q/m évoluant comme s^{-2} . La dynamique de ces grains doit donc être fortement influencée par le champ magnétique.

Un scénario possible pour ces poussières est le piégeage magnétique, dans lequel des grains qui seraient non-liés en l’absence de champ magnétique, se retrouvent maintenus sur des orbites en forme de pétale proche de la zone de sublimation en présence d’un champ magnétique. Avec cette masse de grains retenue proche de l’étoile, l’excès infrarouge peut être important.

Le code que j’ai décrit chapitre 3 a été conçu pour s’adapter à de nombreux cas de figure, en particulier celui-ci. Avec son traitement du champ magnétique, il est capable de reproduire la dynamique des grains telle que calculée par les travaux récents. Dans un futur proche, il sera capable de donner la signature observationnelle

de grains piégés magnétiquement autour de leur étoile. Il pourra également tester l'influence du type stellaire, de la composition du grain et de l'intensité du champ magnétique sur les conditions de piégeage.

Cette étude offre une large perspective de recherche, avec une application à de nombreux cas de figure où le champ magnétique influence le comportement dynamique des grains de poussière, que ce soit à proximité d'une atmosphère stellaire ou autour d'une planète géante.

4.4 Perspectives de recherche

La dynamique de grains chargés peut être fortement affectée par la force de Lorentz dans des milieux magnétisés. Même le champ magnétique à grande échelle d'une étoile peut suffire à modifier la trajectoire des poussières. L'importance de la charge des grains n'a pas été regardée ici, et doit elle aussi influencer le comportement de ces grains.

Les codes que j'ai développés permettent d'examiner cette influence. La dynamique d'un grain soumis à la force de Lorentz est complexe, et nécessite approximations et analyse fine afin d'être décrite convenablement.

Le champ magnétique est de plus en plus souvent pris en compte dans l'évolution des systèmes, que ce soit pour le couplage entre un disque protoplanétaire et son étoile (IP, KOPP et HU, 2004), la formation de planétésimaux par MRI (KATO, FUJIMOTO et IDA, 2012) ou encore l'interaction de magnétosphères planétaires et stellaires dans le cas de Jupiter chauds (BAI, 2017). Mon travail s'inscrit dans cette démarche de complexification des modèles, afin de prendre en compte le maximum d'effets dominants et de décrire au mieux toutes les configurations observées.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

À la fin de ces trois années de recherche, il convient de faire le point sur nos avancées. Je vais ici résumer les résultats principaux de mes travaux, ainsi qu'évoquer les pistes de recherches qui mériteraient une étude future à partir des travaux que j'ai menés.

5.1 Conclusions

Mon travail a porté sur la modélisation numérique des poussières extrasolaires, en particulier sur l'étude de leur dynamique et également de leur émission pour prédire les signatures observationnelles. Pour cela, j'ai principalement développé deux codes en Python. Je me suis intéressé à l'origine dynamique de structures observées mais mal expliquées avec les modèles théoriques actuels. Je vais ici reprendre les conclusions que nous avons obtenues sur chacun des objets astrophysiques observés, ainsi que les résultats généraux qui émergent de mon travail durant cette thèse.

5.1.1 AU Mic

Le disque de débris d'AU Mic présente des structures élevées au-dessus du plan moyen du disque, dont la forme est stable dans le temps sur une dizaine d'années et qui se déplacent à des vitesses excédant la vitesse de libération locale. J'ai cherché à connaître l'origine dynamique de ces arches, en supposant qu'elles proviennent toutes de la même source localisée dans l'espace et émettant épisodiquement (chapitre 2).

Les structures situées dans la partie sud-est du disque peuvent avoir une origine commune. Nos modèles ne peuvent pas encore déterminer si la source est fixe par rapport à l'observateur ou si elle est en rotation autour de l'étoile. Cette source doit en revanche être plus interne que la ceinture de planétésimaux d'AU Mic, entre 7 et 25 UA. Les grains composant les arches doivent être particulièrement sensibles à la pression du vent stellaire. Notre conclusion est que ces arches doivent être composées de grains nettement plus petits que le reste du disque visible. Si le corps parent est en orbite, de nouvelles structures à la dynamique similaire devraient être observées dans la partie nord-ouest du disque. Ces structures devraient apparaître dans des temps comparables à la période orbitale de ce corps parent (45 ans à 10 UA). Les structures actuellement observées au nord-ouest sont plus difficilement associables à cette source commune au vu de leur dynamique et de leur morphologie.

Des poussières chargées en interaction avec le champ magnétique d'AU Mic pourraient expliquer l'élévation verticale des arches (section 4.2). Il est possible que ces arches soient dues à un comportement collectif des grains, ce que mon code n'a pas testé et qui pourra faire l'objet d'une étude future.

5.1.2 Exozodis

L'origine des poussières provoquant des excès de flux proche-infrarouge importants autour d'environ 20% des étoiles du champ est encore mal connue.

Avec mon code d'évolution dynamique, nous avons pu voir que le processus d'accumulation consécutif à la migration par PR-drag n'est pas assez efficace. Cela conduit à une surestimation du flux en moyen infrarouge lorsqu'on essaye de reproduire les niveaux de flux en proche infrarouge. Avec cet argument, nous excluons donc sans ambiguïté le scénario de PR-drag pour expliquer les excès proche infrarouge associés à des limites de détection dans l'infrarouge moyen (chapitre 3).

Le scénario que nous encourageons est l'apport cométaire. En relâchant la poussière directement dans la zone de sublimation, l'émission est concentrée dans le proche infrarouge sans la contribution des grains plus froids et plus gros dans l'infrarouge moyen. Les niveaux de masse nécessaires pour expliquer les flux correspondent environ à une dizaine de comètes kilométriques autour de chaque étoile contribuant continuellement.

La recherche des perturbateurs à l'origine de ces comètes, ou la détection des signatures de telles comètes serait une preuve essentielle à la validation de ce scénario. Il est probable qu'un seul mécanisme ne soit pas à l'origine de tous les excès proche-infrarouge détectés, mais le scénario cométaire est suffisamment général pour expliquer une majorité d'entre eux. Les liens entre poussières internes chaudes et ceintures externes froides méritent d'être mieux étudiés.

5.1.3 Démarche générale

Au cours de cette thèse, je me suis attaché à utiliser au maximum les propriétés dynamiques des poussières afin de contraindre leurs propriétés physiques. Ce travail a notamment porté sur l'influence de la force de pression radiative et de la force de pression du vent stellaire dans différents cas de figure, et sur l'effet que peut avoir la taille limite des grains imposée par de telles forces. Une autre force essentielle à laquelle je me suis intéressé est la force de Lorentz. Les travaux que j'ai menés dans ce domaine sont moins aboutis mais montrent que cette force n'est pas négligeable dans les cas de figure que j'ai évoqués (chapitre 4).

Dans mon travail, j'ai essayé autant que possible de rapprocher observations et simulations. Cela passe par un traitement direct des observations, avec le moins de préformattage possible (un exemple est la possibilité d'inclure directement le spectre mesuré d'une étoile dans mon code du chapitre 3) et une versatilité de mes codes, applicable à un maximum de systèmes différents. Rapprocher observation et simulation implique également de formater les produits de mes codes comme des observations synthétiques, des mesures brutes injectables dans des pipelines de réduction, ou des résultats de mesure facilement comparables.

Enfin dans tous nos modèles nous avons essayé de partir d'une configuration simple, testant les conditions dynamiques possibles pour reproduire les observations avant de complexifier le modèle quand l'accord n'était pas suffisant. Le développement des moyens numériques nous autorise aujourd'hui à modéliser des systèmes très étendus avec des pas de temps faibles. Cette résolution temporelle permet de prendre en compte de nombreux phénomènes physiques sans faire d'approximations, afin d'observer toute la complexité qui peut émerger des modèles les plus simples. Mes codes exploitent cette simplicité. Cela nous permet de conserver des modèles simples et génériques (comme celui présenté chapitre 2, qui englobe

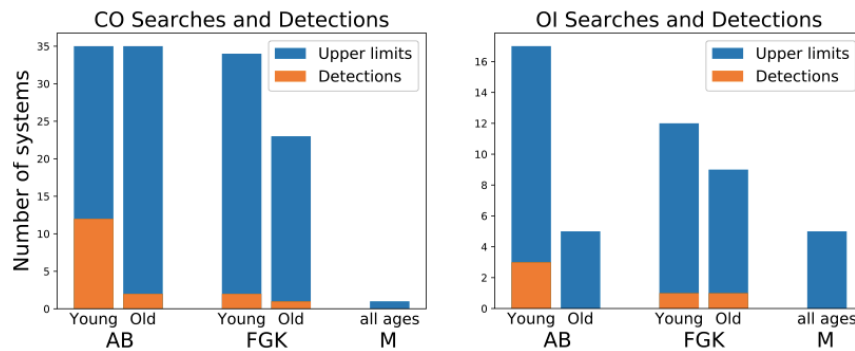


FIGURE 5.1 – Statistique des détections de gaz dans les disques de débris pour du CO (gauche) et [O I] (droite). Pour chaque type spectral, les étoiles sont séparées en deux groupes : jeunes (<50 millions d’années) et âgées (>50 millions d’années). Figures tirées de HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018.

d’autres modèles), et sur lesquels il est possible de rajouter des effets perturbatifs a posteriori afin de s’adapter à de nouvelles configurations.

5.2 Perspectives

5.2.1 À court terme

La première perspective envisageable pour mon travail est l’amélioration des codes présentés dans cette thèse. Ces améliorations peuvent s’intégrer facilement et être en droite ligne de la logique du code (comme l’implémentation de forces supplémentaires dans le code d’exozodis) ou nécessiter plus de travail sur la structure du code en lui-même pour prendre en compte un nouveau phénomène (un mouvement d’ensemble pour les arches d’AU Mic par exemple). Ces améliorations ont été évoquées dans les sections dédiées (2.5.2 et 3.4) et nous n’allons pas les reprendre ici. De manière générale, ces implémentations visent à mieux prendre en compte toute la complexité du système, en raffinant par exemple la structure physique des grains composant les exozodis. L’inclusion du champ magnétique fait partie de cette logique. Mes codes permettraient ainsi de savoir dans quelles configurations ce champ magnétique est essentiel pour comprendre la dynamique des grains. L’inclusion de certains codes existants, ou la reprise de leurs algorithmes permettrait de raffiner certaines étapes de calcul. On peut en particulier citer l’exemple de GRaTeR qui permettrait de traiter les propriétés optiques de grains hétérogènes ou poreux ; ou encore des codes couplant simulation et pipeline de réduction, afin d’utiliser mes codes en *forward modelling* afin de reproduire des images obtenues par les techniques d’imagerie angulaire différentielle (comme dans le cas de SPHERE par exemple). Les collisions sont la plupart du temps négligées dans mes codes, et l’évaluation de leur éventuelle influence peut être faite a posteriori en regardant les densités de poussières et les distributions de vitesses obtenues. La prise en compte de ces collisions nécessite souvent une structure de code différente (MATTHEWS et al., 2014). Dans notre cas, nous avons privilégié le calcul de la dynamique des grains, qui est mieux traitée par un code N-corps. Les codes les plus performants pour calculer collision et dynamique à l’heure actuelle utilisent des super-particules (voir par exemple KRAL, THÉBAULT et CHARNOZ, 2013), une implémentation qui peut être envisagée pour

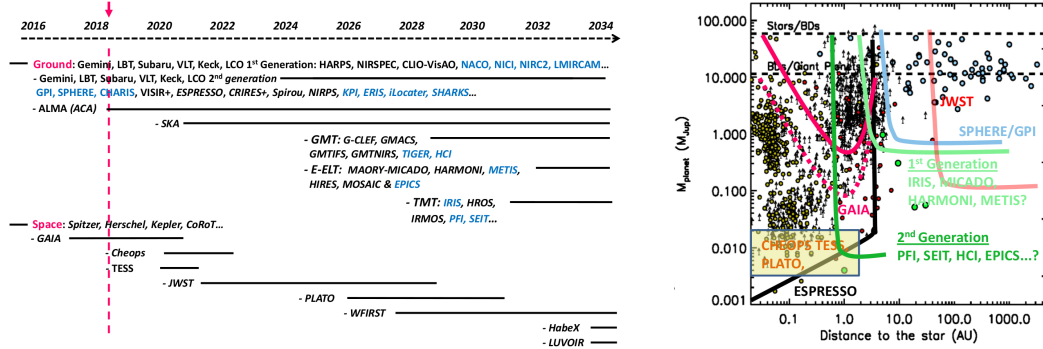


FIGURE 5.2 – **Gauche** : Dates de déploiement prévues pour les futurs instruments terrestres et spatiaux dédiés à la recherche d'exoplanètes et de disques circumstellaires.

Droite : Performances prévues de ces instruments en terme de détection de planète, superposées aux propriétés des planètes confirmées. Ces figures sont tirées de CHAUVIN, 2018.

mes codes. Du gaz est maintenant détecté dans de nombreux disques de débris (voir figure 5.1, HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018), et les poussières formant les exozodis doivent se sublimer, donc apporter du gaz dans la partie interne du système stellaire. L'influence de ce gaz sur la dynamique des grains n'a pas été prise en compte dans mes codes. Celle-ci nécessiterait une connaissance précise de la distribution du gaz, voir même une rétroaction des grains sur le gaz dans le cas de la sublimation. Dans tous les cas, mes codes sont suffisamment souples pour permettre d'inclure de tels effets dans un futur proche.

5.2.2 Contexte observationnel

Mon travail s'inscrit dans un contexte observationnel florissant (voir la prospective sur les prochaines décennies figure 5.2). Les imageurs (HST, SPHERE, GPI) et les interféromètres à longue base (ALMA) ont révolutionné ces dernières années l'étude des disques de débris, en donnant accès à leurs sous-structures (voir la figure 5.3), ce qui pousse à développer des modèles de plus en plus complexes. Au-delà de la statistique d'occurrence et des niveaux de flux obtenus avec les premières études par excès infrarouge, il est maintenant possible d'étudier l'interaction des disques et des planètes, les effets de projection (comme c'est le cas pour les disques protoplanétaires évasés, DE BOER et al., 2017), de classifier les disques en fonction de leur morphologie (comme dans le cas des disques de transition, où la classification et l'évolution sont encore mal comprises, GARUFI et al., 2017). Dans le cas d'AU Mic, mon inclusion dans le consortium SPHERE m'a permis d'avoir accès aux données de 2014 avant leur publication, ce qui nous a permis de développer notre modèle rapidement. Nous avons également suivi les nouvelles observations en cours avec l'instrument, afin de mettre à jour notre modèle. Ma connaissance dans ces disques ainsi que les codes que j'ai développés ont pu être exploités au sein du consortium, en particulier pour l'article de SISSA et al., 2018 auquel j'ai participé. Le domaine des exozodis est moins mature que celui des disques de débris. Les instruments actuels (KIN, LBTI, FLUOR) sont utilisés pour déterminer la statistique d'occurrence pour les objets les plus lumineux. La caractérisation fine de la plupart des objets n'interviendra que dans un second temps, avec des instruments encore plus performants.

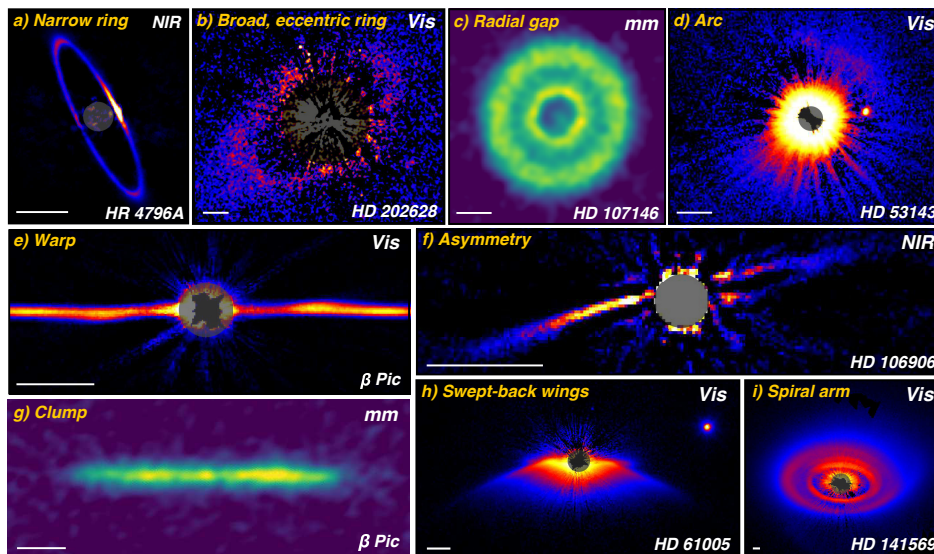


FIGURE 5.3 – Zoologie des disques de débris. De nombreuses sous-structures sont désormais visibles avec l’amélioration des techniques d’imagerie et d’interférométrie. Mosaïque tirée de HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018.

L’effort que nous avons fourni afin de comprendre l’origine de l’excès infrarouge alimente ces observations, en particulier l’attention portée à la corrélation entre ceinture de planétésimaux froide et présence d’exozodis.

Dans les prochaines années, de nouveaux instruments vont être installés sur le ciel, et mes travaux pourront avoir une autre implication et évoluer afin d’accompagner ces nouvelles observations. Les premiers résultats de VLT/GRAVITY ont été publiés, bientôt suivis de VLT/MATISSE, et ces interféromètres vont permettre de sonder les exozodis à des gammes de longueur d’onde plus étendues, ainsi qu’à une sensibilité accrue, permettant de mieux caractériser ces systèmes (voir la figure 5.4, ERTEL et al., 2015). À court terme, le JWST permettra d’imager avec encore plus de précision les disques de débris, et la résolution angulaire de l’ELT nous donnera accès aux ceintures d’astéroïdes proches de la limite des glaces (voir le graphe de droite de la figure 5.2), ouvrant une nouvelle voie vers la connaissance complète des systèmes planétaires. Les codes que j’ai développés pourront s’intégrer dans une campagne de caractérisation au cas par cas des futurs systèmes, avec des contraintes obtenues par différents instruments. Ma démarche partant des observations, pour construire des modèles numériques qui produisent des observations synthétiques accompagne l’évolution des techniques observationnelles, permettant de prévoir les résultats et ainsi de renforcer ou de revoir les modèles de création ou d’évolution des exozodis.

5.2.3 Projets à plus long terme

De nouveaux sujets d’application sont également possibles pour ces codes. Une étude envisageable, dans la lignée de mon travail, consisterait à comparer des systèmes bien caractérisés (β Pic, Fomalhaut, HR 8799, ..., voir figure 5.5 et section 1.1.3) qui présentent ou non des exozodis, de les modéliser avec mes codes, et de comparer les niveaux de flux attendus aux observations en fonction de la distance à l’étoile

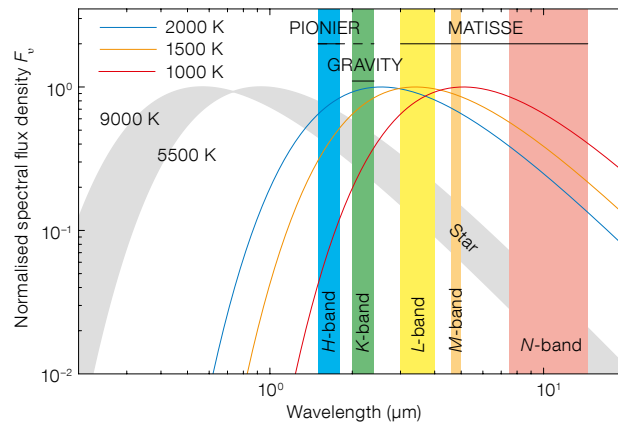


FIGURE 5.4 – Bandes spectrales des interféromètres infrarouge nouvelle génération. Les contributions d'étoiles de 5500 à 9000 K sont indiquées, ainsi que des corps noirs à 1000, 1500 et 2000 K pour la poussière. Figure tirée de ERTEL et al., 2015.

et de la longueur d'onde. Cette méthode permettrait de valider ou non nos scénarios d'origine des exozodis dans des cas particuliers, ou permettrait de mettre en évidence des mécanismes de limitation du flux de poussières vers l'intérieur du système. Cette étude permettrait également de s'assurer de l'effet du type spectral ou du champ magnétique sur l'excès proche infrarouge et d'identifier les paramètres déterminant pour la formation d'exozodis. Ce travail se nourrirait des futures caractérisations des systèmes accessibles avec les nouveaux instruments. Dans un domaine plus différent, mon code pourrait être appliqué à l'étude des atmosphères poussiéreuses d'étoiles froides. Avec une description plus précise de l'étoile, en particulier de ses couches externes, et éventuellement un modèle de champ magnétique à sa surface, mon code serait capable de mesurer le temps de vie des poussières dans des atmosphères froides ($T_{\text{eff}} \sim 2000 - 4000$ K, JONES et al., 2017). Ces poussières sont supposées être à l'origine du rougissement du spectre observé pour certaines étoiles froides. Une connaissance de l'évolution de ces poussières permettrait de caractériser leur niveau d'émission, leur masse totale et de comprendre si ce phénomène est bien à l'origine des observations. De la même manière, une application aux naines blanches polluées comme décrit section 1.1.5 est envisageable pour mon code, à la manière de FARIHI et al., 2018.

Ces deux sujets de recherche poussent vers une simulation complète des systèmes planétaires. Dans le cas d'AU Mic, un modèle prenant en compte le disque principal et reproduisant les arches nous en apprendrait beaucoup sur la différence fondamentale qui peut exister entre ces deux structures si différentes mais ayant pour source les mêmes grains. Dans le cas des exozodis, modéliser ceintures externes, planètes et ceintures internes relève d'un défi technique mais nous permettrait de comprendre de façon générale les interactions qui peuvent exister entre ces objets, et de modéliser toute l'émission du système planétaire de façon cohérente. Pour notre étude sur les exozodis, le taux de masse injecté sous forme de comète dans le système interne par la migration planétaire a été caractérisé par BONSOR et al., 2014 ; les processus de production de poussières et donc de transfert de la masse des comètes aux plus petits grains ont été étudiés par MARBOEUF, BONSOR et AUGEREAU, 2016 ; et notre modèle s'intéresse à l'évolution de ces poussières ainsi qu'à leur

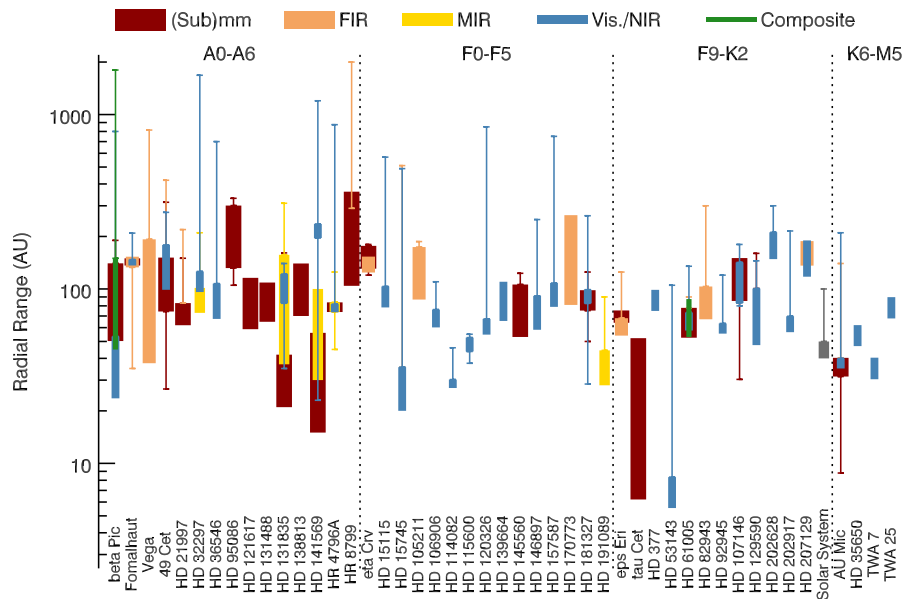


FIGURE 5.5 – Extension radiale des disques de débris en fonction des domaines de longueur d’onde. Figure tirée de HUGHES, DUCHÊNE et MATTHEWS, 2018.

signature observationnelle. La réunion de ces trois travaux en un seul code permettrait de regarder l’évolution du flux au cours du temps, en fonction des passages des comètes et de relier ce flux à un taux de migration des planètes par exemple. Il serait également intéressant de ne regarder qu’un passage cométaire, et de modéliser la forme du transit obtenu. Ce transit pourrait être comparé aux transits actuellement associés à des passages cométaires dans les données Kepler (KENNEDY, 2018 ; RAPAPORT et al., 2018), afin de vérifier les propriétés cométaires supposées, et serait utile pour analyser les futures données TESS (RICKER et al., 2015), qui s’intéressera aux étoiles plus proches donc avec plus de sensibilité vis-à-vis de la poussière émise.

Un modèle numérique d’évolution de systèmes planétaires, depuis le disque protoplanétaire jusqu’à la fin de vie de l’étoile dépasse nos capacités de calcul actuelles. Les codes les plus aboutis de nos jours concernent le système solaire, et nous permettent de remonter l’histoire de notre système. Mon travail participe à la création de tels codes globaux, par la prise en compte du maximum d’effets physiques et de la production de poussières depuis une source secondaire. De nombreux obstacles restent à franchir : le caractère chaotique des systèmes planétaires dans les premières dizaines de millions d’années ne permettra peut-être pas de faire le lien entre disque protoplanétaire et système hiérarchisé ; les effets physiques à prendre en compte s’échelonnent sur des ordres de grandeur depuis l’interaction gravitationnelle à grande distance à la cohésion des grains au cours d’une collision ; de nombreuses zones d’ombre subsistent concernant les mécanismes aboutissant à la formation planétaire. Le développement conjoint des méthodes numériques et des instruments d’observation permet d’être confiant dans l’aboutissement de tels projets dans les dizaines d’années à venir.

Bibliographie

- ABBO, L. et al. (2016). « Slow Solar Wind : Observations and Modeling ». In : *Space Science Reviews* 201.1-4, p. 55–108. ISSN : 15729672. DOI : [10.1007/s11214-016-0264-1](https://doi.org/10.1007/s11214-016-0264-1).
- ABSIL, Olivier et al. (2006). « Circumstellar material in the Vega inner system revealed by CHARA/FLUOR ». In : *Astronomy & Astrophysics* 452.1, p. 237–244. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20054522](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054522). arXiv : [0604260](https://arxiv.org/abs/0604260) [astro-ph].
- ABSIL, Olivier et al. (2009). « AN INTERFEROMETRIC STUDY OF THE FOMALHAUT INNER DEBRIS DISK - I. NEAR-INFRARED DETECTION OF HOT DUST WITH VLTI / VINCI ». In : *The Astrophysical Journal* 704, p. 150–160. DOI : [10.1088/0004-637X/704/1/150](https://doi.org/10.1088/0004-637X/704/1/150).
- ABSIL, Olivier et al. (2013). « A near-infrared interferometric survey of debris disc stars. III. First statistics based on 42 stars observed with CHARA/FLUOR ». In : *Astronomy & Astrophysics* 104, p. 1–21. ISSN : 00046361 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201321673](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321673). arXiv : [1307.2488](https://arxiv.org/abs/1307.2488).
- ACKE, B. et al. (2012). « Herschel images of Fomalhaut. An extrasolar Kuiper belt at the height of its dynamical activity ». In : *Astronomy & Astrophysics* 540, A125. DOI : [10.1051/0004-6361/201118581](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118581). arXiv : [1204.5037](https://arxiv.org/abs/1204.5037).
- ALEXANDER, R. D., Cathie J. CLARKE et J. E. PRINGLE (2006a). « Photoevaporation of protoplanetary discs - I. Hydrodynamic models ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369.1, p. 216–228. ISSN : 00358711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.10293.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10293.x). arXiv : [0603253](https://arxiv.org/abs/0603253) [astro-ph].
- (2006b). « Photoevaporation of protoplanetary discs - II. Evolutionary models and observable properties ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369.1, p. 229–239. ISSN : 00358711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.10294.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10294.x). arXiv : [0603254](https://arxiv.org/abs/0603254) [astro-ph].
- ALFVÉN, Hannes (1977). « Electric currents in cosmic plasmas ». In : *Reviews of Geophysics* 15.3, p. 271–284. ISSN : 19449208. DOI : [10.1029/RG015i003p00271](https://doi.org/10.1029/RG015i003p00271).
- AUGEREAU, Jean-Charles et Hervé BEUST (2006). « On the AU Microscopii debris disk. Density profiles, grain properties, and dust dynamics ». In : *Astronomy & Astrophysics* 455, p. 987–999. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20054250](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054250). arXiv : [0604313](https://arxiv.org/abs/0604313) [astro-ph].
- AUGEREAU, Jean-Charles et al. (1999). « On the HR 4796A circumstellar disk ». In : *Astronomy & Astrophysics* 348, p. 557–569. ISSN : 0004-6361. arXiv : [9906429](https://arxiv.org/abs/9906429) [astro-ph].
- AUGEREAU, Jean-Charles et al. (2001). « Dynamical modeling of large scale asymmetries in the Beta Pictoris dust disk ». In : *Astronomy & Astrophysics* 370, p. 447–455. ISSN : 03796566. DOI : [10.1051/0004-6361](https://doi.org/10.1051/0004-6361). arXiv : [arXiv:0708.1752](https://arxiv.org/abs/arXiv:0708.1752).
- AUMANN, Hartmut H. (1985). « Iras Observations of Matter Around Nearby Stars ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 97.October, p. 885–891. ISSN : 0004-6280. DOI : [10.1086/131620](https://doi.org/10.1086/131620).
- AUMANN, Hartmut H. et al. (1984). « Discovery of a shell around Alpha Lyrae ». In : *The Astrophysical Journal* 278, p. L23. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/184214](https://doi.org/10.1086/184214). arXiv : [arXiv:1011.1669v3](https://arxiv.org/abs/arXiv:1011.1669v3).

- AVENHAUS, H., Hans Martin SCHMID et Michael R. MEYER (2012). « The nearby population of M-dwarfs with WISE : a search for warm circumstellar dust ». In : *Astronomy & Astrophysics* 548, A105. DOI : [10.1051/0004-6361/201219783](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219783). arXiv : [1209.0678](https://arxiv.org/abs/1209.0678).
- AYRES, T. R. et al. (1983). « The Narrow Ultraviolet Emission Lines of the Red Dwarf AU Microscopii (dM1.6e) ». In : *The Astrophysical Journal* 270, p. L17–L21. DOI : [10.1086/184061](https://doi.org/10.1086/184061).
- BACKMAN, D. et al. (2009). « EPSILON ERIDANI'S PLANETARY DEBRIS DISK : STRUCTURE AND DYNAMICS BASED ON SPITZER AND CALTECH SUB-MILLIMETER OBSERVATORY OBSERVATIONS ». In : *The Astrophysical Journal* 690, p. 1522–1538. DOI : [10.1088/0004-637/690/2/1522](https://doi.org/10.1088/0004-637/690/2/1522).
- BAI, Xue-Ning (2017). « Global Simulations of the Inner Regions of Protoplanetary Disks with Comprehensive Disk Microphysics ». In : *The Astrophysical Journal* 845.1, p. 75. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/1538-4357/aa7dda](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7dda). arXiv : [1707.00729](https://arxiv.org/abs/1707.00729).
- BAILEY, John I. et al. (2012). « PRECISE INFRARED RADIAL VELOCITIES FROM KECK/NIRSPEC AND THE SEARCH FOR YOUNG PLANETS ». In : *The Astrophysical Journal* 749, p. 16. DOI : [10.1088/0004-637X/749/1/16](https://doi.org/10.1088/0004-637X/749/1/16).
- BALLERING, Nicholas P. et al. (2013). « A TREND BETWEEN COLD DEBRIS DISK TEMPERATURE AND STELLAR TYPE : IMPLICATIONS FOR THE FORMATION AND EVOLUTION OF WIDE-ORBIT PLANETS ». In : *The Astrophysical Journal* 775, p. 55–68. DOI : [10.1088/0004-637X/775/1/55](https://doi.org/10.1088/0004-637X/775/1/55).
- BARUTEAU, Clément et al. (2014). « Planet-Disc Interactions and Early Evolution of Planetary Systems ». In : *Protostars and Planets VI*, p. 667–689. DOI : [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch029](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch029). arXiv : [arXiv:1312.4293v1](https://arxiv.org/abs/1312.4293v1).
- BATYGIN, Konstantin et Michael E. BROWN (2010). « Early dynamical evolution of the solar system : Pinning down the initial conditions of the Nice model ». In : *The Astrophysical Journal* 716.2, p. 1323–1331. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/716/2/1323](https://doi.org/10.1088/0004-637X/716/2/1323). arXiv : [1004.5414](https://arxiv.org/abs/1004.5414).
- BELYAEV, Mikhail A. et Roman R. RAFIKOV (2011). « Non-power law behavior in fragmentation cascades ». In : *Icarus* 214.1, p. 179–193. ISSN : 00191035. DOI : [10.1016/j.icarus.2011.04.002](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.04.002). arXiv : [arXiv:1012.3220v2](https://arxiv.org/abs/1012.3220v2).
- BENZ, Willy (2000). « LOW VELOCITY COLLISIONS AND THE GROWTH OF PLANETESIMALS ». In : *Space Science Reviews* 92, p. 279–294. DOI : [10.1023/A:1005207631229](https://doi.org/10.1023/A:1005207631229).
- BEUST, Hervé et Alessandro MORBIDELLI (2000). « Falling Evaporating Bodies as a Clue to Outline the Structure of the β Pictoris Young Planetary System ». In : *Icarus* 143.1, p. 170–188. ISSN : 00191035. DOI : [10.1006/icar.1999.6238](https://doi.org/10.1006/icar.1999.6238).
- BEUZIT, Jean-Luc et al. (2008). « SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT ». In : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*. T. 7014, p. 701418. DOI : [10.1117/12.790120](https://doi.org/10.1117/12.790120).
- BIRNSTIEL, T., H. KLAHR et B. ERCOLANO (2012). « A simple model for the evolution of the dust population in protoplanetary disks ». In : *Astronomy & Astrophysics* 539, A148. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201118136](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118136). arXiv : [1201.5781](https://arxiv.org/abs/1201.5781).
- BIRNSTIEL, T., Chris W. ORMEL et C. P. DULLEMOND (2011). « Dust size distributions in coagulation/fragmentation equilibrium : numerical solutions and analytical fits ». In : *Astronomy & Astrophysics* 525, A11. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201015228](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015228). arXiv : [1009.3011](https://arxiv.org/abs/1009.3011).
- BLUM, Jürgen (2018). « Dust Evolution in Protoplanetary Discs and the Formation of Planetesimals : What Have We Learned from Laboratory Experiments ? » In :

- Space Science Reviews* 214.2, p. 52. ISSN : 15729672. DOI : [10.1007/s11214-018-0486-5](https://doi.org/10.1007/s11214-018-0486-5). arXiv : [arXiv:1802.00221v1](https://arxiv.org/abs/1802.00221v1).
- BOCCALETTI, Anthony et al. (2003). « GROUND-BASED NEAR-INFRARED IMAGING OF THE HD 141569 CIRCUMSTELLAR DISK ». In : *The Astrophysical Journal* 585, p. 494–501. DOI : [10.1086/346019](https://doi.org/10.1086/346019). arXiv : [0211648](https://arxiv.org/abs/0211648) [astro-ph].
- BOCCALETTI, Anthony et al. (2015). « Fast-moving features in the debris disk around AU Microscopii ». In : *Nature* 526.7572, p. 230–232. ISSN : 0028-0836. DOI : [10.1038/nature15705](https://doi.org/10.1038/nature15705).
- BOCCALETTI, Anthony et al. (2018). « Observations of fast-moving features in the debris disk of AU Mic on a three-year timescale : Confirmation and new discoveries ». In : *Astronomy & Astrophysics* 614.A52, p. 1–23. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201732462](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732462). arXiv : [1803.05354](https://arxiv.org/abs/1803.05354).
- BOGOVALOV, S. V. (1999). « On the physics of cold MHD winds from oblique rotators ». In : *Astronomy & Astrophysics* 349, p. 1017. ISSN : 00046361. arXiv : [9907051](https://arxiv.org/abs/9907051) [astro-ph].
- BOHREN, Craig F. et Donald R. HUFFMAN (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*.
- BONSOR, Amy, Jean-Charles AUGEREAU et Philippe THÉBAULT (2012). « Scattering of small bodies by planets : a potential origin for exozodiacal dust ? » In : *Astronomy & Astrophysics* 548, A104. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201220005](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220005). arXiv : [arXiv:1209.6033v1](https://arxiv.org/abs/1209.6033v1).
- BONSOR, Amy, Sean N. RAYMOND et Jean-Charles AUGEREAU (2013). « The short-lived production of exozodiacal dust in the aftermath of a dynamical instability in planetary systems ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 433.4, p. 2938–2945. ISSN : 00358711. DOI : [10.1093/mnras/stt933](https://doi.org/10.1093/mnras/stt933). arXiv : [arXiv:1306.0592v1](https://arxiv.org/abs/1306.0592v1).
- BONSOR, Amy et al. (2014). « Planetesimal-driven migration as an explanation for observations of high levels of warm, exozodiacal dust ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 441.3, p. 2380–2391. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stu721](https://doi.org/10.1093/mnras/stu721). arXiv : [1404.2606](https://arxiv.org/abs/1404.2606).
- BONSOR, Amy et al. (2018). « Using warm dust to constrain unseen planets ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 480, p. 5560–5579. DOI : [10.1093/mnras/sty2200](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2200).
- BOOTH, Mark et al. (2013). « Resolved debris discs around A stars in the Herschel DEBRIS survey ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 428, p. 1263–1280. DOI : [10.1093/mnras/sts117](https://doi.org/10.1093/mnras/sts117).
- BOSS, Alan P. (1997). « Giant Planet Formation by Gravitational Instability ». In : *Science* 276.5320, p. 1836–1839. ISSN : 00368075. DOI : [10.1126/science.276.5320.1836](https://doi.org/10.1126/science.276.5320.1836).
- BRAUER, F. et al. (2007). « Survival of the mm-cm size grain population observed in protoplanetary disks ». In : *Astronomy & Astrophysics* 469, p. 1169–1182. DOI : [10.1051/0004-6361:20066865](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066865). arXiv : [0704.2332](https://arxiv.org/abs/0704.2332).
- BROWNLEE, Don et al. (2006). « Comet 81P / Wild 2 Under a Microscope ». In : *Science* 413.December, p. 1711–1716. DOI : [10.1126/science.1135840](https://doi.org/10.1126/science.1135840).
- BURNS, Joseph A., Philippe L. LAMY et Steven SOTER (1979). « Radiation pressure on small particles in the solar system. » In : *Icarus* 40, p. 1–48. DOI : [10.1016/0019-1035\(79\)90050-2](https://doi.org/10.1016/0019-1035(79)90050-2).
- CAMERON, A. G. W. et M. B. FEGLEY (1982). « Nucleation and condensation in the primitive solar nebula ». In : *Icarus* 52.1, p. 1–13. ISSN : 10902643. DOI : [10.1016/0019-1035\(82\)90165-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(82)90165-8).

- CENTOLANZI, Frank J. et Dean R. CHAPMAN (1966). « Vapor pressure of tektite glass and its bearing on tektite trajectories determined from aerodynamic analysis ». In : *Journal of Geophysical Research* 71, p. 1735–1749. DOI : [10.1029/JZ071i006p01735](https://doi.org/10.1029/JZ071i006p01735).
- CHAUVIN, Gaël (2018). « Direct Imaging of Exoplanets at the Era of the Extremely Large Telescopes ». In : *IUAS 347 : Early Science with ELTs*. xxx, p. 1–9. ISBN : 000000000000. DOI : [00.0000/X000000000000000X](https://doi.org/00.0000/X000000000000000X). arXiv : [1810.02031](https://arxiv.org/abs/1810.02031).
- CHEN, Christine H. et al. (2005). « Study of Dusty Disks around Nearby, Young Stars ». In : *The Astrophysical Journal* 634.2, p. 1372–1384. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/497124](https://doi.org/10.1086/497124).
- CHEN, Christine H. et al. (2007). « The Dust and Gas Around Beta Pictoris ». In : *The Astrophysical Journal* 666, p. 466–474. DOI : [10.1086/519989](https://doi.org/10.1086/519989). arXiv : [0705.3023](https://arxiv.org/abs/0705.3023).
- CHEN, Christine H. et al. (2014). « THE SPITZER INFRARED SPECTROGRAPH DEBRIS DISK CATALOG. I. CONTINUUM ANALYSIS OF UNRESOLVED TARGETS ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 211.2, p. 25. ISSN : 0067-0049. DOI : [10.1088/0067-0049/211/2/25](https://doi.org/10.1088/0067-0049/211/2/25).
- CHIANG, Eugene I. et Jeffrey FUNG (2017). « Stellar Winds and Dust Avalanches in the AU Mic Debris Disk ». In : *The Astrophysical Journal* 848.1, p. 4. ISSN : 15384357. DOI : [10.3847/1538-4357/aa89e6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa89e6). arXiv : [1707.08970](https://arxiv.org/abs/1707.08970).
- CHOQUET, Élodie et al. (2016). « FIRST IMAGES OF DEBRIS DISKS AROUND TWA 7, TWA 25, HD 35650, AND HD 377 ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 817.1, p. L2. ISSN : 2041-8213. DOI : [10.3847/2041-8205/817/1/L2](https://doi.org/10.3847/2041-8205/817/1/L2).
- CRANMER, Steven R., David J. WILNER et Meredith A. MACGREGOR (2013). « Constraining a Model of Turbulent Coronal Heating for Au Microscopii With X-Ray, Radio, and Millimeter Observations ». In : *The Astrophysical Journal* 772.2, p. 149. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/772/2/149](https://doi.org/10.1088/0004-637X/772/2/149).
- CZECHOWSKI, Andrzej et Ingrid MANN (2007). « Collisional Vaporization of Dust and Production of Gas in the β Pictoris Dust Disk ». In : *The Astrophysical Journal* 660.2006, p. 1541–1555. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/512965](https://doi.org/10.1086/512965).
- (2010). « Formation and Acceleration of Nano Dust in the Inner Heliosphere ». In : *The Astrophysical Journal* 714.1, p. 89–99. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/714/1/89](https://doi.org/10.1088/0004-637X/714/1/89).
- (2012). « Nanodust Dynamics in Interplanetary Space ». In : *Nanodust in the Solar System : Discoveries and Interpretations*. Sous la dir. d'Ingrid MANN, Nicole MEYER-VERNET et Andrzej CZECHOWSKI. T. 385. Astrophysics and Space Science Library, p. 47. DOI : [10.1007/978-3-642-27543-2_4](https://doi.org/10.1007/978-3-642-27543-2_4).
- DE BOER, J. et al. (2017). « BP Piscium : Its flaring disc imaged with SPHERE/ZIMPOL ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* 466.1, p. L7–L12. ISSN : 17453933. DOI : [10.1093/mnrasl/slw219](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slw219). arXiv : [1610.06609](https://arxiv.org/abs/1610.06609).
- DEFRÈRE, Denis et al. (2011). « Hot exozodiacal dust resolved around Vega with IOTA/IONIC ». In : *Astronomy & Astrophysics* 534, A5. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201117017](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117017). arXiv : [1108.3698](https://arxiv.org/abs/1108.3698).
- DEIENNO, Rogerio et al. (2017). « Constraining the giant planets' initial configuration from their evolution : implications for the timing of the planetary instability ». In : *The Astronomical Journal* 153.4, p. 153. ISSN : 1538-3881. DOI : [10.3847/1538-3881/aa5eaa](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa5eaa). arXiv : [1702.02094](https://arxiv.org/abs/1702.02094).
- DELORME, Philippe et al. (2012). « High-resolution imaging of young M-type stars of the solar neighbourhood : probing for companions down to the mass of Jupiter ». In : *Astronomy & Astrophysics* 539, A72. DOI : [10.1051/0004-6361/201118223](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118223). arXiv : [1112.3008](https://arxiv.org/abs/1112.3008).
- DI FOLCO, Emmanuel et al. (2007). « A near-infrared interferometric survey of debris disk stars. I. Probing the hot dust content around ϵ Eridani and τ Ceti with

- CHARA/FLUOR ». In : *Astronomy & Astrophysics* 475, p. 243–250. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20077625](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077625). arXiv : [0710.1731](https://arxiv.org/abs/0710.1731).
- DISHOECK, Ewine F. van et John. H. BLACK (1988). « The photodissociation and chemistry of interstellar CO ». In : *The Astrophysical Journal* 334, p. 771–802. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/166877](https://doi.org/10.1086/166877).
- DOHNANYI, J. S. (1969). « Collisional Model of Asteroids and Their Debris ». In : *Journal of Geophysical Research* 74.10, p. 2531–2554. DOI : [10.1029/JB074i010p02531](https://doi.org/10.1029/JB074i010p02531).
- DONALDSON, Jessica K. et al. (2013). « Modeling the HD 32297 debris disk with far-infrared Herschel data ». In : *The Astrophysical Journal* 772.1, p. 17. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/772/1/17](https://doi.org/10.1088/0004-637X/772/1/17). arXiv : [1305.7230](https://arxiv.org/abs/1305.7230) [astro-ph.SR].
- DONATI, J.-F. et J. D. LANDSTREET (2009). « Magnetic fields of non-degenerate stars ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 47, p. 333–370. ISSN : 0066-4146. DOI : [10.1146/annurev-astro-082708-101833](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101833). arXiv : [0904.1938](https://arxiv.org/abs/0904.1938).
- DONATI, J.-F. et al. (2008). « Large-scale magnetic topologies of early M dwarfs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 390.2, p. 545–560. ISSN : 00358711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2008.13799.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13799.x).
- EIROA, Carlos et al. (2013). « DUst around NEArby Stars. The survey observational results ». In : *Astronomy & Astrophysics* 555, A11. ISSN : 17439221. DOI : [10.1017/S1743921313008776](https://doi.org/10.1017/S1743921313008776). arXiv : [1305.0155](https://arxiv.org/abs/1305.0155).
- ERTEL, Steve et al. (2014). « A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars, IV. An unbiased sample of 92 southern stars observed in with VLTI/PIONIER ». In : *Astronomy & Astrophysics* 570, A128. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201527721](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527721). arXiv : [1307.2488](https://arxiv.org/abs/1307.2488).
- ERTEL, Steve et al. (2015). « An Unbiased Near-infrared Interferometric Survey for Hot Exozodiacal Dust ». In : *The Messenger* 159.March, p. 24–29. arXiv : [1502.05781](https://arxiv.org/abs/1502.05781).
- ERTEL, Steve et al. (2016). « A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 595, A44. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201527721](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527721). arXiv : [1307.2488](https://arxiv.org/abs/1307.2488).
- ERTEL, Steve et al. (2018). « The HOSTS Survey - Exozodiacal Dust Measurements for 30 Stars ». In : *The Astronomical Journal* 155.5, p. 194. ISSN : 00046256. DOI : [10.3847/1538-3881/aab717](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aab717). arXiv : [1803.11265](https://arxiv.org/abs/1803.11265).
- FARAMAZ, V. et al. (2017). « Inner mean-motion resonances with eccentric planets : a possible origin for exozodiacal dust clouds ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465, p. 2352–2365. DOI : [10.1093/mnras/stw2846](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2846).
- FARIHI, J. et al. (2018). « Dust production and depletion in evolved planetary systems ». In : *MNRAS* 481, p. 2601–2611. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/sty2331](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2331). arXiv : [1808.09967](https://arxiv.org/abs/1808.09967).
- FERNÁNDEZ, J. A. et Wing-Huen IP (1984). « Some Dynamical Aspects of the Accretion of Uranus and Neptune : The Exchange of Orbital Angular Momentum with Planetesimals ». In : *Icarus* 58, p. 109–120. DOI : [10.1016/0019-1035\(84\)90101-5](https://doi.org/10.1016/0019-1035(84)90101-5).
- FITZGERALD, Michael P. et al. (2007). « The AU Microscopii Debris Disk : Multiwavelength Imaging and Modeling ». In : *The Astrophysical Journal* 670, p. 536–556. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/521344](https://doi.org/10.1086/521344). arXiv : [0705.4196](https://arxiv.org/abs/0705.4196).
- FRANCE, Kevin et al. (2007). « A LOW-MASS H₂ COMPONENT TO THE AU MICROSCOPII CIRCUMSTELLAR DISK ». In : *The Astrophysical Journal* 668, p. 1174–1181. DOI : [10.1086/521348](https://doi.org/10.1086/521348). arXiv : [0707.1044](https://arxiv.org/abs/0707.1044).
- FULLE, M. et al. (2016). « EVOLUTION OF THE DUST SIZE DISTRIBUTION OF COMET 67P/CHURYUMOV–GERASIMENKO FROM 2.2 au TO PERIHELION ». In : *The Astrophysical Journal* 821.1, p. 19. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/0004-637X/821/1/19](https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/19).

- GAIA COLLABORATION et al. (2018). « Gaia Data Release 2 ». In : *Astronomy & Astrophysics*. arXiv : [arXiv:1804.09365v2](https://arxiv.org/abs/1804.09365v2).
- GARUFI, Antonio et al. (2017). « Evolution of protoplanetary disks from their taxonomy in scattered light : Group I vs. Group II ». In : *Astronomy & Astrophysics* 603, A21. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201630320](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630320). arXiv : [1703.01512](https://arxiv.org/abs/1703.01512).
- GAUCHET, L. et al. (2016). « Sparse aperture masking at the VLT - II. Detection limits for the eight debris disks stars Beta Pic, AU Mic, 49 Cet, Eta Tel, Fomalhaut, g Lup, HD 181327 and HR 8799 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 595, A31. DOI : [10.1051/0004-6361/201526404](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526404). arXiv : [1606.08498](https://arxiv.org/abs/1606.08498).
- GOMES, Rodney S. et al. (2005). « Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets ». In : *Nature* 435.7041, p. 466–469. ISSN : 00280836. DOI : [10.1038/nature03676](https://doi.org/10.1038/nature03676). arXiv : [arXiv:0901.0974v2](https://arxiv.org/abs/0901.0974v2).
- GRAHAM, James R., Paul G. KALAS et Brenda C. MATTHEWS (2007). « THE SIGNATURE OF PRIMORDIAL GRAIN GROWTH IN THE POLARIZED LIGHT OF THE AU MICROSCOPII DEBRIS DISK ». In : *The Astrophysical Journal* 654, p. 595–605. DOI : [10.1086/509318](https://doi.org/10.1086/509318). arXiv : [0609332](https://arxiv.org/abs/0609332) [astro-ph].
- GREAVES, Jane S. et al. (1998). « A dust ring around Eps Eridani : analog to the young solar system ». In : *The Astrophysical Journal* 506, p. 133–137. DOI : [10.1086/311652](https://doi.org/10.1086/311652). arXiv : [9808224](https://arxiv.org/abs/9808224) [astro-ph].
- GRÜN, E. et al. (1985). « Collisional balance of the meteoritic complex ». In : *Icarus* 62.2, p. 244–272. ISSN : 10902643. DOI : [10.1016/0019-1035\(85\)90121-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(85)90121-6).
- GRYNKO, Ye., K. JOCKERS et R. SCHWENN (2004). « The phase curve of cometary dust : Observations of comet 96P/Machholz 1 at large phase angle with the SOHO LASCO C3 coronagraph ». In : *Astronomy & Astrophysics* 427, p. 755–761. ISSN : 00046361. DOI : [10.1051/0004-6361](https://doi.org/10.1051/0004-6361).
- GUNDLACH, B. et Jürgen BLUM (2015). « The stickiness of micrometer-sized water-ice particles ». In : *The Astrophysical Journal* 798, p. 34–45. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/798/1/34](https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/1/34). arXiv : [1410.7199](https://arxiv.org/abs/1410.7199).
- GUSTAFSON, Bo A. S. (1994). « Physics of zodiacal dust ». In : *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 22, p. 553–595. ISSN : 00846597. DOI : [10.1146/annurev.earth.22.1.553](https://doi.org/10.1146/annurev.earth.22.1.553).
- HABING, H. J. et al. (2001). « Incidence and survival of remnant disks around main-sequence stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 365, p. 545–561. ISSN : 14052059. DOI : [10.1051/0004-6361](https://doi.org/10.1051/0004-6361). arXiv : [arXiv:0901.0974v2](https://arxiv.org/abs/0901.0974v2).
- HAUSCHILDT, Peter H., France ALLARD et E. BARON (1999). « The NextGen Model Atmosphere Grid for for $3000 < T_{\text{eff}} < 10000$ ». In : *The Astrophysical Journal* 512.1, p. 377–385. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/306745](https://doi.org/10.1086/306745). arXiv : [9807286](https://arxiv.org/abs/9807286) [astro-ph].
- HEBB, Leslie et al. (2007). « A search for planets transiting the M-dwarf debris disc host, AU Microscopii ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 379, p. 63–72. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.11904.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11904.x).
- HOLLAND, Wayne S. et al. (1998). « Submillimetre images of dusty debris around nearby stars ». In : *Nature* 392. April, p. 788–791. DOI : [10.1038/33874](https://doi.org/10.1038/33874).
- HOLLAND, Wayne S. et al. (2017). « SONS : The JCMT legacy survey of debris discs in the submillimetre ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 470, p. 3606–3663. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stx1378](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1378). arXiv : [1706.01218](https://arxiv.org/abs/1706.01218).
- HORÁNYI, Mihály (1996). « Charged Dust Dynamics in the Solar System ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 34, p. 383–418. ISSN : 0066-4146. DOI : [10.1146/annurev.astro.34.1.383](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.34.1.383).
- HUGHES, A. Meredith, Gaspard DUCHÊNE et Brenda C. MATTHEWS (2018). « Debris Disks : Structure, Composition, and Variability ». In : *Annual Review of Astronomy*

- and Astrophysics* 56, p. 541–591. ISSN : 1947-5454. DOI : [10.1146/\(\(please.arXiv : 1802.04313](https://doi.org/10.1146/((please.arXiv:1802.04313).
- HUGHES, A. Meredith et al. (2008). « A Resolved Molecular Gas Disk around the Nearby A Star 49 Ceti ». In : *The Astrophysical Journal* 681, p. 626–635. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/588520](https://doi.org/10.1086/588520). arXiv : [0803.3481](https://arxiv.org/abs/0803.3481).
- IBAÑEZ BUSTOS, R. V. et al. (2019). « First long-term activity study of AU Microscopii : a possible chromospheric cycle ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 483.1, p. 1159–1167. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/sty3147](https://doi.org/10.1093/mnras/sty3147).
- IP, Wing-Huen, Andreas KOPP et Juei-Hwa HU (2004). « On the Star-Magnetosphere Interaction of Close-in Exoplanets ». In : *The Astrophysical Journal* 602.1, p. L53. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.1086/382274](https://doi.org/10.1086/382274). arXiv : [1204.3843](https://arxiv.org/abs/1204.3843).
- ISHIGURO, Masateru et al. (2014). « Outbursting comet P/2010 V1 (Ikeya-Murakami) : A miniature comet Holmes ». In : *The Astrophysical Journal* 787.1, p. 55. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/787/1/55](https://doi.org/10.1088/0004-637X/787/1/55). arXiv : [arXiv:1404.1630v1](https://arxiv.org/abs/1404.1630v1).
- JACKSON, Alan P. et Mark C. WYATT (2012). « Debris from terrestrial planet formation : The Moon-forming collision ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 425.1, p. 657–679. ISSN : 00358711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.21546.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21546.x). arXiv : [1206.4190](https://arxiv.org/abs/1206.4190).
- JOHANSEN, Anders et al. (2014). « The multifaceted planetesimal formation process ». In : *Protostars and Planets VI*, p. 547–570. ISSN : 9780816531240. DOI : [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch024](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch024). arXiv : [1402.1344](https://arxiv.org/abs/1402.1344).
- JOHNSTONE, Colin P. et al. (2015). « Stellar winds on the main-sequence I. Wind model ». In : *Astronomy & Astrophysics* 27, p. 1–22. DOI : [10.1051/0004-6361/201425300](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425300). arXiv : [1503.06669](https://arxiv.org/abs/1503.06669).
- JONES, Olivia C. et al. (2017). « Probing the Dusty Stellar Populations of the Local Volume Galaxies with JWST/MIRI ». In : *The Astrophysical Journal* 841.1, p. 15. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/1538-4357/aa6bf6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6bf6). arXiv : [1703.08997](https://arxiv.org/abs/1703.08997).
- JURA, M. et E.D. YOUNG (2014). « Extrasolar Cosmochemistry ». In : *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 42.1, p. 45–67. ISSN : 0084-6597. DOI : [10.1146/annurev-earth-060313-054740](https://doi.org/10.1146/annurev-earth-060313-054740).
- KALAS, Paul G., James R. GRAHAM et Mark CLAMPIN (2005). « A planetary system as the origin of structure in Fomalhaut’s dust belt ». In : *Nature* 435, p. 1067–1070. DOI : [10.1038/nature03601](https://doi.org/10.1038/nature03601).
- KALAS, Paul G., Michael C. LIU et Brenda C. MATTHEWS (2004). « Discovery of a Large Dust Disk Around the Nearby Star AU Microscopii ». In : *Science* 303.5666, p. 1990–1992. ISSN : 0036-8075. DOI : [10.1126/science.1093420](https://doi.org/10.1126/science.1093420). arXiv : [0403132](https://arxiv.org/abs/0403132) [astro-ph].
- KALAS, Paul G. et al. (2008). « Optical images of an exosolar planet 25 light-years from Earth ». In : *Science* 322, p. 1345–1348. DOI : [10.1126/science.1166609](https://doi.org/10.1126/science.1166609). arXiv : [0811.1994](https://arxiv.org/abs/0811.1994).
- KAMA, M., M. MIN et Carsten DOMINIK (2009). « The inner rim structures of protoplanetary discs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 506.3, p. 1199–1213. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/200912068](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912068). arXiv : [arXiv:0908.1692v3](https://arxiv.org/abs/0908.1692v3).
- KATO, M. T., M. FUJIMOTO et Shigeru IDA (2012). « PLANETESIMAL FORMATION AT THE BOUNDARY BETWEEN STEADY SUPER/SUB-KEPLERIAN FLOW CREATED BY INHOMOGENEOUS GROWTH OF MAGNETOROTATIONAL INSTABILITY ». In : *The Astrophysical Journal* 747, p. 11. DOI : [10.1088/0004-637X/747/1/11](https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/1/11).
- KEENAN, Philip C. et Raymond C. MCNEIL (1989). « The Perkins catalog of revised MK types for the cooler stars ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 71, p. 245–266. DOI : [10.1086/191373](https://doi.org/10.1086/191373).

- KENNEDY, Grant M. (2018). « Exocomet Orbit Fitting : Accelerating Coma Absorption During Transits of β Pictoris ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 479, p. 1997–2006. DOI : [10.1093/mnras/sty1477](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1477). arXiv : [1806.01284](https://arxiv.org/abs/1806.01284).
- KENNEDY, Grant M. et Mark C. WYATT (2013). « The bright end of the exo-Zodi luminosity function : Disc evolution and implications for exo-Earth detectability ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 433.3, p. 2334–2356. ISSN : 00358711. DOI : [10.1093/mnras/stt900](https://doi.org/10.1093/mnras/stt900). arXiv : [1305.6607](https://arxiv.org/abs/1305.6607).
- KIEFER, Flavien et al. (2014a). « Exocomets in the circumstellar gas disk of HD 172555 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 561, p. L10. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201323128](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323128). arXiv : [1401.1365](https://arxiv.org/abs/1401.1365).
- KIEFER, Flavien et al. (2014b). « Two families of exocomets in the β Pictoris system ». In : *Nature* 514.7253, p. 462–464. ISSN : 14764687. DOI : [10.1038/nature13849](https://doi.org/10.1038/nature13849).
- KIEFER, Flavien et al. (2017). « Detection of a repeated transit signature in the light curve of the enigma star KIC 8462852 : a 928-day period ? ». In : *Astronomy & Astrophysics* 132. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201731306](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731306). arXiv : [1709.01732](https://arxiv.org/abs/1709.01732).
- KIMURA, Hiroshi, H. ISHIMOTO et Tadashi MUKAI (1997). « A study on solar dust ring formation based on fractal dust models ». In : *Astronomy & Astrophysics* 326, p. 263–270.
- KIMURA, Hiroshi, Hiroki SENSU et Koji WADA (2014). « Electrostatic lofting of dust aggregates near the terminator of airless bodies and its implication for the formation of exozodiacal disks ». In : *Planetary and Space Science* 100, p. 64–72. ISSN : 00320633. DOI : [10.1016/j.pss.2014.03.017](https://doi.org/10.1016/j.pss.2014.03.017).
- KIMURA, Hiroshi et al. (2018). « Hot grain dynamics by electric charging and magnetic trapping in debris disks ». In : *Planetary and Space Science*. ISSN : 0032-0633. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2018.07.010>.
- KIRAGA, M. (2012). « ASAS photometry of ROSAT sources. I. Periodic variable stars coincident with bright sources from the ROSAT All Sky Survey ». In : *Acta Astronomica* 62.1, p. 67–95. ISSN : 00015237. arXiv : [1204.3825](https://arxiv.org/abs/1204.3825).
- KIRCHSCHLAGER, Florian et Sebastian WOLF (2013). « Porous dust grains in debris disks ». In : *Astronomy & Astrophysics* 552, A54. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201220486](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220486). arXiv : [arXiv:1302.5275v1](https://arxiv.org/abs/1302.5275v1).
- KIRCHSCHLAGER, Florian et al. (2017). « Constraints on the structure of hot exozodiacal dust belts ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 467.2, p. 1614–1626. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stx202](https://doi.org/10.1093/mnras/stx202). arXiv : [1701.07271](https://arxiv.org/abs/1701.07271).
- KLEY, Wilhelm et R. P. NELSON (2012). « Planet-disk interaction and orbital evolution ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 50, p. 211–249. DOI : [10.1146/annurev-astro-081811-125523](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125523). arXiv : [arXiv:1203.1184v2](https://arxiv.org/abs/1203.1184v2).
- KOBAYASHI, Hiroshi et al. (2008). « Dust ring formation due to ice sublimation of radially drifting dust particles under the Poynting-Robertson effect in debris disks ». In : *Icarus* 195.2, p. 871–881. ISSN : 00191035. DOI : [10.1016/j.icarus.2008.02.005](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.02.005).
- (2009). « Dust ring formation due to sublimation of dust grains drifting radially inward by the Poynting-Robertson drag : An analytical model ». In : *Icarus* 201.1, p. 395–405. ISSN : 00191035. DOI : [10.1016/j.icarus.2009.01.002](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.01.002).
- KOBAYASHI, Hiroshi et al. (2011). « Sublimation Temperature of Circumstellar Dust Particles and Its Importance for Dust Ring Formation ». In : *Earth, Planet, and Space* 63, p. 1067–1075. DOI : [10.5047/eps.2011.03.012](https://doi.org/10.5047/eps.2011.03.012). arXiv : [arXiv:1104.5627v2](https://arxiv.org/abs/1104.5627v2).

- KOLOKOLOVA, L. et al. (2007). « Two different evolutionary types of comets proved by polarimetric and infrared properties of their dust ». In : *Astronomy & Astrophysics* 463, p. 1189–1196. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20065069](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065069). arXiv : [0703220 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0703220).
- KRAL, Quentin, Philippe THÉBAULT et Sébastien CHARNOZ (2013). « LIDT-DD : A new self-consistent debris disc model that includes radiation pressure and couples dynamical and collisional evolution ». In : *Astronomy & Astrophysics* 558, A121. ISSN : 17439221. DOI : [10.1017/S1743921313008880](https://doi.org/10.1017/S1743921313008880). arXiv : [arXiv:1307.0983v2](https://arxiv.org/abs/1307.0983v2).
- KRAL, Quentin et al. (2015). « Signatures of massive collisions in debris discs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 573.2002, A39. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201424309](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424309). arXiv : [1409.7609](https://arxiv.org/abs/1409.7609).
- KRAL, Quentin et al. (2017). « Exozodiacal clouds : Hot and warm dust around main sequence stars ». In : *Astronomical Review* 2857, p. 1–43. ISSN : 2167-2857. DOI : [10.1080/21672857.2017.1353202](https://doi.org/10.1080/21672857.2017.1353202). arXiv : [1703.02540](https://arxiv.org/abs/1703.02540).
- KRIST, John E. et al. (2005). « Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys Coronagraphic Imaging of the AU Microscopii Debris Disk ». In : *The Astronomical Journal* 129.2, p. 1008–1017. ISSN : 0004-6256. DOI : [10.1086/426755](https://doi.org/10.1086/426755).
- KRIVOV, Alexander V., Hiroshi KIMURA et Ingrid MANN (1998). « Dynamics of Dust near the Sun ». In : *Icarus* 134, p. 311–327. DOI : [10.1006/icar.1998.5949](https://doi.org/10.1006/icar.1998.5949).
- KRIVOV, Alexander V., Torsten LÖHNE et M. SREMČEVIĆ (2006). « Dust distributions in debris disks : effects of gravity, radiation pressure and collisions ». In : *Astronomy & Astrophysics* 455, p. 509–519. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20064907](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20064907).
- KRIVOV, Alexander V. et al. (2008). « Collisional and Thermal Emission Models of Debris Disks : Toward Planetesimal Population Properties ». In : *The Astrophysical Journal* 687.1, p. 608–622. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/591507](https://doi.org/10.1086/591507). arXiv : [0807.0603](https://arxiv.org/abs/0807.0603).
- KRIVOV, Alexander V. et al. (2009). « Can gas in young debris disks be constrained by their radial brightness profiles ? ». In : *Astronomy & Astrophysics* 507, p. 1503–1516. DOI : [10.1051/0004-6361/200912917](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912917). arXiv : [0909.4225](https://arxiv.org/abs/0909.4225).
- KUNKEL, William E. (1973). « Activity in flare stars of the solar neighborhood ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 25.213, p. 1–36. DOI : [10.1086/190263](https://doi.org/10.1086/190263).
- LAFRENIÈRE, David et al. (2007). « The gemini deep planet survey ». In : *The Astrophysical Journal* 670, p. 1367–1390. DOI : [10.1086/522826](https://doi.org/10.1086/522826). arXiv : [0705.4290](https://arxiv.org/abs/0705.4290).
- LAGRANGE, Anne-Marie et al. (2010). « A giant planet imaged in the disk of the young star β Pictoris ». In : *Science* 329, p. 57–60. DOI : [10.1126/science.1187187](https://doi.org/10.1126/science.1187187). arXiv : [arXiv:0811.3583v1](https://arxiv.org/abs/0811.3583v1).
- LAMY, Philippe L. (1974). « Interaction of interplanetary dust grains with the solar radiation field ». In : *Astronomy & Astrophysics* 35, p. 197–207.
- LANNIER, Justine et al. (2017). « Combining direct imaging and radial velocity data towards a full exploration of the giant planet population ». In : *Astronomy & Astrophysics* 603, A54. DOI : [10.1051/0004-6361/201628677](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628677). arXiv : [1704.07432](https://arxiv.org/abs/1704.07432).
- LEBRETON, Jérémy et al. (2012). « An icy Kuiper belt around the young solar-type star HD 181327 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 539, A17. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201117714](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117714). arXiv : [1112.3398](https://arxiv.org/abs/1112.3398).
- LEBRETON, Jérémy et al. (2013). « An interferometric study of the Fomalhaut inner debris disk. III . Detailed models of the exozodiacal disk and its origin ». In : *Astronomy & Astrophysics* 555, A146. DOI : [10.1051/0004-6361/201321415](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321415). arXiv : [1306.0956](https://arxiv.org/abs/1306.0956).

- LEBRETON, Jérémy et al. (2016). « MODELS OF THE η CORVI DEBRIS DISK FROM THE KECK INTERFEROMETER, SPITZER AND HERSCHEL ». In : *The Astrophysical Journal* 817.2, p. 165. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/0004-637X/817/2/165](https://doi.org/10.3847/0004-637X/817/2/165).
- LECAVELIER DES ETANGS, Alain, Alfred VIDAL-MADJAR et R. FERLET (1996). « Dust distribution in disks supplied by small bodies : Is the Beta Pictoris disk a gigantic multi-cometary tail ? » In : *Astronomy & Astrophysics* 307, p. 542–550. ISSN : 00046361. arXiv : [9508035 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/9508035).
- LEE, Eve J. et Eugene I. CHIANG (2016). « A Primer on Unifying Debris Disk Morphologies ». In : *The Astrophysical Journal* 827.2, p. 125. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/0004-637X/827/2/125](https://doi.org/10.3847/0004-637X/827/2/125). arXiv : [1605.06118](https://arxiv.org/abs/1605.06118).
- LEINERT, C., H. LINK et E. PITZ (1976). « Interpretation of a rocket photometry of the inner zodiacal light ». In : *Astronomy & Astrophysics* 47, p. 221–230.
- LESTRADE, Jean-François et al. (2012). « A DEBRIS disk around the planet hosting M-star GJ 581 spatially resolved with Herschel ». In : *Astronomy & Astrophysics* 548, A86. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201220325](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220325). arXiv : [1211.4898 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1211.4898).
- LEVISON, Harold F. et al. (2011). « Late orbital instabilities in the outer planets induced by interaction with a self-gravitating planetesimal disk ». In : *The Astronomical Journal* 142.5, p. 152. ISSN : 00046256. DOI : [10.1088/0004-6256/142/5/152](https://doi.org/10.1088/0004-6256/142/5/152).
- LHOTKA, Christoph, Philippe BOURDIN et Yasuhito NARITA (2016). « Charged Dust Grain Dynamics Subject To Solar Wind, Poynting–Robertson Drag, and the Interplanetary Magnetic Field ». In : *The Astrophysical Journal* 828.1, p. 10. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/0004-637X/828/1/10](https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/1/10). arXiv : [1608.07040](https://arxiv.org/abs/1608.07040).
- LI, M. P., G. ZHAO et Aigen LI (2007). « On the crystallinity of silicate dust in the interstellar medium ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* 382, p. 26–29. ISSN : 17453933. DOI : [10.1111/j.1745-3933.2007.00382.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2007.00382.x). arXiv : [arXiv:0808.4129v1](https://arxiv.org/abs/0808.4129v1).
- LIEMAN-SIFRY, J. et al. (2016). « DEBRIS DISKS in the SCORPIUS-CENTAURUS OB ASSOCIATION RESOLVED by ALMA ». In : *The Astrophysical Journal* 828, p. 25. ISSN : 15384357. DOI : [10.3847/0004-637X/828/1/25](https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/1/25). arXiv : [1606.07068](https://arxiv.org/abs/1606.07068).
- LIN, D. N. C. et Shigeru IDA (1997). « On the origin of massive eccentric planets ». In : *The Astrophysical Journal* 477, p. 781–791. DOI : [10.1086/303738](https://doi.org/10.1086/303738).
- LINSKY, Jeffrey L. et Brian E. WOOD (1994). « High-velocity plasma in the transition region of AU Microscopii : evidence for magnetic reconnection and saturated heating during quiescent and flaring conditions ». In : *The Astrophysical Journal* 430, p. 342–350. DOI : [10.1086/174409](https://doi.org/10.1086/174409).
- LISSE, Carey M. et al. (2012). « Spitzer evidence for a late-heavy bombardment and the formation of ureilites in η corvi at 1 Gyr ». In : *The Astrophysical Journal* 747.2, p. 93. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/747/2/93](https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/2/93). arXiv : [1110.4172 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1110.4172).
- LIU, Michael C. (2004). « Substructure in the circumstellar disk around the young star AU Microscopii. » In : *Science (New York, N.Y.)* 305.5689, p. 1442–4. ISSN : 1095-9203. DOI : [10.1126/science.1102929](https://doi.org/10.1126/science.1102929).
- LÖHNE, Torsten, Alexander V. KRIVOV et Jens RODMANN (2008). « Long-Term Collisional Evolution of Debris Disks ». In : *The Astrophysical Journal* 673.2, p. 1123–1137. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/524840](https://doi.org/10.1086/524840). arXiv : [1211.1415](https://arxiv.org/abs/1211.1415).
- LÖHNE, Torsten et al. (2012). « Modelling the huge, Herschel -resolved debris ring around HD 207129 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 537, A110. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201117731](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117731).

- LOMAX, Jamie R. et al. (2018). « Optical Coronagraphic Spectroscopy of AU Mic : Evidence of Time Variable Colors ? » In : *The Astronomical Journal* 155.2, p. 62. ISSN : 1538-3881. DOI : [10.3847/1538-3881/aaa1a7](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa1a7).
- LÜFTINGER, Theresa, Aline A. VIDOTTO et Colin P. JOHNSTONE (2015). « Magnetic Fields and Winds of Planet Hosting Stars ». In : *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*. Sous la dir. d'Helmut LAMMER et Maxim KHODACHENKO. Springer International Publishing, p. 37–55. ISBN : 9783319097497. DOI : [10.1007/978-3-319-09749-7_3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-09749-7_3).
- MACGREGOR, Meredith A. et al. (2013). « MILLIMETER EMISSION STRUCTURE IN THE FIRST ALMA IMAGE OF THE AU Mic DEBRIS DISK ». In : *The Astrophysical Journal* 762.2, p. L21. ISSN : 2041-8205. DOI : [10.1088/2041-8205/762/2/L21](https://doi.org/10.1088/2041-8205/762/2/L21).
- MACGREGOR, Meredith A. et al. (2016). « CONSTRAINTS ON PLANETESIMAL COLLISION MODELS IN DEBRIS DISKS ». In : *The Astrophysical Journal* 823, p. 79. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/0004-637X/823/2/79](https://doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/79).
- MAMAJEK, Eric E. (2012). « On the age and binarity of Fomalhaut ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 754, p. L20. ISSN : 20418205. DOI : [10.1088/2041-8205/754/2/L20](https://doi.org/10.1088/2041-8205/754/2/L20). arXiv : [1206.6353](https://arxiv.org/abs/1206.6353).
- MAMAJEK, Eric E. et Cameron P M BELL (2014). « On the age of the beta pictoris moving group ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 445.3, p. 2169–2180. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stu1894](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1894). arXiv : [1409.2737](https://arxiv.org/abs/1409.2737) [astro-ph.SR].
- MARBOEUF, U., Amy BONSOR et Jean-Charles AUGEREAU (2016). « Extrasolar comets : The origin of dust in exozodiacal disks ? » In : *Planetary and Space Science* 133, p. 47–62. ISSN : 00320633. DOI : [10.1016/j.pss.2016.03.014](https://doi.org/10.1016/j.pss.2016.03.014). arXiv : [1604.03790](https://arxiv.org/abs/1604.03790).
- MARINO, S. et al. (2016). « Exocometary gas in the HD 181327 debris ring ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 460.3, p. 2933–2944. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stw1216](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1216).
- MARINO, S. et al. (2017). « ALMA observations of the η Corvi debris disc : inward scattering of CO-rich exocomets by a chain of 3–30 Mearth planets ? » In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465.3, p. 2595–2615. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stw2867](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2867). arXiv : [1611.01168](https://arxiv.org/abs/1611.01168).
- MAROIS, Christian et al. (2010). « Images of a fourth planet orbiting HR 8799 ». In : *Nature* 468.7327, p. 1080–1083. ISSN : 0028-0836. DOI : [10.1038/nature09684](https://doi.org/10.1038/nature09684).
- MARSHALL, Jonathan P. et al. (2017). « New constraints on the millimetre emission of six debris discs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 468.3, p. 2719–2725. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stx645](https://doi.org/10.1093/mnras/stx645). arXiv : [1703.09388](https://arxiv.org/abs/1703.09388).
- MATRÀ, Luca et al. (2017a). « Detection of exocometary CO within the 440 Myr-old Fomalhaut belt : a similar CO+CO₂ ice abundance in exocomets and Solar System comets ». In : *The Astrophysical Journal* 842, p. 9–23. ISSN : 15384357. DOI : [10.3847/1538-4357/aa71b4](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa71b4). arXiv : [1705.05868](https://arxiv.org/abs/1705.05868).
- MATRÀ, Luca et al. (2017b). « Exocometary gas structure, origin and physical properties around β Pictoris through ALMA CO multitransition observations ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 464.2, p. 1415–1433. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stw2415](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2415). arXiv : [1609.06718](https://arxiv.org/abs/1609.06718).
- MATTHEWS, Brenda C. et al. (2014). « Observations, Modeling and Theory of Debris Disks ». In : *Protostars and Planets VI*, p. 521–544. DOI : [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch023](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch023). arXiv : [1401.0743](https://arxiv.org/abs/1401.0743).

- MATTHEWS, Brenda C. et al. (2015). « The AU Mic Debris Disk : Far-Infrared and Submillimeter Resolved Imaging ». In : *The Astrophysical Journal* 811.2, p. 100. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.1088/0004-637X/811/2/100](https://doi.org/10.1088/0004-637X/811/2/100).
- MENNESSON, Bertrand et al. (2013). « An interferometric study of the fomalhaut inner debris disk. II. Keck nuller mid-infrared observations ». In : *The Astrophysical Journal* 763.2, p. 119. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/763/2/119](https://doi.org/10.1088/0004-637X/763/2/119). arXiv : [1211.7143](https://arxiv.org/abs/1211.7143).
- MENNESSON, Bertrand et al. (2014). « Constraining the exozodiacal luminosity function of main-sequence stars : Complete results from the Keck nuller mid-infrared surveys ». In : *The Astrophysical Journal* 797.2, p. 119. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/797/2/119](https://doi.org/10.1088/0004-637X/797/2/119).
- METCHEV, Stanimir A. et al. (2005). « Adaptive Optics Imaging of the AU Microscopii Circumstellar Disk : Evidence for Dynamical Evolution ». In : *The Astrophysical Journal* 622.1, p. 451–462. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/427869](https://doi.org/10.1086/427869). arXiv : [0412143](https://arxiv.org/abs/0412143) [astro-ph].
- MEYER-VERNET, N. et al. (2015). « The physics and detection of nanodust in the solar system ». In : *Plasma Physics and Controlled Fusion* 014015. DOI : [10.1088/0741-3335/57/1/014015](https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/1/014015).
- MIE, Gustav (1908). « Beiträge zur Optik für Medien, speziell kolloidaler Metalllösungen ». In : *Annalen der Physik* 3, p. 25. DOI : [10.1002/andp.19083300302](https://doi.org/10.1002/andp.19083300302).
- MITTAL, Tushar et al. (2015). « The Spitzer infrared spectrograph debris disk catalog. II. Silicate feature analysis of unresolved targets ». In : *The Astrophysical Journal* 798.2, p. 87. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/798/2/87](https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/87).
- MONTESINOS, B. et al. (2016). « Incidence of debris discs around FGK stars in the solar neighbourhood ». In : *Astronomy & Astrophysics* 51, p. 31. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201628329](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628329). arXiv : [1605.05837](https://arxiv.org/abs/1605.05837).
- MORALES, Farisa Y. et al. (2012). « WISE DETECTIONS OF DUST IN THE HABITABLE ZONES OF PLANET-BEARING STARS ». In : *The Astrophysical Journal* 757, p. 7–12. DOI : [10.1088/0004-637X/757/1/7](https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/7).
- MORBIDELLI, Alessandro et al. (2007). « Dynamics of the giant planets of the solar system in the gaseous protoplanetary disk and relationship to the current orbital architecture ». In : *The Astronomical Journal* 134, p. 1790–1798. ISSN : 0004-6256. DOI : [10.1086/521705](https://doi.org/10.1086/521705). arXiv : [0706.1713](https://arxiv.org/abs/0706.1713).
- MOUILLET, David et al. (1997). « A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the β Pictoris disc ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 292.4, p. 896–904. ISSN : 00358711. DOI : [10.1093/mnras/292.4.896](https://doi.org/10.1093/mnras/292.4.896). arXiv : [9705100](https://arxiv.org/abs/9705100) [astro-ph].
- MUKAI, Tadashi et Tetsuo YAMAMOTO (1979). « A model of the circumsolar dust cloud ». In : *Publication of the Astronomical Society of Japan* 31, p. 585–595.
- MUKAI, Tadashi et al. (1992). « Radiation pressure forces of fluffy porous grains ». In : *Astronomy & Astrophysics* 262, p. 315–320. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1017/CB09781107415324.004](https://doi.org/10.1017/CB09781107415324.004). arXiv : [arXiv:1011.1669v3](https://arxiv.org/abs/1011.1669v3).
- MUTO, Takayuki, Taku TAKEUCHI et Shigeru IDA (2011). « On the interaction between a protoplanetary disk and a planet in an eccentric orbit : Application of dynamical friction ». In : *The Astrophysical Journal* 737, p. 37. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/737/1/37](https://doi.org/10.1088/0004-637X/737/1/37). arXiv : [1106.0417](https://arxiv.org/abs/1106.0417) [astro-ph.EP].
- NAKAMURA, E. et al. (2012). « Space environment of an asteroid preserved on micrograins returned by the Hayabusa spacecraft ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 109.11, E624–E629. ISSN : 0027-8424. DOI : [10.1073/pnas.1116236109](https://doi.org/10.1073/pnas.1116236109).

- NESVORNÝ, David et Alessandro MORBIDELLI (2012). « Statistical Study of the Early Solar System's Instability with 4, 5 and 6 Giant Planets ». In : *The Astronomical Journal* 144, p. 117. DOI : [10.1088/0004-6256/144/4/117](https://doi.org/10.1088/0004-6256/144/4/117). arXiv : [1208.2957](https://arxiv.org/abs/1208.2957).
- NESVORNÝ, David, David VOKROUHLICKÝ et Alessandro MORBIDELLI (2007). « Capture of Irregular Satellites during Planetary Encounters ». In : *The Astronomical Journal* 133.5, p. 1962–1976. ISSN : 0004-6256. DOI : [10.1086/512850](https://doi.org/10.1086/512850). arXiv : [arXiv:1401.0253v1](https://arxiv.org/abs/1401.0253v1).
- NESVORNÝ, David et al. (2010). « Cometary origin of the zodiacal cloud and carbonaceous micrometeorites. Implications for hot debris disks ». In : *The Astrophysical Journal* 713.2, p. 816–836. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/713/2/816](https://doi.org/10.1088/0004-637X/713/2/816). arXiv : [0909.4322](https://arxiv.org/abs/0909.4322).
- NORTHROP, Theodore G. (1963). « Adiabatic charged-particle motion ». In : *Reviews of Geophysics* 1.3, p. 283–304. ISSN : 19449208. DOI : [10.1029/RG001i003p00283](https://doi.org/10.1029/RG001i003p00283).
- NUÑEZ, Paul D. et al. (2017). « A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. VI. Extending the exozodiacal light survey with CHARA/JouFLU ». In : *Astronomy & Astrophysics* 113, p. 1–16. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201730859](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730859). arXiv : [1709.01655](https://arxiv.org/abs/1709.01655).
- O'BRIEN, David P. et Richard GREENBERG (2003). « Steady-state size distributions for collisional populations : analytical solution with size-dependent strength ». In : *Icarus* 164, p. 334–345. DOI : [10.1016/S0019-1035\(03\)00145-3](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(03)00145-3).
- OLOFSSON, Johan et al. (2012). « Transient dust in warm debris disks ». In : *Astronomy & Astrophysics* 542, A90. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201118735](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118735). arXiv : [arXiv:1204.2374v1](https://arxiv.org/abs/1204.2374v1).
- OLOFSSON, Johan et al. (2016). « Azimuthal asymmetries in the debris disk around HD 61005 - A massive collision of planetesimals ? » In : *Astronomy & Astrophysics* 591, A108. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201628196](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628196). arXiv : [1601.07861](https://arxiv.org/abs/1601.07861).
- OWENS, Mathew J. et Robert J. FORSYTH (2013). « The heliospheric magnetic field ». In : *Living Reviews in Solar Physics* 10, p. 5. ISSN : 00386308. DOI : [10.1007/s11214-011-9835-3](https://doi.org/10.1007/s11214-011-9835-3).
- PAN, Margaret et Hilke E. SCHLICHTING (2012). « Self-consistent size and velocity distributions of collisional cascades ». In : *The Astrophysical Journal* 747.2, p. 113. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/747/2/113](https://doi.org/10.1088/0004-637X/747/2/113). arXiv : [arXiv:1111.0667v1](https://arxiv.org/abs/1111.0667v1).
- PARKER, Alex H. et J. J. KAVELAARS (2010). « DESTRUCTION OF BINARY MINOR PLANETS DURING NEPTUNE SCATTERING ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 722, p. 204–208. DOI : [10.1088/2041-8205/722/2/L204](https://doi.org/10.1088/2041-8205/722/2/L204).
- PARKER, E. N. (1958). « Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields ». In : *The Astrophysical Journal* 128.1, p. 664–676. DOI : [10.1007/s13398-014-0173-7.2](https://doi.org/10.1007/s13398-014-0173-7.2).
- PÄTZOLD, M. et al. (2016). « A homogeneous nucleus for comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from its gravity field ». In : *Nature* 530.7588, p. 63–65. ISSN : 14764687. DOI : [10.1038/nature16535](https://doi.org/10.1038/nature16535).
- PAWELLEK, Nicole et Alexander V. KRIVOV (2015). « The dust grain size-stellar luminosity trend in debris discs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 454.3, p. 3207–3221. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stv2142](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2142). arXiv : [1509.04032](https://arxiv.org/abs/1509.04032).
- PLAVCHAN, Peter, M. JURA et S. J. LIPSCY (2005). « Where Are the M Dwarf Disks Older Than 10 Million Years ? » In : *The Astrophysical Journal* 631.Gj 803, p. 1161. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/432568](https://doi.org/10.1086/432568). arXiv : [0506132](https://arxiv.org/abs/0506132) [astro-ph].
- PLAVCHAN, Peter et al. (2009). « NEW DEBRIS DISKS AROUND YOUNG , LOW-MASS STARS DISCOVERED WITH THE SPITZER SPACE TELESCOPE ». In :

- The Astrophysical Journal* 698, p. 1068–1094. DOI : [10.1088/0004-637X/698/2/1068](https://doi.org/10.1088/0004-637X/698/2/1068).
- PLETS, H. et C. VYNCKIER (1999). « An analysis of the incidence of the VEGA phenomenon among main-sequence and post main-sequence stars ». In : *Astronomy & Astrophysics* 343, p. 496–506. ISSN : 00046361.
- POLLACK, James B. et al. (1994). « Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks ». In : *The Astrophysical Journal* 421, p. 615. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/173677](https://doi.org/10.1086/173677).
- POLLACK, James B. et al. (1996). « Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas ». In : *Icarus* 124.1, p. 62–85. ISSN : 00191035. DOI : [10.1006/icar.1996.0190](https://doi.org/10.1006/icar.1996.0190). arXiv : [0510479 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0510479).
- POPPE, Torsten, Jürgen BLUM et Thomas HENNING (2000). « Analogous Experiments on the Stickiness of Micron-sized Preplanetary Dust ». In : *The Astrophysical Journal* 533, p. 454–471. DOI : [10.1086/308626](https://doi.org/10.1086/308626).
- POYNTING, J. H. (1903). « Radiation in the solar system : its effect on temperature and its pressure on small bodies ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 64, p. 1.
- QUILLEN, Alice C., Alessandro MORBIDELLI et Alex MOORE (2007). « Planetary embryos and planetesimals residing in thin debris discs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 380.4, p. 1642–1648. ISSN : 00358711. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.12217.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12217.x). arXiv : [0705.1325](https://arxiv.org/abs/0705.1325).
- QUIRRENBACH, Andreas (2001). « Optical Interferometry ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 39, p. 353–401. DOI : [10.1146/annurev.astro.39.1.353](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.39.1.353).
- RAPPAPORT, S. et al. (2018). « Likely transiting exocomets detected by Kepler ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 474.2, p. 1453–1468. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/MNRAS/STX2735](https://doi.org/10.1093/MNRAS/STX2735). arXiv : [1708.06069](https://arxiv.org/abs/1708.06069).
- RAYMOND, Sean N., Thomas QUINN et Jonathan I. LUNINE (2005). « Terrestrial Planet Formation in Disks with Varying Surface Density Profiles ». In : *The Astrophysical Journal* 632.1, p. 670–676. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/433179](https://doi.org/10.1086/433179). arXiv : [0507004 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0507004).
- RAYMOND, Sean N. et al. (2011). « Debris disks as signposts of terrestrial planet formation ». In : *Astronomy & Astrophysics* 530, A62. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201116456](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116456). arXiv : [1104.0007](https://arxiv.org/abs/1104.0007).
- (2012). « Debris disks as signposts of terrestrial planet formation. II. Dependence of exoplanet architectures on giant planet and disk properties ». In : *Astronomy & Astrophysics* 541, A11. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201117049](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117049). arXiv : [1104.0007](https://arxiv.org/abs/1104.0007).
- REBOLLIDO, I. et al. (2018). « The co-existence of hot and cold gas in debris discs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 614, A3. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201732329](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732329). arXiv : [1801.07951](https://arxiv.org/abs/1801.07951).
- RICKER, George R et al. (2015). « Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) ». In : *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems* 1, p. 14003. DOI : [10.1117/1.JATIS.1.1.014003](https://doi.org/10.1117/1.JATIS.1.1.014003).
- RIEKE, George H., András GÁSPÁR et Nicholas P. BALLERING (2016). « Magnetic Grain Trapping and the Hot Excesses Around Early-Type Stars ». In : *The Astrophysical Journal* 816.2, p. 50. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.3847/0004-637X/816/2/50](https://doi.org/10.3847/0004-637X/816/2/50).
- ROBERGE, Aki et al. (2000). « High-Resolution Hubble Space Telescope STIS Spectra of C I and CO in the β Pictoris Circumstellar Disk ». In : *The Astrophysical Journal* 538.1998, p. 904–910. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/309157](https://doi.org/10.1086/309157).

- ROBERGE, Aki et al. (2005). « Rapid Dissipation of Primordial Gas from the AU Microscopii Debris Disk ». In : *The Astrophysical Journal* 626, p. 105–108. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/431899](https://doi.org/10.1086/431899). arXiv : [0505302 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0505302).
- ROBERTSON, H. P. (1937). « Dynamical effects of radiation in the solar system ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 97, p. 423–438. DOI : [10.1093/mnras/97.6.423](https://doi.org/10.1093/mnras/97.6.423).
- ROCCHETTO, M. et al. (2015). « The frequency and infrared brightness of circumstellar discs at white dwarfs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 449.1, p. 574–587. ISSN : 13652966. DOI : [10.1093/mnras/stv282](https://doi.org/10.1093/mnras/stv282). arXiv : [1410.6527v2](https://arxiv.org/abs/1410.6527v2).
- RODIGAS, Timothy J. et al. (2014). « Does the debris disk around HD 32297 contain cometary grains ? ». In : *The Astrophysical Journal* 783, p. 21. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/783/1/21](https://doi.org/10.1088/0004-637X/783/1/21). arXiv : [arXiv:1401.3343v1](https://arxiv.org/abs/1401.3343v1).
- ROS, Katrin et Anders JOHANSEN (2013). « Ice condensation as a planet formation mechanism ». In : *Astronomy & Astrophysics* 552, A137. ISSN : 17439221. DOI : [10.1017/S1743921313009022](https://doi.org/10.1017/S1743921313009022). arXiv : [arXiv:1302.3755v1](https://arxiv.org/abs/1302.3755v1).
- RUSK, Edwin T (1987). « The poynting-Robertson effect of a rotating star ». In : *The Astronomical Journal* 320, p. 315–318. DOI : [10.1086/165544](https://doi.org/10.1086/165544).
- SAAR, Steven H. (1994). « New infrared measurements of magnetic fields on cool stars ». In : *Infrared solar physics : proceedings of the 154th Symposium of the International Astronomical Union*. 1, p. 1–5. ISBN : 9780874216561. DOI : [10.1007/s13398-014-0173-7.2](https://doi.org/10.1007/s13398-014-0173-7.2).
- SCHNEIDER, Glenn et al. (2014). « Probing for Exoplanets Hiding in Dusty Debris Disks : Disk Imaging, Characterization, and Exploration With Hst /Stis Multi-Roll Coronagraphy ». In : *The Astronomical Journal* 148.4, p. 59. ISSN : 1538-3881. DOI : [10.1088/0004-6256/148/4/59](https://doi.org/10.1088/0004-6256/148/4/59).
- SCHNEIDER, Glenn et al. (2018). « The HR 4796A Debris System : Discovery of Extensive Exo-ring Dust Material ». In : *The Astronomical Journal* 155.2, p. 77. ISSN : 1538-3881. DOI : [10.3847/1538-3881/aaa3f3](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa3f3).
- SCHNEIDER, P. C. et J. H. M. M. SCHMITT (2010). « X-raying the AU Microscopii debris disk ». In : *Astronomy & Astrophysics* 516, p. 11. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201014038](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014038). arXiv : [1003.5562](https://arxiv.org/abs/1003.5562).
- SCHÜPPLER, Ch. et al. (2015). « Collisional modelling of the AU Microscopii debris disc ». In : *Astronomy & Astrophysics* 97.2014, p. 1–18. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201525664](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525664). arXiv : [1506.04564](https://arxiv.org/abs/1506.04564).
- SEZESTRE, Élie et Jean-Charles AUGEREAU (2016). « Could the stellar magnetic field explain the vertical structures in the AU Mic debris disk ? ». In : *SF2A-2016 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, p. 455–461.
- SEZESTRE, Élie et al. (2017). « Expelled grains from an unseen parent body around AU Mic ». In : *Astronomy & Astrophysics* 65, p. 1–17. DOI : [10.1051/0004-6361/201731061](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731061). arXiv : [1707.09761](https://arxiv.org/abs/1707.09761).
- SHEN, Yue, B. T. DRAINE et Eric T. JOHNSON (2009). « Modeling porous dust grains with ballistic aggregates. II. Light scattering properties ». In : *The Astrophysical Journal* 696.2, p. 2126–2137. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/696/2/2126](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/2/2126). arXiv : [0901.2177](https://arxiv.org/abs/0901.2177).
- SIBTHORPE, Bruce et al. (2018). « Analysis of the Herschel DEBRIS Sun-like star sample ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 475, p. 3046–3064. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stx3188](https://doi.org/10.1093/mnras/stx3188). arXiv : [1803.00072](https://arxiv.org/abs/1803.00072).

- SISSA, E. et al. (2018). « New disk discovered with VLT/SPHERE around the M star GSC 07396-00759 ». In : *Astronomy & Astrophysics* 613, p. L6. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201832740](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832740). arXiv : [1804.02882](https://arxiv.org/abs/1804.02882).
- SMITH, Bradford A. et Richard J. TERRILE (1984). « A circumstellar disk around Beta Pictoris ». In : *Science* 226, p. 1421–1424. DOI : [10.1126/science.226.4681.1421](https://doi.org/10.1126/science.226.4681.1421).
- SONG, Inseok et al. (2002). « M-type Vega-like stars ». In : *The Astronomical Journal* 124, p. 514–518. DOI : [10.1086/341164](https://doi.org/10.1086/341164). arXiv : [0204255 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0204255).
- STROM, Karen M. et al. (1989). « Circumstellar material associated with solar-type pre-main-sequence stars - A possible constraint on the timescale for planet building ». In : *The Astronomical Journal* 97.5, p. 1451. ISSN : 00046256. DOI : [10.1086/115085](https://doi.org/10.1086/115085). arXiv : [1011.1669](https://arxiv.org/abs/1011.1669).
- STRUBBE, Linda E. et Eugene I. CHIANG (2006). « Dust Dynamics, Surface Brightness Profiles, and Thermal Spectra of Debris Disks : The Case of AU Microscopii ». In : *The Astrophysical Journal* 648, p. 652–665. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/505736](https://doi.org/10.1086/505736). arXiv : [0510527 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0510527).
- SU, Kate Y. L. et George H. RIEKE (2014). « Signposts of multiple planets in debris disks ». In : *Proceedings of the International Astronomical Union*. T. 299, p. 318–321. ISBN : 9781107045200. DOI : [10.1017/S1743921313008764](https://doi.org/10.1017/S1743921313008764). arXiv : [arXiv:1307.1735v1](https://arxiv.org/abs/1307.1735v1).
- SU, Kate Y. L. et al. (2009). « THE DEBRIS DISK AROUND HR 8799 ». In : *The Astrophysical Journal* 705, p. 314–327. DOI : [10.1088/0004-637X/705/1/314](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/1/314).
- SU, Kate Y. L. et al. (2013). « Asteroid belts in debris disk twins : Vega and fomalhaut ». In : *The Astrophysical Journal* 763.2. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/763/2/118](https://doi.org/10.1088/0004-637X/763/2/118). arXiv : [1301.1331](https://arxiv.org/abs/1301.1331).
- THÉBAULT, Philippe et Jean-Charles AUGEREAU (2007). « Collisional processes and size distribution in spatially extended debris discs ». In : *Astronomy & Astrophysics* 472, p. 169–185. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20077709](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077709). arXiv : [0706.0344](https://arxiv.org/abs/0706.0344).
- THÉBAULT, Philippe et Quentin KRAL (2018). « Transient events in bright debris discs : Collisional avalanches revisited ». In : *Astronomy & Astrophysics* 609, A98. ISSN : 14320746. DOI : [10.1051/0004-6361/201731819](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731819). arXiv : [1711.06482](https://arxiv.org/abs/1711.06482).
- THÉBAULT, Philippe, Quentin KRAL et Steve ERTEL (2012). « Planet signatures in collisionally active debris discs : scattered light images ». In : *Astronomy & Astrophysics* 547, A92. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201219962](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219962). arXiv : [arXiv:1209.3969v1](https://arxiv.org/abs/1209.3969v1).
- TRILLING, D. E. et al. (2008). « DEBRIS DISKS AROUND SUN-LIKE STARS ». In : *The Astrophysical Journal* 674, p. 1086–1105. DOI : [10.1086/525514](https://doi.org/10.1086/525514). arXiv : [0710.5498](https://arxiv.org/abs/0710.5498).
- TSIGANIS, Kleomenis et al. (2005). « Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System ». In : *Nature* 435.7041, p. 459–461. ISSN : 00280836. DOI : [10.1038/nature03539](https://doi.org/10.1038/nature03539).
- TSIKOUDI, Vassiliki (1988). « IRAS Observations of Flare Stars ». In : *Activity in Cool Star Envelopes*. Sous la dir. d'O HAVNES et al. Dordrecht : Springer Netherlands, p. 79–81. ISBN : 978-94-009-2951-7. DOI : [10.1007/978-94-009-2951-7_13](https://doi.org/10.1007/978-94-009-2951-7_13).
- TSIKOUDI, Vassiliki et B. J. KELLETT (2000). « ROSAT All-Sky Survey X-ray and EUV observations of YY Gem and AU Mic ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 1153. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2000.03905.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03905.x).
- TSUCHIYAMA, Akira et al. (2011). « Three-Dimensional Structure of Hayabusa Samples : Evolution of Itokawa Regolith ». In : *Science* 333.August, p. 1125–1128. DOI : [10.1126/science.1207807](https://doi.org/10.1126/science.1207807).

- VAN LIESHOUT, Rik et al. (2014). « Near-infrared emission from sublimating dust in collisionally active debris disks ». In : *Astronomy & Astrophysics* 571, A51. DOI : [10.1051/0004-6361/201322090](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322090). arXiv : [1404.3271](https://arxiv.org/abs/1404.3271).
- VAN LIESHOUT, Rik et al. (2018). « Exoplanet recycling in massive white-dwarf debris discs ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 480, p. 2784–2812. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/sty1271](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1271). arXiv : [1805.04429](https://arxiv.org/abs/1805.04429).
- VIDOTTO, Aline A. et al. (2013). « M-dwarf stellar winds : the effects of realistic magnetic geometry on rotational evolution and planets ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 16.November, p. 16. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1093/mnras/stt2265](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2265). arXiv : [1311.5063](https://arxiv.org/abs/1311.5063).
- VITENSE, Ch. et al. (2012). « An improved model of the Edgeworth-Kuiper debris disk ». In : *Astronomy & Astrophysics* 540, A30. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201118551](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118551). arXiv : [arXiv:1202.2257v1](https://arxiv.org/abs/1202.2257v1).
- WADA, Koji et al. (2009). « COLLISIONAL GROWTH CONDITIONS FOR DUST AGGREGATES ». In : *The Astrophysical Journal* 702, p. 1490–1501. DOI : [10.1088/0004-637X/702/2/1490](https://doi.org/10.1088/0004-637X/702/2/1490).
- WALSH, Kevin J. et al. (2011). « A low mass for Mars from Jupiter’s early gas-driven migration ». In : *Nature* 475.7355, p. 206–209. ISSN : 00280836. DOI : [10.1038/nature10201](https://doi.org/10.1038/nature10201). arXiv : [1201.5177](https://arxiv.org/abs/1201.5177).
- WANG, Jason J. et al. (2015). « GEMINI PLANET IMAGER OBSERVATIONS OF THE AU MICROSCOPII DEBRIS DISK : ASYMMETRIES WITHIN ONE ARC-SECOND ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 811.2, p. L19. ISSN : 2041-8213. DOI : [10.1088/2041-8205/811/2/L19](https://doi.org/10.1088/2041-8205/811/2/L19).
- WEISS, John W., Carolyn C. PORCO et Matthew S. TISCARENO (2009). « Ring Edge Waves and the Masses of Nearby Satellites ». In : *The Astronomical Journal* 138.1, p. 272–286. ISSN : 0004-6256. DOI : [10.1088/0004-6256/138/1/272](https://doi.org/10.1088/0004-6256/138/1/272).
- WILLIAMS, Jonathan P. et Lucas A. CIEZA (2011). « Protoplanetary Disks and Their Evolution ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 49.1, p. 67–117. ISSN : 0066-4146. DOI : [10.1146/annurev-astro-081710-102548](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102548). arXiv : [1103.0556](https://arxiv.org/abs/1103.0556).
- WILLIAMS, Jonathan P. et al. (2004). « Detection of Cool Dust around the G2 V Star HD 107146 ». In : *The Astrophysical Journal* 604.1, p. 414–419. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/381721](https://doi.org/10.1086/381721). arXiv : [0311583](https://arxiv.org/abs/0311583) [astro-ph].
- WILNER, David J. et al. (2012). « A RESOLVED MILLIMETER EMISSION BELT IN THE AU Mic DEBRIS DISK ». In : *The Astrophysical Journal* 749.2, p. L27. ISSN : 2041-8205. DOI : [10.1088/2041-8205/749/2/L27](https://doi.org/10.1088/2041-8205/749/2/L27). arXiv : [1203.1896](https://arxiv.org/abs/1203.1896) [astro-ph.SR].
- WILNER, David J. et al. (2018). « Resolved Millimeter Observations of the HR 8799 Debris Disk ». In : *The Astrophysical Journal* 855, p. 56. DOI : [10.3847/1538-4357/aaacd7](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaacd7). arXiv : [1803.00054](https://arxiv.org/abs/1803.00054) [astro-ph.EP].
- WISDOM, J. (1980). « The resonance overlap criterion and the onset of stochastic behavior in the restricted three-body problem ». In : *The Astronomical Journal* 85, p. 1122. ISSN : 00046256. DOI : [10.1086/112778](https://doi.org/10.1086/112778).
- WYATT, Mark C. (2005). « The insignificance of P-R drag in detectable extrasolar planetesimal belts ». In : *Astronomy & Astrophysics* 433, p. 1007–1012. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361:20042073](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042073). arXiv : [0501038](https://arxiv.org/abs/0501038) [astro-ph].
- WYATT, Mark C., Cathie J. CLARKE et Mark BOOTH (2011). « Debris disk size distributions : Steady state collisional evolution with Poynting-Robertson drag and other loss processes ». In : *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* 111, p. 1–28. ISSN : 09232958. DOI : [10.1007/s10569-011-9345-3](https://doi.org/10.1007/s10569-011-9345-3). arXiv : [1103.5499](https://arxiv.org/abs/1103.5499).
- WYATT, Mark C. et al. (1999). « How Observations of Circumstellar Disk Asymmetries Can Reveal Hidden Planets : Pericenter Glow and Its Application To the

- HR4796 Disk ». In : *The Astrophysical Journal* 527, p. 918–944. ISSN : 2041-8213. DOI : [10.1086/308093](https://doi.org/10.1086/308093). arXiv : [9908267](https://arxiv.org/abs/9908267) [astro-ph].
- WYATT, Mark C. et al. (2007). « Transience of hot dust around sun-like stars ». In : *The Astrophysical Journal* 658.1, p. 569. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1086/510999](https://doi.org/10.1086/510999). arXiv : [0610102](https://arxiv.org/abs/0610102) [astro-ph].
- WYATT, Stanley P et Fred L WHIPPLE (1950). « THE POYNTING-ROBERTSON EFFECT ON METEOR ORBITS ». In : *The Astrophysical Journal* 111, p. 134–141. DOI : [10.1086/145244](https://doi.org/10.1086/145244).
- ZAVITSANOS, P. D. et G. A. CARLSON (1973). « Experimental study of the sublimation of graphite at high temperatures ». In : *Journal of Chemical Physics* 59, p. 2966–2973. ISSN : 0042207X. DOI : [10.1016/0042-207X\(74\)92692-X](https://doi.org/10.1016/0042-207X(74)92692-X).
- ZSOM, A. et al. (2010). « The outcome of protoplanetary dust growth : pebbles, boulders, or planetesimals? III. Sedimentation driven coagulation inside the snow-line ». In : *Astronomy & Astrophysics* 513, A57. ISSN : 0004-6361. DOI : [10.1051/0004-6361/201116515](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116515). arXiv : [1107.5198](https://arxiv.org/abs/1107.5198).
- ZUCKERMAN, Ben et Inseok SONG (2012). « A 40Myr old gaseous circumstellar disk at 49 CETI : Massive CO-rich comet clouds at young a-type stars ». In : *The Astrophysical Journal* 758, p. 77–86. ISSN : 15384357. DOI : [10.1088/0004-637X/758/2/77](https://doi.org/10.1088/0004-637X/758/2/77). arXiv : [1207.1747](https://arxiv.org/abs/1207.1747).

Les poussières et petits corps des systèmes planétaires extra-solaires

par Élie SEZESTRE

Mon travail de thèse a porté sur la simulation numérique du comportement dynamique de poussières et de petits corps autour d'étoiles, appliqué à deux grands domaines de localisation : les disques de débris et les exozodis.

Concernant les disques de débris, je me suis plus particulièrement intéressé aux arches mouvantes observées sur une période de 15 ans au sein du disque d'AU Mic. En supposant qu'elles proviennent toutes d'un corps parent unique et que les grains composant les arches ont la même dynamique que les arches elles-mêmes, j'ai montré que le corps parent doit être plus interne que la ceinture de planétésimaux (<25 UA) et qu'il peut être sur une orbite circulaire ou fixe par rapport à l'observateur. Afin d'expliquer la vitesse apparente des arches, il est nécessaire que les grains les composant soient submicrométriques pour être suffisamment sensibles à la pression du vent stellaire. Le champ magnétique à grande échelle de cette étoile est suffisant pour expliquer l'élévation verticale des arches, mais l'interaction des grains avec ce champ nécessite des études plus approfondies.

D'autre part, j'ai développé un code numérique permettant de tester l'origine dynamique des poussières constituant les exozodis, en comparant les résultats de mes simulations aux observations. J'ai montré que le scénario classique de migration par PR-drag de grains provenant d'une ceinture externe froide produit trop de flux dans le moyen infrarouge en regard du proche infrarouge, et cet effet n'est pas suffisamment contrebalancé par l'accumulation proche de la distance de sublimation. En revanche, le scénario cométaire, avec un apport de matière au plus près de l'étoile, permet de modérer le flux en moyen infrarouge. Les observations peuvent être reproduites avec une dizaine de comètes kilométriques autour de chaque étoile. Le code que j'ai conçu est capable d'appréhender de nombreux effets physiques, et il est possible de tester l'influence du DDE, de la pression du vent stellaire ou encore du champ magnétique.

Par mon travail, j'ai montré que la prise en compte de la dynamique des grains de poussière permet de contraindre les propriétés physiques des grains, et j'ai développé des outils numériques adaptables à de nombreux cas de figures afin de pouvoir caractériser la diversité et la complexité de la poussière observée autour des étoiles.

Dust and small bodies in extrasolar planetary systems

by Élie SEZESTRE

During my thesis, I numerically simulated the dynamical behaviour of dust and small grains around stars, applied to two ranges of stellar distance : debris disks and exozodis.

Concerning debris disks, I focused on the fast moving arch-like structures observed over 15 years inside the disk of AU Mic. Supposing that they all come from a single parent body and that the dust composing the arches have the same dynamics, I showed that the parent body must be closer-in than the planetesimal belt (<25 au), on a circular orbit or static with respect to the observer. Grains must be submicronic in order to explain the apparent velocity of the arches, gained by means of stellar wind pressure. Large-scale magnetic field of the star is large enough to explain the vertical extent of the arches, but require further investigations.

I also developed a numerical code in order to test the dynamical origin of dust composing exozodis, to compare its results to the observations. I showed that the classical PR-drag scenario involving grains drifting inward from a distant cold parent belt produce an excess flux in mid-infrared compared to the near-infrared, unbalanced by the pile-up. The cometary scenario, by producing dust very close to the star, emits less in mid-infrared. A ten of kilometeric comets can reproduce the flux levels observed around all stars. This numerical code is also able to handle the DDE, the stellar wind pressure or the magnetic field.

During my work, I showed that taking into account the dust dynamics can constrain the dust physical properties. I developed adaptive numerical tools that can handle the variety and complexity of dust observed around stars.