



**HAL**  
open science

# Les poussières des systèmes planétaires extrasolaires

Jean-Charles Augereau

► **To cite this version:**

Jean-Charles Augereau. Les poussières des systèmes planétaires extrasolaires. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Grenoble Alpes, 2017. tel-01614636

**HAL Id: tel-01614636**

**<https://theses.hal.science/tel-01614636>**

Submitted on 11 Oct 2017

**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.

# Les poussières des systèmes planétaires extrasolaires

Habilitation à Diriger des Recherches

présentée le 28 juin 2017 par

Jean-Charles Augereau

Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble

*Jury composé de :*

Mme Claudine Kahane	Présidente
M. Alain Lecavelier des Étangs	Rapporteur
M. Sébastien Charnoz	Rapporteur
M. Bruno Lopez	Rapporteur
M. Pierre Beck	Examineur
M. Philippe Thébault	Examineur





# Table des matières

<b>Préambule</b> .....	<b>5</b>
<b>1 Disques circumstellaires et planètes</b> .....	<b>7</b>
<b>1.1 Observation des poussières circumstellaires</b> .....	<b>7</b>
1.1.1 Grossissement des grains dans les disques protoplanétaires .....	7
1.1.2 Cristallisation et transport des silicates dans les disques protoplanétaires .....	9
1.1.3 Détection des disques de débris avec Herschel .....	10
<b>1.2 Modélisation et simulation des disques de débris</b> .....	<b>11</b>
1.2.1 Nature des poussières, le code GRATER .....	11
1.2.2 Dynamique des disques de débris .....	13
1.2.3 Collisions .....	13
<b>2 Les poussières exozodiacales</b> .....	<b>15</b>
<b>2.1 Une science émergente</b> .....	<b>15</b>
<b>2.2 La poussière du système solaire interne</b> .....	<b>18</b>
2.2.1 La poussière zodiacale .....	18
2.2.2 La F-corona .....	23
<b>2.3 La détection des exozodis</b> .....	<b>28</b>
2.3.1 Interférométrie proche-infrarouge .....	28
2.3.2 Les premiers résultats .....	30
2.3.3 Relevés statistiques .....	34
<b>2.4 Propriétés des exozodis</b> .....	<b>39</b>
2.4.1 Modélisation en transfert radiatif .....	40
2.4.2 Vega .....	44
2.4.3 Fomalhaut .....	47
<b>2.5 L'origine mystérieuse des exozodis</b> .....	<b>51</b>
2.5.1 L'énigme .....	51



2.5.2	Quelques pistes explorées . . . . .	53
2.5.3	Pistes complémentaires et conclusion . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Quelques perspectives . . . . .</b>	<b>59</b>
<b>3.1</b>	<b>Élucider l'origine de la poussière exozodiacale . . . . .</b>	<b>59</b>
3.1.1	Observation des exozodis : . . . . .	59
3.1.2	De nouveaux scénarios. L'exemple du piégeage magnétique . . . . .	60
<b>3.2</b>	<b>Caractérisation fine des disques de débris . . . . .</b>	<b>62</b>
3.2.1	Observations VLT/SPHERE . . . . .	62
3.2.2	Les propriétés optiques des poussières : . . . . .	63
3.2.3	Comprendre la dynamique des systèmes planétaires. . . . .	63
<b>3.3</b>	<b>Pour conclure . . . . .</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Articles par les doctorants encadrés . . . . .</b>	<b>65</b>
<b>A.1</b>	<b>Résonances et migration dans les disques de débris (résumé) . . . . .</b>	<b>65</b>
<b>A.2</b>	<b>HD 141569 : un survol stellaire ? (résumé) . . . . .</b>	<b>66</b>
<b>A.3</b>	<b>Spectres Spitzer de T Tauri : silicates cristallins (résumé) . . . . .</b>	<b>67</b>
<b>A.4</b>	<b>Spectres Spitzer de T Tauri : décomposition spectrale (résumé) . . . . .</b>	<b>68</b>
<b>A.5</b>	<b>HD 181327 : une ceinture de Kuiper glacée (résumé) . . . . .</b>	<b>69</b>
<b>A.6</b>	<b>Longévité de l'excentricité des disques de débris (résumé) . . . . .</b>	<b>70</b>
<b>A.7</b>	<b>L'histoire dynamique du système planétaire de Fomalhaut (résumé) . . . . .</b>	<b>71</b>
<b>A.8</b>	<b>L'exozodi de Fomalhaut (article complet) . . . . .</b>	<b>71</b>
	<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>93</b>
	<b>Articles . . . . .</b>	<b>93</b>
	<b>Livres . . . . .</b>	<b>102</b>
	<b>Comptes-rendus de conférences . . . . .</b>	<b>102</b>
	<b>Thèses . . . . .</b>	<b>103</b>



## Préambule

La recherche des exoplanètes, leur caractérisation et l'étude de leur formation constituent des axes de recherche fondamentaux de l'astrophysique moderne. Proche de nous, les poussières interplanétaires, les comètes et les astéroïdes permettent de retracer l'histoire de la formation de nos planètes rocheuses et géantes, et contribuent à mieux décrypter les épisodes dynamiques marquants du système solaire. De la même manière, les poussières et petits corps des systèmes planétaires extrasolaires sont des marqueurs particulièrement intéressants de la formation et de l'évolution des systèmes planétaires. Ces poussières proviennent de violentes collisions réduisant les exo-astéroïdes à l'état de débris et de l'évaporation d'exo-comètes. On sait depuis le début des années 1980 que cette activité accompagne les étoiles pendant des centaines de millions à des milliards d'années, et cela nous renseigne sur l'histoire de la formation des petits corps dans ces systèmes ainsi que sur leur interaction avec les exoplanètes. Les petits corps et les poussières se rassemblent le plus souvent au sein de grands anneaux similaires à la ceinture de Kuiper ou la ceinture d'astéroïdes dans le système solaire, comme le montrent les images à haute résolution que nous pouvons obtenir en lumière diffusée avec des instruments performants comme VLT/SPHERE ou le HST, ou en émission thermique avec Herschel et ALMA dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique par exemple. Ces anneaux constitués de poussières froides sont dénommés "disques de débris" car les grains ont une durée de vie courte devant l'âge des étoiles, indiquant que les poussières constituent la partie visible d'une population de petits corps le plus souvent à l'équilibre collisionnel.

Mes travaux de recherche portent sur les poussières dans les systèmes planétaires extrasolaires, sur le lien avec les petits corps qui les produisent et les planètes qui les perturbent pour former les disques de débris. Mais je me suis également intéressé à la phase plus précoce, en étudiant en particulier la croissance des corps solides dans les disques protoplanétaires. Au fil des années, mes travaux m'ont ainsi permis de construire une vision d'ensemble des problématiques associées à la formation et à l'évolution des systèmes planétaires extrasolaires. Dans le Chapitre 1, je retrace dans les grandes lignes mon parcours de recherche au cours des quinze dernières années environ, et je présente quelques résultats marquants. Puis, dans le Chapitre 2, je développe plus conséquemment un thème de recherche, celui de la poussière exozodiacale, thème qui m'est cher, à la fois par sa nouveauté et pour l'importance de ma contribution à ce sujet émergent. Enfin, je présente dans un

dernier chapitre (Chap. 3) quelques perspectives pour mes activités de recherche. Un grand nombre de travaux présentés dans cette thèse d'habilitation à diriger les recherches a été réalisé avec des doctorants et post-doctorants que j'ai eu la chance de pouvoir recruter et encadrer pour mes projets de recherche. Les résumés de sept articles, ainsi qu'un article complet, écrits par quatre doctorants que j'ai encadrés ou co-encadrés à Grenoble sont placés en annexe.

## Observation des poussières circumstellaires

Grossissement des grains dans les disques protoplanétaires  
Cristallisation et transport des silicates dans les disques protoplanétaires  
Détection des disques de débris avec Herschel

## Modélisation et simulation des disques de débris

Nature des poussières, le code GRATER  
Dynamique des disques de débris  
Collisions

# 1 — Disques circumstellaires et planètes

## 1.1 Observation des poussières circumstellaires

Les disques circumstellaires jouent un rôle essentiel pour comprendre les mécanismes de formation et d'évolution des systèmes planétaires. Les planètes prennent naissance dans des disques protoplanétaires riches en gaz autour d'étoiles jeunes (moins de quelques millions d'années, WILLIAMS et CIEZA, 2011). Au-delà, le disque primordial est dissipé et il subsiste, en plus des planètes, des populations de petits corps qui produisent des poussières par collision et évaporation formant un disque de débris (ex. MATTHEWS et al., 2014).

L'observation de ces deux catégories de disques, protoplanétaires et de débris, a fait l'objet de grands projets observationnels internationaux qui ont grandement rythmé mes travaux de recherche. Entre 2003 et 2009, je me suis beaucoup impliqué dans le NASA Spitzer Legacy Program c2d ("From Cores to Disks", PI N. Evans, U. Texas, N. EVANS I. et al., 2003). Puis, entre 2007 et 2014, ce sont trois Key Programmes Herschel (ESA) en temps ouvert qui ont pris une place significative dans mes activités de recherche : DIGIT ("Dust, Ice, and Gas In Time" PI N. Evans, U. Texas, 250h d'observation), GASPS ("Gas in Protoplanetary Systems", PI B. Dent, ALMA Santiago, 400h d'observation) et DUNES ("DUst disks around NEArby Stars", PI C. Eiroa, U. Madrid, 140h d'observation).

### 1.1.1 Grossissement des grains dans les disques protoplanétaires

La première étape pour former des planètes rocheuses ou des cœurs solides de planètes géantes, consiste à faire croître les très petites poussières héritées du milieu interstellaire au sein de disques protoplanétaires riches en gaz. Pour étudier ce mécanisme, j'ai utilisé les poussières silicatées observées par spectroscopie infrarouge comme un diagnostic de grossissement et de sédimentation des corps solides vers le plan médian des disques, deux étapes essentielles pour former des planétésimaux puis des planètes. La spectroscopie infrarouge d'étoiles TTauri, des jeunes analogues au Soleil âgées de moins de quelques millions d'années, était essentiellement impossible avant Spitzer. Avec Spitzer, elle est devenue routinière. Au sein du consortium c2d, nous avons ainsi obtenu plus de cent spectres infrarouges avec l'instrument IRS ( $\lambda = 5 - 35 \mu\text{m}$ ) de TTauri et d'étoiles de Herbig Ae/Be, la contrepartie plus massive des jeunes étoiles solaires, des jeunes analogues au Soleil. La spectroscopie infrarouge des TTauri permet radialement de sonder les régions internes des disques protoplanétaires, et verticalement les couches supérieures des disques, sans atteindre le plan médian qui reste opaque à ces longueurs d'onde. Nous montrons en effet dans J. E. KESSLER-SILACCI et al. (2007) que les observations Spitzer/IRS sondent typiquement les régions en deçà d'une unité astronomique pour

une étoile TTauri, et environ 10 au pour une étoile de Herbig Ae/Be. L'analyse complète des spectres dans le but d'étudier la minéralogie des silicates, a fait l'objet du travail de thèse de Johan Olofsson à Grenoble que j'ai supervisé entre 2006 et 2009 (cf. articles Sec. A.3 et A.4).

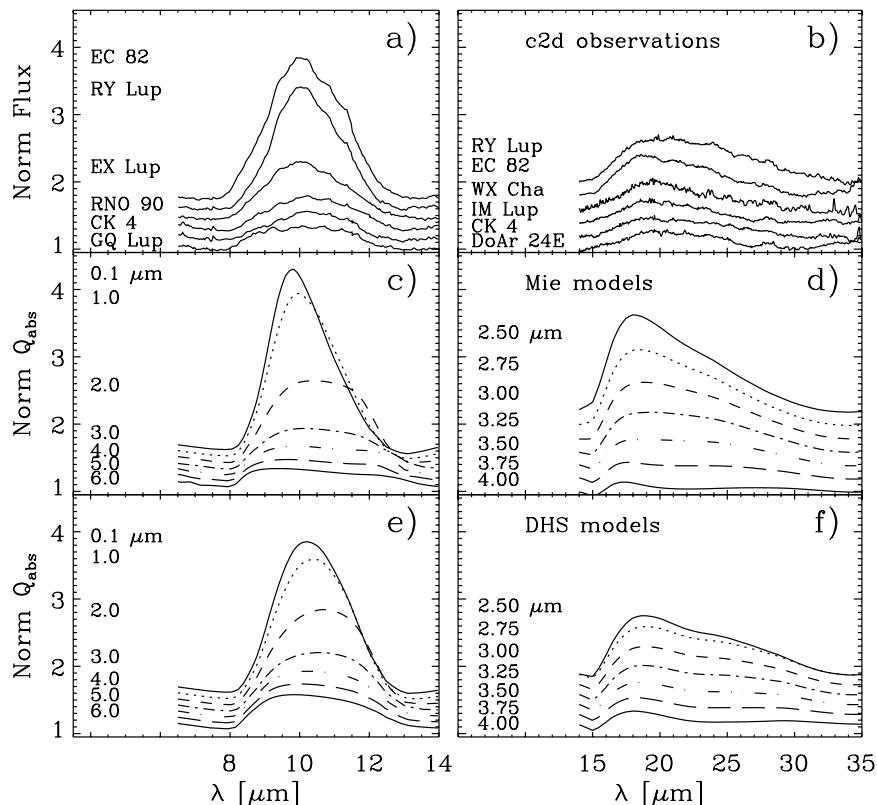


FIGURE 1.1 – *Panneaux du haut : exemples d'observations Spitzer/IRS de raies de silicates amorphes autour de  $\lambda = 10$  et  $20 \mu\text{m}$ . Panneaux du centre et du bas : modèles de raies d'émission de silicates amorphes dans le cas de la théorie de Mie (grains sphériques pleins, MIE, 1908) et de la théorie DHS (Distribution of Hollow Spheres, MIN, HOVENIER et DE KOTER, 2005). D'après J. KESSLER-SILACCI et al. (2006).*

Dans une série d'articles (J. KESSLER-SILACCI et al., 2006 ; OLOFSSON, J.-C. AUGEREAU, VAN DISHOECK, MERÍN, LAHUIS et al., 2009 ; OLOFSSON, J.-C. AUGEREAU, VAN DISHOECK, MERÍN, GROSSO et al., 2010 ; OLIVEIRA, PONTOPPIDAN et al., 2010 ; OLIVEIRA, OLOFSSON et al., 2011), nous exploitons la sensibilité des raies d'émission des silicates (forme et intensité, cf. Figure 1.1) avec la taille des grains et nous utilisons le grand nombre d'étoiles pour dégager des tendances. Nous montrons ainsi que la très grande majorité des disques possède des poussières des dizaines à des centaines de fois plus grosses que celles du milieu interstellaire, indépendamment de l'âge de l'étoile TTauri. Cela suggère un grossissement très précoce des grains dans les disques. Par ailleurs, ces grains sont suffisamment gros pour sédimenter rapidement vers le plan du disque, dans les régions opaques aux longueurs d'onde de Spitzer. Nous pensons que la turbulence, cause principale de la viscosité dans les disques protoplanétaires, et aussi responsable de la redistribution verticale des poussières vers les couches supérieures et optiquement fines des disques (ex. FROMANG et NELSON, 2009). Il est aussi vraisemblable que la turbulence contribue à la fragmentation des plus grosses poussières que ces débris peuvent ensuite être transportés verticalement. Ainsi, nos observations apporteraient également des contraintes sur la turbulence dans les disques protoplanétaires.



### 1.1.2 Cristallisation et transport des silicates dans les disques protoplanétaires

En étudiant plus finement les spectres infrarouge Spitzer/IRS, nous avons découvert qu'une partie des silicates détectés sont cristallins, alors que les silicates hérités du milieu interstellaire sont très majoritairement amorphes (à plus de 97.8% d'après KEMPER, VRIEND et TIELENS, 2004). Nous montrons en effet que plus des 3/4 des étoiles de notre échantillon présente au moins une raie de silicate cristallin en émission, qui peut être attribuée à des silicates riches en magnésium (enstatite,  $\text{MgSiO}_3$ , et forsterite,  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) alors que les silicates cristallins riches en fer sont très largement absents de nos spectres (OLOFSSON, J.-C. AUGEREAU, VAN DISHOECK, MERÍN, LAHUIS et al., 2009). Pour mieux évaluer la nature des poussières, nous avons mené des travaux de décomposition spectrale au cours de la thèse de Johan Olofsson (Figure 1.2). Bien que les silicates cristallins soient bien plus souvent (3.5 fois) détectés dans les régions plus froides sondées autour de  $\lambda = 20 \mu\text{m}$  que dans les régions plus chaudes ( $\lambda \simeq 10 \mu\text{m}$ , *ibidem*), nos modèles montrent un enrichissement simultané en silicates cristallins dans les différentes régions du disque sondées par spectroscopie infrarouge avec Spitzer (OLOFSSON, J.-C. AUGEREAU, VAN DISHOECK, MERÍN, GROSSO et al., 2010). Les fractions de silicates cristallins (forsterite, enstatite principalement) sont estimées à 10–20%, et ces fractions ne dépendent pas de l'âge des étoiles (OLIVEIRA, OLOFSSON et al., 2011).

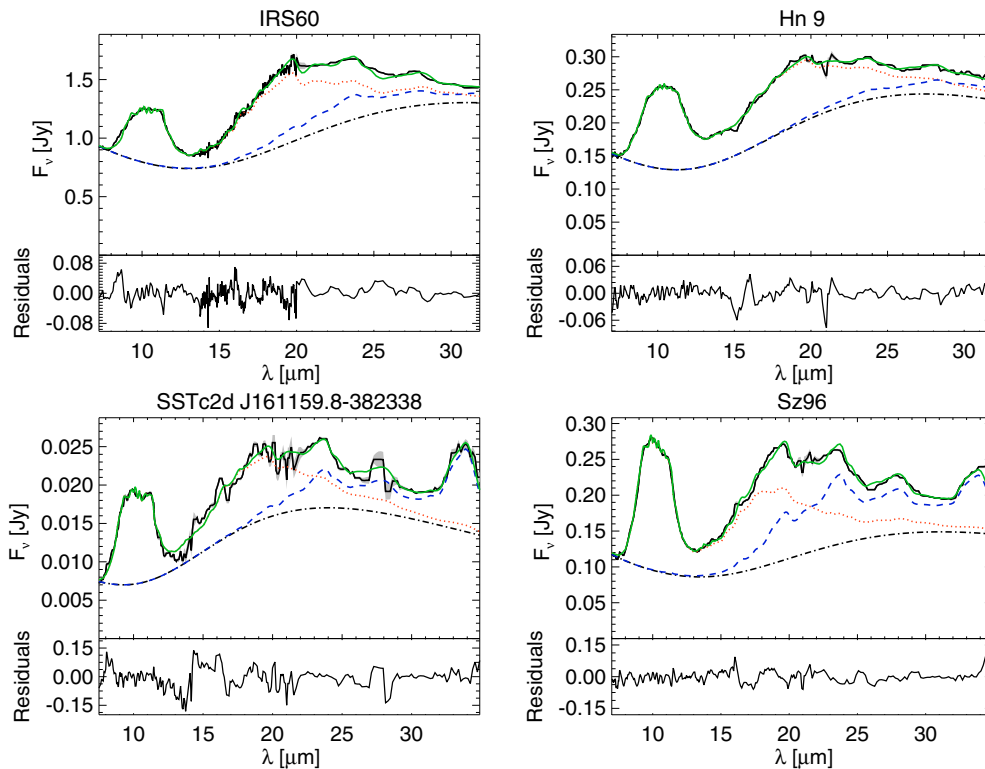


FIGURE 1.2 – Exemples de décomposition des spectres de quatre étoiles observées avec Spitzer/IRS dans le cadre du projet c2d. Le modèle est constitué d'une émission continue (tirets-points noir), d'une composante chaude (pointillés orange) et d'une composante plus froide (tirets bleu). Pour chaque étoile, le panneau du bas montre les résidu après soustraction du modèle (trait vert). Chacune des composantes peut être constituée de mélange de silicates amorphes et cristallins en proportion variable. Les tailles des grains sont également des paramètres libres. D'après OLOFSSON, J.-C. AUGEREAU, VAN DISHOECK, MERÍN, GROSSO et al. (2010).

Nos modèles montrent que ces silicates cristallins sont présents dans des régions trop froides, c'est-à-dire trop éloignées de l'étoile, pour avoir cristallisé *in situ*. Les températures de cristallisation des silicates se situent en effet typiquement aux environs de 800 K. Cela suggère donc un transport radial important des poussières depuis les régions très internes où les matériaux auraient cristallisé,

vers les régions plus froides où elles sont observées. La présence de silicates cristallins dans les régions froides des disques sera confirmée par la détection de la raie de forsterite à  $69\ \mu\text{m}$  avec le satellite Herschel (DIGIT Key Programme) pour 8 disques protoplanétaires sur 32 observés. La position de raie à cette longueur d'onde est très sensible à la température ce qui aura permis de mesurer des températures de type de 100 à 200 K (STURM, BOUWMAN, HENNING, N. EVANS, ACKE et al., 2010 ; MULDER et al., 2011 ; STURM, BOUWMAN, HENNING, N. EVANS, WATERS et al., 2013)<sup>1</sup>. Pour les experts des petits corps du système solaire, et en particulier des comètes qui contiennent de grandes fractions de silicates cristallins (ex. COCHRAN et al., 2015), cette question du transport radial des cristallins n'est pas nouvelle. Mais nos études montrent que ces mécanismes de transport radial sont fréquents et précoces, et il est fort possible que la turbulence dans les disques protoplanétaires soit une fois de plus à l'oeuvre. Ces réflexions sur la relation possible entre transport des poussières et turbulence, possiblement d'origine MHD, avaient d'ailleurs mené en 2008 à un séminaire à l'ENS Paris en duo avec S. Fromang (CEA/Saclay), qui est un expert des simulations MHD.

### 1.1.3 Détection des disques de débris avec Herschel

Au-delà de 10 à 100 millions d'années, la formation des planètes est terminée. Pour la plupart des étoiles de la séquence principale, il demeure des populations de planétésimaux résiduels qui peuvent produire, essentiellement par collision, un disque de débris ténu analogue à la ceinture de Kuiper. Ces disques sont froids et donc détectables sous la forme d'excès infrarouges, parfois faibles, au-dessus de la photosphère stellaire. J'ai été très actif pour monter en 2007 les Herschel Key Programmes DUNES et GASPS (cf. J.-C. AUGEREAU, ABSIL et al., 2008, SF2A proc., pour une vue d'ensemble de l'implication française sur les disques avec Herschel). DUNES cherchait à mesurer la fraction d'étoiles solaires proches ( $<20\ \text{pc}$ ) possédant une ceinture de Kuiper extrasolaire, et j'ai coordonné l'ensemble des activités de modélisation du consortium. Les mesures photométriques obtenues avec Herschel surpassent grandement celles obtenues avec Spitzer notamment, et indiquent que  $20.2\pm 2\%$  des étoiles solaires proches possèdent une ceinture de débris (EIROA, MARSHALL et al., 2013, contre  $12.1\pm 5\%$  avec Spitzer), fraction réestimée à  $22\pm 8\%$  en combinant notre relevé DUNES avec un autre relevé Herschel (DEBRIS, MONTESINOS et al., 2016). La sensibilité a permis d'atteindre des luminosités fractionnelles  $L_{\text{disk}}/L_{\star}$  de quelques  $10^{-7}$  pour les étoiles les plus proches, se rapprochant du niveau de brillance de notre ceinture de Kuiper ( $\sim 10^{-7}$ , VITENSE et al., 2012). Nous mesurons par ailleurs une baisse de l'émission des disques avec l'âge, comme attendu du fait de l'érosion collisionnelle.

La forte sensibilité de Herschel fait apparaître de nouvelles classes d'objets, tels que les "disques de débris froids" dont les propriétés pourraient être le résultat d'une faible excitation dynamique responsable d'une faible production de petites poussières et de la préservation d'une population de corps macroscopiques qui s'érode faiblement par collisions, faute par exemple de planète perturbatrice (A. V. KRIVOV et al., 2013). De plus, la résolution spatiale d'Herschel permet de résoudre, souvent marginalement cependant, plus de 50% des disques de débris détectés par DUNES (EIROA, MARSHALL et al., 2013). Certains de ces disques sont pourtant résolus pour la première fois par Herschel, et ces images peuvent être suffisantes pour lever la dégénérescence qui existe lors de l'ajustement de la seule distribution spectrale d'énergie, entre les propriétés des poussières (principalement la taille minimale des grains) et la distribution spatiale des grains (principalement la position du pic de densité de la ceinture). Parfois, la résolution est suffisamment élevée pour bien résoudre le disque, comme dans le cas de l'étoile HD 207129 (Figure 1.3). Les images Herschel de cette étoile révèlent son gigantesque anneau de débris qui présente une distribution spatiale de poussières contre-intuitive, impliquant une faible dispersion de vitesse entre les planétésimaux (disque dynamiquement froid, cf. aussi Sec. 1.2.3, LÖHNE, J.-C. AUGEREAU et al., 2012).

1. La position de la raie de forsterite à  $69\ \mu\text{m}$  est aussi très sensible à la fraction de fer dans les grains qui sera estimée à moins de 2% pour les sources observées avec Herschel (STURM, BOUWMAN, HENNING, N. EVANS, WATERS et al., 2013)



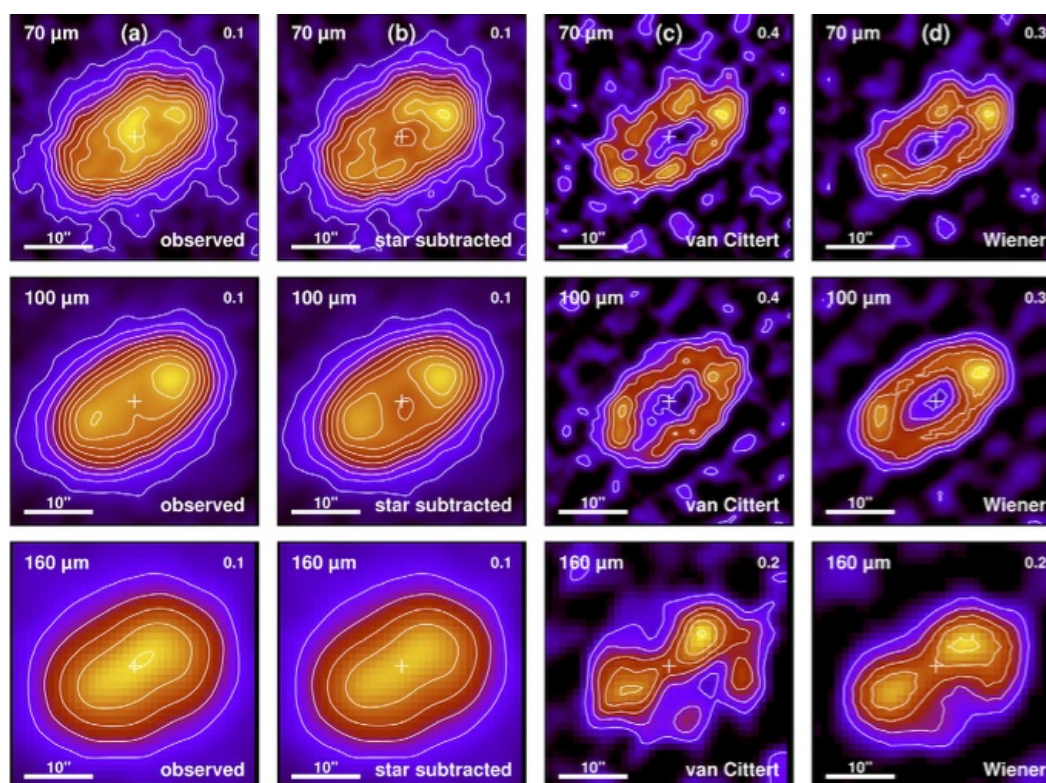


FIGURE 1.3 – Images Herschel à  $\lambda = 70, 100$  et  $160 \mu\text{m}$  (de haut en bas respectivement). De gauche à droite : images réduites, images après soustraction de la contribution stellaire, puis images déconvoluées au moyen de deux algorithmes différents. Les données font apparaître un anneau de poussière à la distance impressionnante de 170 au autour d'une étoile solaire âgée de plusieurs milliards d'années. D'après LÖHNE, J.-C. AUGEREAU *et al.* (*ibidem*).

## 1.2 Modélisation et simulation des disques de débris

### 1.2.1 Nature des poussières, le code GRATER

Afin de modéliser les disques de débris, j'ai développé un code de transfert radiatif optimisé pour les disques de poussières optiquement fins, que je nomme GRATER depuis 2007 pour des raisons de visibilité. Une grande partie de mes résultats sur les disques de débris s'appuie sur ce code. GRATER permet de produire des images, des distributions spectrales d'énergie et des mesures interférométriques quelque soit la longueur d'onde. Il calcule les propriétés des poussières en utilisant la théorie de Mie (MIE, 1908) qui s'appuie sur la résolution des équations de Maxwell à la surface d'un grain supposé sphérique et homogène. Pour prendre en compte des compositions complexes, incluant plusieurs matériaux dont du vide pour simuler la porosité, j'utilise des théories de milieu effectif (Maxwell-Garnett, Bruggeman) afin de calculer une permittivité diélectrique complexe équivalente. À partir d'hypothèses sur la distribution des poussières, à la fois en taille et spatialement, le code calcule des flux intégrés ou des images en ray-tracing, systématiquement sur des grilles de paramètres de dimensions variables selon la nature du problème à traiter.

Bien que la version originale du code ait été développée au cours de ma thèse (J.-C. AUGEREAU, 2000) et soit présentée dans J. AUGEREAU, A. LAGRANGE *et al.* (1999) qui sert de publication de référence, je l'ai totalement ré-écrit en 2003 pour le rendre plus versatile, et il a fait depuis lors l'objet d'améliorations régulières, en particulier dans le cadre de la thèse de Jérémy Lebreton que j'ai supervisée entre 2009 et 2013 (cf. articles Sec. A.5 et A.8). Parmi les améliorations, on peut citer : l'implémentation d'un module d'analyse bayésienne pour les projets Herschel (LEBRETON,

J.-C. AUGEREAU et al., 2012 ; ERTEL, MARSHALL et al., 2014), le développement d'une version très simplifiée pour aider les utilisateurs des techniques d'imagerie différentielle angulaire à extraire l'information de leurs données (VLT/NACO, VLT/SPHERE, GPI, HST, Subaru/SCEXAO, ex. : BUENZLI et al., 2010 ; CHOQUET, PERRIN et al., 2016 ; CHOQUET, MILLI et al., 2017 ; MILLI et al., 2017), un traitement amélioré de la sublimation des poussières pour les exozodis (LEBRETON, VAN LIESHOUT et al., 2013, cf. Sec. 2.4), la connection avec des simulations dynamiques N-corps (FARAMAZ, BEUST, THÉBAULT et al., 2014, cf. aussi Sec.A.6), le couplage avec les codes d'évolution collisionnelle (ex. THÉBAULT et J.-C. AUGEREAU, 2007). Ce code est extrêmement efficace car il est optimisé pour les milieux optiquement fins. À ce jour, plus de 40 publications dans des journaux à comité de lecture s'appuient sur GRATER pour l'analyse de données très diverses. Depuis 2010, je le distribue en totalité ou partiellement auprès de collègues à CalTech, NASA/Goddard, ESO/Chili, U. New South Wales, NAOJ, Liège, Paris, Bordeaux, ETH Zürich, MPIA Heidelberg, Stockholm, et STScI. Une version pourrait également être implémentée dans la base de données des exoplanètes ([www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu)) afin d'apporter une information complémentaire sur la nature des systèmes planétaires en cherchant à contraindre la distribution des petits corps.

La faible profondeur optique des disques de débris est un atout pour approfondir le travail sur les propriétés des poussières malgré l'absence de raie minéralogique dans la plupart des cas (gros grains froids). Mes travaux de modélisation de plusieurs disques très documentés fait émerger une composition typique : des silicates, possiblement des matériaux carbonés, une forte proportion de glace d'eau et une grande porosité (J. AUGEREAU, A. LAGRANGE et al., 1999 ; J. AUGEREAU, NELSON et al., 2001 ; LEBRETON, J.-C. AUGEREAU et al., 2012 ; DONALDSON et al., 2013, ex. Figure 1.4). Cette composition présente des similitudes avec celle des poussières cométaires dans le système solaire. Par exemple, les mesures radar de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko avec l'instrument CONSERT suggèrent des fractions de glace jusqu'à 2.6 fois le volume des poussières, et des porosités entre 75 et 85% (KOFMAN et al., 2015). Les étoiles étudiées en détail étant souvent âgées de moins de 50 Myr, cela suggère que les astéroïdes/comètes de ces jeunes disques de débris sont des objets glacés pouvant amener de l'eau sur des planètes rocheuses en phase finale de formation.

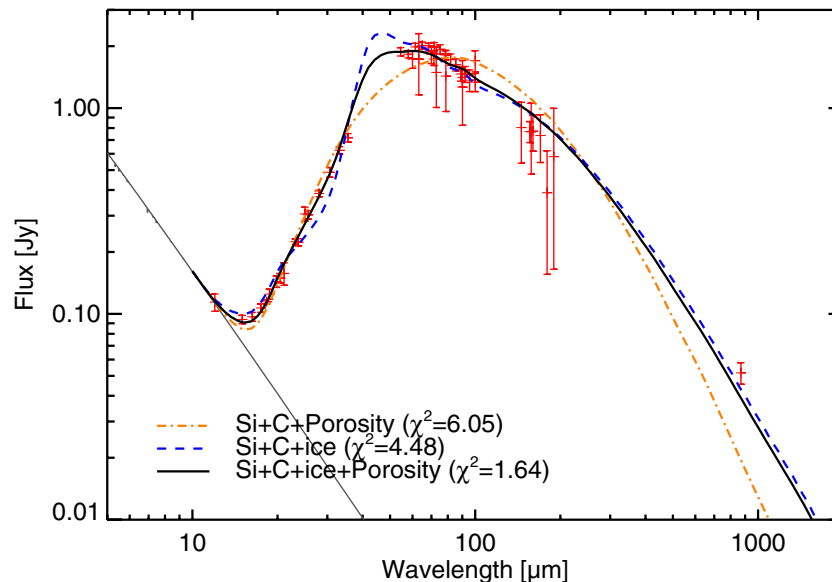


FIGURE 1.4 – Ajustement de la distribution spectrale d'énergie de l'anneau de poussières autour de l'étoile HD 181327 (F5V, 12 Myr, membre du groupe  $\beta$  Pictoris) en supposant différentes compositions pour les grains. Le modèle s'appuie sur des contraintes concernant la distribution spatiale des poussières issues d'images à haute résolution spatiale avec le HST. D'après LEBRETON, J.-C. AUGEREAU et al. (2012, cf aussi Sec. A.5).

### 1.2.2 Dynamique des disques de débris

Toutes les images des disques de débris montrent des asymétries : anneaux excentriques, spirales, surdensités azimutales, déformations verticales, ... J'ai cherché à comprendre leur origine, et si elles pouvaient être liées à des planètes cachées. Les poussières des disques de débris sont soumises aux forces de radiation (J. AUGEREAU, NELSON et al., 2001), au vent stellaire (J.-C. AUGEREAU et BEUST, 2006) et aux collisions (THÉBAULT et J.-C. AUGEREAU, 2007), ce qui réduit leur temps de vie à une portion congrue de l'âge de l'étoile. Cela est bien connu et implique un repeuplement continu à partir de petits corps (astéroïdes/comètes, ex. LÖHNE, A. V. KRIVOV et RODMANN, 2008). Cela signifie aussi que sur le long terme, les planètes ou les étoiles perturbatrices ont avant tout un effet sur la distribution des corps parents des poussières (ex. J.-C. AUGEREAU, 2004 ; MATTHEWS et al., 2014, pour des revues).

Pour structurer les disques, j'ai exploré différents mécanismes dynamiques au moyen de simulations numériques N-corps, en particulier au cours des thèses de Rémy Reche entre 2005 et 2008, et de Virginie Faramaz entre 2011 et 2014, toutes deux co-encadrées par Hervé Beust (cf. articles Sec. A.1, A.2, A.6 et A.7). J'ai par exemple étudié la formation des structures spirales induites par des compagnons stellaires sur des orbites fortement excentriques (J. AUGEREAU et PAPALOIZOU, 2004), ou à l'occasion d'un survol (RECHE, BEUST et J.-C. AUGEREAU, 2009), pour reproduire les images HST du disque autour de l'étoile HD 141569. Dans le but d'expliquer des images Herschel/DUNES d'un autre disque ( $\zeta^2$  Ret, EIROA, FEDELE et al., 2010), nous avons examiné les conditions, en particulier la masse, l'excentricité et le demi-grand axe d'une planète perturbatrice, pour maintenir un anneau excentrique pendant des milliards d'années (FARAMAZ, BEUST, THÉBAULT et al., 2014). Enfin, nous avons montré dans RECHE, BEUST, J.-C. AUGEREAU et ABSIL (2008) qu'une excentricité aussi faible que 0.05 pour une planète perturbatrice suffit à faire disparaître toute structure azimutale issue de résonances de moyen-mouvement, un mécanisme pourtant devenu populaire début 2000 pour expliquer les asymétries observées dans les disques de débris (ex. OZERNOY et al., 2000). Ce résultat est très contraignant puisque qu'une majorité des exoplanètes détectées ont une excentricité supérieure à cette limite.

Toutes ces simulations donnent des indications sur d'éventuels perturbateurs gravitationnels et attendent des confirmations observationnelles. Parfois, l'approche fonctionne merveilleusement bien. C'est le cas du système de  $\beta$  Pictoris. Dans J. AUGEREAU, NELSON et al. (2001), je proposais un modèle dynamique et radiatif très complet du disque autour de cette étoile qui reposait sur la présence d'une hypothétique planète géante sur une orbite inclinée perturbant un tore de petits corps. Ces deux hypothèses sont maintenant confirmées par l'observation. La planète  $\beta$  Pic b imagée par A.-M. LAGRANGE et al. (2009) présente des propriétés (masse, demi-grand axe, inclinaison) compatibles avec le modèle. Récemment, nous avons aussi pleinement confirmé le tore de petits corps et son profil radial de densité à partir d'images ALMA (DENT et al., 2014, Figure 1.5). J'espère que nos prédictions les plus récentes (ex. pour Fomalhaut, et plus spécifiquement les propriétés de l'hypothétique planète Fom c, FARAMAZ, BEUST, J.-C. AUGEREAU et al., 2015) connaîtront le même succès.

### 1.2.3 Collisions

Dans les modèles que je viens de discuter, il manque un ingrédient essentiel : les collisions. Le résultat supposé du processus collisionnel n'est pas ignoré, puisqu'une distribution de taille de grains cohérente avec celle attendue dans le cas d'un équilibre collisionnel est pris en compte dans les simulations dynamiques les plus complètes (certaines simulations ne s'intéressent qu'à la dynamique des corps parents des poussières). Cependant, la cascade collisionnelle elle-même, qui est le moteur de la production de poussières, n'est pas simulée. La raison en est simple. Le traitement numérique des collisions est délicat car le nombre de corps à suivre, depuis les corps parents kilométriques jusqu'aux poussières (sub-)microniques, devient vite prohibitif, ce qui pointe vers des méthodes statistiques. Avec mon collègue Philippe Thébault (LESIA), nous avons développé parmi les tous

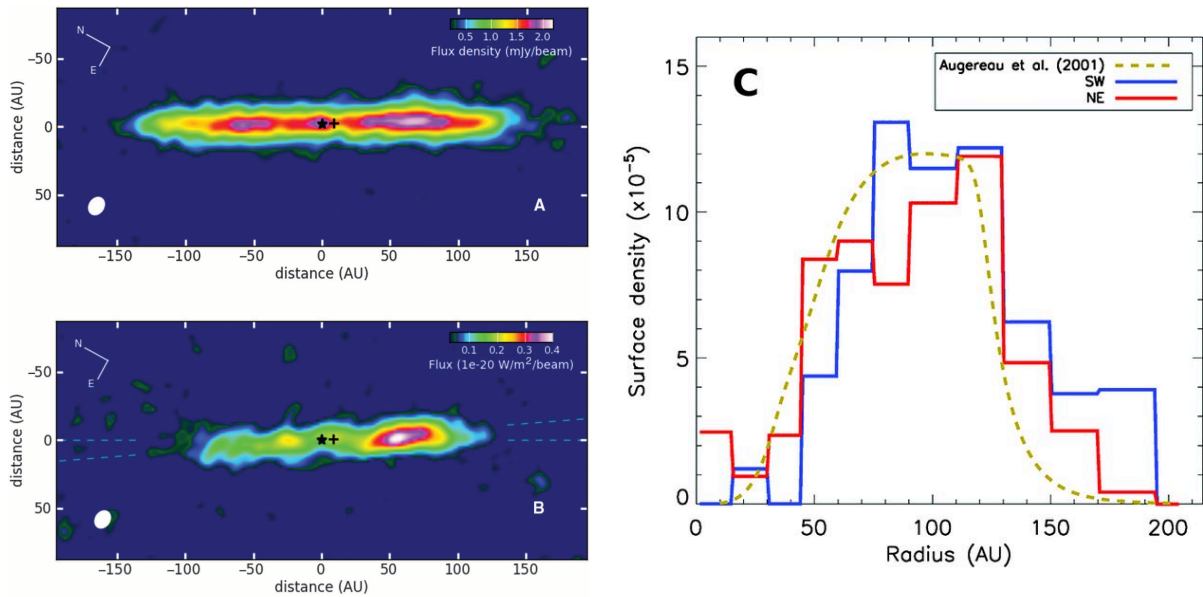


FIGURE 1.5 – Gauche : images ALMA du disque de débris autour de  $\beta$  Pictoris, montrant l’émission des poussières à  $\lambda = 870 \mu\text{m}$  (en haut) et l’émission du gaz dans la raie de 3–2 CO (en bas), d’après DENT et al. (2014). Droite : profils de densité des grosses poussières du disque de  $\beta$  Pictoris, extraits de l’image de gauche (en haut), et comparés à ma prédiction dans J. AUGEREAU, NELSON et al. (2001), montrant un bon accord entre les simulations et l’observation.

premiers codes numériques capables de suivre les collisions dans un disque de débris. Ces codes calculent la distribution des poussières et la perte de masse en fonction du temps et de la distance à l’étoile pour une comparaison aux observations (THÉBAULT, J. AUGEREAU et BEUST, 2003 ; THÉBAULT et J.-C. AUGEREAU, 2007). Ils permettent aussi de mesurer la dispersion de vitesse entre les corps parents des poussières et donc l’excitation dynamique globale du système (LÖHNE, J.-C. AUGEREAU et al., 2012).

Cependant, ces outils se limitent au traitement de l’évolution collisionnelle, et prennent mal en compte l’évolution dynamique du système planétaire lui-même. Il manquait une dernière étape : le mariage d’un code de type N-corps pour suivre la dynamique avec un code statistique pour suivre les collisions. C’était l’un des objectifs ambitieux que j’avais fixé pour le projet ANR EXOZODI que j’ai coordonné entre 2010 et 2014. Le développement du code “DyCoSS”, couplant partiellement la dynamique et les collisions aura constitué un premier pas dans cette direction (THÉBAULT, 2012). Ce code très sophistiqué n’est pas totalement auto-cohérent cependant. La réalisation d’un code cohérent aura été brillamment menée par Quentin Kral, doctorant au LESIA de 2011 à 2014 sous la direction de Philippe Thébault, et prix SF2A de la meilleure thèse en 2015. Le nouveau code, LIDT-DD, est couplé à mon code de transfert radiatif GRATER afin de comparer aux observations, ce qui a permis d’étudier le cas d’une collision catastrophique dans les régions internes d’un jeune disque de débris (KRAL et al., 2015). Le potentiel de ce code et de ses versions ultérieures est assurément très important pour interpréter les images des disques de débris.



### Une science émergente

#### La poussière du système solaire interne

- La poussière zodiacale
- La F-corona

#### La détection des exozodis

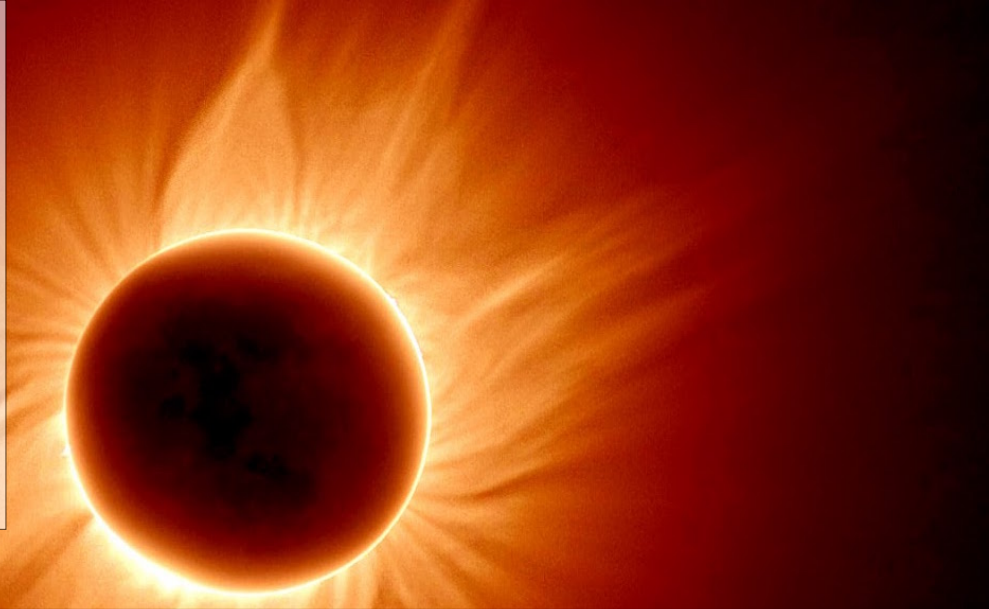
- Interférométrie proche-infrarouge
- Les premiers résultats
- Relevés statistiques

#### Propriétés des exozodis

- Modélisation en transfert radiatif
- Vega
- Fomalhaut

#### L'origine mystérieuse des exozodis

- L'énigme
- Quelques pistes explorées
- Pistes complémentaires et conclusion



## 2 — Les poussières exozodiacales

### 2.1 Une science émergente

Le système solaire interne est rempli de poussières. Ces poussières s'étendent de quelques rayons solaires à quelques unités astronomiques, recouvrant ainsi la zone dite habitable autour du Soleil. De fait, une fraction estimée à environ 40000 tonnes tombe sur la Terre chaque année (LOVE et BROWNLEE, 1993). Les poussières interplanétaires sont responsables de la lumière zodiacale. Dans le domaine optique et infrarouge, le nuage de poussières zodiacal est l'objet le plus brillant de notre système planétaire après le Soleil lui-même. Il peut être vu à l'œil nu au-dessus de l'horizon dans de bonnes conditions (Fig. 2.1).



FIGURE 2.1 – Photographie du ciel à Paranal (Chili). La lumière zodiacale apparaît sous la forme d'un triangle lumineux au-dessus de l'horizon, indiquant le plan de l'écliptique. Crédit : ESO/Y.Beletsky

Par analogie avec le nuage zodiacal, la poussière chaude dans les régions internes de systèmes planétaires extrasolaires est connue sous le terme de **“poussière exozodiacale”**, ou **exozodi**. Ces nuages de poussières exozodiacales appartiennent à la grande famille des disques de débris. Comme

nous le verrons dans la suite de ce chapitre, les exozodis se distinguent cependant des disques de débris classiques du fait de leur proximité à l'étoile, ce qui induit des mécanismes de repeuplement des poussières spécifiques fort mal compris.

### Rechercher une autre Terre

L'étude des poussières exozodiacales est intimement liée à la découverte des premières exoplanètes (WOLSZCZAN et FRAIL, 1992 ; MAYOR et QUELOZ, 1995). À la fin des années 1990, les agences spatiales ont identifié des concepts instrumentaux dans le but de détecter des planètes similaires à la Terre et situées dans la zone habitable de leur étoile. Les concepts les plus connus issus de ces réflexions sont assurément les projets interférométriques moyen-infrarouge DARWIN de l'ESA (ex. FRIDLUND et CAPACCIONI, 2002) et TPF (Terrestrial Planet Finder) de la NASA (ex. C. A. BEICHMAN, WOOLF et LINDENSMITH, 1999, Fig. 2.2). On parle alors d'une date de lancement aux alentours de 2010. . . Outre des questions de maturité technologique qui handicaperont ces projets, les agences spatiales identifient rapidement un potentiel obstacle astrophysique : la probable présence de poussières exozodiacales dans l'environnement des exo-Terres à découvrir. À une longueur d'onde de  $10\ \mu\text{m}$  par exemple, l'intensité totale de la lumière zodiacale est 300 à 400 plus importante que celle de la Terre, ne représentant pourtant que  $3.5 \times 10^{-5}$  fois le flux solaire à cette longueur d'onde (LEINERT, BOWYER et al., 1998). L'émission de ces poussières peut ainsi être suffisamment importante pour nécessiter des temps d'intégration prohibitifs afin de discerner la planète au milieu de l'intense fond exozodiacal (ex. MENNESSON et MARIOTTI, 1997 ; DEFRÈRE, ABSIL, DEN HARTOG et al., 2010). Si de plus la répartition des poussières présente des asymétries, du fait de l'interaction résonante avec des planètes par exemple comme cela est le cas dans le système solaire (DERMOTT, JAYARAMAN, XU, B. Å. S. GUSTAFSON et al., 1994), ou d'une activité cométaire non centro-symétrique, ces inhomogénéités pourraient simuler la présence d'une exoplanète (C. BEICHMAN et VELUSAMY, 1997 ; LAY, 2004 ; DEFRÈRE, ABSIL, DEN HARTOG et al., 2010).



FIGURE 2.2 – Représentation schématique des concepts instrumentaux DARWIN de l'ESA et TPF-Interferometer de la NASA

### Les exozodis : une priorité pour la NASA

L'intérêt pour les poussières exozodiacales est ainsi né il y a près de 20 ans de considérations essentiellement instrumentales, en raison de leur capacité potentielle à compliquer la détection d'autres Terres. Un workshop dédié à cette question dans le contexte du TPF était ainsi organisé par un expert des disques de débris quelques années après la détection des premières exoplanètes (BACKMAN et al., 1998). Ces réflexions se traduiront en actions très concrètes. Elles mèneront en particulier au développement d'instruments moyen-infrarouge au sol afin d'évaluer la fréquence, l'intensité et éventuellement la distribution spatiale des poussières exozodiacales. Ces instruments serviront aussi à tester la méthode de détection par interférométrie annulante (interférences destructives pour

éteindre l'étoile), la méthode envisagée pour DARWIN et TPF-I. La NASA aura ainsi contribué significativement à la science des poussières exozodiacales en finançant le Keck Interferometer (KI, 2001–2012, COLAVITA et al., 2013), et son programme de 32 nuits dédiées aux exozodis utilisant le mode annulant (KIN, SERABYN et al., 2012), le Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI, 2014+, P. HINZ et al., 2014) et ses deux relevés HOSTS<sup>1</sup> et LEECH<sup>2</sup> (100 nuits) dédiés essentiellement à l'étude des exozodis et à la recherche d'exoplanètes, et le précurseur du mode annulant du LBTI, l'instrument BLINC au MMT (P. M. HINZ et al., 2000) au début des années 2000. Le relevé HOSTS par exemple cible une cinquantaine de sources, choisies pour bien échantillonner la fonction de luminosité des exozodis, et tenant compte de l'intérêt de l'étoile pour la recherche d'autres Terres habitables (WEINBERGER et al., 2015). Les performances initiales du mode annulant du LBTI à 10  $\mu\text{m}$  sont encourageantes, et devraient permettre de détecter des exozodis de densité équivalente à 15–30 fois le disque zodiacal autour d'une étoile comme le soleil à 10 pc (DEFRÈRE, P. M. HINZ, MENNESSON et al., 2016). Du côté européen, les discussions entre l'ESA et l'ESO afin de tester le mode annulant au VLTI et détecter des exozodis avec le démonstrateur GENIE (ex. ABSIL, 2003) n'aboutiront pas. Le projet européen ALLADIN d'interférométrie annulante en Antarctique restera également dans les cartons (COUDÉ DU FORESTO, ABSIL et al., 2006).

Aujourd'hui encore, le groupe de réflexion stratégique ExoPAG (Exoplanet Exploration Program Analysis Group) de la NASA exprime sa motivation pour qu'une prochaine mission spatiale traite prioritairement la question des exozodis : *“Goal 1 : Determine the overall architectures of a sample of nearby planetary systems. This includes determining the numbers, brightnesses, locations, and orbits of terrestrial to giant planets and characterizing exozodiacal dust structures in regions from habitable zones to ice lines and beyond.* (NASA ExoPAG Study Analysis Group #5, GREENE, NOECKER et EXOPAG SAG 5 TEAM, 2013). Ces objectifs faisaient également partie du Decadal Survey américain en 2010 : *“Success with endeavors to determine the solar neighborhood planetary census will be very important because knowing that Earth-mass planets exist around nearby stars will give much higher confidence that a future space mission to investigate the atmospheres of extrasolar earths will succeed. A critical step along the way is a better understanding of the dusty disks surrounding stars, analogous to zodiacal dust found near Earth. Reflected diffuse exozodiacal light from these disks can make detection of the faint light from small Earth-like planets difficult.”* (“7 Realizing the Opportunities.” National Research Council. 2010. *New Worlds, New Horizons in Astronomy and Astrophysics*. Washington, DC : The National Academies Press. doi : 10.17226/12951).

### Positionnement sur cette thématique

Des efforts considérables sont ainsi réalisés depuis 15 à 20 ans, avec une contribution instrumentale remarquable du côté américain, pour mieux caractériser l'étendue de l'émission exozodiacale autour des étoiles proches qui sont des cibles idéales pour chercher d'autres Terres. Pourtant, c'est du côté européen (et par interférométrie constructive et non annulante) que viendront les principaux résultats ces 10 dernières années concernant la fréquence des exozodis. L'élément déclencheur sera la détection d'un excès autour de Vega dans le proche-infrarouge ( $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ ) avec FLUOR, un instrument développé au LESIA à Paris (COUDÉ DU FORESTO, BORDE et al., 2003), et installé sur l'interféromètre CHARA (ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG et al., 2006). Cet excès est alors attribué à la présence de poussières exozodiacales chaudes, dont je caractérise les propriétés essentielles à l'aide du code GRATER. Cette collaboration entre experts des instruments interférométriques et experts des disques de débris va aboutir aux tous premiers relevés systématiques des poussières exozodiacales avec CHARA/FLUOR, puis avec VLTI/PIONIER (voir LE BOUQUIN et al., 2011, pour une description de l'instrument), et à un travail de modélisation et de simulation pour comprendre la nature des objets détectés, et leur origine

1. The Hunt for Observable Signatures of Terrestrial planetary Systems

2. The LBTI Exozodi, Exoplanet Common Hunt



dynamique. Ce travail se structurera tout d'abord autour d'une équipe ISSI (International Space Science Institute) à Berne en Suisse de 2007 à 2010, que je coordonnerai avec A. Krivov (U. Jena, Allemagne), un partenariat EGIDE/Hubert Curien PROCOPE avec Jena en Allemagne entre 2008 et 2009 (No. 17843ZE), et toutes ces activités serviront de rampe de lancement à un projet ANR blanc, le projet EXOZODI (2010–2014, ANR-10-BLAN-0505), que j'animerai.

Ce chapitre présente ainsi une synthèse d'une douzaine d'années de travaux sur le thème émergent des poussières exozodiacales, et résume les avancées observationnelles et théoriques auxquelles j'ai activement contribué. Du statut d'obstacle potentiel pour la détection d'autres Terres, les exozodis apparaissent désormais comme un formidable outil pour étudier les systèmes planétaires extrasolaires. Nous verrons que les exozodis sont fréquents (Section 2.3), que leurs propriétés présentent des similarités avec la F-corona dans le système solaire (Section 2.4), et que l'origine de la poussière exozodiacale demeure aujourd'hui encore un mystère qui fait l'objet d'un nombre croissant de recherches (Section 2.5). ■

## 2.2 La poussière du système solaire interne

Avant de s'intéresser aux poussières exozodiacales, il est très instructif de séjourner un peu dans le Système Solaire pour examiner le nuage zodiacal, sa structure, sa brillance, sa dynamique, sa composition, afin de mieux apprécier les travaux de recherche concernant les exozodis. On mesure aussi les limites de notre connaissance des poussières dans notre propre système planétaire interne.

### 2.2.1 La poussière zodiacale

#### Un peu d'histoire

La poussière zodiacale est observée de longue date. Dans son article intitulé "La lumière zodiacale d'après les anciens", LEFÉBURE (1895) nous enseigne que "*les Égyptiens auraient connu et adoré de tous temps la lumière zodiacale*" représentée sous la forme d'un triangle. Les Grecs et les Aztèques l'auraient également observé. DIODORE DE SICILE, au premier siècle avant J.-C., décrit ainsi l'apparition de la lumière zodiacale : "*Le soleil n'est point précédé dans ce pays par l'aurore, mais sa lumière se fait voir subitement et change tout d'un coup une nuit profonde en un grand jour. On dit qu'il paraît sortir de la mer comme un charbon ardent qui pousse hors de lui quantité d'étincelles. Il ne se montre point comme à nous sous une forme ronde mais il s'élève sur l'horizon comme une colonne dont le chapiteau est un peu éculé*" (extrait de "Histoire Universelle", Tome premier : Livre III, paragraphe "Phénomènes célestes dans la mer de l'Inde", traduction depuis le Grec ancien par l'abbé Terrasson).

Visible à l'œil nu, la poussière zodiacale suscite assurément des interrogations depuis des millénaires. Cependant, les premières observations et interprétations scientifiques du phénomène n'apparaîtront qu'à partir du XVII<sup>e</sup> siècle. Il est ainsi d'usage d'attribuer à l'astronome franco-italien J.-D. Cassini, mais aussi au mathématicien suisse N. F. de Duillier, la découverte du phénomène publiée dans des compte-rendus entre 1693 et 1695 (ex. CASSINI, 1695, "Découverte de la lumière celeste qui paroist dans le zodiaque"). Ils proposeront que la lumière est produite par de la matière, plus spécifiquement des particules autour du Soleil et proches du plan de l'écliptique, réfléchissant la lumière solaire telles des mini-planètes. Il est en effet encore trop tôt pour accepter l'idée qu'il s'agisse de poussières, c'est-à-dire des objets indiscernables individuellement mais forts nombreux. Bien que les hypothèses de Cassini et de de Duillier se voient par la suite appuyées par de nouvelles observations, en particulier polarimétriques au XIX<sup>e</sup> siècle, de nombreuses théories alternatives continueront à être proposées jusqu'à récemment. FECHTIG, LEINERT et BERG (2001) nous enseignent ainsi qu'au début des années 1960, les premières observations depuis l'espace aboutissent à la surprenante hypothèse d'un anneau de poussières autour de la Terre pour expliquer les forts flux mesurés. L'hypothèse de

HOOKE (1705) selon laquelle “*this appearance is caused by some Effluvia from the Body of the Earth itself*” était d’une certaine manière remise au goût du jour.

### Structure du disque zodiacal

Depuis lors, des missions spatiales telles que Helios-A et -B lancées au milieu des années 1970, et les satellites infrarouges IRAS et COBE lancés dans les années 1980, ont permis de mesurer la distribution spatiale des poussières zodiacales. L’analyse des données Helios obtenues entre 1975 et 1979 montre que l’intensité de la lumière zodiacale décroît avec la distance  $r$  au Soleil en  $r^{-2.3}$  entre 0.3 et 1 au, correspondant à un profil de densité en  $r^{-1.3}$  (LEINERT, RICHTER, PITZ et PLANCK, 1981). L’analyse des données infrarouge COBE/DIRBE par KELSALL et al. (1998) obtenues entre décembre 1989 et septembre 1990 aboutira à un profil très similaire, en  $r^{-1.34}$ , comme le montre la Figure 2.3, alors que les données AKARI plus récentes suggèrent un profil en  $r^{-1.59}$  (KONDO et al., 2016). Ces mêmes observations infrarouge montrent que les poussières zodiacales s’organisent sous la forme d’un disque autour du plan de l’écliptique, et fortement étendu verticalement avec une échelle verticale de hauteur  $h$  à  $r = 1$  au avoisinant le tiers de la distance Terre-Soleil. Ce rapport d’aspect  $h/r$  proche d’un tiers varie peu avec la distance au Soleil. Bien que l’émission zodiacale domine le fond de ciel dans l’infrarouge moyen et lointain (HAUSER et al., 1984 ; KELSALL et al., 1998), et demeure très importante au-delà (PLANCK COLLABORATION et al., 2014), le disque zodiacal est de faible densité, avec une profondeur optique estimée à  $\tau \sim 1 - 3 \times 10^{-7}$  (SPIESMAN et al., 1995 ; FIXSEN et DWEK, 2002), pour une luminosité en émission thermique de l’ordre de  $8 \times 10^{-8} L_{\odot}$  (REACH, ABERGEL et al., 1996).

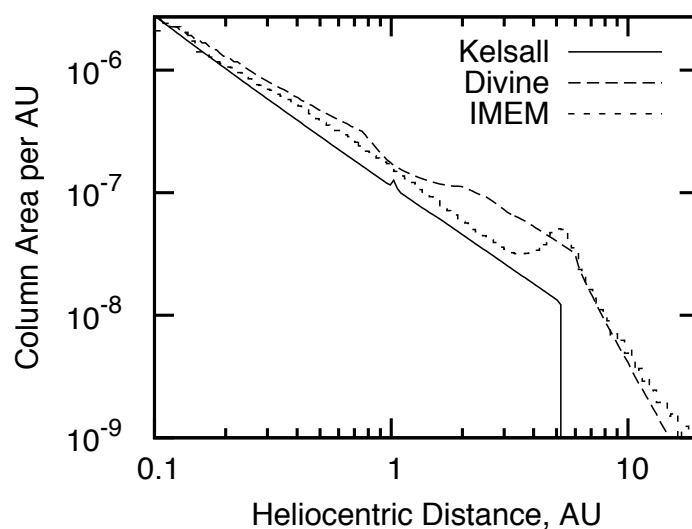


FIGURE 2.3 – Section efficace géométrique de la poussière zodiacale par unité de volume, en  $\text{au}^{-1}$ , d’après le modèle empirique de KELSALL et al. (1998) reproduisant les données infrarouge COBE/DIRBE, et les modèles de DIVINE (1993) et V. DIKAREV et al. (2004) visant à estimer les flux de météorites pouvant affecter les engins spatiaux (d’après V. V. DIKAREV et SCHWARZ, 2015). Ces deux derniers modèles s’appuient grandement sur des mesures in-situ par les sondes Pioneer 10 et 11, Helios-A, Galileo et Ulysses.

À ce nuage zodiacal continu à grande échelle se superpose des structures plus faibles, parmi lesquelles, des bandes de poussières inclinées par rapport à l’écliptique identifiées avec IRAS (LOW et al., 1984). Les bandes les plus larges sont associées à des collisions parmi les membres de familles d’astéroïdes connues de la ceinture principale entre Mars et Jupiter (ex. Karin, Veritas, Beagle, NESVORNÝ, BOTTKÉ et al., 2003). Ces collisions dateraient de quelques millions d’années. Les bandes les plus étroites auraient pour leur part une origine cométaire. IRAS a également révélé une augmentation de la luminosité du nuage zodiacal précédant l’orbite de la Terre par rapport à la

luminosité en arrière de son orbite. Cela s'expliquerait par une combinaison entre plusieurs effets dynamiques. D'une part, les poussières produites par collisions dans la ceinture principale, migreraient lentement vers le Soleil dû aux forces de freinage, à la fois radiative (effet Poynting-Robertson) et corpusculaire (vent solaire). Puis, à l'approche de l'orbite terrestre, elles se retrouveraient piégées en résonance orbitale avec la Terre. Elles forment alors un anneau circumsolaire asymétrique en azimuth, avec une cavité à l'emplacement de notre planète, et une surdensité de poussières qui suit la Terre (DERMOTT, JAYARAMAN, XU, B. Å. S. GUSTAFSON et al., 1994).

L'influence des planètes s'observe également à grande échelle. Le gauchissement du disque zodiacal observé avec IRAS (DEUL et WOLSTENCROFT, 1988) puis COBE (DERMOTT, GROGAN, DURDA et al., 2001), et suspecté dans les données AKARI (PYO et al., 2010), s'interprète comme une perturbation séculaire, sans doute par Jupiter et Saturne, des poussières qui ne sont pas dans le même plan orbital que les planètes (WYATT, DERMOTT et al., 1999). Le léger décalage entre le centre de symétrie du nuage zodiacal et la position du soleil, mesuré par KELSALL et al. (1998) et KONDO et al. (2016) par exemple, pourrait de la même manière s'expliquer par une excentricité forcée, sous l'influence des planètes géantes dont les excentricités orbitales sont non nulles.

### Propriétés des poussières zodiacales

La lumière zodiacale est un outil formidable pour étudier la nature des poussières interplanétaires. Du proche-UV au proche-infrarouge ( $\lambda = 0.2\text{--}2.1\ \mu\text{m}$ ), les poussières diffusent le spectre solaire avec un très léger rougissement qui suggère une section efficace de diffusion dominée par des poussières de quelques micromètres (ex. LEINERT, RICHTER, PITZ et PLANCK, 1981 ; LEINERT, BOWYER et al., 1998 ; TSUMURA, BATTLE et al., 2010). La lumière zodiacale est aussi polarisée et la fonction de phase polarisée à  $\sim 1.5$  au est en revanche bien ajustée avec une distribution de taille incluant des grains submicroniques ( $s_{\min} = 0.22\ \mu\text{m}$ , LASUE et al., 2007). Au-delà de  $\lambda = 3.5\ \mu\text{m}$ , la contribution en émission thermique domine (Fig. 2.4, panneau de gauche), et la distribution spectrale d'énergie du nuage s'ajuste au premier ordre par un corps noir de température  $T \sim 260\ \text{K}$  (SPIESMAN et al., 1995 ; REACH, ABERGEL et al., 1996, cf aussi Fig. 2.4, panneau de droite).

L'émission thermique d'ensemble est dominée par des poussières de quelques dizaines à une centaine de micromètres (DEUL et WOLSTENCROFT, 1988 ; FIXSEN et DWEK, 2002). Mais ce résultat peut être trompeur au premier abord car il résulte de la forme ondulée de la distribution de taille et non

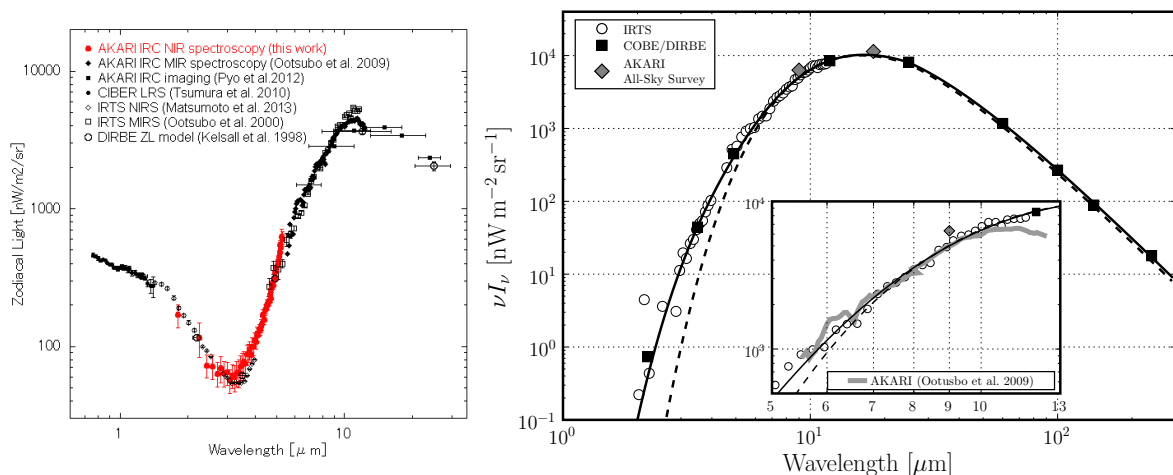


FIGURE 2.4 – Spectre d'émission du nuage zodiacal, à gauche dans le proche et moyen-infrarouge montrant la transition entre la contribution en lumière diffusée et celle en émission thermique autour de  $3.5\ \mu\text{m}$  (TSUMURA, MATSUMOTO et al., 2013), à droite la contribution en émission thermique seule dans le l'infrarouge moyen et lointain à 1 au, ajustée par un corps noir à 258 K (tirets) et par une combinaison de deux corps noirs à 243 K et 386 K (trait plein, HONG et al., 2009)

de l'absence de poussières plus petites qu'une dizaine de micromètres. En effet, les mesures in-situ entre 0.3 et 18 au (avec Helios 1, Pioneer 10 et 11, Galileo, Ulysses, ex. GRUN et al., 1985 ; DIVINE, 1993), les mesures avec les satellites en orbite autour de la Terre, et l'étude des microcratères lunaires, montrent que la distribution de taille des poussières s'étend de grains très largement submicroniques<sup>3</sup> ( $\sim 10^{-2}\mu\text{m}$ ) jusqu'à des grains de plusieurs millimètres (Fig. 2.5, panneau de gauche). Par ailleurs, un flux régulier de grains nanométriques, accompagnant le vent solaire, et produits dans les régions internes du système solaire, est aussi détecté entre la Terre et Jupiter avec les instruments à bord de la sonde Cassini (SCHIPPERS et al., 2015). Malgré la présence de ces petits grains, les ondulations de la distribution de taille imposent une section efficace géométrique dominée par des poussières entre 10 et 100  $\mu\text{m}$  (Fig. 2.5, panneau de droite), responsables de l'émission thermique au-delà de  $\lambda = 10\mu\text{m}$  et de la modeste couleur rouge en lumière diffusée, comme le résumant par exemple TSUMURA, MATSUMOTO et al. (2013).

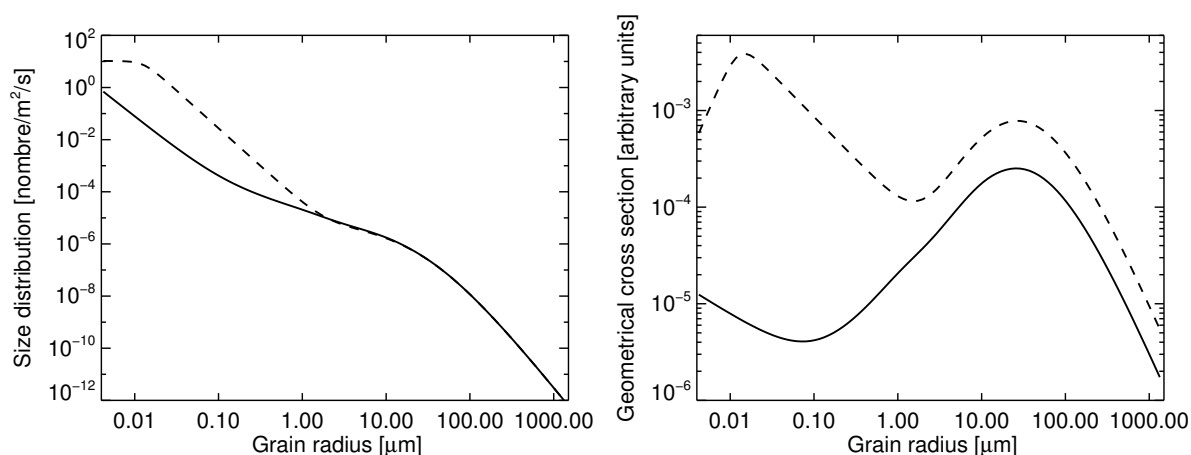


FIGURE 2.5 – À gauche : distribution de tailles des poussières interplanétaires (micrométéorites) à 1 au (trait plein), comparée à la distribution des micro-cratères lunaires (tirets), d'après GRUN et al. (1985). À droite : section efficace géométrique associée montrant que les poussières entre 10 et 100  $\mu\text{m}$  vont naturellement dominer l'émission, en particulier thermique.

L'étude de la composition de la poussière zodiacale bénéficie de différents indicateurs. Le satellite infrarouge ISO a permis d'identifier une raie de silicate de faible intensité autour de  $\lambda = 10\mu\text{m}$  (REACH, ABERGEL et al., 1996), produite par des grains microniques constitués à la fois de silicates amorphes et cristallins (REACH, MORRIS et al., 2003). La faible intensité de la raie serait la conséquence d'une émission zodiacale globale dominée par des grains trop gros ( $> 10\mu\text{m}$ ) pour présenter des raies d'émission à ces longueurs d'onde. L'ajustement de la distribution spectrale d'énergie suggère aussi la présence de silicates (REACH, 1988 ; FIXSEN et DWEK, 2002). Cependant, différents éléments suggèrent que les grains sont aussi riches en matériaux carbonés. Par exemple, et bien que les valeurs de l'albedo géométrique soient débattues dans la littérature, il se dégage un consensus pour des faibles valeurs :  $0.07 \pm 0.03$  d'après DUMONT et A.-C. LEVASSEUR-REGOURD (1988),  $0.06 \pm 0.1$  d'après ISHIGURO et al. (2013), ce qui est compatible avec des matériaux carbonés de type micrométéorites sombres. Par ailleurs, l'albedo décroît entre 0.5 et 1.5 au (DUMONT et A.-C. LEVASSEUR-REGOURD, 1988, Fig. 2.6, panneau de droite), en suivant une loi en  $r^{-0.3 \pm 0.3}$  pour REACH (1991),  $r^{-0.32 \pm 0.05}$  pour RENARD, A. LEVASSEUR-REGOURD et DUMONT (1995), ce qui est compatible avec une plus grande richesse en matériaux carbonés en s'éloignant du soleil.

Cette décroissance de l'albedo serait responsable de la croissance de la polarisation dans le visible avec la distance au soleil (croissance en  $r^{0.3}$  entre 0.3 et 1 au, mesurée avec Helios, LEINERT, RICHTER, PITZ et HANNER, 1982, cf aussi Fig. 2.6, panneau de gauche). De plus, LASUE et al. (2007)

3. aussi appelés  $\beta$ -météorites du fait de leurs trajectoires hyperboliques ( $\beta > 1$ )

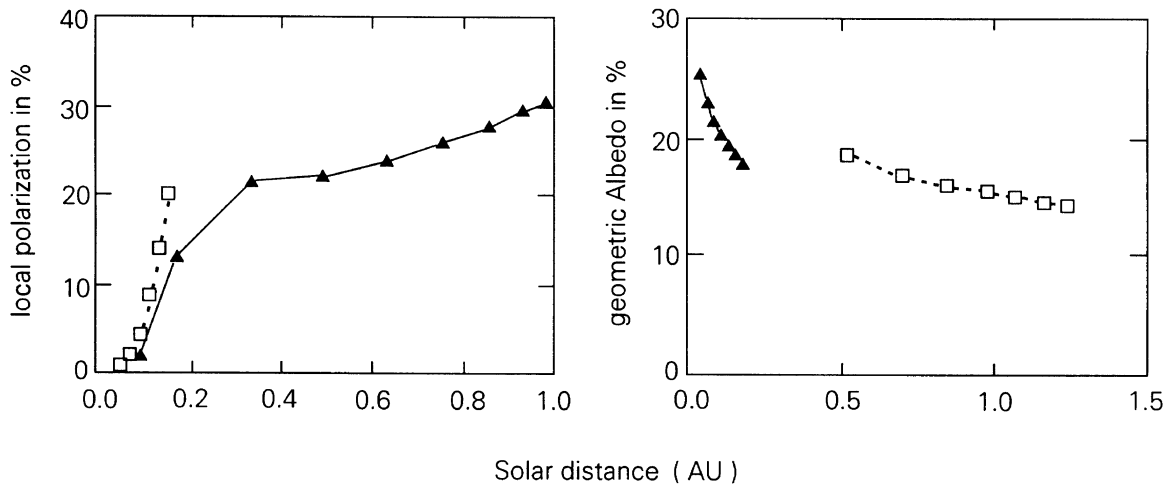


FIGURE 2.6 – Degré de polarisation pour un angle de phase de 90 degrés (à gauche), et albedo (à droite), en fonction de la distance au soleil, d'après MANN (1998)

montrent que dans le visible, la fonction de phase polarisée de la lumière zodiacale à  $\sim 1.5$  au est bien ajustée avec un mélange silicate-carbone autour de 40% en masse, et que le degré de polarisation à  $90^\circ$  d'angle de phase augmente avec la distance au Soleil entre 0.5 et 1.5 au, ce qui est compatible avec une fraction de carbone plus faible proche du soleil. Enfin, le profil de température en  $r^{-0.36 \pm 0.03}$  pour DUMONT et A.-C. LEVASSEUR-REGOURD (1988) et RENARD, A. LEVASSEUR-REGOURD et DUMONT (1995), ou en  $r^{-0.4 \pm 0.05}$  pour REACH (1991), est moins pentu que celui produit des corps noirs, et aussi mieux reproduit si les grains sont fortement absorbants, de type carbonés (LASUE et al., 2007). Il s'accumule ainsi différentes preuves (faible albédo géométrique, fonction de phase polarisée, profil de température) montrant que les grains seraient enrichis en matériaux carbonés.

Enfin, les poussières pourraient être poreuses. YANG et ISHIGURO (2015) montrent ainsi que le spectre zodiacal dans le visible serait similaire à celui des poussières interplanétaires chondritiques poreuses qui présentent des porosités d'environ 70% et sont pauvres en glace d'eau. Ces auteurs montrent que les propriétés optiques des poussières interplanétaires du nuage zodiacal sont majoritairement similaires à celles d'astéroïdes de type D qui sont des analogues aux noyaux cométaires, alors que pour d'autres auteurs (ex. TSUMURA, BATTLE et al., 2010), les poussières zodiacales auraient un comportement optique dans le proche-infrarouge similaire aux astéroïdes de type S. Cela amène à nous interroger sur le mécanisme prépondérant pour la production de poussières.

### Origine de la poussière

WHIPPLE (1967) estimait que la masse des poussières zodiacales s'élevait à quelques  $10^{19}$  g ( $\sim 10^{-9} M_\oplus$ ), ce qui correspond environ à la masse de 1000 comètes similaires à 67P/Tchourioumov-Guérassimenco. Les modèles plus récents confirment ces ordres de grandeur. Par exemple, l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie par FIXSEN et DWEK (2002) aboutit à une masse estimée à  $6.5 \pm 4.5 \times 10^{18}$  g selon la composition supposée des grains. Plus récemment, NESVORNÝ, JENNISKENS et al. (2010) estimait cette masse à  $\sim 5 \times 10^{19}$  g, soit  $\sim 8 \times 10^{-9} M_\oplus$  en s'appuyant sur des modèles dynamiques et les mesures infrarouges IRAS. Cette masse correspond aux poussières qui contribuent à l'émission infrarouge, c'est-à-dire aux poussières d'une dizaine et une centaine de micromètres de rayon typiquement (cf Fig. 2.5). Ces grains sont sensibles à l'effet Poynting-Robertson qui les fait chuter sur le soleil. Cela a amené WHIPPLE (1967), MANN, GRÜN et WILCK (1996) et FIXSEN et DWEK (2002) par exemple, à conclure que le maintien du nuage zodiacal à l'équilibre impose un taux de repeuplement d'environ  $10^{14}$  g/an, soit environ  $2 \times 10^{-14} M_\oplus$ /an, sous l'hypothèse d'une durée de vie moyenne des grains de  $10^5$  ans par effet Poynting-Robertson.

GRUN et al. (1985) montrent que le repeuplement en poussières observables peut être assuré par les collisions entre corps plus gros, avec un taux de production estimé à  $2.8 \times 10^{14}$  g/an à 1 au qui compenserait bien la perte par effet Poynting-Robertson. Cela ne résoud cependant pas le problème du maintien à l'équilibre du nuage de poussières zodiacales, mais déplace cette question du repeuplement vers les corps parents des poussières observées. Les mêmes auteurs montrent de plus que la source des corps parents doit varier en  $r^{-3.5}$  pour maintenir le profil de densité (cf Fig. 2.3). Une contribution cométaire est bien sûr envisagée, et cette idée était déjà pregnante dans les travaux de WHIPPLE (1967). Si il est acquis que l'évaporation cométaire et l'activité collisionnelle entre astéroïdes sont les deux principales sources de poussières zodiacales – le milieu interstellaire contribuant peu – tout le débat porte alors sur la question du processus dominant. LIOU, DERMOTT et XU (1995) et DERMOTT, JAYARAMAN, XU, GROGAN et al. (1996) proposent par exemple que le nuage zodiacal est constitué pour environ un tiers de poussières d'origine astéroïdale, les comètes étant responsables des deux autres tiers. Pour cela, ils s'appuient sur le fait qu'une origine astéroïdale est très probable à la fois : pour l'anneau de poussières sur la même orbite que la Terre (du fait de la faible excentricité nécessaire au piégeage en résonance des grains), pour les IDPs (Interplanetary Dust Particles) qui entrent dans l'atmosphère terrestre, et pour les bandes de poussières identifiées par IRAS (qui représentent moins de 5% du nuage zodiacal) clairement associées à des familles d'astéroïdes. DERMOTT, GROGAN, B. A. S. GUSTAFSON et al. (1996) rappellent cependant combien les contributions relatives entre les deux sources de poussières, astéroïdes et comètes, sont incertaines.

IPATOV et al. (2008) ont abordé cette question en cherchant à reproduire les observations spectroscopiques du nuage zodiacal, et plus spécifiquement les décalages Doppler de la raie de magnésium Mg I après diffusion du spectre solaire par les poussières zodiacales. Pour cela, ils ont étudié la dynamique des grains, en considérant à la fois les astéroïdes de la ceinture principale comme source de poussières, mais aussi les grandes familles de comètes. Ils montrent que le nuage zodiacal pourrait être constitué pour 30 à 50% de poussières astéroïdales, signifiant que 40 à 70% des poussières zodiacales auraient une origine cométaire. Dynamiquement, NESVORNÝ, JENNISKENS et al. (2010) ont approché le problème de la même manière, en tenant cependant mieux compte de la durée de vie des astéroïdes et comètes. Mais surtout, ils ont cherché à reproduire l'émission thermique du nuage zodiacal mesurée par IRAS dans l'infrarouge. Ils montrent que cette émission est produite à 85-95% par des poussières provenant des comètes de la famille de Jupiter (JFC). Dans ce modèle, les comètes à longues périodes orbitales (nuage de Oort) et/ou les astéroïdes contribuent pour moins de 10%.

Ainsi, bien que les fractions fluctuent d'une étude à l'autre, il apparaît que la contribution cométaire au nuage zodiacal est importante. Parmi les conséquences intéressantes, il est tout à fait envisageable de concevoir que la masse de poussières zodiacales puisse être hautement variable dans le temps comme le montre théoriquement NAPIER (2001, échelles de temps de quelques milliers d'années), et comme le suggère également les pics de flux de météorites il y a 37 et 50 millions d'années, ainsi que le minimum (comparé à aujourd'hui) il y a 16 millions d'années (FARLEY, 1995).

### 2.2.2 La F-corona

Comme nous le verrons en Sections 2.3 et 2.4, les poussières exozodiacales que nous détectons avec les interféromètres (proche-)infrarouge proviennent de poussières à proximité de la limite de sublimation autour des étoiles. Notre système planétaire contient aussi des poussières proches du soleil, qui sont moins bien connues que celle autour de l'orbite de la Terre, mais qui constituent le prolongement du nuage zodiacal décrit précédemment.

#### De la poussière très proche du soleil

La densité de poussières zodiacales augmente en effet continûment de la ceinture d'astéroïdes (quelques ua) jusqu'à seulement quelques rayons solaires (quelques pourcents d'ua), où il forme la F-corona, pour Fraunhofer corona (Fig. 2.7, à gauche). Dès le début du XXème siècle, la prolongation théorique du nuage zodiacal vers le soleil a permis d'envisager l'existence d'une région sans poussière

où les grains ne pourraient survivre à la sublimation (ANDERSON, 1924). Il était alors imaginé que la mesure du bord interne du nuage zodiacal donnerait des indications sur la nature des poussières. Cependant, l'observation de la poussière proche du soleil s'est avérée fort complexe, tout comme la compréhension fine de l'évolution physique et chimique des poussières dans cet environnement. Aujourd'hui encore il demeure de grandes incertitudes sur la distribution spatiale, la distribution de taille, la composition, et la dynamique des poussières zodiacales au plus près du soleil.

On sait cependant depuis des décennies que, dans le visible, l'émission coronale solaire comprend deux composantes qui s'ajoutent : la diffusion du spectre solaire par les poussières (F-corona) et la diffusion Thomson du spectre solaire par des électrons libres, qui forme la K-corona. Ces deux émissions sont observables durant les éclipses solaires, ou au moyen des observatoires solaires spatiaux. La K-corona se distingue par le fait qu'elle ne présente pas les raies de Fraunhofer du spectre solaire (i.e. les raies d'absorption correspondant aux différents éléments présents dans la photosphère) car les vitesses élevées des électrons engendrent de grands décalages Doppler qui lissent l'émission de cette composante (d'où le K pour "kontinuierlich"). À l'inverse, le spectre de la F-corona présente les raies de Fraunhofer ce qui permet d'identifier cette émission comme étant due à la diffusion du spectre solaire par des poussières. Ces poussières constituent la composante la plus interne du nuage zodiacal. Les deux émissions diminuent en intensité avec la distance au soleil, mais l'émission de la K-corona diminue plus rapidement que la F-corona, et on peut alors distinguer trois régimes : une région jusqu'à  $\sim 2 R_{\odot}$  où la K-corona domine (composante principale de l'émission totale de la couronne dans le visible), une région dominée par la F-corona au-delà de  $\sim 4 R_{\odot}$ , et une région de transition entre les deux régimes entre 2 et  $4 R_{\odot}$  (ex. KOUTCHMY et LAMY, 1985).

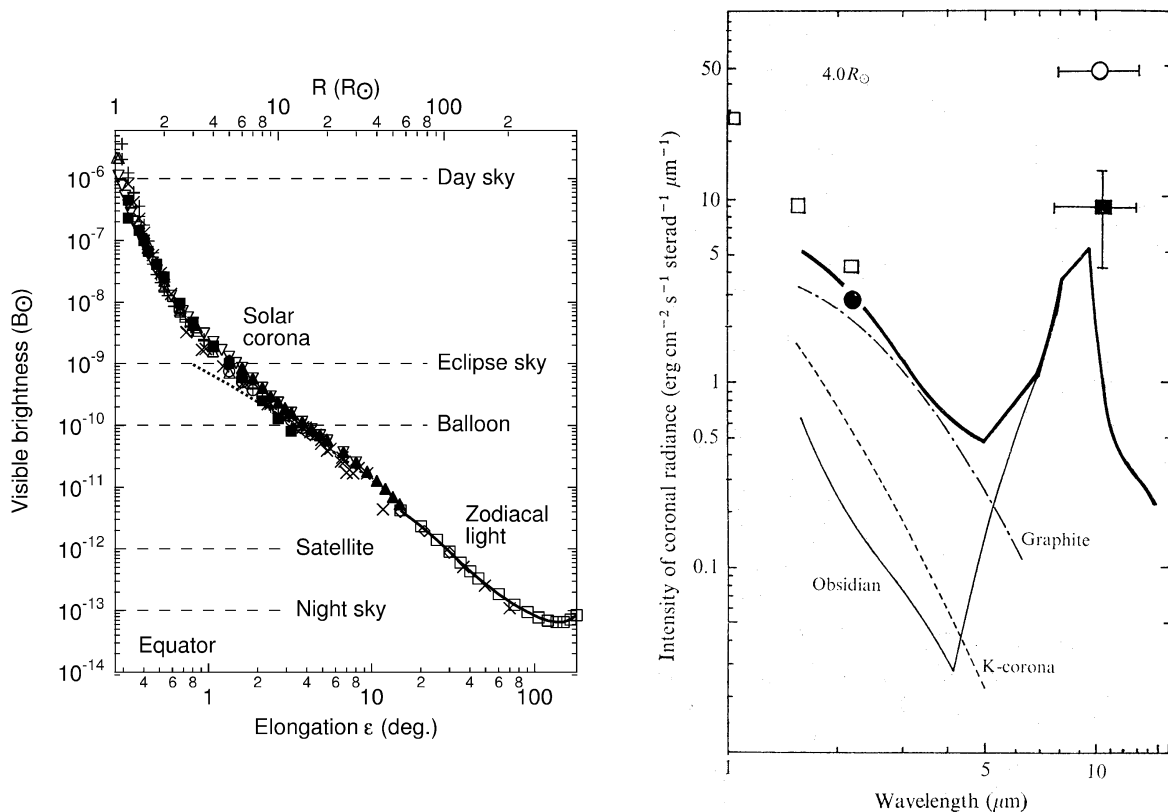


FIGURE 2.7 – À gauche : profil de brillance des poussières dans le système solaire, montrant la continuité entre les régions internes, la F-corona, et le nuage zodiacal, d'après KIMURA et MANN (1998). À droite : ajustement des premières séries d'observations proche et moyen-infrarouge de la F-corona, en supposant une composante riche en graphite pour reproduire les mesures proche-infrarouge, et une composante riche en silicates et plus distante pour reproduire l'émission moyen-infrarouge, d'après MUKAI et YAMAMOTO (1979).



### Le pic de densité à $4 R_{\odot}$

Dès les années 1960, l'étude de la dynamique des poussières proches du soleil, sous l'effet combiné de l'effet Poynting-Robertson et de la sublimation, prédisait l'existence d'un pic de densité proche du soleil à proximité de la distance de sublimation des grains (ex. BELTON, 1966). Cela fut confirmé indépendamment par PETERSON (1967) et MACQUEEN (1968) lors d'observations proche-infrarouges (à  $\lambda = 2.2$  et  $3.6 \mu\text{m}$ ) au cours d'éclipses totales ou par coronographie. Ces observations montrent un pic d'émission à  $4 R_{\odot}$  (parfois appelé "dust ring" dans la littérature) qui sera réobservé lors d'une nouvelle éclipse en 1970, permettant d'estimer à cette occasion sa température de corps noir à  $2160 \pm 200$  K, et qui suggère des matériaux carbonés (PETERSON, 1971). MANN (1992) s'interrogera cependant sur la présence d'un pic de densité, proposant que le pic d'émission à  $4 R_{\odot}$  pourrait être dû à un effet de transfert radiatif lié à une contribution en émission thermique qui s'ajouterait à la diffusion de la lumière, pourvu que la position du pic corresponde au bord interne du nuage zodiacal.

Le pic de densité à  $4 R_{\odot}$  semble cependant variable dans le temps. Les éclipses de 1991 et 1998 ne permettent pas de le redétecter (HODAPP, MACQUEEN et HALL, 1992 ; OHGAI TO et al., 2002). La non-détection en 1998, alors que l'activité solaire est importante comme au milieu des années 1960, permet par ailleurs d'écarter l'hypothèse d'une corrélation entre la présence du pic de brillance à  $4 R_{\odot}$  et les cycles solaires (OHGAI TO et al., 2002). Plus généralement, MORGAN et HABBAL (2007) montrent que la F-corona entre 3 et  $6 R_{\odot}$  est essentiellement insensible à l'activité solaire, avec une remarquable stabilité du profil de brillance dans le visible entre un minimum et un maximum d'activité, en plutôt bon accord avec la théorie qui prédisait une faible influence des éjections de masses coronales (CMEs) sur les poussières (RAGOT et KAHLER, 2003). PRASAD (1995) suggère que la variabilité temporelle du pic d'émission à quelques rayons solaires pourrait être liée à l'évaporation de comètes (ou des fragments) du groupe de Kreutz, qui frôlent régulièrement le soleil comme le montrent les observatoires solaires (ex : SOHO lancé en 1995, ou SDO lancé en 2010). Cependant, MANN, KIMURA et al. (2004) estiment que la contribution des comètes observées est négligeable devant la densité de poussières estimée dans les régions internes. Les mesures du champ de vitesse radiale par SHESTAKOVA, DEMCHENKO et al. (2011) durant l'éclipse de 2006 montrent pourtant que les poussières observées peuvent être reliées au passage d'une comète de la famille de Kreutz observée par SOHO.

### Propriétés des poussières

La nature des poussières (taille, composition) constituant la F-corona est encore très incertaine. Les travaux de simulations dynamiques de MUKAI, YAMAMOTO et al. (1974) montrent que des grains de graphite peuvent approcher de leur distance de sublimation autour de  $4 R_{\odot}$  et s'accumuler dans une région étroite autour de cette distance pour former un pic de densité comme observé. Dans ce modèle, les grains de silicates dont la température de sublimation est plus faible, s'accumuleraient autour de  $9 R_{\odot}$ . MUKAI et YAMAMOTO (1979) revisiteront leur modèle pour tenir compte du flux important mesuré autour de  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  par MANKIN, MACQUEEN et LEE (1974). Ils confirment alors que le pic à  $4 R_{\odot}$  dans le proche-infrarouge peut être produit par une accumulation de grains de graphites atteignant des tailles de l'ordre de  $\sim 0.5 \mu\text{m}$  après sublimation de corps plus gros. Mais ils montrent aussi que ce sont essentiellement des grains de silicates, plutôt sub-microniques, et occupant une région plus diffuse radialement, qui sont responsables de l'émission thermique à  $10 \mu\text{m}$  (Fig. 2.7, panneau de droite). Dans ce modèle, le rapport de masse est estimé à 1000 en faveur des silicates.

Dans les travaux de A. KRIVOV, KIMURA et MANN (1998) et MANN, A. KRIVOV et KIMURA (2000), en revanche, ce sont cependant les grains de silicates plutôt que les grains carbonés qui peuvent s'approcher au plus près du soleil (2–3 au) par les mêmes mécanismes dynamiques que précédemment (Fig. 2.8 dans le cas de grains poreux). Dans leur modèle, les grains de silicates ont la particularité de subir de faibles forces de pression de radiation contrairement aux grains carbonés, et ils continuent ainsi à migrer vers le soleil jusqu'à se sublimer totalement. Ces auteurs retrouvent cependant dans la zone de sublimation une accumulation de grains carbonés de taille  $\sim 0.5 \mu\text{m}$  (dans le cas de grains

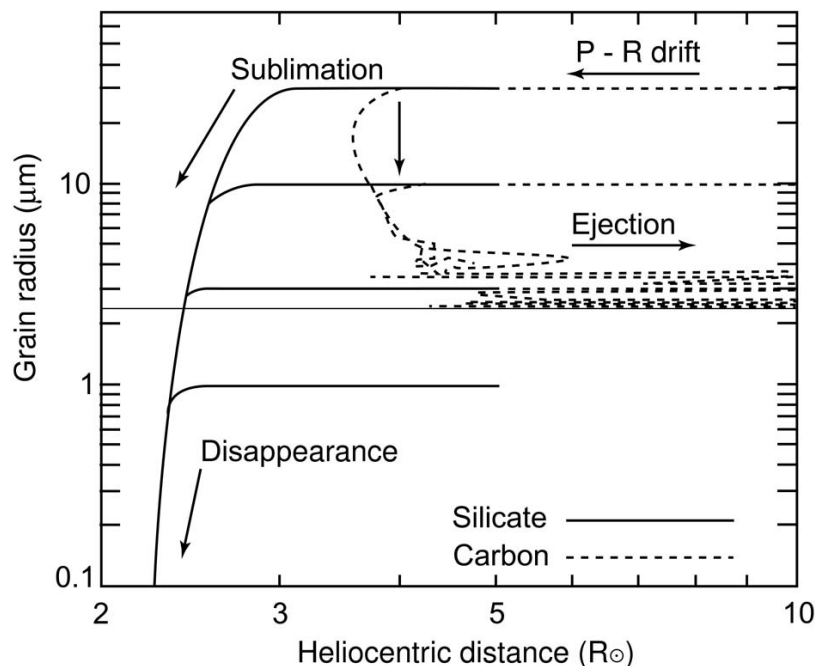


FIGURE 2.8 – Trajectoires simulées de grains de silicates et de carbones poreux, qui migrent vers le soleil par effet Poynting-Robertson, se subliment, et peuvent être éventuellement éjectés par pression de radiation (dans le cas des carbones uniquement dans ce modèle). D’après A. KRIVOV, KIMURA et MANN (1998).

compacts, plus gros dans le cas poreux), avec un surdensité théorique d’un facteur jusqu’à 4, bien moindre que dans les modèles originaux de MUKAI et YAMAMOTO (1979). Le pic tend par ailleurs à disparaître si les corps possèdent initialement une excentricité non nulle. Dans ce modèle, la perte de masse en beta-météorites par sublimation de gros grains puis explosion par pression de radiation, est de l’ordre de  $10^{-17} M_{\oplus}/\text{an}$ . Ces résultats seront à nouveau réévalués par KOBAYASHI et al. (2009) qui montrera que le pic de densité se situe aux environs de  $4 R_{\odot}$  avec une surdensité d’un facteur 10 si les grains sont riches en carbones.

Les contraintes sur les poussières provenant directement des observations de la F-corona sont peu nombreuses. Par exemple, MIZUTANI et al. (1984) ajustent des mesures obtenues lors de l’éclipse de 1983 et concluent que le spectre proche-infrarouge de la F-corona est mieux reproduit par l’émission thermique de corps silicatés d’environ  $100 \mu\text{m}$  de rayon, chauffés à une température de 1300 K. De leur côté, AIMANOV, AIMANOVA et SHESTAKOVA (1995) montrent que le champ de vitesse radiale de la F-corona est bien reproduit par des grains submicroniques, typiquement  $0.5 \mu\text{m}$  en rayon. Finalement, une analyse des champs de vitesses mesurés lors de plusieurs éclipses (1981, 1991, 2006, 2008) par SHESTAKOVA et DEMCHENKO (2016) montrent bien la variabilité des propriétés des poussières, mais avec comme caractéristiques générales, de faibles valeurs d’albedo ( $< 0.2$ ), des grains de l’ordre du micromètre, des distributions de tailles pentues et une forte concentration des grains proches de la limite de sublimation avec un bord interne variant de  $7$  à  $9 R_{\odot}$  (Fig. 2.9). La position de ce bord interne amène les auteurs de l’étude à suspecter des silicates. De manière générale, il ne semble pas se dégager un véritable consensus sur les propriétés des poussières dans la F-corona.

### Nano-poussières et champ magnétique

Les régions les plus internes du système solaire représentent aussi une source des poussières nanométriques ( $<$  quelques dizaines de nm) emportées par le vent solaire et qui impactent à grande vitesse des sondes spatiales (Ulysse, Helios, Cassini, STEREO), ou la Station Spatiale Internationale, ce qui permet de remonter à leur masse et parfois leur direction de propagation (ex. MANN, KIMURA

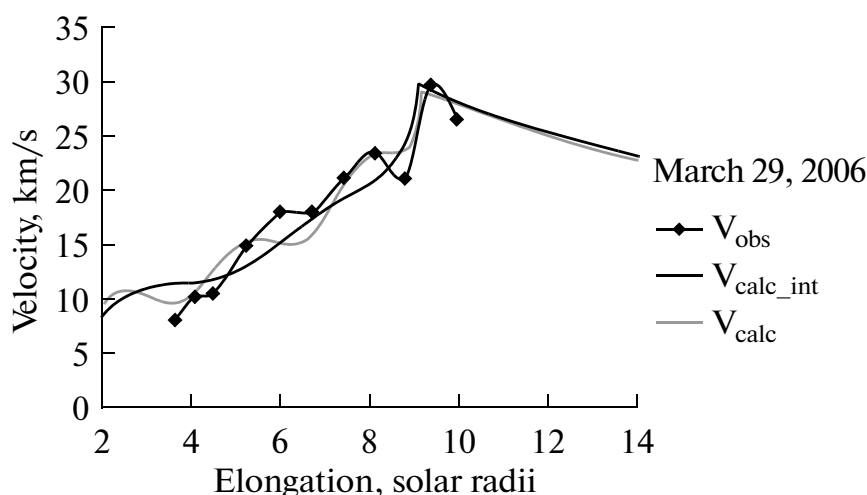


FIGURE 2.9 – Profil de vitesse mesuré ( $V_{obs}$ ) lors de l'éclipse de 2006, comparé à deux modèles supposant dans les deux cas une zone sans grain en dessous de  $9.1 R_{\odot}$ , des poussières de faible albedo (0.05) et fortement soumises à la pression de radiation ( $\beta = 0.7$ ). D'après SHESTAKOVA et DEMCHENKO (*ibidem*).

et al., 2004 ; MEYER-VERNET et al., 2009 ; SCHIPPERS et al., 2015, cf aussi Sec. 2.2.1). Si les nano-poussières produites au-delà de  $\sim 0.1-0.2$  au sont couplées au vent solaire (ex. JUHÁSZ et HORÁNYI, 2013), les poussières produites plus proches, par collisions ou évaporation de plus gros corps, pourraient être piégées localement par le champ magnétique solaire, comme le proposent pour la première fois MANN, MURAD et CZECHOWSKI (2007). Ces auteurs montrent que cela pourrait contribuer à produire une surdensité de poussières nanométriques à moins de 0.1 au (une vingtaine de rayons solaires), pouvant être riches en matériaux carbonés, ou constituées de grains d'oxyde de magnésium (MgO) suite à la décomposition des silicates typiques du milieu interplanétaire à proximité du soleil. Cependant la signature observationnelle de cette population de nanograins reste à établir du fait des faibles tailles des poussières.

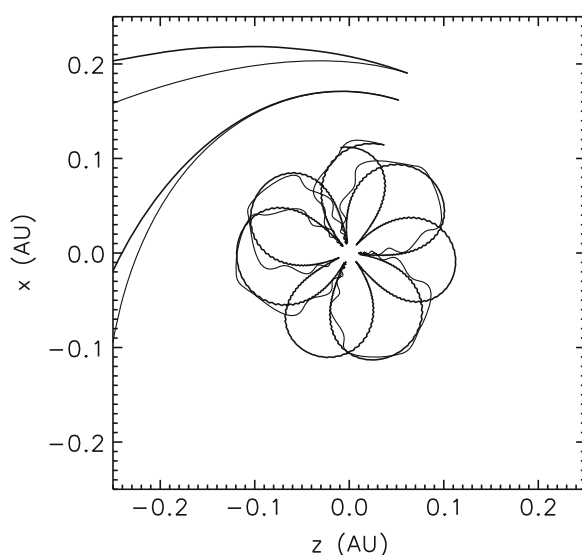


FIGURE 2.10 – Exemples d'orbites de nanograins chargés, relâchés à différentes distances du soleil. L'interaction de grains produits à 0.12 au avec le champ magnétique les piège alors que les grains produits plus loin sont placés sur des orbites ouvertes, d'après CZECHOWSKI et MANN (2012). La trajectoire est constituée d'une composante lente en forme de pétales et d'une composante rapide qui est vue comme un mouvement de giration autour de la trajectoire moyenne et caractérisée par le rayon de Larmor associé.

La dynamique des nanograins proches du soleil est particulière. Leur petite taille implique qu'ils sont moins sensibles à la pression de radiation que les grains d'une dixième de micromètre mais la force de pression exercée par le vent solaire peut être importante. De plus, les impacts réguliers de photons, électrons et ions vont permettre aux nanograins d'acquérir une charge électrique en surface

qui va les lier au champ magnétique solaire via la force de Lorentz. Si la sublimation et les collisions sont négligées, les simulations montrent que les nanograins peuvent être piégés en dessous d'une distance d'environ 0.2 au plutôt qu'expulsés (CZECHOWSKI et MANN, 2010, cf Fig. 2.10). Nous verrons par la suite que ce mécanisme présente un intérêt pour comprendre les exozodis très chauds détectés par interférométrie proche-infrarouge, car il peut éventuellement permettre de prolonger le temps de vie des poussières exozodiacales, et ainsi réduire leur taux de réapprovisionnement.

## 2.3 La détection des exozodis

Nous venons de voir que le nuage zodiacal occupe tout le système solaire interne, depuis quelques rayons solaires où il forme la F-corona, jusqu'à quelques unités astronomiques, incluant donc la zone dite habitable. Sa masse est faible, de l'ordre d'un astéroïde de taille moyenne ( $\sim 10^{-8} M_{\oplus}$ ), mais sa brillance en fait l'objet le plus lumineux après le soleil lui-même pour un observateur distant. Sa structure présente des asymétries et les poussières zodiacales sont repeuplées, principalement par l'activité cométaire.

La recherche d'analogues extra-solaires à la poussière zodiacale est longtemps restée veine, jusqu'à très récemment. Des observations spectro-photométriques avec le télescope spatial Spitzer/IRS ( $\lambda = 5 - 35 \mu\text{m}$ ) ont révélé de grandes quantités de poussières chaudes autour d'une poignée d'étoiles de tous les âges (par exemple C. A. BEICHMAN, BRYDEN et al., 2005 ; CHEN et al., 2006 ; LISSE et al., 2007 ; OLOFSSON, JUHÁSZ et al., 2012). LAWLER et al. (2009) montreront que moins de 1% des étoiles de type solaire présentent un excès mesurable avec Spitzer/IRS autour de  $\lambda \simeq 10 \mu\text{m}$ , correspondant à un niveau de brillance équivalente à 1000 fois le niveau de brillance zodiacale dans le moyen-infrarouge. À partir de données photométriques WISE entre 3.4 et 12  $\mu\text{m}$ , KENNEDY et WYATT (2013) montrent de leur côté qu'environ 1% des étoiles de la séquence principale plus jeunes que  $\sim 120$  Myr présentent un excès dû à des poussières chaudes, et que ce taux tombe à seulement 0.01% pour les étoiles plus âgées qu'un milliard d'années. Les objets détectés sont probablement révélateurs soit de la phase finale de formation des planètes telluriques (phase de croissance chaotique) pour les plus jeunes étoiles, soit d'évènements dynamiques exceptionnels et transitoires pour les étoiles les plus vieilles. De plus les observations Spitzer ou WISE ne contraignent pas la distribution spatiale des poussières.

Les premières détections résolues d'exozodis ont été obtenues au milieu des années 2000 par interférométrie de haute précision à des longueurs d'onde proche puis moyen-infrarouge en utilisant différents réseaux de télescopes. Dans cette section, je retrace en partie l'historique de ces découvertes auxquelles j'ai contribué, et je résume les principales tendances issues de nos premiers relevés statistiques. ■

### 2.3.1 Interférométrie proche-infrarouge

Nos découvertes des exozodis se sont appuyées sur l'interférométrie proche-infrarouge, et je me focalise ici sur leur détection par cette technique. L'observation interférométrique proche-infrarouge est particulièrement adaptée à notre problème car on cherche à détecter un faible excès exozodiacal provenant de poussières situées très proches d'une étoile fort brillante. Cela requiert donc à la fois un instrumentation capable de combiner haute résolution spatiale et haut contraste, ce que permet l'interférométrie.

L'interférométrie à deux télescopes donne accès à une mesure de la visibilité de l'objet observé, qui est une quantité réelle représentant le contraste, en intensité, des franges d'interférences ( $V = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}}) / (I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$ ). D'après le théorème de Van Cittert-Zernike, cette visibilité correspond au module du degré complexe de cohérence spatiale (ou visibilité complexe) de la source pour la fréquence spatiale considérée, qui n'est autre que la transformée de Fourier de l'intensité

spécifique normalisée de la source (ex. Sec. 6.3.2 dans J.-C. AUGEREAU, 2000). En pratique, nous travaillerons avec de visibilité au carré car la phase de la visibilité complexe est affectée par les conditions atmosphériques et instrumentales en interférométrie optique. Dans notre cas astrophysique, le source est supposée être constituée d'une étoile et d'un disque exozodiacal spatialement très étendu. Si on note  $f$  le rapport de flux entre l'exozodi et son étoile à la longueur d'onde d'observation, alors la visibilité au carré de l'objet observé s'exprime sous la forme (ex. ABSIL, 2006) :

$$V^2 = ((1-f)V_* + fV_{\text{disk}})^2 \quad (2.1)$$

où  $V_*$  est la visibilité de l'étoile, et  $V_{\text{disk}}$  la visibilité du disque exozodiacal. Ces quantités sont mesurées pour une fréquence spatiale donnée  $b/\lambda = \sqrt{u^2 + v^2}$  où  $b$  est la ligne de base projetée sur le plan du ciel,  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation, et  $(u, v)$  les coordonnées (fréquences spatiales) dans le plan de Fourier associé à la source observée. Lorsque les lignes de base sont telles que l'étoile n'est pas résolue, ou marginalement résolue, donc typiquement pour  $b < \lambda/\theta_*$  où  $\theta_*$  est le diamètre angulaire apparent de l'étoile, alors la visibilité de l'étoile est proche de 1 alors que la visibilité du disque est proche de 0 puisque celui-ci est étendu et complètement résolu. Si de plus nous faisons l'hypothèse que  $f \ll 1$ , alors la visibilité mesurée pour ces lignes de base s'exprime comme :

$$V^2 \simeq (1-f)^2 V_*^2 \simeq (1-2f)V_*^2. \quad (2.2)$$

Il est alors possible de remonter au contraste  $f$  entre l'exozodi et l'étoile à partir de la visibilité mesurée  $V$  et d'une estimation de la visibilité de l'étoile  $V_*$ , en supposant soit un disque stellaire uniforme de diamètre  $\theta_*$ , soit une géométrie plus complexe pour l'étoile en tenant compte des effets d'assombrissement centre-bord (ex. Eq. 6 dans ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, DEFRÈRE et al., 2008).

L'équation 2.2 exprime le fait qu'un disque exozodiacale se signale par un faible déficit de visibilité aux lignes de base suffisamment courtes pour que l'étoile ne soit pas pleinement résolue.

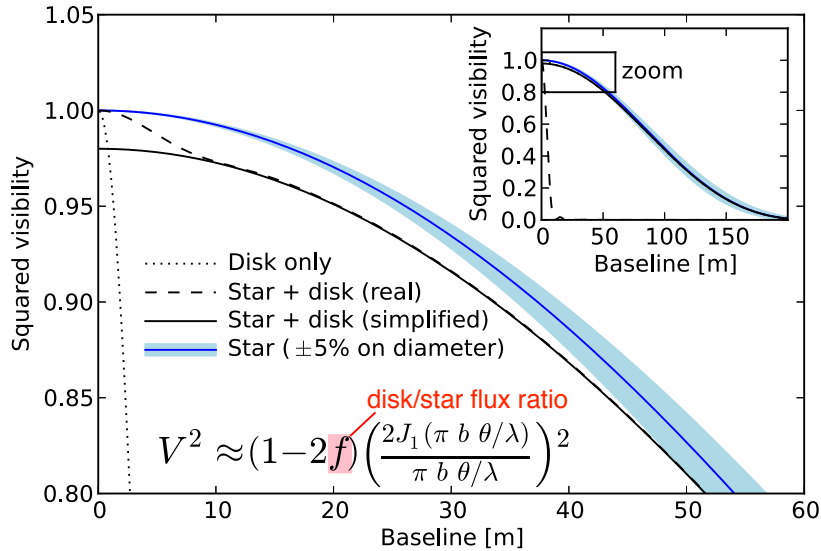


FIGURE 2.11 – Illustration du principe de détection des poussières exozodiacales par interférométrie proche-infrarouge. La présence d'un disque exozodiacal engendre un déficit de visibilité par rapport à l'étoile seule. Ce déficit est bien mesuré aux courtes lignes de base (quelques dizaines de mètres pour une étoile proche) pour lesquelles le disque est pleinement résolu mais pas l'étoile. Le déficit de visibilité mesuré correspond au double du contraste entre le disque et l'étoile. Dans cet exemple,  $f = 1\%$ . Dans l'équation, le terme entre parenthèses impliquant une fonction de Bessel, correspond à la visibilité stellaire ( $V_*$ ) exprimée ici dans le cas d'un disque stellaire uniforme et de diamètre angulaire  $\theta$ . D'après ERTEL, ABSIL et al. (2014).

La stratégie d'observation est alors la suivante. Elle consiste d'une part à observer aux courtes lignes de base pour mesurer le déficit de visibilité ( $2f$ ) qui est directement relié au rapport de flux entre l'exozodi et l'étoile. D'autre part, il est recommandé d'observer également à plus grandes lignes de base afin de mieux estimer le profil de visibilité de l'étoile elle-même dans le but d'affiner son extrapolation aux courtes lignes de base, et réduire ainsi les incertitudes sur la mesure du déficit  $2f$ . La précision sur les mesures de visibilité peut atteindre quelques fractions de pourcents ce qui permet de détecter des excès de l'ordre du pourcent. De tels mesures d'excès sont inaccessibles par photométrie classique qui ne peut atteindre mieux que quelques pourcents en photométrie absolue. La technique interférométrique présente en outre l'intérêt de pouvoir accéder directement au rapport de flux entre le disque exozodiacal et l'étoile, sans hypothèse sur la photométrie stellaire. La méthode est illustrée par la Figure 2.11.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que le champ de vue de l'interféromètre est limité (environ  $1''$  et  $0.4''$  de largeur à mi-hauteur pour les profils de transmission de CHARA/FLUOR et de VLT/PIONIER, respectivement) ce qui permet de contraindre l'émission à provenir d'une région limitée autour de l'étoile. Enfin, lorsque les observations utilisent plus de deux télescopes (c'est le cas de PIONIER), il est possible de définir un terme de clôture de phase pour chaque triplet de télescopes qui est sensible aux asymétries de brillance de la source. Cela permet d'exclure directement la présence d'un système binaire comme étant la cause de l'excès mesuré (MARION et al., 2014).

Avec mes collègues interférométristes, nous avons depuis le milieu des années 2000 utilisé la technique décrite ci-dessus pour détecter les exozodis dans le proche-infrarouge, principalement avec CHARA/FLUOR en Californie (hémisphère nord, bande K, COUDÉ DU FORESTO, BORDE et al., 2003), puis VLT/PIONIER au Chili (hémisphère sud, bande H et occasionnellement K, LE BOUQUIN et al., 2011). Je retrace tout d'abord les premières découvertes, puis je décris les résultats des deux grands relevés que nous avons menés.

### 2.3.2 Les premiers résultats

#### Vega : la première détection

Environ vingt ans après la découverte du premier disque de débris froid autour de l'étoile Vega avec IRAS (AUMANN et al., 1984), c'est à nouveau Vega (étoile A0V) qui fait office de figure de proue, mais cette fois-ci pour l'étude des poussières exozodiacales. Une première tentative de détection par interférométrie longue base (110 m, au PTI, Palomar Testbed Interferometer) à  $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$  aboutira à la proposition d'un excès aussi important que 3 à 6% du flux stellaire à cette longueur d'onde, et provenant d'une région de 4 au de rayon autour l'étoile (CIARDI et al., 2001). Nos observations CHARA/FLUOR en mai et juin 2005, à la même longueur d'onde qu'au PTI (bande K), et présentées dans ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG et al. (2006), ne confirmeront cependant pas ces résultats. Nous montrons en effet que les visibilités à grandes lignes de base entre 100 et 150 m sont très bien reproduites par un modèle d'étoile uniforme, comme le montre la Figure 2.12 (panneau de gauche).

Ainsi, nos observations à grandes lignes de base ne confirment pas la présence d'un excès. En revanche, ces données permettent de mesurer précisément le diamètre de l'étoile, et les visibilités stellaires extrapolées à partir de ce diamètre aux courtes lignes de base ( $\sim 34$  m) apparaîtront significativement surestimées par rapport aux visibilités observées, comme représenté dans le panneau de droite de la Figure 2.12. Nous interprétons ce déficit observé de visibilité comme une émission diffuse dans le champ de vue de l'interféromètre (environ  $0.5''$  de rayon, soit 4 au) correspondant à un excès de  $1.29 \pm 0.19\%$  par rapport au flux de l'étoile en bande K. L'analyse montrera qu'un raffinement du modèle stellaire (assombrissement centre-bord) ne permet pas d'expliquer le déficit de visibilité. La présence d'une étoile de fond dans le champ de vue ou d'un compagnon stellaire est par ailleurs exclue, soit sur des arguments statistiques, soit sur des arguments observationnels.

Cette détection représente la toute première observation résolue d'un disque de poussières exo-

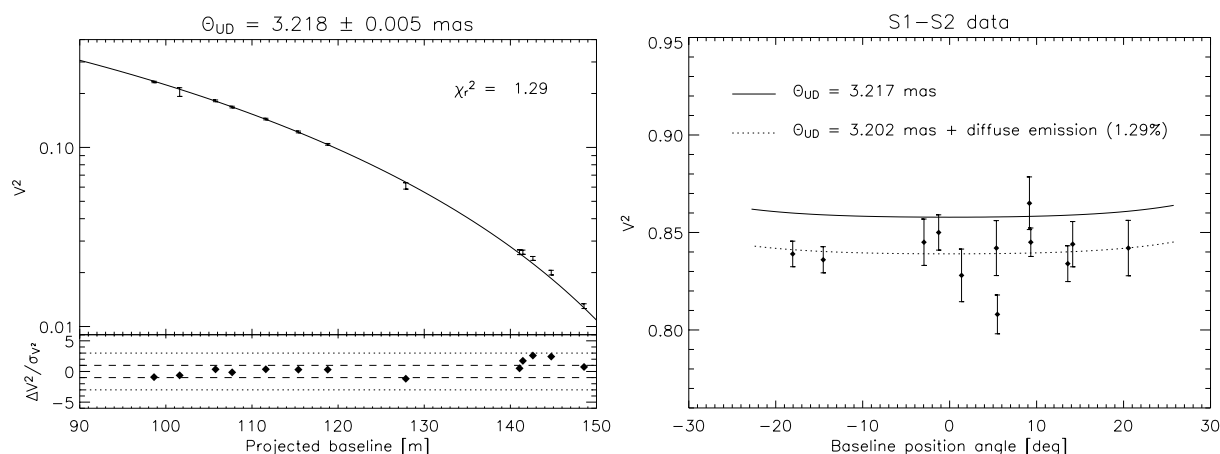


FIGURE 2.12 – *Gauche* : visibilités CHARA/FLUOR ( $2.2 \mu\text{m}$ ) pour Vega aux grandes lignes de base, ajustées par un modèle de disque stellaire uniforme de diamètre angulaire  $3.218 \text{ mas}$ . *Droite* : visibilités pour la plus courte ligne de base ( $\sim 34 \text{ m}$ ) représentées cette fois en fonction de l'angle de position. Les mesures indiquent clairement l'existence d'un déficit de visibilité (trait pointillé) par rapport à une étoile seule (trait plein, provenant de l'ajustement de gauche). D'après ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG *et al.* (*ibidem*).

zodiacales. Elle sera l'élément fondateur de toute une activité de recherche. Comme pour toute découverte, il est essentiel d'obtenir une confirmation indépendante. Dans un premier temps, nous re-traiterons les mêmes données CHARA avec une nouvelle version du logiciel de réduction, et en tenant compte du nouveau modèle stellaire publié par AUFDENBERG *et al.* (2006), pour finalement confirmer l'excès :  $1.26 \pm 0.27\%$  (ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, DEFRÈRE *et al.*, 2008). Puis, dans l'article de DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU *et al.* (2011), nous présentons une nouvelle détection de l'exozodi, cette fois-ci avec un instrument différent (IONIC), un réseau de télescopes différent (IOTA, Arizona), et une longueur d'onde différente (bande H,  $1.6 \mu\text{m}$ ). Les observations datant de juin 2006 ne sondent pas les grandes lignes de base, mais les mesures de visibilités à courtes lignes de base montrent un déficit qui s'apparente à un cas d'école si l'on compare les observations (Figure 2.13) et le cas théorique (Figure 2.11). L'excès mesuré s'élève à  $1.23 \pm 0.53\%$  par rapport au flux de l'étoile en bande H, et provient d'un rayon légèrement inférieur à  $1''$  (6 à 7 au). Ces mesures permettront de développer les modèles qui sont présentés en Sec. 2.4.2.

### Étoiles solaires : $\tau$ Ceti et $\varepsilon$ Eridani

La découverte de l'exozodi de Vega a rapidement été suivie par la détection avec CHARA/FLUOR en bande K de poussières très chaudes autour  $\tau$  Ceti (DI FOLCO *et al.*, 2007). Nos observations interférométriques d'octobre 2006 ont en effet permis de sonder les régions internes de deux étoiles de type solaire :  $\varepsilon$  Eridani, une étoile K2V située à seulement 3.2 pc et plus jeune que 1 Gyr, et  $\tau$  Ceti, une étoile G8V située également proche du soleil, à 3.65 pc mais bien plus âgée ( $\sim 10$  Gyr). Toutes deux sont par ailleurs connues pour posséder un disque de débris froid imagé dans le sub-millimétrique. Les mesures de visibilités aux courtes lignes de base projetées (typiquement 25 m) montrent un déficit de visibilité pour  $\tau$  Ceti, mais rien de significatif pour  $\varepsilon$  Eridani pour laquelle les données sont cependant de moins bonne qualité (Figure 2.14, panneaux du haut). Les données indiquent pour  $\tau$  Ceti, un déficit de visibilité de  $1.83 \pm 0.35\%$  et une absence de variation notable en fonction de l'angle de position de la ligne de base, ce qui suggère une symétrie circulaire de l'émission (Fig. 2.14, en haut à droite). L'ajustement de la totalité des mesures de visibilités, à courte et grande lignes de base, permet d'estimer simultanément les paramètres stellaires, en particulier les diamètres apparents des étoiles, et l'excès dû aux poussières exozodiacales ou une limite supérieure (Fig. 2.14, panneaux du bas). Dans le cas de  $\tau$  Ceti, l'approche indique un rapport de flux de  $0.98 \pm 0.21\%$  en bande K, dans le champ de



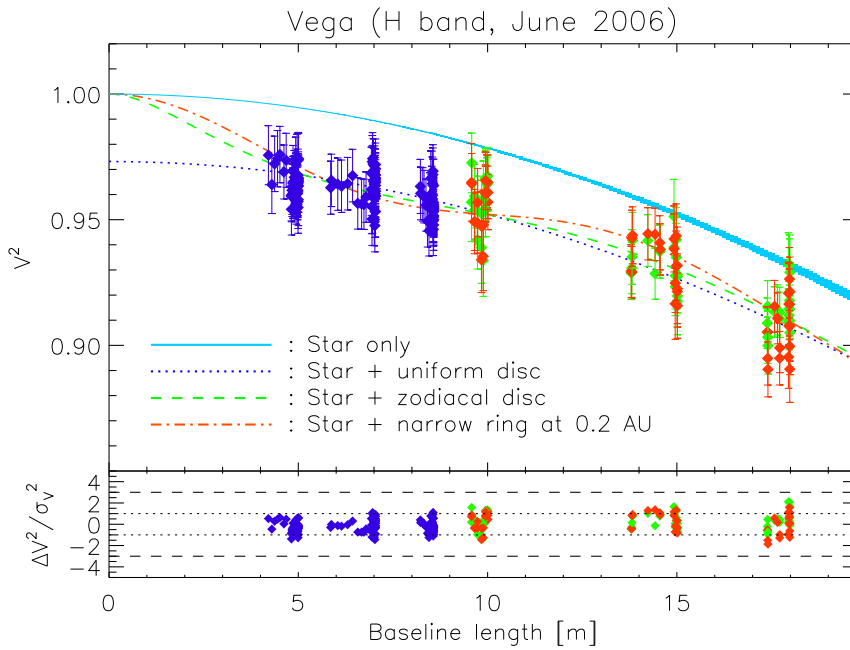


FIGURE 2.13 – Re-détection de l'exozodi de Vega dans le proche-infrarouge par interférométrie en bande H. Les données mettent bien en évidence le déficit de visibilité (au carré,  $V^2$ ) observé en comparaison de la visibilité attendue si l'étoile n'était pas entourée de poussières (courbe bleu-ciel, incluant l'incertitude sur les paramètres stellaires). Cette chute de visibilité permet de mesurer directement le rapport de flux entre l'exozodi et l'étoile Vega (ici, environ 1.2%, *ibidem*).

vue de l'interféromètre, correspondant à un rayon inférieur à 2 au. Dans le cas d' $\epsilon$  Eridani, la limite supérieure se monte à 0.6% du flux de l'étoile dans un rayon similaire.

Ainsi, cette deuxième étude en termes de chronologie de publication, montre que les étoiles solaires peuvent également posséder des poussières exozodiacales. Bien que les simulations montreront que cette poussière se situe très près de son étoile, c'est-à-dire bien à l'intérieur de la zone dite habitable, ce résultat montre que les exozodis peuvent effectivement être présents dans les régions internes des systèmes planétaires autour d'étoiles comme le soleil, avec de possibles conséquences sur la détection d'autres Terres. Il est aussi notable que la détection se fasse autour de l'étoile la plus âgée. Ce qui peut sembler être une particularité s'avèrera a posteriori cohérent avec une tendance observée, certes légère mais fort étonnante, à l'occasion de nos relevés statistiquement plus significatifs que l'étude de deux étoiles (cf Section 2.3.3 pour une discussion spécifique).

#### Autres étoiles de type A : $\zeta$ Aql, Fomalhaut et $\beta$ Pictoris

Durant les quelques années qui suivirent la découverte des deux premiers disques exozodiacaux autour de Vega et  $\tau$  Ceti, nous avons poursuivi la recherche d'exozodis autour d'étoiles proches et connues pour posséder un disque de débris froid (excès dans l'infrarouge lointain). Dans ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, DEFRÈRE et al. (2008), nous présentons les observations CHARA/FLUOR de six étoiles précoces (trois A0V, une A1V, deux F2V), toutes situées à moins de 30 pc. Les mesures obtenues à courtes lignes de base (34 m) en bande K au printemps 2006 permettent d'identifier un nouvel excès ( $1.69 \pm 0.31\%$ ) pour l'étoile  $\zeta$  Aql (A0V, 25.5 pc). Les données ne permettent cependant pas d'exclure l'hypothèse d'un compagnon stellaire de type M0V, pourvu que celui-ci soit situé au-delà de  $0.003''$ . Des observations ultérieures à quatre télescopes avec CHARA/MIRC (bande H) permettront d'exclure cette hypothèse au profit d'une source étendue de poussières exozodiacales (ABSIL, DEFRÈRE et al., 2013).

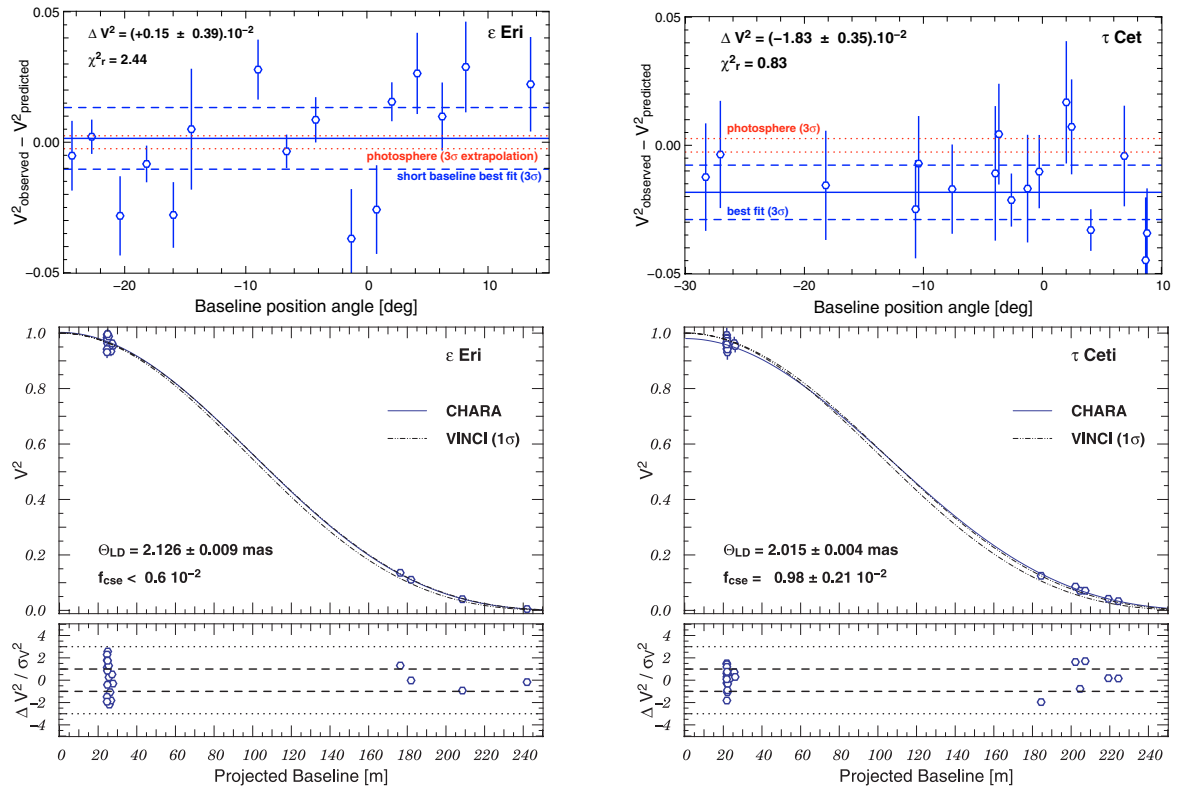


FIGURE 2.14 – Visibilités au carré pour deux étoiles de type solaire observées avec CHARA/FLUOR en bande K. En haut : mesures en fonction de l'angle de position pour la ligne de base physique de 34 m. En bas : mesures en fonction de toutes les lignes de base et résidus après ajustement d'un modèle de disque stellaire avec assombrissement centre-bord et d'un disque exozodiacal dans le cas de  $\tau$  Ceti. La courbe VLT/VINCI indique le profil de visibilité attendu d'après les mesures de diamètres stellaires apparents avec cet instrument. D'après DI FOLCO et al. (ibidem).

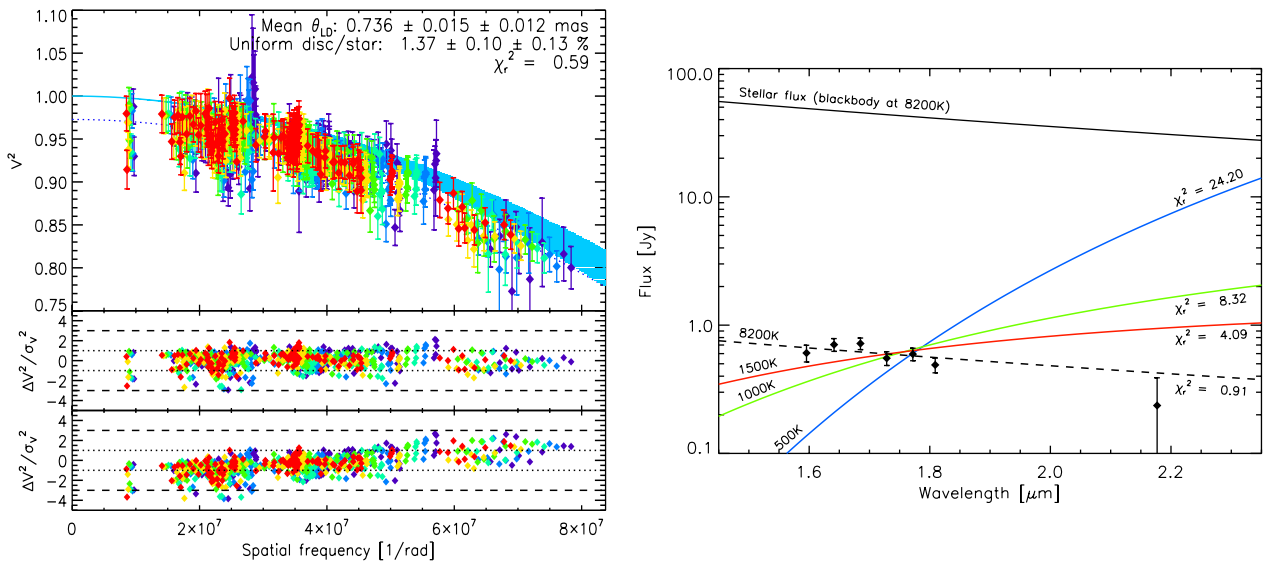


FIGURE 2.15 – Gauche : mesures de visibilités VLT/PIONIER de  $\beta$  Pictoris, spectralement dispersées dans la bande H (de 1.50 à 1.80  $\mu\text{m}$ , du bleu foncé au rouge respectivement), et comparées aux visibilités d'une étoile seule (bleu ciel). Le déficit de visibilité est attribué à des poussières. Droite : flux estimés des poussières à partir des visibilités et d'un modèle photosphérique de l'étoile. La neutralité des excès par rapport à l'étoile suggère une contribution en lumière diffusée importante. D'après DEFRÈRE, LEBRETON et al. (2012).

Nos premières observations cibleront aussi des étoiles célèbres pour leurs disques de débris très étudiés, et connues pour posséder une exoplanète détectée en imagerie directe : Fomalhaut<sup>4</sup> et  $\beta$  Pictoris. Dans ABSIL, MENNESSON et al. (2009), nous ré-analysons des données d'archives VLTI/VINCI ciblant Fomalhaut (bande K, lignes de base projetées entre 4 et 140 m) et nous identifions un excès de  $0.88 \pm 0.12\%$  provenant d'une région de rayon  $\sim 6$  au autour de l'étoile. Dans le cas de  $\beta$  Pictoris, c'est un excès de  $1.37 \pm 0.16\%$  dans un rayon de  $0.2''$  (4 au) centré sur l'étoile et stable dans le temps, qui sera détecté à l'occasion des premières observations avec l'instrument VLTI/PIONIER en bande H en décembre 2010 puis novembre 2011 (DEFRÈRE, LEBRETON et al., 2012, Fig. 2.15, à gauche). Cette détection s'avérera complexe à interpréter car le disque est vu par la tranche, et la diffusion vers l'avant (petits angles de phase) des photons stellaires par les poussières de l'anneau lointain vers 100 au peut contribuer au flux mesuré. Dans sa thèse, LEBRETON (2013) estimera que 70% du flux mesuré peut provenir de ces régions éloignées dans le cas le plus optimiste, avec un minimum à 10%. Cette contribution en lumière diffusée pourrait aider à interpréter les mesures spectralement dispersées dans la bande H avec PIONIER, qui s'ajustent bien avec une température de corps noir proche de la température effective de l'étoile (Fig. 2.15, à droite).

### 2.3.3 Relevés statistiques

Les premières détections permettent à la fois de valider l'approche observationnelle, et de confirmer l'existence de poussières exozodiacales autour des étoiles proches. Pour mieux comprendre la fréquence de ce phénomène et son origine, il est rapidement apparu nécessaire d'effectuer des relevés systématiques avec des échantillons significatifs afin d'extraire des tendances.

#### Deux relevés proche-infrarouge : CHARA/FLUOR et VLTI/PIONIER

Nous avons mené deux relevés, l'un avec CHARA/FLUOR en bande K dans l'hémisphère nord (ABSIL, DEFRÈRE et al., 2013), et le second avec VLTI/PIONIER en bande H dans l'hémisphère sud (ERTEL, ABSIL et al., 2014). Le relevé CHARA/FLUOR aura demandé 98 nuits réparties sur sept années, entre 2005 et 2011, permettant d'observer 42 étoiles avec la ligne de base physique la plus courte (34 m). Parmi ces 42 étoiles, 12 sont des étoiles A, 15 des étoiles F, et 15 autres des étoiles G et K. De plus, 19 d'entre elles possèdent un disque de débris froid. Pour l'analyse finale, deux étoiles seront retirées de l'échantillon CHARA/FLUOR, l'une en raison de son statut évolutif, l'autre en raison d'un compagnon stellaire identifié par des observations coronographiques postérieures aux mesures interférométriques et indiquant que l'excès mesuré peut lui être entièrement attribué. L'échantillon CHARA/FLUOR comprend donc finalement 40 étoiles.

Les observations VLTI/PIONIER auront été autrement plus efficaces. L'utilisation de quatre télescopes (ATs) donne accès à six mesures de visibilités simultanément et aux clôtures de phase. PIONIER nous permettra ainsi d'observer 92 étoiles en seulement 12 nuits entre avril et décembre 2012, pour des lignes de base allant de 11 à 36 m. Comme pour le relevé CHARA/FLUOR, nous veillerons à un bon équilibre entre les différents types spectraux A, F et G+K, et l'existence ou non d'un disque de débris froid. L'échantillon devra être légèrement réduit pour tenir compte de particularités. Parmi les 92 étoiles observées par PIONIER, cinq d'entre elles seront identifiées comme possédant un compagnon stellaire à partir de nos mesures de clôture de phase (MARION et al., 2014), et deux autres étoiles seront retirées, l'une en raison de la présence d'un compagnon identifié par une autre technique (interférométrie des tavelures), et la dernière en raison de son statut évolutif. L'échantillon VLTI/PIONIER comprend donc finalement 85 étoiles.

Les systèmes pour lesquels des excès sont mesurés et attribués à des poussières exozodiacales sont documentés dans la Table 2.1. Les taux de détection s'élèvent à  $28^{+8}_{-6}\%$  (11/40) en bande K (CHARA/FLUOR) et à  $10.6^{+4.3}_{-2.5}\%$  (9/85) en bande H (VLTI/PIONIER). La présence d'exozodis

4. Il demeure un doute sur la nature exacte de l'objet détecté pour la première fois par KALAS, GRAHAM, CHIANG et al. (2008) autour de Fomalhaut

Étoile	Type Sp.	Bande	Excès [%]	FOV [au]	Instrument	Références
Vega	A0V	H	$1.23 \pm 0.53$	6	IOTA/IONIC	D11
Fomalhaut	A4V	K	$0.88 \pm 0.12$	6	VLT/VINCI	A09
$\beta$ Pic	A6V	K	$0.76 \pm 0.49$	1.3	VLT/VINCI	D12
Vega	A0V	K	$1.26 \pm 0.27$	3	CHARA/FLUOR	A06, A13
$\zeta$ Aql	A0V	K	$1.69 \pm 0.27$	10	CHARA/FLUOR	A08, A13
$\beta$ Leo	A3V	K	$0.94 \pm 0.26$	4	CHARA/FLUOR	A13
$\lambda$ Gem	A3V	K	$0.74 \pm 0.17$	12	CHARA/FLUOR	A13
$\alpha$ Aql	A7V	K	$3.07 \pm 0.24$	2	CHARA/FLUOR	A13
$\alpha$ Cep	A7IV	K	$0.87 \pm 0.18$	6	CHARA/FLUOR	A13
$\eta$ Lep	F1V	K	$0.89 \pm 0.21$	6	CHARA/FLUOR	A13
110 Her	F6V	K	$0.94 \pm 0.25$	8	CHARA/FLUOR	A13
10 Tau	F9V	K	$1.21 \pm 0.11$	6	CHARA/FLUOR	A13
$\xi$ Boo	G8V	K	$0.74 \pm 0.20$	3	CHARA/FLUOR	A13
$\tau$ Cet	G8V	K	$0.98 \pm 0.18$	1.5	CHARA/FLUOR	D07, A13
HD 108767	A0IV	H	$0.57 \pm 0.15$	5.5	VLT/PIONIER	E14
HD 2262	A5IV	H	$0.67 \pm 0.18$	5	VLT/PIONIER	E14
$\beta$ Pic	A6V	H	$1.37 \pm 0.16$	4	VLT/PIONIER	D12
$\beta$ Pic	A6V	H	$0.88 \pm 0.23$	4	VLT/PIONIER	E14
HD 28355	A7V	H	$0.88 \pm 0.09$	10	VLT/PIONIER	E14
HD 104731	F5V	H	$0.52 \pm 0.14$	5	VLT/PIONIER	E14
HD 7788	F6V	H	$1.43 \pm 0.17$	4	VLT/PIONIER	E14
HD 210302	F6V	H	$0.83 \pm 0.25$	3.8	VLT/PIONIER	E14
HD 14412	G8V	H	$0.96 \pm 0.21$	2.5	VLT/PIONIER	E14
HD 20794	G8V	H	$1.64 \pm 0.37$	1.2	VLT/PIONIER	E14

TABLE 2.1 – *Systèmes exozodiacaux identifiés par nos observations interférométriques proche-infrarouge, en particulier à l'occasion des relevés CHARA/FLUOR et VLT/PIONIER. Références : A06 : ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG et al. (2006), D07 : DI FOLCO et al. (2007), A08 : ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, DEFRÈRE et al. (2008), A09 : ABSIL, MENNESSON et al. (2009), D11 : DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU et al. (2011), D12 : DEFRÈRE, LEBRETON et al. (2012), A13 : ABSIL, DEFRÈRE et al. (2013), E14 : ERTEL, ABSIL et al. (ibidem). Les articles A08, A09 et E14 sont signés de post-doctorants qui étaient sous ma responsabilité à Grenoble.*

autour des étoiles proches pourrait être ainsi être commune, étant par ailleurs entendu que nos relevés ne détectent que les systèmes les plus lumineux du fait des limitations instrumentales. En effet, la Figure 2.16, qui montre la distribution des excès et des incertitudes dans le cas des données PIONIER, indique une limitation à  $\sim 0.25\%$  ( $1\sigma$ ) du flux stellaire en bande H, à comparer au rapport de flux entre notre nuage zodiacal et le soleil qui est environ un demi-millier de fois plus faible que cette limite dans le proche-infrarouge. La différence de taux de détection entre nos deux relevés est cependant notable. Nous argumentons dans ERTEL, ABSIL et al. (2014) que la température attendue des exozodis détectés (au mieux  $\sim 2000$  K) implique une contribution en émission thermique plus faible en bande H qu'en bande K. Les observations pourraient appuyer cet argument puisque parmi les trois systèmes communs aux deux échantillons, un seul objet présente un excès en K et celui-ci n'a pas de contrepartie mesurée en bande H. Par ailleurs, PIONIER offre une faible résolution spectrale qui montre que les rapports de flux entre l'exozodi et son étoile autour de la bande H sont souvent constants, suggérant une contribution de la lumière diffusée non négligeable et cohérente avec la chute de la contribution en émission thermique vers les plus courtes longueurs d'onde (cf. aussi Figures 2.20, 2.23 et 2.24). Enfin, la différence d'un facteur  $\sim 2$  dans les taux de détection semble homogène lorsque l'on regarde ces taux en fonction du type spectral (Figure 2.17 à gauche).

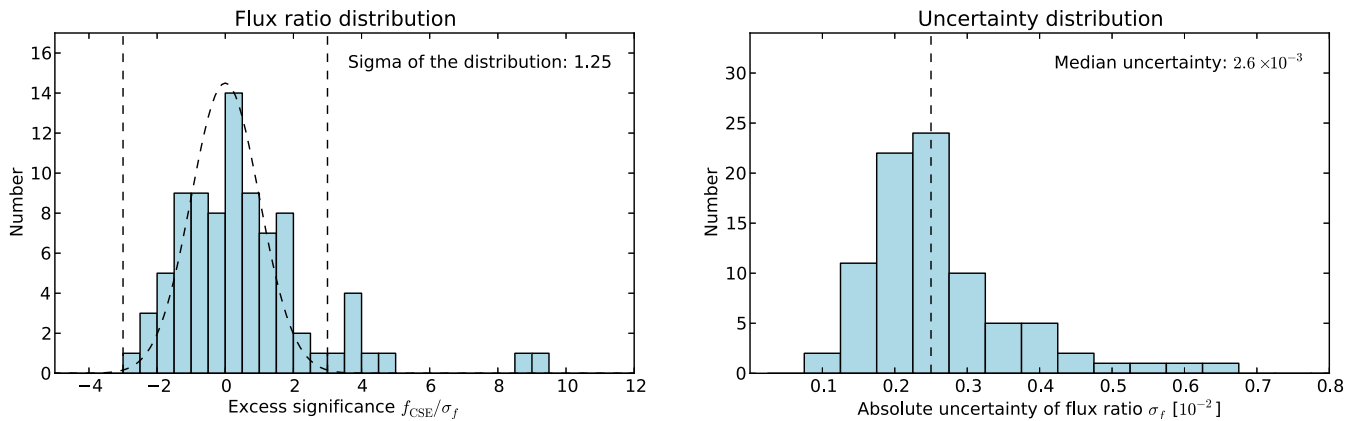


FIGURE 2.16 – Gauche : distribution des excès relatifs à l’incertitude de mesure ( $f/\sigma$ ) montrant le comportement gaussien attendu autour de 0, et permettant d’identifier les systèmes avec un excès supérieur à  $3\sigma$  (données du relevé VLT/PIONIER). Droite : distribution des incertitudes absolues sur les mesures, montrant que PIONIER permet d’atteindre une incertitude médiane aussi petite que 0.25% du flux stellaire en bande H. D’après ERTEL, ABSIL et al. (*ibidem*).

### Tendances

Les résultats des deux relevés proche-infrarouge s’appuient sur un total de 125 étoiles, ce qui permet de chercher de possibles corrélations entre la présence des exozodis et divers paramètres. Par exemple, les exozodis autour des étoiles A sont plus souvent détectés qu’ autour des étoiles de type solaire (Figure 2.17), une tendance qui rappelle celle observée pour les disques de débris froids (MATTHEWS et al., 2014). Nos résultats observationnels ne permettent cependant pas d’établir de lien entre la présence de poussières exozodiacales et celle d’un disque de débris froid (Figure 2.18, à gauche). Ce résultat peut sembler surprenant car il est aujourd’hui bien établi que les exozodis ne peuvent être produits sur place par une population de petits corps à l’équilibre collisionnel (WYATT, SMITH et al., 2007). Les mécanismes de repeuplement discutés en Sec. 2.5 impliquent d’extraire de la matière à un réservoir de masse plus externe qui peut se manifester sous la forme d’un disque de débris. Il est cependant nécessaire d’être prudent quant à l’interprétation de cette absence de corrélation car chaque technique de détection possède ses limites. Par exemple, nous montrons dans BONSOR, RAYMOND, J.-C. AUGEREAU et ORMEL (2014) à partir de simulations dynamiques qu’un exozodi peut être suffisamment repeuplé par un disque de débris froid trop ténu pour être détecté avec les instruments en infrarouge lointain.

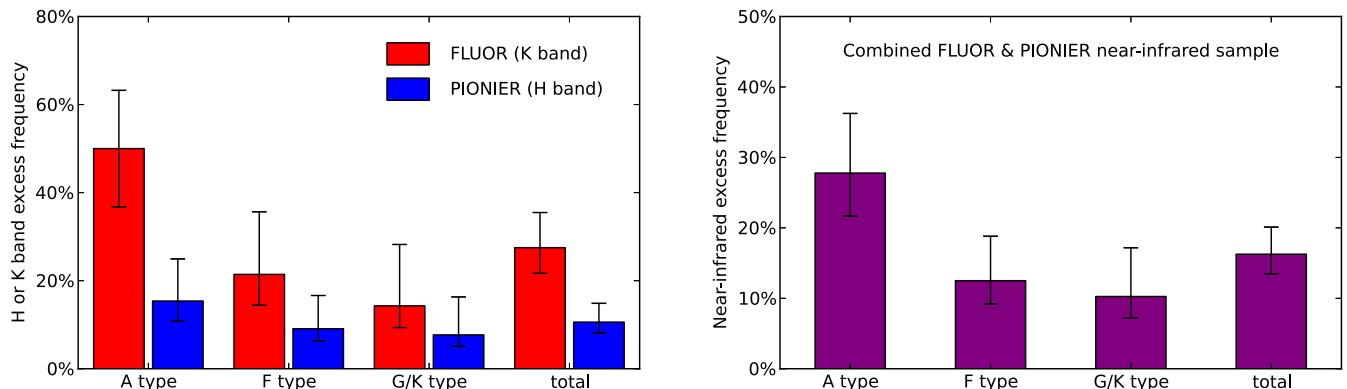


FIGURE 2.17 – Gauche : taux de détection des exozodis pour nos deux relevés, par type spectral et globalement. Droite : statistiques de détection après combinaison des deux relevés. D’après ERTEL, ABSIL et al. (*ibidem*).

Il est encore plus étonnant de constater que les exozodis sont plus fréquemment détectés autour des étoiles les moins jeunes de notre échantillon (Figure 2.18, à droite). Quelque soit la source de poussières exozodiacales, et en supposant que le mécanisme à leur origine soit continu à partir d'un réservoir s'appauvrissant au fil du temps, il est attendu que l'émission exozodiacale décroisse statistiquement quand les étoiles deviennent plus âgées, ce qui n'est pas observé. L'étude du nuage zodiacal dans le système solaire (cf. Sec. 2.2.1) nous enseigne que le processus de production de poussières peut varier dans le temps sur des échelles de temps de plusieurs dizaines de millions d'années. Sur des échelles de temps nécessairement beaucoup plus courtes, nous commençons un suivi temporel des exozodis pour étudier leur variabilité. Nos premiers résultats montrent que pour sept systèmes détectés en 2012 avec des excès en bande H et ré-observés avec PIONIER, quatre d'entre eux sont re-détectés en 2013 et en 2014, un système était non détecté en 2013 mais détecté en 2014, et un système n'était pas re-détecté ni en 2013 ni en 2014 (ERTEL, DEFRÈRE et al., 2016). Si le nombre de sources observées lors de plusieurs époques est encore faible, ces résultats indiquent que la majorité des exozodis persistent sur des échelles de temps de quelques années, mais qu'ils peuvent être effectivement suffisamment variables pour devenir indétectables à certaines dates avec notre instrumentation.

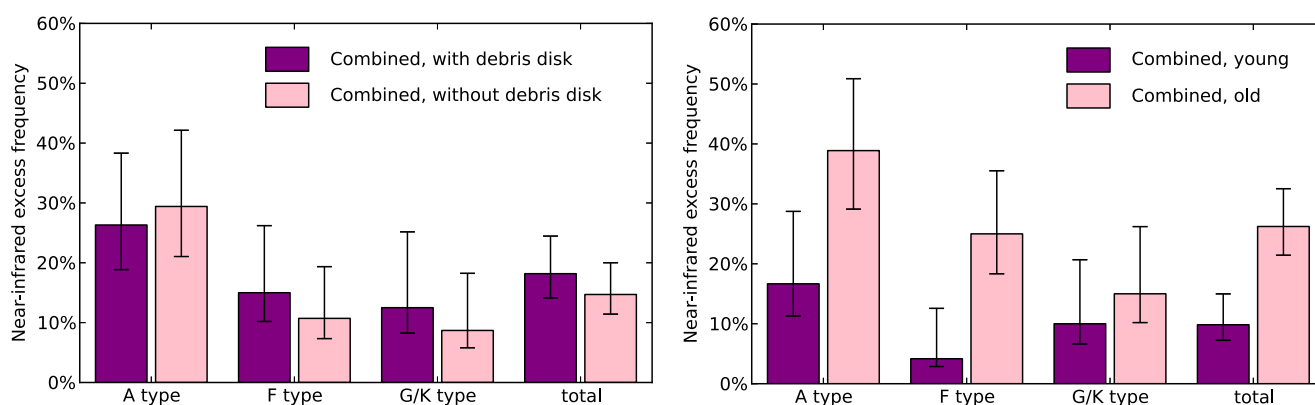


FIGURE 2.18 – Gauche : fréquences de détection des exozodis pour nos deux relevés combinés (FLUOR+PIONIER). Ces taux de détections sont classés par type spectral et différenciés en fonction de la présence ou non d'un disque de débris froid. Droite : l'échantillon d'étoiles a été divisé en deux sous-échantillons de tailles comparables (âges médians : 0.34, 1.95 et 4.47 Gyr pour les étoiles A, F et G+K, respectivement), montrant une tendance à détecter plus favorablement les exozodis autour des étoiles les plus âgées. D'après ERTEL, ABSIL et al. (2014).

### Comparaison avec des observations visible et proche-infrarouge

Il existe peu de moyens observationnels permettant aujourd'hui de confirmer ou de compléter nos détections d'exozodis. Dans une étude récente, RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING (2016) montrent que statistiquement, les étoiles avec des exozodis détectés par interférométrie proche-infrarouge ont un indice de couleur  $J - K_s$  légèrement plus grand que les autres étoiles (10 étoiles parmi 41 extraites de ABSIL, DEFRÈRE et al. (2013) et de ERTEL, ABSIL et al. (2014)), suggérant un petit excès proche-infrarouge. Si le résultat n'est pas véritablement significatif (excès mesuré à  $1.5\sigma$ ), c'est un élément nouveau et indépendant venant en appui aux mesures interférométriques.

MARSHALL et al. (2016) ont de leur côté cherché à détecter dans le visible un signal polarimétrique faible, mais accessible avec un instrument de haute précision (quelques  $10^{-6}$  sur le degré de polarisation). Leur échantillon est constitué de six étoiles avec des exozodis (cinq détectés avec PIONIER et un avec FLUOR), et de sept étoiles de contrôle. Les observations détecteront uniquement un niveau de polarisation compatible avec une origine interstellaire. Mais ces non-détections sont fort instructives. Au moyen de modèles très simples, les auteurs de l'étude montrent que si nos émissions

proche-infrarouge provenaient de la lumière diffusée par des grains, et sous l'hypothèse d'une relative neutralité de la diffusion entre le proche-infrarouge et le visible, alors la compatibilité avec une non-détection polarimétrique impliquerait un degré de polarisation inférieur à 1%, ce qui est très faible en comparaison des observations de disques de débris froids. Si en revanche il est supposé comme dans nos modèles (cf. Sec. 2.4) que l'émission exozodiacale détectée dans le proche-infrarouge est d'origine thermique, provenant de grains très chauds ( $\sim 1500\text{K}$ ) car très proches ( $\sim 0.1\text{ au}$ ) de l'étoile, alors la contribution de ces poussières en lumière diffusée dans le visible est compatible avec les non-détections polarimétriques. Cette compatibilité est d'autant meilleure que leur albedo et leur degré de polarisation sont faibles dans le visible, ce qui va dans le sens de grains sub-microniques. Ainsi, si les observations de MARSHALL et al. (2016) ne permettent pas de détecter les exozodis, l'analyse des non-détections vient appuyer nos modèles qui concluent à une émission dans le proche-infrarouge d'origine thermique et provenant de très petits grains proches de leur étoile (cf. Sec. 2.4).

### Comparaison avec le relevé moyen-infrarouge KIN

L'interférométrie moyen-infrarouge autour de  $10\mu\text{m}$  représente la meilleure opportunité pour rechercher des exozodis tièdes autour de 300 K, plus éloignés de l'étoile que nos exozodis proche-infrarouge, et donc plus proches de la zone habitable des étoiles. C'est la méthode privilégiée par la NASA (cf. Sec. 2.1). Si quelques mesures avec VLT/MIDI par interférométrie constructive (SMITH, WYATT et HANIFF, 2009) et une mesure avec MMT/BLINC ( $\beta$  Leo, STOCK et al., 2010) par interférométrie destructive auront été pionnières à ces longueurs d'onde, le seul autre véritable relevé d'exozodis actuellement publié aura été réalisé avec le Keck Interferometer mid-IR Nulling instrument (KIN) en bande N (dix canaux spectraux entre 8 et  $13\mu\text{m}$ ). Les mesures donnent accès à la profondeur de "null" qui représente le rapport entre flux mesuré par interférences destructives et le flux mesuré par interférences constructives, offrant une meilleure précision que les mesures de visibilités.

Les relevés de MILLAN-GABET et al. (2011) et de MENNESSON, MILLAN-GABET et al. (2014) permettront de sonder 47 étoiles entre 2008 et 2011, dont 40 sans compagnon stellaire dans le champ de vue de l'interféromètre, et aboutiront à 6 détections, toutes autour d'étoiles plus précoces que F2 (Figure 2.19). Contrairement au cas des exozodis chauds détectés dans le proche-infrarouge, il existe une bonne corrélation entre le niveau d'émission des exozodis tièdes identifiés dans le moyen-infrarouge et la présence d'un disque de débris froid, ce qui suggère un lien de causalité entre les deux populations de poussières. Il est aussi étonnant de noter que seules  $\beta$  Leo (mesures CHARA et KIN) et Fomalhaut (mesures VINCI et KIN) possèdent des exozodis détectés à la fois dans le proche et le moyen-infrarouge malgré neuf étoiles avec exozodis proche-infrarouge dans l'échantillon KIN. Enfin,

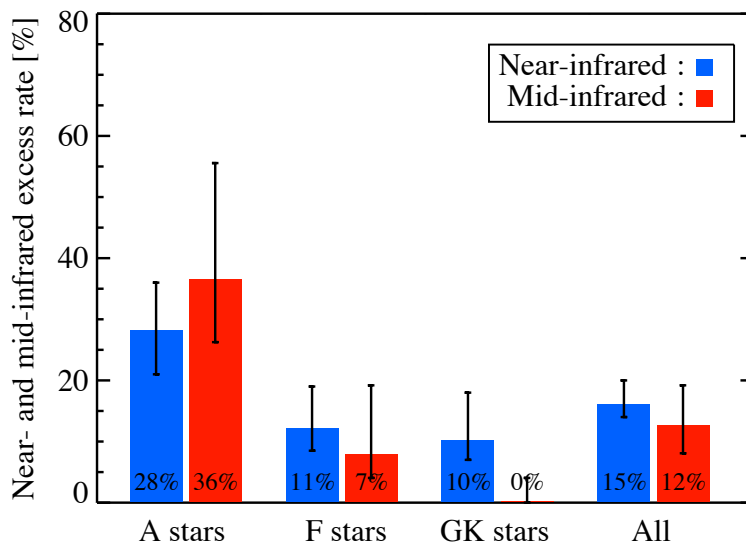


FIGURE 2.19 – Comparaison des taux de détection d'exozodis par interférométrie proche et moyen-infrarouge, d'après les données combinées FLUOR+PIONIER publiées dans ERTEL, ABSIL et al. (2014) et les données KIN publiées dans MENNESSON, MILLAN-GABET et al. (2014).



l'absence de détection KIN autour d'étoile solaire permet de placer une limite supérieure à  $\sim 100$  fois le niveau de brillance zodiacale à  $10\ \mu\text{m}$ , ce qui semble insuffisant pour garantir la détection d'une autre Terre par interférométrie destructive dans le moyen-infrarouge si les exozodis sont asymétriques et structurés comme le nuage zodiacal dans le système solaire (DEFRÈRE, ABSIL, DEN HARTOG et al., 2010, placent une limite à 15 fois la brillance du nuage zodiacal). Des conclusions définitives sur la fraction des étoiles avec des exozodis tièdes nécessitent donc des relevés interférométriques plus sensibles dans le moyen-infrarouge, avec le LBTI (relevé en cours) et peut-être avec VLT/MATISSE si la précision sur les mesures le permet.

## 2.4 Propriétés des exozodis

Nous attribuons les excès proche-infrarouge à des poussières situées à l'intérieur du champ de vue des interféromètres (quelques au pour nos cibles proches), et un travail de modélisation détaillé est nécessaire pour mieux apprécier la nature des exozodis détectés. Je modélise avec mon code de transfert radiatif dédié aux disques de débris (GRATER) les mesures interférométriques proche-infrarouge, complétées par des observations recueillies dans la littérature, essentiellement de la spectrophotométrie dans le proche et moyen-infrarouge (par exemple Fig. 2.20). Les contraintes spatiales sont généralement très modestes. La modélisation permet d'accéder aux propriétés élémentaires des exozodis qui sont essentielles pour comprendre les mécanismes de repeuplement. Ainsi, l'étape de modélisation fait le lien entre les observations (Sec. 2.3) et les simulations dynamiques (Sec. 2.5) qui cherchent à expliquer l'origine des poussières.

Depuis 2006, j'ai modélisé en détail plusieurs systèmes présentant des excès proche et moyen-infrarouge mesurés par interférométrie. Ces travaux ont grandement bénéficiés de l'apport de mon étudiant, Jérémy Lebreton, au cours de la période 2010 et 2014.

Nous constatons que les exozodis détectés avec l'interférométrie proche-infrarouge sont tous composés de grains submicroniques beaucoup plus petits que la limite imposée par la pression de radiation. Les poussières sont riches en carbone et ont tendance à s'accumuler à côté de la région de sublimation. La comparaison est assez frappante entre ces propriétés générales et celles du nuage zodiacal chaud dans le solaire système, la F-corona, dont le spectre d'émission dans le proche infrarouge provient de grains qui s'accumulent autour du rayon de sublimation ( $\sim 4 R_{\odot}$ , Sec. 2.2.1). Les mesures moyen-infrarouge en revanche sondent plutôt des populations tièdes à quelques au de leur étoile, qui se comparent mieux avec la poussière zodiacale à proximité de la Terre. ■

Il faut noter que cette distinction entre poussières chaudes (excès proche-infrarouge) et poussières tièdes (excès moyen-infrarouge) alimente un débat sur la définition d'un exozodi. Plusieurs auteurs (e.g. WEINBERGER et al., 2015) préfèrent restreindre le terme "exozodi" à la poussière autour de la zone habitable d'une étoile, souhaitant ainsi limiter son usage aux détections de poussières tièdes (excès moyen-infrarouge). Pourtant, l'étude du système solaire montre bien que cette vision est trop restrictive car le nuage zodiacal est très étendu, constituant un ensemble continu (avec des asymétries) de quelques rayons solaires à quelques au (Sec. 2.2.1). La limitation du terme "exozodi" aux poussières tièdes à proximité immédiate de la zone habitable traduit en réalité un biais consécutif au fait que l'étude des exozodis est apparue dans le contexte de la recherche d'autres Terres habitables (Sec. 2.1). Cela résulte aussi du fait que le nuage zodiacal est bien mieux connu autour de la position de la Terre que sa contrepartie proche du Soleil, la F-corona. Pourtant, la poussière à quelques rayons solaires est tout autant zodiacale que la poussière à 1 au (Figs. 2.3 et 2.7 par exemple), et ainsi, avec mes proches collaborateurs, nous ne voyons pas de raison de limiter l'usage du terme "exozodi" aux poussières détectées dans le moyen-infrarouge.

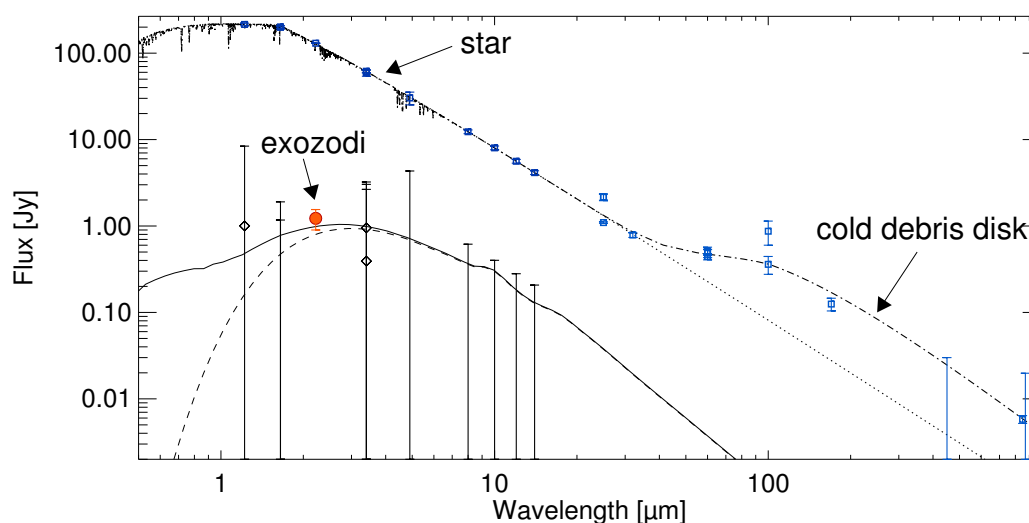


FIGURE 2.20 – Exemple d’ajustement de l’émission exozodiacale de  $\tau$  Ceti (DI FOLCO *et al.*, 2007). Noter l’absence d’excès mesurable en utilisant les méthodes (spectro-)photométriques classiques dans le moyen-infrarouge.

### 2.4.1 Modélisation en transfert radiatif

Les données observationnelles concernant les exozodis sont fort limitées. Aux rares excès proche et moyen-infrarouge mesurés, s’ajoutent des limites supérieures obtenues par photométrie (ex. AKARI ou WISE) ou spectro-photométrie basse/moyenne résolution avec Spitzer-IRS qui sonde efficacement l’allure du spectre 5–15  $\mu\text{m}$  (avec cependant des incertitudes sur la photométrie absolue). Dans un premier temps, il est envisageable d’ajuster un simple corps noir à ces mesures, ce qui donne accès à la luminosité fractionnelle de l’exozodi et sa température moyenne qui peut être convertie en distance très approximative à l’étoile. Ce sont cependant des informations trop limitées et trop entachées d’incertitudes pour véritablement évaluer la nature des disques exozodiacaux. Une approche plus sophistiquée est nécessaire afin d’extraire les propriétés des poussières (taille, composition), leur distribution spatiale et leur masse, qui sont nécessaires pour contraindre les mécanismes physiques à l’origine des poussières exozodiacales.

La densité des exozodis est suffisamment faible pour que les disques soient optiquement fins, et mon approche a ainsi consisté à utiliser systématiquement le code de transfert radiatif GRATER qui est optimisé pour cette situation (J. AUGEREAU, A. LAGRANGE *et al.*, 1999 ; LEBRETON, J.-C. AUGEREAU *et al.*, 2012). Dès sa conception à la fin des années 1990, le code était construit pour tenir compte des effets de sublimation, à la fois pour modifier les propriétés optiques des grains dans les disques de débris froids lorsque les températures dépassent celle de la sublimation de la glace d’eau ( $\sim 120$  K), mais aussi pour introduire un bord interne physique au disque en tenant compte de la sublimation des corps les plus réfractaires aux températures dépassant 1500–2000 K (silicates, matériaux carbonés). C’est ce dernier effet qui se révélera particulièrement approprié à la modélisation des exozodis dès la première détection proche-infrarouge par ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG *et al.* (2006). Plusieurs évolutions du code permettront par la suite de prendre en compte des effets de sublimation plus fins et d’introduire des méthodes d’exploration de l’espace de paramètres s’appuyant sur des techniques d’inférence bayésienne (LEBRETON, VAN LIESHOUT *et al.*, 2013).

Dans la suite, je décris succinctement les principaux ingrédients du modèle, puis j’illustre dans les sections suivantes son application dans le cas de systèmes observés.

### Émission et propriétés des poussières

L'émission exozodiacale est modélisée en considérant une population de grains à la distance  $r$  de l'étoile et de tailles  $s$  comprises entre  $s_{\min}$  et  $s_{\max}$ . Comme chaque grain possède sa propre température d'équilibre thermique avec l'étoile, la distance de sublimation n'est pas unique mais dépend de la taille du grain. La région de sublimation peut ainsi s'étendre d'environ 0.1 à 0.5 au pour une étoile de type A comme Vega, et d'environ 0.01 à 0.02 au, c'est-à-dire quelques rayons solaires, pour une étoile de type solaire comme  $\tau$  Ceti. En conséquence, la distribution différentielle de taille,  $dn(r, s)$ , souvent supposée suivre une loi de puissance ( $dn(r, s) \propto s^k ds$ ), peut être localement tronquée du fait de la sublimation, et dépend ainsi potentiellement de la distance à l'étoile  $r$ .

À une longueur d'onde donnée  $\lambda$ , le flux total émis par une population de poussières exozodiacales provient de la lumière diffusée par les grains dans la direction de l'observateur, à laquelle s'ajoute la contribution en émission thermique :

$$\Phi(\lambda, r) = \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} \left[ F_{\star}(\lambda) \frac{f(\lambda, \varphi, s) \sigma_{\text{sca}}(\lambda, r, s)}{r^2} + \pi B_{\nu}(T_{\text{d}}(s, r)) \frac{\sigma_{\text{abs}}(\lambda, r, s)}{4\pi d_{\star}^2} \right] dn(r, s). \quad (2.3)$$

Ici,  $F_{\star}(\lambda)$  correspond au flux de l'étoile à la longueur d'onde considérée,  $d_{\star}$  à la distance séparant l'étoile de la Terre, et  $B_{\nu}$  est la fonction de Planck. Les propriétés optiques des poussières sont calculées avec la théorie de Mie qui est valide pour des grains sphériques homogènes. Cela donne accès aux sections efficaces de diffusion ( $\sigma_{\text{sca}}$ ) et d'absorption/émission ( $\sigma_{\text{abs}}$ ), à la fonction d'anisotropie de diffusion ( $f$ ) pour un angle de phase  $\varphi$ , et permet de calculer la température d'équilibre thermique des grains avec l'étoile ( $T_{\text{d}}$ ). Par simplicité, et aussi parce que l'inclinaison du disque exozodiacal sur le ciel n'est généralement pas connue, nous supposons le plus souvent que la diffusion est isotrope ( $f = 1/4\pi$ ). En pratique, cette hypothèse a peu de conséquence car le flux total dans le proche-infrarouge et au-delà est dominé par l'émission thermique des poussières pour les exozodis les plus chauds (ceux détectés par CHARA/FLUOR, IOTA/IONIC, VLT/VINCI et VLT/PIONIER).

La composition est importante pour la modélisation, car outre son importance pour l'émission des poussières, elle a un fort impact sur la structure du bord interne du disque du fait de la sublimation. Dans le système solaire, les poussières interplanétaires contiennent des fractions importantes de silicates et de matériaux carbonés, et il est raisonnable de supposer qu'il en est de même autour des autres étoiles. Les modèles d'exozodis supposent ainsi différentes fractions de silicates et de matériaux carbonés. Comme les silicates se subliment à des températures plus basses que les espèces carbonées, il existe un régime pour lequel les grains sont supposés sans silicates. La fraction volumique des silicates est alors remplacée par du vide, conduisant dans ce modèle à des grains carbonés poreux dans les régions les plus à l'intérieur du système, jusqu'à ce que la température de sublimation de ces corps soit à son tour atteinte. La densité pour ces corps chute alors à zéro. La composition de poussières peut ainsi varier en fonction de la distance à l'étoile, ce qui explique que les sections de diffusion et d'émission dépendent de  $r$  dans l'équation précédente.

### Distribution spatiale et filtrage

Les contraintes sur la distribution spatiale des poussières étant limitées, une géométrie 2D est souvent amplement suffisante. Si le disque est en outre supposé être axisymétrique, sa géométrie peut être entièrement décrite par une distribution radiale 1D. L'apparence du disque sur le plan du ciel est alors définie par un angle d'inclinaison par rapport à la ligne de visée et un angle de position. Le profil de densité de surface peut par exemple suivre une loi de puissance radiale ( $\Sigma(r) \propto r^{\alpha}$ ) ou une combinaison de lois de puissance radiale. Il peut également provenir de simulations dynamiques ou collisionnelles. Dans la plupart des cas, l'inclinaison de l'exozodi ne peut pas être obtenue directement à partir des observations et dans le cas où le système possède un disque de débris froid résolu, l'angle d'inclinaison est supposé identique.

Comme indiqué précédemment, le champ de vue des instruments interférométriques proche-infrarouge (FLUOR à CHARA, PIONIER au VLT) est limité à quelques au, ce qui signifie qu'une

fraction de l'émission exozodiacale peut être filtrée (Fig. 2.21). Le flux  $\Phi$  à une longueur d'onde donnée est ainsi calculé en tenant compte du profil de transmission du télescope  $T$  qui tombe à zéro en dehors du champ de vue :

$$\Phi(\lambda) = \int_0^{\infty} 2\pi \bar{T}(r) \Phi(\lambda, r) \Sigma(r) r dr, \quad (2.4)$$

où  $\bar{T}(r)$  est obtenu en projetant d'abord la carte de transmission du télescope  $T$  sur le plan de disque exozodiacal et en faisant ensuite une moyenne azimutale le long de cercles de rayon  $r$  dans le référentiel du disque (LEBRETON, VAN LIESHOUT et al., 2013). Cette approche est valable tant que le profil de transmission est axisymétrique dans le plan du ciel, ce qui est le cas pour les instruments FLUOR et PIONIER. Cela a également été supposé être le cas pour les observations en interférométrie annulante MMT/BLINC de Vega, avec un diagramme de transmission qui tient compte de la transmission zéro sur l'axe, en profitant du fait que Vega est vue par dessus (inclinaison nulle).

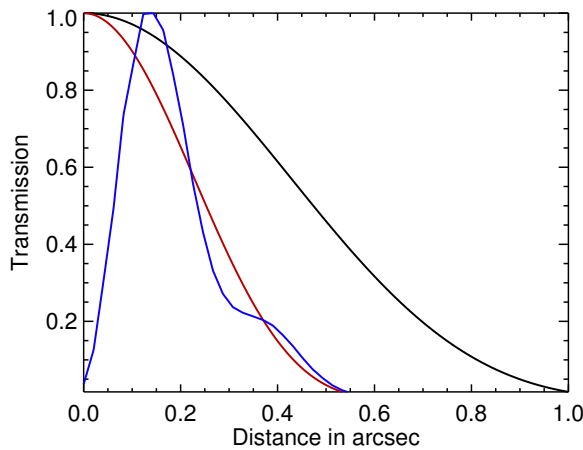


FIGURE 2.21 – Profils de transmission des instruments CHARA/FLUOR (bande K, courbe rouge), MMT/BLINC (bande N, courbe bleue) et IOTA/IONIC (bande H, courbe noire) utilisés pour la modélisation de Vega dans DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU et al. (2011).

Les cartes de transmission sur le ciel des interféromètres en mode annulant dans le moyen-infrarouge, KIN et LBTI, sont, en revanche, beaucoup plus complexes et dépendent fortement des paramètres d'observation tels que la date et l'heure d'observation et les angles parallactique et horaire (ex. MENNESSON, ABSIL et al., 2013 ; DEFRÈRE, P. M. HINZ, SKEMER et al., 2015). L'approche 1D ci-dessus (Eq. 2.4) n'est donc pas appropriée et il est nécessaire de multiplier l'image de disque 2D synthétique dans le plan ciel avec la carte de transmission 2D pour obtenir une valeur de null synthétique (ex : Fig. 2.22).

### Raffinements

Dans certains cas, des raffinements supplémentaires sont nécessaires pour améliorer la modélisation. Par exemple, Vega est une étoile vue presque par le pôle et connue pour être un rotateur rapide. En conséquence, l'étoile est plus large et plus froide à l'équateur où se trouve a priori le disque de poussière, et plus chaude aux pôles, avec une différence de température effective d'environ 2250 K (AUFDENBERG et al., 2006). Les grains de poussière reçoivent ainsi nettement moins de photons que ce que l'on pourrait supposer en s'appuyant sur le spectre observé de Vega. Ceci a un impact direct sur la température des grains et donc sur la localisation des poussières. J'ai pris en compte cet effet dans les modèles présentés dans ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG et al. (2006) et DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU et al. (2011).

Lorsque les grains se rapprochent de l'étoile, la compétition entre la sublimation et d'autres processus physiques importants (pression de radiation, effet Poynting-Robertson, collisions) affecte la distribution des poussières. Par exemple, les grains de taille micrométriques, et plus petits, peuvent

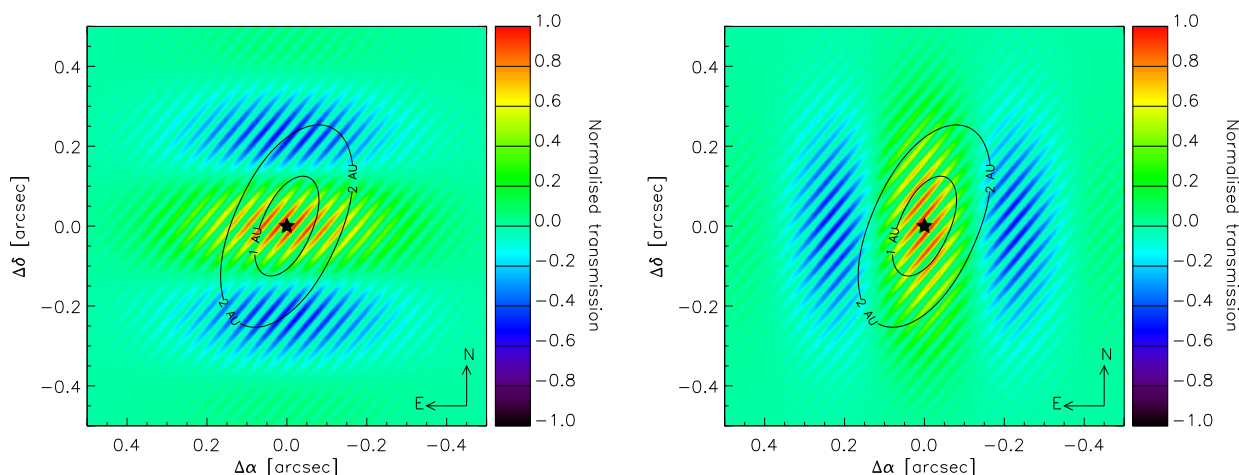


FIGURE 2.22 – *Gauche* : transmission du Keck Nuller (KIN) à  $10\ \mu\text{m}$ , lors du passage de Fomalhaut au méridien le 30 août 2007. Les contours indiquent l’orientation supposée du disque de Fomalhaut ainsi que des distances physiques, montrant que le KIN est sensible à l’émission de poussières dans la plage de 0.05 à 2 au. *Droite* : même figure pour la date d’observation du 17 juillet 2008. D’après MENNESSON, ABSIL et al. (2013).

subir une importante force de pression de radiation autour d’étoiles brillantes comme Vega ou Fomalhaut. La durée de vie des poussières devant ce mécanisme peut alors être plus courte que le temps nécessaire pour sublimer. Pour tenir compte de cette compétition entre les différents processus affectant les poussières exozodiacales, LEBRETON, VAN LIESHOUT et al. (2013) ont évalué la température de sublimation pour chaque taille de grain, de telle sorte que l’échelle de temps de sublimation soit égale à la plus courte échelle de temps dynamique. Dans cette approche, la température de sublimation n’est plus une valeur constante mais devient dépendante de la taille des corps. Cette approche est intéressante car elle introduit des contraintes dynamiques dans la modélisation par transfert radiatif, avec un impact direct sur la description du bord interne du disque. Elle est détaillée dans la section 2.4.3 dans le cas de Fomalhaut.

### Extraction des paramètres

Le nombre limité de mesures complique l’approche globale de modélisation des exozodis. Le plus souvent, les données se limitent à quelques points de photométrie (incluant les données interférométriques), des limites supérieures, et quelques modestes contraintes spatiales (ex : Fig. 2.20). Il est bien connu que pour un disque de débris froid, l’ajustement d’une distribution spectrale d’énergie avec peu d’information spatiale, est le plus souvent dégénérée. Plus précisément, il existe une dégénérescence entre la taille des grains et leur distance à l’étoile qui peuvent se compenser mutuellement de manière à maintenir une distribution de température compatible avec la forme de la distribution spectrale d’énergie. Dans le cas des exozodis chauds détectés dans le proche-infrarouge, les modèles montrent que les poussières doivent s’accumuler à proximité du rayon de sublimation pour atteindre des températures suffisamment élevées. Je constate en pratique que cette contrainte s’apparente à une information spatiale pour le code de transfert radiatif, ce qui permet de déduire des informations sur la nature des poussières.

La méthode employée pour extraire les paramètres du modèle consiste à calculer des probabilités pour chaque paramètre en utilisant une méthode d’inférence bayésienne, ce qui permet de mieux apprécier les paramètres contraints et ceux qui le sont moins. Pour cela, on calcule une valeur d’ajustement (habituellement un  $\chi^2$ ) pour chaque ensemble de paramètres et on la transforme en une probabilité en supposant une fonction de vraisemblance gaussienne ( $\propto e^{-\chi^2/2}$ ) pour une analyse bayésienne. On peut alors obtenir des distributions de probabilités marginalisées pour chaque paramètre libre

par projection de ces probabilités sur chaque dimension de l'espace des paramètres. Ceci permet de trouver le meilleur accord avec les observations, et de calculer les incertitudes pour le profil radial de la poussière, la composition des grains, leur distribution en taille (en particulier la taille minimale et la pente de la distribution) et la masse de poussières.

### 2.4.2 Vega

L'approche de modélisation par transfert radiatif décrite ci-dessus a été appliquée à plusieurs systèmes autour d'étoiles proches et bien connues. Vega (A0V) est la première d'entre elle, et c'est assez séduisant de constater que près d'un quart de siècle après la découverte par le satellite infrarouge IRAS du "Vega phenomenon", c'est à nouveau Vega qui devient le fer de lance d'un nouveau champ de recherche portant sur les poussières dans les systèmes planétaires.

#### Premières mesures, premiers modèles, premières surprises

Vega a été le premier système détecté avec de la poussière chaude en utilisant des observations proche-infrarouge CHARA/FLUOR en bande K (ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG et al., 2006, cf. Sec. 2.3.2). Elle est donc aussi la première à avoir été modélisée et les nombreuses interrogations issues de cette première analyse demeurent valides aujourd'hui encore. Les mesures interférométriques indiquent un excès de  $1.29 \pm 0.19\%$  à une longueur effective de  $2.12 \mu\text{m}$  (Fig. 2.23 à gauche) dans le champ de vue de l'instrument FLUOR qui a un profil de transmission gaussien qui tombe à 3% de transmission à environ  $0.5''$  de rayon ( $\sim 4$  au à la distance de Vega).

Une mise à l'échelle du modèle empirique de KELSALL et al. (1998) de manière à ajuster le flux mesuré, montre que l'exozodi de Vega est environ 3000 fois plus brillant que le nuage zodiacal dans le système solaire. Ce nombre est cependant à prendre avec beaucoup de précautions car il est seulement valable à la longueur d'onde considérée. En effet le spectre d'émission zodiacal ainsi ajusté à la mesure en bande K pour Vega prédit des excès moyen-infrarouge très importants aisément et détectables, ce qui est incompatible avec l'absence d'excès autour de  $10\text{--}12 \mu\text{m}$  avec IRAS ou les instruments au sol<sup>5</sup>. Cela suggère que le spectre d'émission de l'exozodi de Vega doit être très piqué vers le proche-infrarouge, suggérant des températures bien plus élevées que la température de corps noir du spectre zodiacal qui pique dans le moyen-infrarouge ( $\sim 260\text{K}$ , Sec. 2.2.1 et Fig. 2.4). Une première conclusion s'impose : le spectre exozodiacal de Vega diffère grandement de sa contrepartie solaire.

À ces mesures photométriques s'ajoute une information spatiale importante. En effet, la non-détection par interférométrie annulante avec MMT/BLINC contraint toute émission au-delà de  $0.8$  au à  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  à être moins intense que  $2.1\%$  du flux de l'étoile à cette longueur d'onde (LIU et al., 2004). Qualitativement, toutes ces mesures suggèrent que les poussières sont situées très près de l'étoile, probablement à moins de  $1$  au.

#### Modélisation et propriétés de l'exozodi de Vega

La modélisation permettra de confirmer ces premières conclusions et d'aller plus loin. L'ajustement des données avec GRATER montre que les fortes températures suggérées par le profil d'émission requièrent des grains préférentiellement proches de leur limite de sublimation. Cette limite se situe d'autant plus proche de l'étoile que les grains sont fortement réfractaires, c'est-à-dire riches en matériaux carbonés qui se subliment à plus grande température que les silicates. Cette composition enrichie en matériaux carbonés est aussi encouragée par le fait que les poussières doivent être suffisamment petites (sub-microniques) pour émettre préférentiellement dans le proche-infrarouge

5. les données Spitzer/IRS de Vega ne sont pas encore disponibles en 2006. Nous les réduirons pour la modélisation présentée dans DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU et al. (2011). Une analyse détaillée des spectres Spitzer/IRS par SU, RIEKE, MALHOTRA et al. (2013) confirmera l'absence d'excès détectable autour de  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  et un excès naissant devenant plus significatif à partir de  $\lambda \sim 15 \mu\text{m}$ .



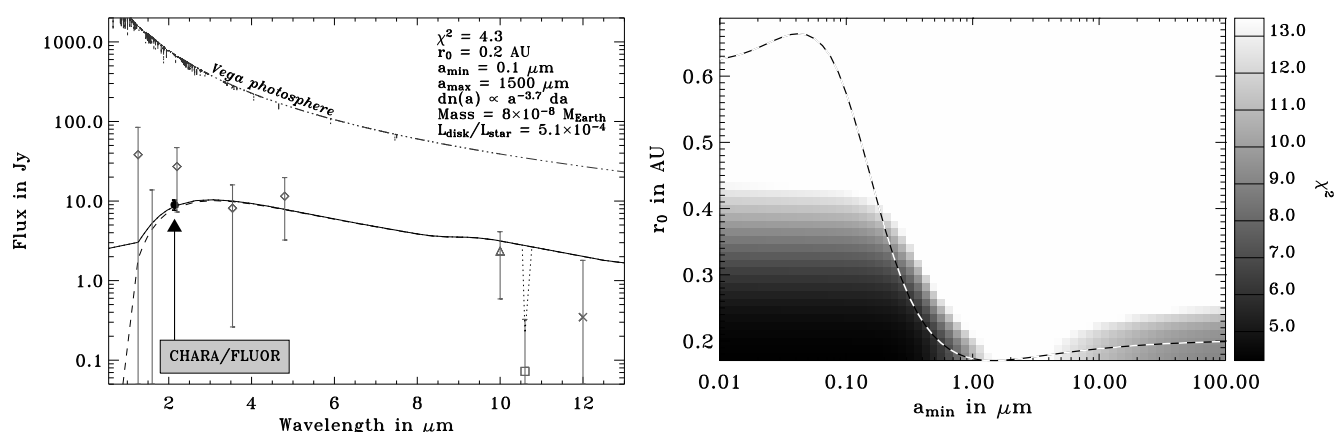


FIGURE 2.23 – Gauche : premier ajustement de la distribution spectrale d'énergie de l'exozodi de Vega suite à sa détection avec CHARA/FLUOR (d'après ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG *et al.*, 2006). Le trait plein correspond à l'émission totale, alors que le trait en tirets représente la contribution en émission thermique. Le carré évidé correspond à la limite supérieure en interférométrie annulante obtenue par LIU *et al.* (*ibidem*), et le trait pointillé montre le flux de l'exozodi entrant dans le champ de vue de cet instrument. Droite : distance de sublimation des grains en fonction de leur taille, superposée à une carte de  $\chi^2$ , pour la composition et les propriétés du modèle de gauche.

plutôt que dans l'infrarouge moyen (Fig. 2.23). En conséquence, les grains doivent être relativement pauvres en silicates car les poussières silicatées submicroniques sont responsables d'importantes raies minéralogiques d'émission autour de  $10\ \mu\text{m}$ , aisément détectables comme le confirment nos modèles, et en contradiction avec les observations (GAIDOS et KORESKO, 2004 ; SU, RIEKE, MALHOTRA *et al.*, 2013).

Quantitativement, les modèles suggèrent des poussières plus petites que  $0.3\ \mu\text{m}$  (cf. carte de  $\chi^2$ , Fig. 2.23, à droite), avec une distribution différentielle de taille bien plus pentue qu'une loi d'équilibre collisionnel en  $-3.5$ , et une composition telle que la proportion de silicates est inférieure à 70% en volume. Le bord interne du disque est fonction de la taille des grains, et se situe entre 0.17 et 0.3 au pour les plus gros corps de la distribution, et aux environs de 0.6 au pour les plus petits grains, sous l'hypothèse d'une température de sublimation de 1700 K commune aux silicates et aux matériaux carbonés dans cette première version du modèle. La densité de surface décroît très rapidement avec la distance à l'étoile, en  $r^{-4}$  ou plus pentue. Tous ces éléments (petits grains, faibles quantités de silicates, distribution de taille et densité de surface pentues) se combinent de manière à limiter l'émission au-delà de  $\sim 1$  au et ainsi assurer que l'émission dans le proche-infrarouge (excès en bande K de  $1.29 \pm 0.19\%$ ) demeure compatible avec l'absence de détection autour de  $10\ \mu\text{m}$ , en particulier avec MMT/BLINC. Les différences entre ces propriétés et celles de la poussière zodiacale suffisamment loin du soleil (émission dominée par des gros grains, distribution proche de l'équilibre collisionnel, densité de surface décroissant faiblement avec la distance au soleil, cf. Sec. 2.2.1) sont notables. L'exozodi de Vega s'apparente plus à la F-corona dans le système solaire (Sec. 2.2.2).

Le modèle a par la suite été revisité dans DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU *et al.* (2011) pour tenir compte de nouvelles mesures interférométriques avec l'instrument IOTA/IONIC en bande H, et mieux prendre en compte la différence de température de sublimation entre les silicates et les matériaux carbonés, en supposant des températures de sublimation de 1200 K et 1900 K respectivement (Fig. 2.24). Les nouveaux modèles confirment les principales conclusions du modèle initial : distribution de taille de grains pentue dominée par des poussières submicroniques riches en matériaux carbonés, et une accumulation de ces grains à proximité de la zone de sublimation en dessous d'une au. Les figures 2.25 montrent que la région émettrice se situe typiquement entre 0.1 et 0.3 au, ce qui

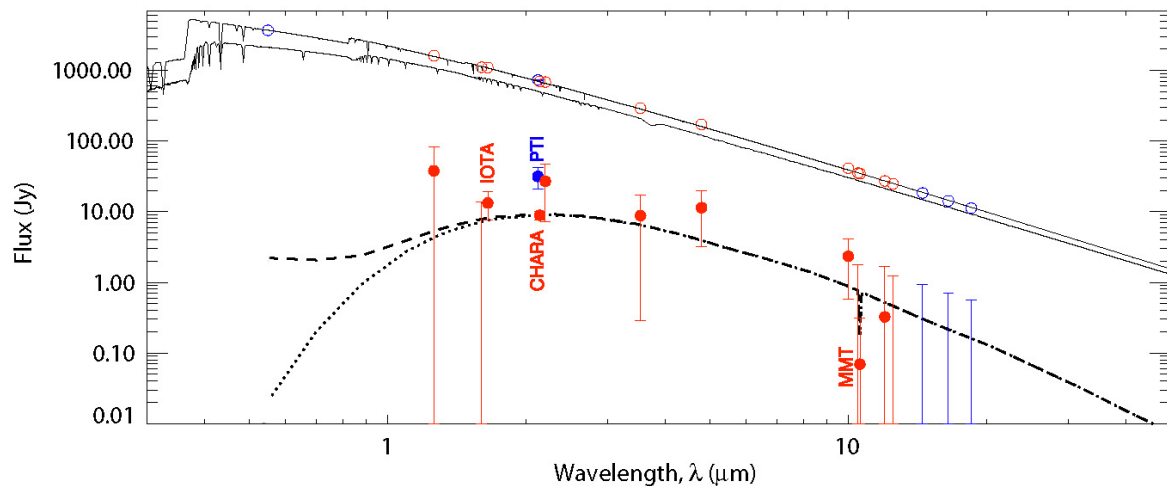


FIGURE 2.24 – *Modèle le plus récent de l'exozodi de Vega, prenant en compte la détection en bande H (1.65 μm) d'un excès avec IOTA/IONIC (1.23 ± 0.53%) (d'après DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU et al., 2011). La contribution en émission thermique est représentée en pointillés, et la contribution totale incluant la lumière diffusée en tirets.*

est cohérent avec les données de Palomar Fiber Nuller obtenues par MENNESSON, SERABYN et al. (2011) à  $\lambda \sim 2.2 \mu\text{m}$  et qui suggèrent que toute émission plus intense que 1 % du flux stellaire dans le proche infrarouge ne peut provenir que d'une région confinée à moins de 0.2 au de l'étoile. Par la suite, tous ces résultats ont été confirmés indépendamment par KIRCHSCHLAGER et al. (2017) qui ont ajusté le même jeu de données avec leur propre modèle.

Il se dégage ainsi un modèle compatible avec trois contraintes interférométriques proche et moyen-infrarouge (IOTA, FLUOR, BLINC), et avec les limites supérieures spectro-photométriques dans cette même gamme de longueurs d'onde.

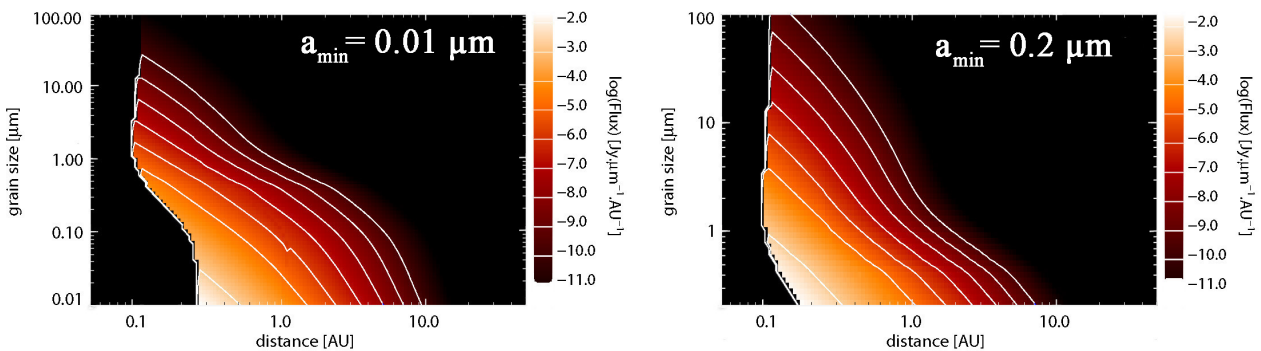


FIGURE 2.25 – *Représentation de la contribution à l'émission exozodiacale de Vega dans le proche-infrarouge (bande H) pour deux hypothèses de tailles de grain minimales compatibles avec le spectre d'émission (Fig. 2.24). La forme du bord interne traduit le fait que la distance de sublimation dépend de la taille de grain (d'après DEFRÈRE, ABSIL, J.-C. AUGEREAU et al., 2011).*

### Questionnements sur l'origine des poussières

J'estime que la masse de poussières exozodiacales autour de Vega se situe entre quelques  $10^{-9}M_{\oplus}$  et quelques  $10^{-8}M_{\oplus}$ , soit la masse approximative d'un astéroïde de quelques dizaines de kilomètres, pour une luminosité fractionnelle  $L_{\text{disk}}/L_{\star}$  de l'ordre de  $5 \times 10^{-4}$ . Les grains sont petits et donc essentiellement non liés en raison de la pression de radiation qui les expulse en moins d'une année. Le disque est également assez dense pour que les collisions soient fréquentes, avec une échelle de temps

collisionnelle d'une à quelques dizaines d'années pour les poussières liées. Par conséquent, l'exozodi chaud autour de Vega doit être repeuplé à un taux de l'ordre de  $10^{-9} M_{\oplus}/\text{an}$ .

Le repeuplement des poussières dans les disques de débris froids fait consensus, et il n'est donc pas surprenant que les exozodis doivent également être repeuplés. Dans les disques de débris froids, les poussières proviennent d'une cascade collisionnelle qui s'établit au sein d'une population de planétésimaux kilométriques susceptible d'entretenir le phénomène sur des très grandes échelles de temps, potentiellement des milliards d'années si le réservoir de masse initial est suffisant (ex. LÖHNE, A. V. KRIVOV et RODMANN, 2008). Dans le cas des exozodis, la situation est autrement plus complexe. Les quantités de poussières exozodiacales estimées sont tellement élevées que si les grains devaient être repeuplés sur place par une ceinture de corps parents kilométriques, ceux-ci seraient très rapidement détruits par collision (ex. modèles collisionnels de WYATT, SMITH et al., 2007). Dit autrement, il n'est pas possible de maintenir très près de Vega un réservoir de masse sous la forme de planétésimaux sur des échelles de temps suffisamment importantes pour repeupler les poussières et entretenir l'exozodi sur une période avoisinant l'âge de l'étoile ( $\sim 455$  Myr, YOON et al., 2010). Rapidement, ces estimations ont permis d'avancer l'idée d'une source externe, comme par exemple une source cométaire (ABSIL, DI FOLCO, MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, COUDÉ DU FORESTO, AUFDENBERG et al., 2006)<sup>6</sup>.

Lex exozodis permettraient ainsi d'étudier le lien entre les petites et les plus grandes échelles spatiales dans les systèmes planétaires, avec possiblement l'aide d'exoplanètes pour entretenir le mécanisme de production. Toute la problématique des exozodis était donc posée dès la première étude de Vega, et l'identification du réservoir de masse ainsi que le mécanisme d'alimentation demeurent aujourd'hui encore discutés (cf Sec. 2.5).

### 2.4.3 Fomalhaut

Tout comme Vega, Fomalhaut (A4V) est une étoile proche étudiée depuis la première heure pour son disque de débris froid détecté en infrarouge avec IRAS au début des années 1980. L'anneau de débris a par la suite été imagé, tout d'abord en émission thermique (HOLLAND et al., 1998 ; STAPELFELDT et al., 2004 ; ACKE et al., 2012) puis en lumière diffusée (KALAS, GRAHAM et CLAMPIN, 2005 ; KALAS, GRAHAM, FITZGERALD et al., 2013), révélant un anneau lointain à environ 140 au de l'étoile (Fig. 2.26). L'excentricité propre de l'anneau ( $\sim 0.1$ , KALAS, GRAHAM et CLAMPIN, 2005) et ses bords francs, bien mis en évidence avec ALMA (BOLEY et al., 2012), laissent supposer la présence d'une ou plusieurs exoplanètes (ex. BEUST et al., 2014 ; FARAMAZ, BEUST, J.-C. AUGEREAU et al., 2015).

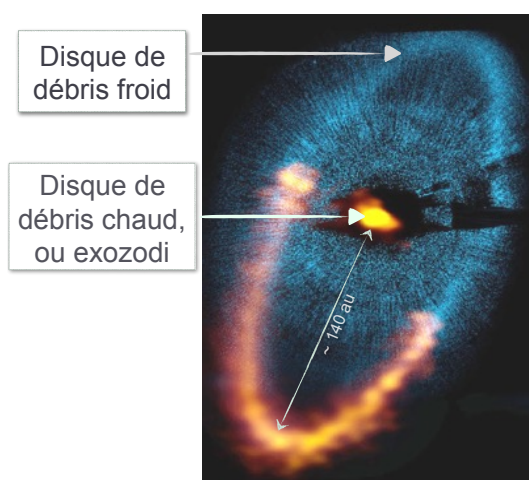


FIGURE 2.26 – Combinaison d'une image HST (bleu, KALAS, GRAHAM et CLAMPIN, 2005) et d'une image ALMA (jaune/orange, BOLEY et al., 2012) montrant l'anneau froid de débris autour de Fomalhaut et situé à  $\sim 140$  au. Au centre, l'image montre un point source non résolu correspondant principalement à l'émission de l'étoile avec ALMA. L'objet possède cependant une faible quantité de poussière chaude "exozodiacale" sous la forme d'excès révélés par interférométrie proche et moyen-infrarouge.

6. Le communiqué de presse CNRS d'avril 2006 associé à cette découverte reprendra l'idée sous la forme : "Vega : l'étoile à comètes ?", cf. <http://www2.cnrs.fr/presse/communiqu/848.htm>

### Détection de la poussière exozodiacale

Nos observations interférométriques proche et moyen-infrarouge, complétées par un modèle très détaillé, feront l'objet de trois articles publiés dans le cadre d'une série intitulée "*An interferometric study of the Fomalhaut inner debris disk*". Le premier article par ABSIL, MENNESSON et al. (2009) révèle pour la première fois un excès proche-infrarouge s'élevant à  $0.88 \pm 0.12\%$  du flux de l'étoile en bande K, et mesuré en ré-analysant des données d'archive obtenues avec VLTI/VINCI. Cet excès est attribué à des poussières exozodiacales chaudes proches de l'étoile, et contraintes par le champ de vue de l'instrument à se situer à l'intérieur d'une région limitée à  $\sim 6$  au autour de l'étoile. Les modèles simplifiés présentés dans l'article et s'appuyant sur le seul excès proche-infrarouge ne permettent pas de reconstituer la morphologie du disque exozodiacal.

Le second article par MENNESSON, ABSIL et al. (2013) présente les mesures obtenues avec le Keck Interferometer Nuller (KIN) entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ . Ces données complexes identifient une émission exozodiacale en provenance des régions internes du système Fomalhaut. Elles apportent aussi des informations spectrale et spatiale qui s'avèrent précieuses pour mieux caractériser la nature et la distribution des poussières. Nous présentons dans ce second article de la série, des modèles préliminaires avec GRATER calculés avec l'aide de mon étudiant en thèse, Jérémy Lebreton. Ces premiers travaux montrent qu'il est possible de reproduire à la fois les données VINCI et une partie des mesures KIN autour de 8–10  $\mu\text{m}$ , à partir d'une ceinture de très petits grains, submicroniques, riches en matériaux carbonés et proches de la limite de sublimation vers 0.1 au (Fig. 2.27). La masse de cette population s'élève à quelques  $10^{-10} M_{\oplus}$ . Cette description n'est pas sans rappeler le cas de Vega, et les mêmes questionnements sur l'origine des poussières surgissent alors immédiatement.

Cependant Fomalhaut se distingue de Vega par le fait que la population de grains très chauds n'est pas à même de reproduire la totalité des observations interférométriques disponibles, et plus spécifiquement les excès KIN au-delà de  $\sim 10 \mu\text{m}$  qui semblent croître avec la longueur d'onde (Fig. 2.27 à gauche). Cela nous a amené à postuler l'existence d'une ceinture un peu plus lointaine, peu contrainte spatialement mais que nous situons vers 0.5–1 au dans cette première version du modèle. Cette seconde population peut être constituée de grains de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres, de composition non déterminée, et de masse fort imprécise (entre  $10^{-9}$  et  $10^{-6} M_{\oplus}$ ). Un modèle plus élaboré était nécessaire. Cela a fait l'objet du troisième article de la série, comme détaillé ci-dessous.

### Modèle détaillé de l'exozodi de Fomalhaut

J'ai confié à mon étudiant en thèse, Jérémy Lebreton, la responsabilité d'un projet de modélisation détaillée du disque exozodiacal de Fomalhaut, en s'appuyant sur les données observationnelles décrites ci-dessus. Ce travail, publié par LEBRETON, VAN LIESHOUT et al. (2013) dans le journal *Astronomy & Astrophysics*, fait l'objet du troisième volet de la série sur l'exozodi de Fomalhaut (cf. Annexe ?? pour une version complète de la publication). Le modèle présenté dans l'article demeure le plus détaillé à ce jour pour décrire la poussière dans les régions internes de Fomalhaut. D'un point de vue méthodologique, l'approche permet de considérer la présence de deux populations de poussières lors du processus d'ajustement global des données. Surtout, le modèle prend en compte des contraintes dynamiques sur le temps de vie des poussières afin d'affiner la description de la région de sublimation des grains (cf. aussi Sec. 2.4.1). Ce dernier travail est fait en collaboration avec un autre étudiant en thèse, Rik van Lieshout<sup>7</sup>, doctorant à l'Université d'Amsterdam sous la direction de Carsten Dominik.

Le modèle développé dans LEBRETON, VAN LIESHOUT et al. (ibidem) permet d'estimer la température  $T_{\text{sub}}$  que doit atteindre un grain pour se sublimer avant que celui-ci ne soit éliminé du système par un autre mécanisme dynamique, comme montré sur la Figure 2.28 de gauche. Indépendamment, les échelles de temps caractéristiques de trois processus dynamiques pouvant éliminer les poussières de l'exozodi chaud sont estimées. Ces mécanismes sont la pression de radiation ( $t_{\text{blow}}$ ),

7. J'ai par la suite eu l'occasion de participer au jury de thèse de M. van Lieshout en novembre 2015

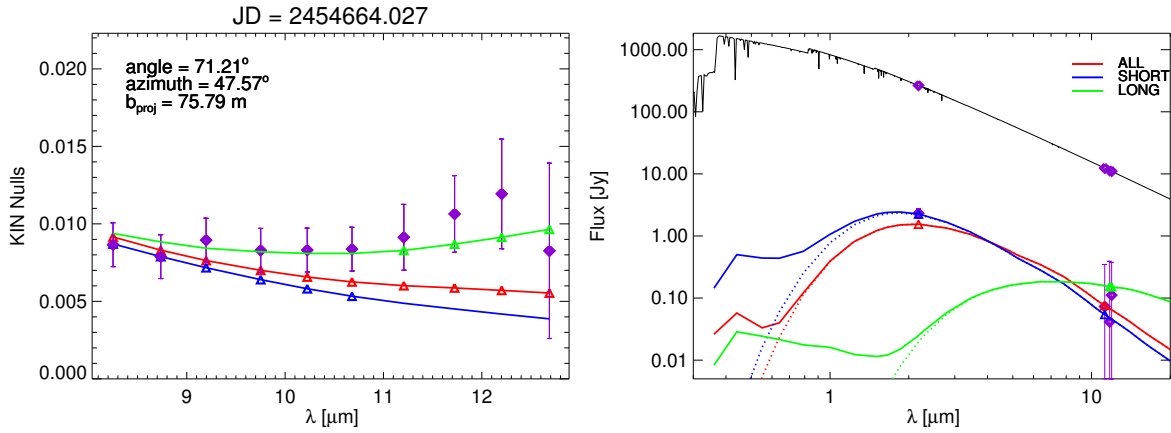


FIGURE 2.27 – À gauche : “KIN nulls” calibrés pour Fomalhaut (losanges violets) et pour une des lignes de base de l’interféromètre et une date d’observation. À droite : distribution spectrale d’énergie de l’étoile (trait plein noir) et de l’exozodi (autres courbes), montrant en particulier la mesure VLT/VINCI à  $2.2 \mu\text{m}$  ainsi que quelques points de photométrie Spitzer/IRS pour contrôler le flux total autour de  $11 \mu\text{m}$ . Les courbes en rouge, bleu et verte, montrent respectivement : un modèle cherchant à ajuster toutes les mesures, un modèle n’ajustant que les mesures entre 2 et  $11 \mu\text{m}$ , et un modèle n’ajustant que les mesures entre 11 et  $13 \mu\text{m}$ .

l’effet Poynting-Robertson ( $t_{\text{PR}}$ ), et les collisions ( $t_{\text{col}}$ ), ce dernier temps caractéristique étant obtenu en effectuant un premier ajustement des observations en supposant une température de sublimation indépendante de la taille de grain, dans le but d’obtenir une estimation de la densité et de la distribution de taille des poussières. Le temps de survie des grains devant les trois processus dynamiques est alors choisi comme le minimum des temps caractéristiques ( $t_{\text{survival}}$ , Figure 2.28, à droite). Connaissant le temps caractéristique de survie des grains, il est alors possible d’utiliser la Figure 2.28 de gauche pour obtenir une température de sublimation  $T_{\text{sub}}$  propre à chaque taille de grain. L’introduction de cette information dans le code de transfert radiatif GRATER permet alors de mieux décrire la région de sublimation de l’exozodi de Fomalhaut pour ajuster les mesures interférométriques.

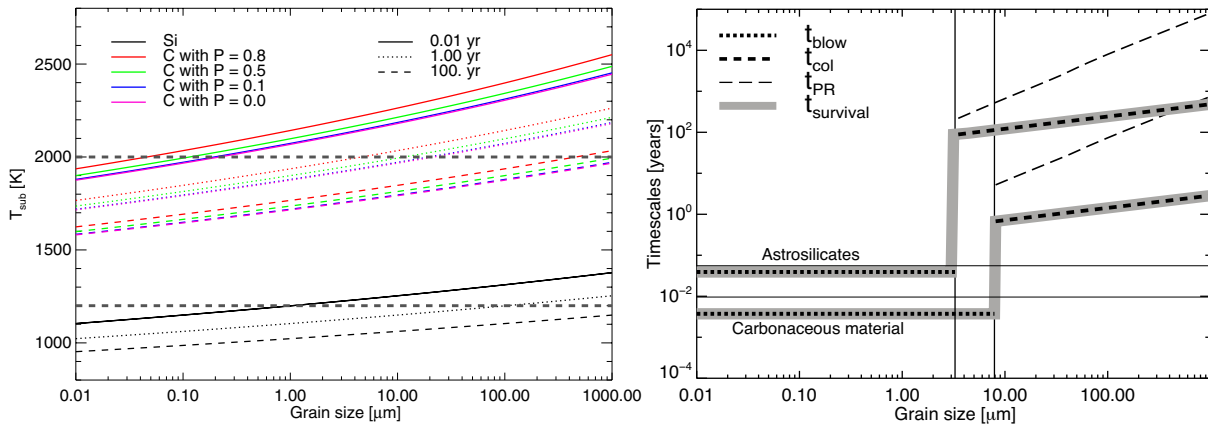


FIGURE 2.28 – À gauche : température de sublimation  $T_{\text{sub}}$  en fonction de la taille de grain et différents temps dynamiques (0.01, 1 et 100 ans). Ces températures sont calculées pour des silicates non poreux (Si, courbe noire) et des matériaux carbonés de différentes porosités (courbes colorées). À droite : estimation des échelles de temps caractéristiques de trois processus dynamiques pouvant éliminer les poussières de l’exozodi chaud de Fomalhaut. D’après LEBRETON, VAN LIESHOUT et al. (ibidem).

L’application de ce nouveau modèle au cas de l’exozodi de Fomalhaut confirme la présence d’une ceinture très chaude ( $\sim 2000 \text{ K}$ ) constituée de grains aussi petits que quelques dizaines de

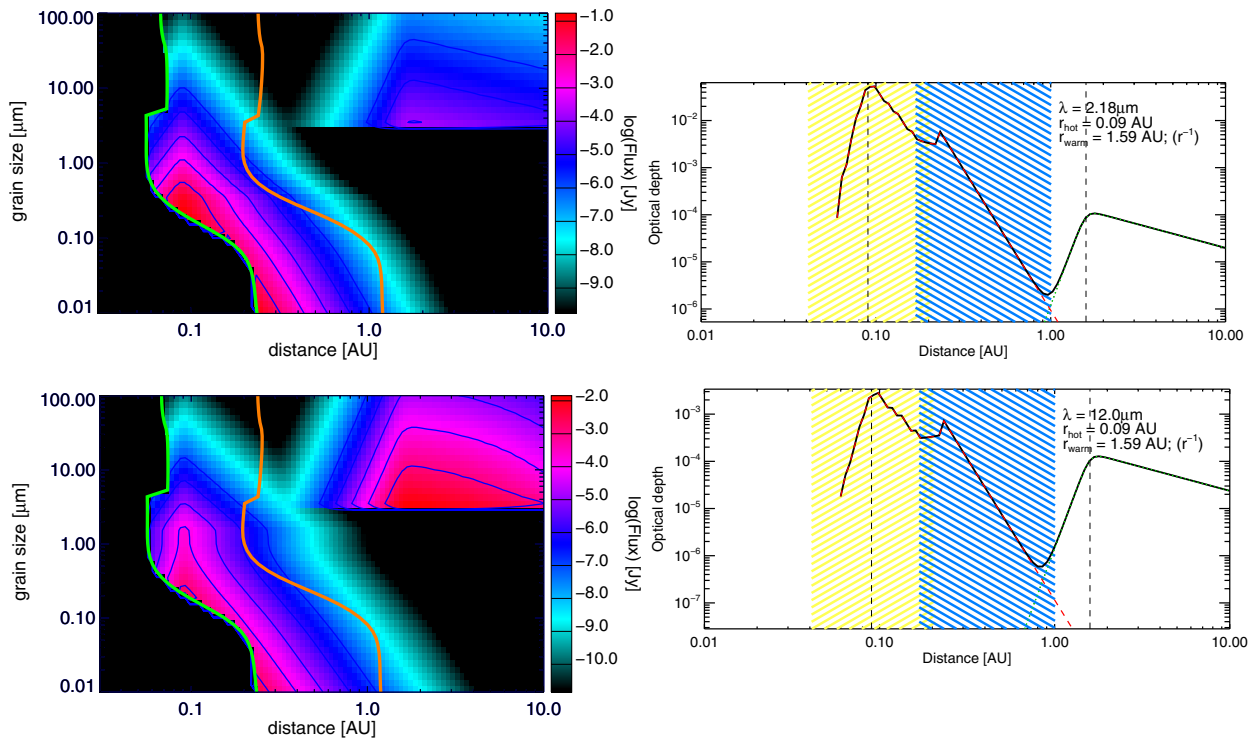


FIGURE 2.29 – À gauche : cartes des contributions à l'émission totale pour l'ensemble des deux anneaux de poussières en fonction de la distance à l'étoile Fomalhaut et de la taille des grains, pour deux longueurs d'onde : bande K en haut (observations CHARA/FLUOR) et à  $12\ \mu\text{m}$  en bas (observations KIN). Les courbes verte et orange correspondent aux distances de sublimation pour les matériaux carbonés et les silicates, respectivement. À droite : profils radiaux de la profondeur optique aux deux mêmes longueurs d'onde qu'à gauche. La zone hachurée jaune correspond à la région de sublimation des matériaux carbonés, et la zone hachurée bleu correspond aux silicates. L'effet de la sublimation sur les profils est apparent. D'après LEBRETON, VAN LIESHOUT et al. (2013).

nanomètres, riches en carbone, accumulés au bord de sublimation des carbonés ( $\sim 0.1\text{--}0.3\ \text{au}$ ), et avec une distribution de taille de grain fort pentue. Le modèle indique aussi que les grains dans la gamme de taille  $0.1\text{--}0.5\ \mu\text{m}$  contribuent à l'émission tout autant que les plus petits grains de la distribution ( $\sim 20\ \text{nm}$ , panneaux de gauche sur la Figure 2.29). Cependant, tous ces grains sont non liés du fait de la forte pression de radiation exercée par Fomalhaut et le système doit être repeuplé à un taux d'environ  $10^{-7}M_{\oplus}/\text{an}$  pour maintenir une masse de l'ordre de quelques  $10^{-10}M_{\oplus}$  nécessaire pour reproduire l'émission de l'exozodi très chaud. La seconde ceinture de poussières tièdes ( $\sim 400\ \text{K}$ ) se situe dans ce modèle à  $\sim 2\ \text{au}$  et son émission est dominée par des grains de taille micrométrique compatible avec la taille limite imposée par la pression de radiation. Sa masse, d'environ quelques  $10^{-6}M_{\oplus}$ , implique un taux de repeuplement de quelques  $10^{-9}M_{\oplus}/\text{an}$ . Cependant, la position de cette ceinture tiède est discutée. En effet, SU, RIEKE, MALHOTRA et al. (2013) et SU, RIEKE, DEFRÉRE et al. (2016) suggèrent qu'elle se situerait plutôt au-delà de la ligne des glaces à environ  $13\ \text{au}$ , et proposent que les régions internes sont remplies de poussières ayant migré par effet Poynting-Robertson, assurant ainsi une certaine compatibilité avec les mesures KIN.

L'étude de LEBRETON, VAN LIESHOUT et al. (2013) se termine par une discussion approfondie sur l'origine des poussières, avec en particulier une réflexion sur le rôle du gaz, produit lors de l'évaporation des corps solides, sur la dynamique des grains et leur temps de vie proche de l'étoile (cf. Sec. A.8). De manière plus générale, les résultats de modélisation des observations interférométriques d'exozodis amènent à nous interroger sur l'origine des poussières très chaudes à proximité de la zone de sublimation des étoiles.



## 2.5 L'origine mystérieuse des exozodis

Nous pouvons conclure des observations proche-infrarouge des exozodis (Sec. 2.3) et de leur modélisation (Sec. 2.4) qu'il existe autour de nombreuses étoiles proches, de tous âges, une population de poussières analogue à la F-corona dans le système solaire. Ces poussières exozodiacales sont situées à proximité de la distance de sublimation des corps solides les plus réfractaires. Les grains qui dominent l'émission sont riches en matériaux carbonés et très petits (sub-microniques), ce que confirme par ailleurs une récente étude indépendante de KIRCHSCHLAGER et al. (2017). Nous estimons la masse totale des poussières exozodiacales détectées dans le proche-infrarouge à environ  $10^{-10} - 10^{-9} M_{\oplus}$  ce qui est équivalent à la masse d'un astéroïde de quelques kilomètres de rayon. Les petites tailles des grains impliquent qu'ils soient essentiellement non liés en raison de la pression de radiation. De plus, le disque est assez dense pour que les collisions soient fréquentes, avec des temps de collision de l'ordre de l'année comme le montre par exemple la Figure 2.28 (panneau de droite) pour les grains carbonés et dynamiquement liés autour de Fomalhaut.

Par conséquent, les exozodis chauds doivent être repeuplés sur des courtes échelles de temps, à un taux de l'ordre de  $10^{-9} M_{\oplus}/\text{an}$ . Le mécanisme responsable de la production de ces poussières doit être suffisamment générique pour affecter plus de 10% des étoiles proches selon nos statistiques de détection (Sec. 2.3.3), et pour apparaître à des âges variés. ■

### 2.5.1 L'énigme

#### Réservoir de masse externe

Contrairement aux disques de débris froids, le repeuplement *in situ* par une population de planétésimaux à l'équilibre collisionnel ne fonctionne pas pour les exozodis. Aucune population locale de petits corps kilométriques ne peut survivre assez longtemps pour maintenir un niveau de poussière élevé compatible avec les observations. La fréquence des collisions et les vitesses importantes à proximité de l'étoile précipitent l'érosion collisionnelle de toute population de planétésimaux pouvant se situer très près de l'étoile, ne permettant pas de soutenir la production de poussières exozodiacales sur des échelles de temps suffisamment longues par rapport à l'âge des étoiles.

On peut se convaincre de cette spécificité à l'aide du modèle de WYATT, SMITH et al. (2007). Ce modèle permet d'estimer analytiquement la luminosité fractionnelle  $L_{\text{disk}}/L_{\star}$  maximale des poussières produites par l'érosion collisionnelle d'une population de petits corps. Son application au cas de Fomalhaut par exemple, en considérant des planétésimaux kilométriques à 0.25 au, indique une luminosité fractionnelle maximale théorique d'environ  $L_{\text{disk}}/L_{\star} \sim 3 \times 10^{-10}$ , soit 6 à 7 ordres de grandeur plus faible que la luminosité mesurée par LEBRETON, VAN LIESHOUT et al. (2013, cf. aussi Sec. A.8). Bien qu'il existe une incertitude importante sur cette luminosité fractionnelle maximale, liée au choix des paramètres qui entrent dans le calcul simplifié, elle ne dépasse pas deux ordres de grandeur dans le cas le plus extrême, ne permettant pas de réconcilier les observations et le scénario de repeuplement *in situ* par cascade collisionnelle.

Ainsi, les modèles développés pour les disques de débris froids, fussent-ils simples comme le modèle de WYATT, SMITH et al. (2007) ou sophistiqués (ex. LÖHNE, A. V. KRIVOV et RODMANN, 2008) pour décrire l'évolution collisionnelle, sont insuffisants pour expliquer l'origine des exozodis à partir d'une population de petits corps *in situ*. Il est donc nécessaire d'extraire de la masse à un réservoir externe par un mécanisme qui reste à identifier. Cette énigme a motivé plusieurs études qui tentent de comprendre l'origine des grandes quantités de poussière exozodiacale que nous détectons.

#### Un pic de densité au bord de sublimation ?

On peut dans un premier temps s'inspirer des travaux développés pour comprendre le pic de densité à  $4 R_{\odot}$  dans le cas du système solaire (Sec. 2.2.2). Ces études offrent en effet un cadre théorique intéressant. MUKAI et YAMAMOTO (1979) et KOBAYASHI et al. (2009) montraient que les poussières

zodiacales qui migrent lentement vers le soleil par effet Poynting-Robertson peuvent s'accumuler au bord de sublimation à quelques rayons solaires par l'effet de la sublimation qui mécaniquement augmente la force de pression de radiation. Le pic se produit approximativement à la distance pour laquelle le temps de migration par effet Poynting-Robertson est équivalent au temps de sublimation (KOBAYASHI et al., 2008). L'intensité du pic varie d'un modèle à l'autre. Dans le modèle le plus récent, ce processus peut augmenter la densité des silicates d'un facteur  $\sim 3$  à  $4.9 R_{\odot}$ , et un facteur  $\sim 9$  à  $3.6 R_{\odot}$  pour les matériaux carbonés (KOBAYASHI et al., 2009).

L'extension de ce modèle à des étoiles plus brillantes et avec des exozodis chauds montre qu'il est possible d'atteindre une augmentation très localisée de la densité de grains carbonés d'un facteur 27 dans le cas de  $\beta$  Pictoris au bord de sublimation, et un facteur 19 pour Vega (ibidem). Mais il est important de noter que ces pics de densité sont produits par des poussières dont la taille est proche de la limite d'expulsion par la pression de radiation ( $\beta = 0.5$ , où  $\beta$  est le rapport entre les forces de pression (radiation, vent) et de gravité). Pour une étoile comme Fomalhaut par exemple, cette limite est de l'ordre de plusieurs micromètres de rayon. Ces grains sont bien trop gros pour produire une émission aussi piquée et intense dans le proche-infrarouge que ce que nous observons. Pourtant, la masse atteignant la région de sublimation de Fomalhaut par effet Poynting-Robertson est compatible avec les différentes contraintes (LEBRETON, VAN LIESHOUT et al., 2013, cf. Sec. 2.4.3 et A.8).

Ces modèles d'accumulation de poussières étaient jusqu'à récemment limités au cas sans collision, et VAN LIESHOUT et al., 2014 ont récemment exploré cette question. Ils montrent analytiquement et numériquement que les collisions n'empêchent pas la migration de poussières vers l'étoile par effet Poynting-Robertson, ni la formation d'un pic de densité proche du bord de sublimation (Figure 2.30 à gauche). Ils montrent aussi que la distribution de taille dans ce pic est très pentue et dominée par les grains proches de la limite d'expulsion par la pression de radiation (Figure 2.30 à droite). Si des grains plus petits que cette limite sont bien présents, ils sont en quantité insuffisante pour dominer l'émission qui demeure piquée vers les trop grandes longueurs d'onde (ibidem). Pour résumer, si le mécanisme d'accumulation des poussières au bord de sublimation peut contribuer à expliquer les observations des exozodis très chauds en apportant une quantité de masse non négligeable et formant une surdensité au bord de sublimation, il n'est cependant pas suffisant.

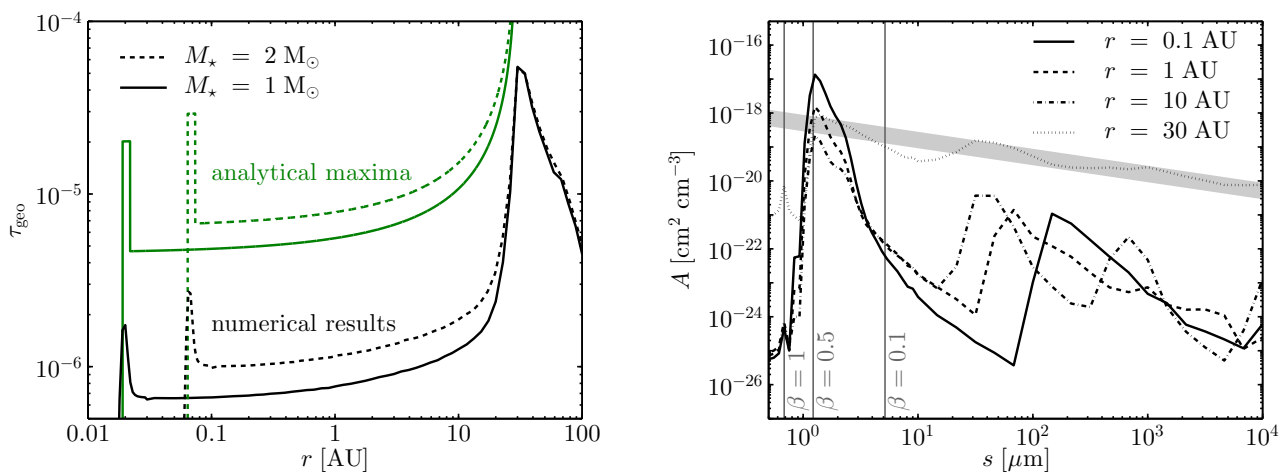


FIGURE 2.30 – Gauche : profils de profondeur optique suite à l'évolution collisionnelle d'une ceinture de corps parents à 30 au. Le modèle montre qu'une fraction de la poussière atteint les régions de sublimation par effet Poynting-Robertson malgré les collisions, puis s'accumulent pour former un pic de densité au bord de sublimation. Droite : Distribution de taille ondulée à différentes distances de l'étoile (en supposant  $1 M_{\odot}$ ). Les grains proches de  $\beta = 0.5$  dominent la section efficace, et sont trop gros/froids pour expliquer les exozodis détectés par interférométrie proche-infrarouge. D'après VAN LIESHOUT et al. (ibidem)

## 2.5.2 Quelques pistes explorées

Pour progresser dans notre compréhension des exozodis, nous avons considéré quelques mécanismes dynamiques complémentaires, souvent inspirés de notre connaissance du système solaire, afin d'essayer de résoudre l'énigme posée par la détection fréquente des exozodis. Ces travaux ont en grande partie été menés par Amy Bonsor lorsqu'elle était post-doctorante sous ma responsabilité à Grenoble.

### Collisions catastrophiques ?

Si le mécanisme de migration de poussières par effet Poynting-Robertson décrit précédemment évolue lentement et est susceptible de se poursuivre sur des grandes échelles de temps, les systèmes planétaires extrasolaires peuvent aussi connaître des périodes d'instabilité dynamique importantes, pouvant être à l'origine des bouffées de production de poussières. Le Late Heavy Bombardment (LHB) dans le système solaire sert de modèle pour un tel scénario. Cet événement catastrophique s'est produit environ 700 Myr après la formation du soleil et des planètes, et serait dû à l'entrée en résonance 2 : 1 entre Jupiter et Saturne (GOMES et al., 2005). Cet épisode aurait déstabilisé un réservoir de petits corps extérieur à l'orbite des deux planètes et un nombre important d'entre eux aurait pénétré le système solaire. Les cratères lunaires sont là pour en témoigner.

Dans BONSOR, RAYMOND et J.-C. AUGEREAU (2013), nous avons cherché à évaluer la fréquence avec laquelle de tels événements peuvent se produire dans les systèmes planétaires extrasolaires, ainsi que leur durée de vie afin d'évaluer la probabilité d'observer un épisode catastrophique. Pour cela, nous avons utilisé une grande base de données de simulations dynamiques N-corps, initialement calculées pour étudier les rencontres entre planètes et leurs conséquences (RAYMOND, ARMITAGE et GORELICK, 2009, 2010, pour l'anecdote, tous les calculs ont été effectués sur des serveurs mis à disposition par Google). Ces simulations considèrent des systèmes constitués de trois planètes géantes, de masses variables, entourées d'une ceinture externe de petits corps entre 10 et 20 au, et de  $50 M_{\oplus}$  au début des simulations. L'étoile est supposée solaire. Au cours de cette étude, nous nous sommes focalisés sur le nombre de corps qui entrent dans une région de quelques unités astronomiques pour estimer la contribution à un exozodi.

Les simulations montrent que la survenue d'une instabilité entre planètes produit, comme dans le cas du LHB, un accroissement brutal du nombre d'objets approchant l'étoile. La Figure 2.31 de gauche

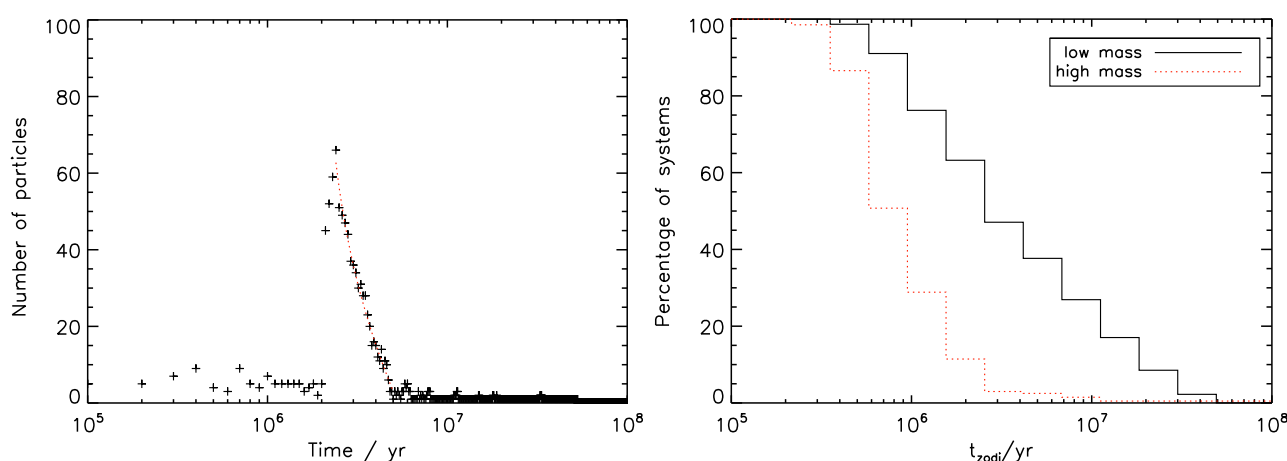


FIGURE 2.31 – Gauche : Exemple de résultats de simulations dynamiques montrant le nombre d'objets à l'intérieur de quelques unités astronomiques au cours du temps. L'instabilité dynamique produit un pic suivi d'une lente décroissance, ce qui permet de mesurer le temps de vie de l'évènement,  $t_{\text{zodi}}$ . Droite : distribution de  $t_{\text{zodi}}$  pour l'ensemble des simulations dynamiques, pour deux hypothèses de masses planétaires. D'après BONSOR, RAYMOND et J.-C. AUGEREAU (2013)

illustre ce processus, avec une soudaine augmentation du nombre d'objets dans la région d'intérêt, suivie d'une phase de décroissance de l'activité. Cela permet d'estimer la durée de vie de chaque épisode et d'obtenir des statistiques, indiquant que 50% d'entre eux durent moins de quelques millions d'années, avec une durée de vie maximale de quelques dizaines de millions d'années (Figure 2.31, à droite). Dans l'hypothèse la plus optimiste, où chaque système possède au moins trois planètes, subit une instabilité dans son histoire pouvant se produire à âge quelconque, et en supposant une durée médiane pour l'épisode ( $\sim 3$  Myr dans le cas le plus favorable), la fraction d'étoiles avec un exozodi résultant d'une instabilité dynamique est au mieux de 0.1%. C'est au moins deux ordres de grandeur en-dessous de nos statistiques de détection (Sec. 2.3.3). Ainsi, si des instabilités dynamiques sont envisageables pour expliquer certains exozodis à des âges aléatoires, nous montrons que le mécanisme n'est pas suffisamment générique pour reproduire nos observations (BONSOR, RAYMOND et J.-C. AUGEREAU, 2013).

### Chaîne de planètes, migration et activité cométaire ?

Dans le système solaire, l'évaporation de comètes de la famille de Jupiter est supposée être le mécanisme de production de poussières zodiacales le plus efficace (NESVORNÝ, JENNISKENS et al., 2010, cf. aussi Sec. 2.2.1). La même chose pourrait se produire dans les systèmes planétaires extrasolaires. Nous avons considéré cette hypothèse dans BONSOR, J.-C. AUGEREAU et THÉBAULT (2012) en supposant qu'une chaîne de planètes pouvait, par rencontres proches successives, produire des comètes à partir d'une lointaine ceinture de petits corps analogue à la ceinture de Kuiper (cf. Figure 2.32 pour un schéma de la configuration). Nous avons cherché à évaluer les conditions pour produire un niveau élevé d'activité cométaire, et mesurer la durée de vie de cette activité. L'espace des paramètres pour décrire la diversité des systèmes planétaires étant bien trop large, nos simulations N-corps prennent en compte des planètes sur des orbites circulaires, de masses identiques et de mêmes séparations les unes par rapport aux autres. Selon les séparations supposées entre les planètes, leur nombre peut ainsi varier de 3 à 10. Dans ces simulations, nous nous intéressons principalement à la masse apportée au fil du temps à l'intérieur d'un rayon de quelques unités astronomiques, à partir d'une ceinture de petits corps dont le bord interne se situe dans cette étude à 62 au par similarité avec Vega.

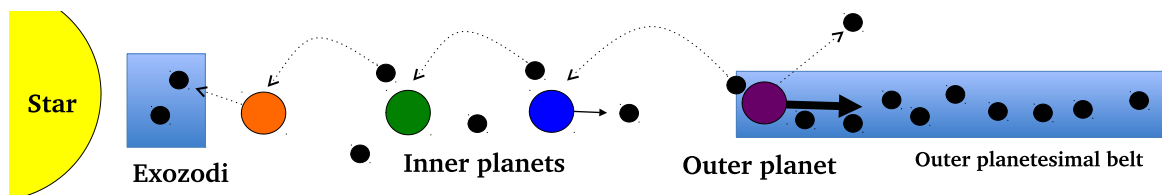


FIGURE 2.32 – Schéma symbolique d'une chaîne de planètes et d'une ceinture extrasolaire de Kuiper dont sont extraites des comètes afin d'apporter de la masse dans la région interne du système planétaire. D'après BONSOR, J.-C. AUGEREAU et THÉBAULT (*ibidem*) et BONSOR, RAYMOND, J.-C. AUGEREAU et ORMEL (2014).

Les simulations montrent que le mécanisme de diffusion de petits corps vers l'étoile fonctionne pour des configurations planétaires bien spécifiques, ce qui interroge sur la caractère générique du processus. La production de comètes est d'autant plus efficace que les planètes ne sont pas trop massives (2 masses de Neptune dans ces simulations) et proches les unes des autres (à huit rayons de Hill). Dans ces conditions, et pour une étoile comme Vega qui est âgée d'environ 455 Myr, il est alors possible d'atteindre des taux d'injection de masse proche de l'étoile marginalement compatibles avec les observations. Ces taux sont atteints à partir d'une ceinture de type Kuiper de masse un peu supérieure à celle estimée par les simulations collisionnelles de MÜLLER, LÖHNE et A. V. KRIVOV (2010), sans être totalement incompatibles. Cependant de nombreuses étoiles plus vieilles que Vega

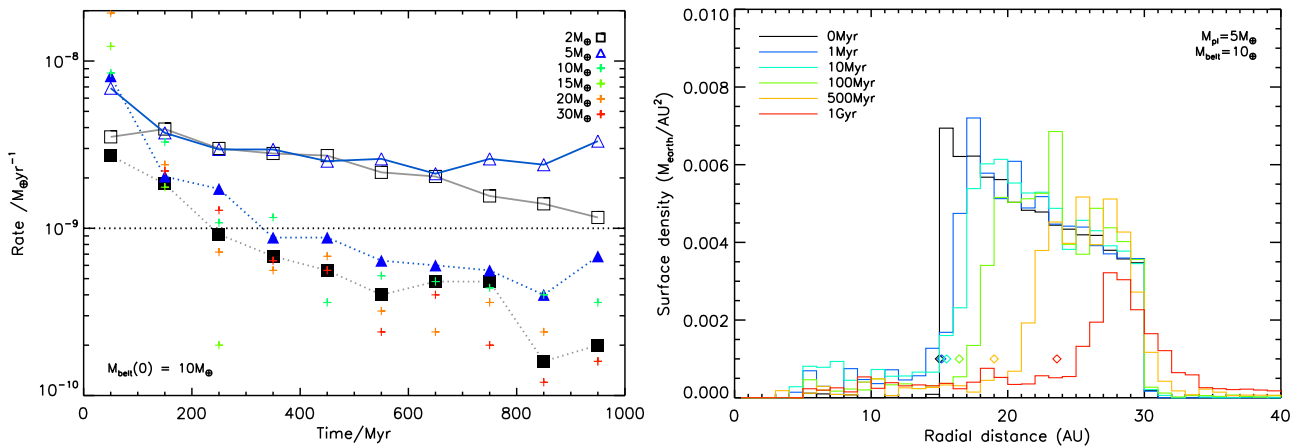


FIGURE 2.33 – Gauche : taux de comètes entrant à l’intérieur de 3 au pour une ceinture de Kuiper de masse initiale de  $10 M_{\oplus}$ , et pour différentes masses de planètes. Les symboles évidés correspondent à des simulations où la migration de la planète la plus externe est prise en compte, alors que la migration est ignorée dans le cas des symboles pleins. Cette comparaison permet de mesurer le bénéfice de la migration sur le maintien d’un taux suffisant de comètes sur des grandes échelles de temps. Dans le cas de planètes de masse  $5 M_{\oplus}$ , le nombre de planètes s’élève à 4. Le taux de référence de  $10^{-9} M_{\oplus}/\text{an}$  est indiqué par un trait horizontal. Droite : migration d’une planète (symboles en forme de diamant) et impact sur la densité de surface d’une ceinture de petits corps initialement entre 15 et 30 au. D’après BONSOR, RAYMOND, J.-C. AUGEREAU et ORMEL (2014).

possèdent également des exozodis et les simulations montrent que le taux de comètes devient dans ce cas véritablement insuffisant car il s’estompe avec le temps, quelque soit la configuration planétaire supposée. Cette baisse est attendue car les petits corps diffusés vers l’étoile proviennent du bord interne de la ceinture lointaine (zone chaotique où se superposent les résonances de moyen mouvement avec la planète la plus externe). Cette région de l’anneau s’érode au fil du temps, ce qui réduit d’autant la production de comètes.

Nous avons donc cherché à améliorer ce modèle dans une seconde étude (BONSOR, RAYMOND, J.-C. AUGEREAU et ORMEL, 2014). Nous avons pris en compte la rétro-action du disque sur la planète la plus externe, en attribuant cette fois-ci une masse aux petits corps dans les simulations dynamiques. La diffusion de petits corps vers les régions internes du système peut en effet entraîner la migration externe de la planète la plus lointaine, et prolonger ainsi l’activité cométaire (ibidem, Figure 2.33, à droite). Nous montrons que la migration de la planète vers la ceinture de petits corps aide en effet à maintenir un niveau d’activité cométaire sur de plus longues échelles de temps (au-delà d’un milliard d’années), avec des taux d’injection de masse à quelques unités astronomiques de l’ordre de  $10^{-9} M_{\oplus}/\text{an}$  (Figure 2.33, à gauche). Le processus cesse lorsque la planète migrante a atteint le bord externe de la ceinture, ce qui implique que la durée de vie du mécanisme est allongée si l’anneau de petits corps est radialement étendu. La planète ne doit pas être trop massive pour ne pas dépeupler trop vite la population de petits corps avec laquelle elle va pouvoir échanger du moment angulaire et migrer, ni trop peu massive afin qu’elle ne migre pas trop vite. Dans nos simulations, une planète de  $5 M_{\oplus}$  à l’intérieur d’un anneau de masse initiale de  $10 M_{\oplus}$  entre 15 et 30 au, entretient un taux d’injection de masse suffisant sur des milliards d’années. De manière intéressante, nous évaluons que la ceinture externe peut devenir suffisamment dépeuplée pour être indétectable par les instruments en infrarouge lointain par exemple, faisant disparaître toute corrélation observationnelle entre un disque de débris froid et la présence d’un exozodi aux âges avancés.

Si le scénario cométaire a donc le potentiel pour amener suffisamment de masse près de l’étoile sur des longues périodes de temps, il ne dit rien sur la production de poussières elle-même à partir de ces petits corps. Dans MARBOEUF, BONSOR et J.-C. AUGEREAU (2016), nous avons utilisé un modèle cométaire, initialement développé pour le système solaire, et adapté au cas d’étoiles de luminosités

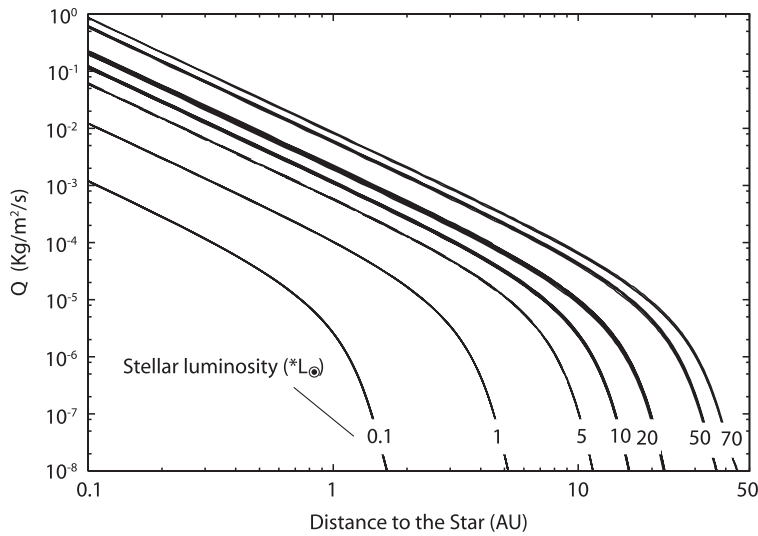


FIGURE 2.34 – Taux de production de poussières par évaporation cométaire, par unité de surface de la comète, en fonction de la distance à l'étoile et de la luminosité stellaire. Ces profils permettent de prédire l'apport de masse dans les scénarios cométaires. D'après MARBOEUF, BONSOR et J.-C. AUGEREAU (*ibidem*)

très diverses afin d'évaluer l'efficacité de la conversion de masse et la durée de vie des comètes. Ces simulations sont un pas en avant afin d'estimer des taux de production de poussières en fonction de la distance à l'étoile et de sa luminosité pour des études dynamiques ultérieures (Figure 2.34).

### 2.5.3 Pistes complémentaires et conclusion

Les mécanismes de repeuplement des poussières exozodiacales près du bord de sublimation des étoiles demeurent encore très incertains. Si on peut exclure les instabilités dynamiques comme une source de poussières générique, nous avons pu voir qu'une activité cométaire, aidée par la migration de planètes, a le potentiel pour amener suffisamment de masse et entretenir le phénomène sur des milliards d'années. L'effet Poynting-Robertson peut également contribuer à apporter de la masse proche de l'étoile. Des mécanismes alternatifs ou complémentaires peuvent aussi être envisagés, comme des petits corps en résonances de moyen mouvement avec une planète externe (FARAMAZ, ERTEL et al., 2017), ou l'évaporation lente de planètes de la taille de Mercure (ex. RAPPAPORT et al., 2012 ; VAN LIESHOUT et al., 2014).

#### Piégeage

Quelque soit le mécanisme dynamique envisagé, tous ces modèles cherchent à reproduire un taux de transport de masse à atteindre qui est fondamentalement déterminé par un temps de vie très court des poussières dans la zone d'intérêt. L'émission observée est en effet dominée par des grains non liés qui doivent être repeuplés fréquemment. Pour diminuer le taux d'apport de masse, il est possible d'envisager des mécanismes de piégeage qui allongeraient la durée de vie des très petits grains. Le gaz par exemple peut jouer ce rôle. La sublimation des poussières près de l'étoile génère un anneau de gaz qui peut en effet ralentir la fuite des grains. Dans le cas de Fomalhaut, nous montrons que le temps de vie des poussières peut être prolongé de manière à ce que la perte de masse soit compensée par l'apport par freinage Poynting-Robertson si la densité de gaz est telle que tout le gaz produit par l'évaporation des grains sur toute la durée de vie de l'étoile s'est accumulé sur place (LEBRETON, VAN LIESHOUT et al., 2013, cf. Sec. 5 dans l'Annexe A.8).

En suivant l'exemple du système solaire, il est aussi tentant de s'intéresser au mécanisme de piégeage des grains submicroniques, électriquement chargés, et interagissant avec le champ magnétique stellaire (RAGOT et KAHLER, 2003 ; CZECHOWSKI et MANN, 2010, cf. aussi Sec. 2.2.2). RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING (2016) ont exploré cette piste plus en détails récemment. Ils montrent par exemple que les grains plus petits que  $0.1 \mu\text{m}$  peuvent acquérir une charge électrique et être piégés autour d'une étoile de type A. Cela prolonge significativement le temps passé par ces petits grains



proche de l'étoile, augmentant leur densité proche du bord de sublimation, et diminuant d'autant l'apport de masse par le mécanisme de transport, quelque'il soit. Il reste cependant des incertitudes sur ce scénario. En particulier, on peut s'interroger sur la capacité des grains à atteindre la taille requise pour le piégeage si ils doivent l'atteindre par sublimation lente combinée à l'effet Poynting-Robertson. Il est en effet fort probable que ces grains soient expulsés par la pression de radiation avant d'atteindre la taille souhaitée. Dans la Section 3, je propose d'explorer un apport de poussières par les comètes afin de contourner ce problème, et améliorer l'efficacité du piégeage par la même occasion.

### **Quelques éléments de conclusion**

Nos observations interférométriques proche-infrarouge montrent que les exozodis sont communs. Leur origine est inconnue, mais reflète la dynamique actuelle des régions internes des systèmes planétaires extrasolaires (moins de quelques au) autour des étoiles proches. Elles peuvent également révéler la présence d'une activité cométaire extrasolaire reliant les régions intérieures et extérieures des systèmes planétaires, et la présence de planètes cachées de relativement faibles masses. Les systèmes planétaires extrasolaires avec des exozodis pourraient bien se révéler être des environnements hostiles pour des exo-Terres si le flux des comètes est important, ou pourraient au contraire pointer vers un mécanisme qui peut fournir de l'eau (essentielle à l'émergence de la vie sur Terre) sur des planètes rocheuses dans la zone habitable. Les disques exozodiacaux peuvent peut-être mettre en évidence la complexe, mais prometteuse, interaction entre l'étoile et les très petits grains de poussière (selon l'intensité et la topologie du champ magnétique local) et/ou de très grands corps solides (évaporation de planètes rocheuses). Ce domaine scientifique est en train d'émerger, ce qui soulève de nombreuses questions astrophysiques, qui sont intimement liées à l'étude des exoplanètes.



## Élucider l'origine de la poussière exozodiacale

Observation des exozodis :

De nouveaux scénarios. L'exemple du piégeage magnétique

## Caractérisation fine des disques de débris

Observations VLT/SPHERE

Les propriétés optiques des poussières :

Comprendre la dynamique des systèmes planétaires.

Pour conclure



# 3 — Quelques perspectives

Au cours des quinze dernières années, je me suis investi dans des grands relevés internationaux avec Spitzer, puis avec Herschel, qui m'ont permis d'aborder des questions en lien avec la formation planétaire et l'évolution des systèmes planétaires (Chap. 1). J'ai aussi pris des responsabilités scientifiques croissantes au sein de ces projets. Cette expérience a été mise à profit pour préparer les observations en temps garanti avec SPHERE, qui produit depuis 2015 de très beaux résultats sur les disques protoplanétaires et de débris, et je m'investis aujourd'hui dans la préparation du temps garanti avec MATISSE qui commencera ses opérations en 2018. Le projet ANR EXOZODI que j'ai coordonné a par ailleurs contribué à faire émerger une nouvelle thématique de recherche riche en potentiels développements observationnels et théoriques et qui a fait l'objet du principal thème de recherche développé dans ce document (Chap. 2). Au cours des années à venir, je vais poursuivre mes activités de modélisation et de simulation des poussières dans les systèmes planétaires extrasolaires, en accompagnement de grands projets observationnels auxquels je contribue activement. Sans chercher à être exhaustif, je développe ci-dessous deux grands axes qui vont guider mes travaux de recherche, se rapportant tous deux aux poussières dans les systèmes planétaires extrasolaires.

## 3.1 Élucider l'origine de la poussière exozodiacale

Nous avons vu en Section 2.5 que les mécanismes de production de poussières exozodiacales ne sont pas compris. Notre appréhension de ces populations de poussières très proches de l'étoile accuse trente années de décalage avec l'étude des disques de débris froids qui, pour sa part, a débuté dans les années 1980 avec les détections IRAS. Cette origine mystérieuse des exozodis me pousse à considérer des scénarios nouveaux. Grâce au projet ANR EXOZODI, notre positionnement sur ce thème émergent est excellent. Aussi, je me fixe plusieurs objectifs, observationnels et théoriques, pour conserver cette bonne dynamique. Je donne tout d'abord quelques éléments observationnels, puis j'illustre un mécanisme dynamique évoqué en Section 2.5.3 que je souhaite explorer plus en détails.

### 3.1.1 Observation des exozodis :

Avec mes collègues, je vais poursuivre mes travaux de détection et de caractérisation des exozodis en exploitant pleinement nos moyens observationnels : VLT/PIONIER dans l'hémisphère sud (bande H), et CHARA/FLUOR (devenu JouFLU, bande K), avec ses capacités nouvelles de dispersion spectrale, dans l'hémisphère nord, puis VLT/GRAVITY dans le proche infrarouge (données

de Science Verification obtenues pour  $\beta$  Pictoris en octobre 2016 et en cours d'analyse), et enfin VLTI/MATISSE dans le moyen-infrarouge (à partir de 2018). Des grandes avancées observationnelles sont aussi attendues de la part des équipes américaines qui débutent l'exploitation de l'interféromètre LBTI dans le moyen-infrarouge. Cependant, leurs relevés devraient se limiter à 50 étoiles, alors que nos relevés publiés cumulent déjà 130 étoiles au total. Les observations de 62 étoiles obtenues avec PIONIER en 2014 (9 nuits) et 44 étoiles avec JouFLU, dont 33 nouvelles, seront en cours d'analyse.

Du point de vue observationnel, et en considérant les instruments du VLTI (Fig. 3.1), notre échantillon d'étoiles PIONIER constitue donc une base très solide pour étudier les exozodis avec la seconde génération d'instruments, comme discuté dans ERTEL, J.-C. AUGEREAU et al. (2015). On cherchera par exemple à mesurer encore plus finement les excès avec GRAVITY, permettant d'identifier des petites fluctuations temporelles trahissant des variations de quantités de poussières. En couvrant le domaine spectral d'émission privilégié des exozodis, les relevés MATISSE en temps garanti et/ou ouvert ont le potentiel pour effectuer un bond significatif dans leur caractérisation spectrale si la précision sur les mesures de visibilités le permet (bandes L, M et N : 3,5, 4,7 et 10  $\mu\text{m}$ , LOPEZ et al., 2014). Toutes ces observations donneront une meilleure vision statistique de l'occurrence et de la variabilité du phénomène exozodi, de la corrélation avec la luminosité et l'âge de l'étoile, et la présence de planètes ou de ceintures de poussières froides. Elles permettront de mieux comprendre la nature des poussières exozodiacales, de nourrir la réflexion sur leur origine dynamique qui n'est pas élucidée, et de s'interroger sur le rôle de l'étoile dans ce phénomène.

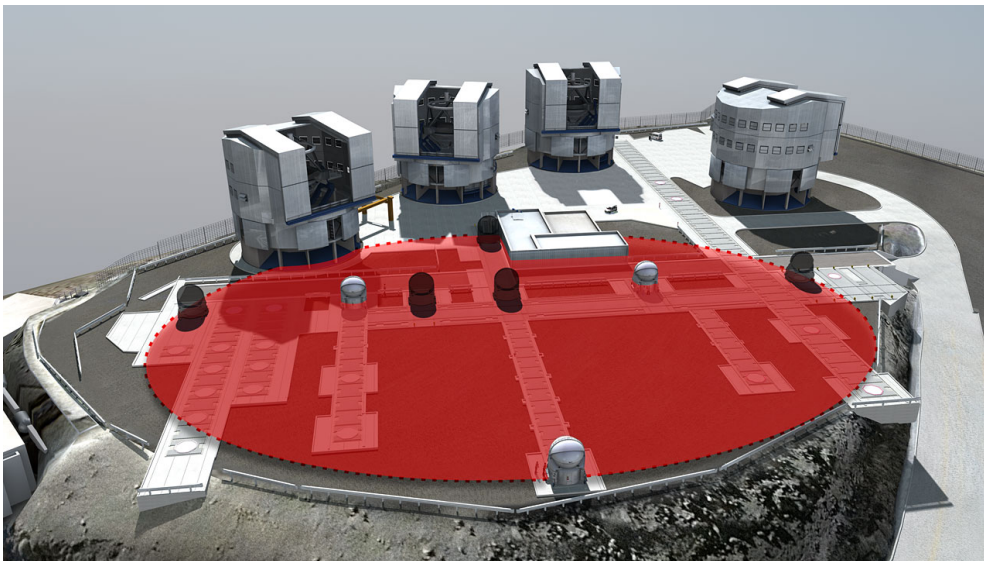


FIGURE 3.1 – Interféromètre du VLT au Chili où sont installés les instruments GRAVITY (proche-infrarouge) et prochainement MATISSE (moyen-infrarouge) qui seront employés pour la détection d'exozodis.

### 3.1.2 De nouveaux scénarios. L'exemple du piégeage magnétique

En complément des observations, je vais chercher à mieux comprendre la physique des exozodis. La question du repeuplement des poussières est un aspect crucial non résolu. Je vais continuer à travailler sur des mécanismes dynamiques de réapprovisionnement, en particulier à partir de comètes (BONSOR, RAYMOND, J.-C. AUGEREAU et ORMEL, 2014 ; MARBOEUF, BONSOR et J.-C. AUGEREAU, 2016) et en considérant les aspects collisionnels avec plus de précisions à partir de nos codes d'évolution dynamique (THÉBAULT et J.-C. AUGEREAU, 2007 ; KRAL et al., 2015).

Mais je compte aussi explorer plus en détails la question du piégeage des poussières pour augmenter leur durée de vie et diminuer le taux de production  $\dot{M}$ , comme discuté en Sec. 2.5.3. J'illustre ce point avec mes études préliminaires, avec l'aide d'un étudiant de M2, Arthur Choplin, en 2014, du

mécanisme de piégeage magnétique des petites poussières exozodiacales à proximité de l'étoile. Ce mécanisme a été étudié dans le cas du système solaire et pour des orbites circulaires (CZECHOWSKI et MANN, 2010) et récemment étendu aux exozodis par RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING (2016) mais toujours pour des orbites circulaires. Au moyen de simulations dynamiques, nous avons montré avec A. Choplin, que ce mécanisme pouvait effectivement prolonger de plus de deux ordres de grandeur le temps de vie des grains à proximité de l'étoile, réduisant d'autant le taux de production nécessaire comme RIEKE, GÁSPÁR et BALLERING (ibidem) le montrent (cf. aussi Fig. 3.2, à gauche).

Surtout, le piégeage se révèle encore plus efficace lorsque les orbites initiales avant piégeage sont fortement excentriques, correspondant au cas où les grains auraient une origine cométaire par exemple (Fig. 3.2, à droite). Notre étude préliminaire montre que la plus grande étendue radiale explorée par les grains sur des orbites excentriques permet d'accroître le rayon de Larmor de la poussière lorsqu'elle s'éloigne (le rayon de Larmor est inversement proportionnel à  $B$  qui diminue quand  $r$  augmente), permettant au grain de franchir la couche neutre qui sépare le plan équatorial du système planétaire en deux zones de polarités opposées. Ces franchissements réguliers de la couche neutre changent le signe de la force de Lorentz et contribuent à circulariser les trajectoires. Il convient de clarifier la plage de valeurs de  $Q/m$  pour laquelle le mécanisme fonctionne (le rayon de Larmor est inversement proportionnel à  $Q/m$ ) et mieux quantifier le gain en terme de temps de vie.

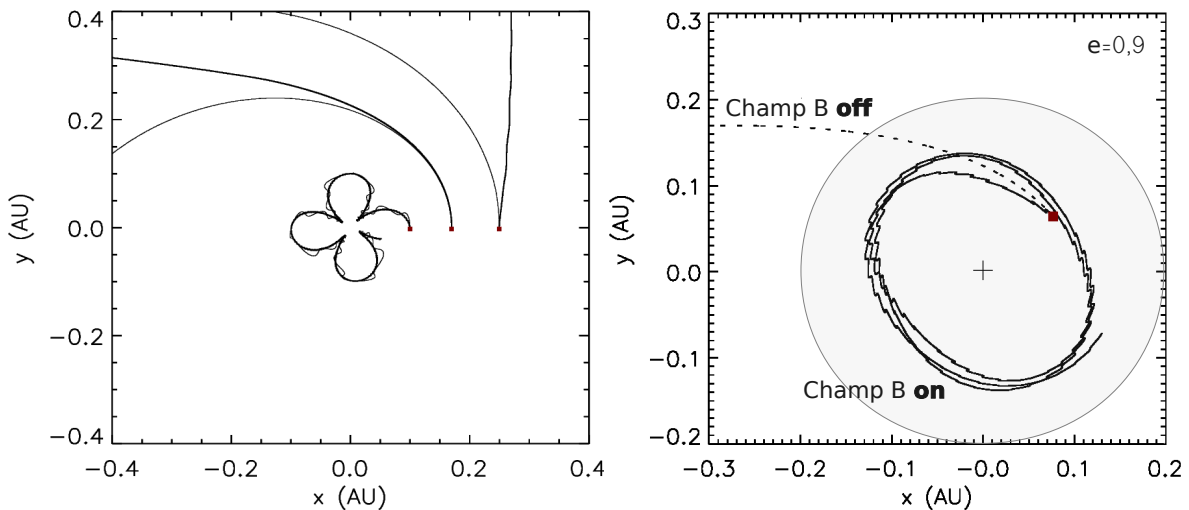


FIGURE 3.2 – *Gauche* : reproduction des orbites des grains chargés dans l'environnement du soleil, relâchés à différentes distances sur une orbite initialement circulaire (cf. aussi Fig. 2.10). *Droite* : exemples de trajectoires pour des très petits grains relâchés au point rouge sur la figure, à 0.1 au, correspondant au périhélie supposé d'une trajectoire excentrique ( $e = 0.9$ ), et pour un rapport charge sur masse  $Q/m = 3 \times 10^{-6} e/m_p$ . En l'absence de champ magnétique, les poussières sont immédiatement soufflées hors des régions internes par les forces de pression. En présence d'un champ magnétique solaire, les grains restent piégés. La zone grisée correspond à la zone d'intérêt au sein de laquelle nous quantifions le temps passé par les poussières.

Plusieurs aspects dans nos travaux préliminaires ne sont pas auto-cohérents ou des aspects importants ont été ignorés, comme le calcul de la charge des grains, la sublimation, les collisions, et l'émission possiblement stochastique des grains pour évaluer l'intensité du flux de cette population de poussières. Nous avons pour cela identifié avec l'étudiant de M2 un plan de travail permettant d'approfondir cette question du piégeage magnétique pour des poussières d'origine cométaire en prenant en compte les aspects manquants. Il convient désormais de faire avancer ce plan et cela pourra faire l'objet d'un travail de thèse très riche. Il faut aussi noter que bien que mes travaux aient vocation à s'appliquer aux systèmes extrasolaires, ils pourraient aussi éclairer notre compréhension de la F-corona dans le système solaire.

## 3.2 Caractérisation fine des disques de débris

Avec mes collègues, j'ai développé au fil des années une suite d'outils numériques, tant pour la modélisation en transfert radiatif que pour la dynamique N-corps ou l'activité collisionnelle des disques de débris. L'ensemble de cette expertise se déploie aujourd'hui pour analyser les données VLT/SPHERE, mais aussi celles en provenance d'autres instruments comme ALMA, puis JWST et E-ELT à terme, dans le but d'étudier la nature et la dynamique des systèmes planétaires extrasolaires.

### 3.2.1 Observations VLT/SPHERE

Les performances de l'instrument à haut contraste et à haute résolution VLT/SPHERE pour imager les disques de débris froids sont exceptionnelles, surclassant tous les imageurs haut contraste existants (ex. : AU Mic, BOCCALETTI et al., 2015, Figure 3.3). En tant que membre du consortium SPHERE, j'ai accès au temps garanti instrumental qui apporte régulièrement de nouvelles images, révélant les détails fins de disques de débris connus, ou dévoilant la structure de disques nouvellement résolus. Plusieurs programmes en temps ouvert sont également acceptés, ciblant en particulier les jeunes disques de débris de l'association stellaire Sco-Cen (5–17 Myr).

L'acquisition et la réduction des données sont assurées par mes collègues observateurs et experts dans l'utilisation des techniques d'imagerie différentielle. J'apporte aux collègues observateurs le soutien nécessaire à l'interprétation des images SPHERE et quelques premiers résultats de modélisation, principalement en transfert radiatif. Je vais prendre également la responsabilité de publier et analyser les images de deux disques de débris, dont  $\beta$  Pictoris pour laquelle je reprendrai mon modèle de 2001, en tenant compte des nouvelles contraintes observationnelles, en particulier, les propriétés mesurées de la planète géante dans le système. On quitte ainsi progressivement l'intense phase de publication des premiers résultats observationnels pour entrer dans une phase d'analyse plus fine (et plus longue) des données, qui s'appuie mieux sur mes domaines de compétence et sur les outils numériques à ma disposition.

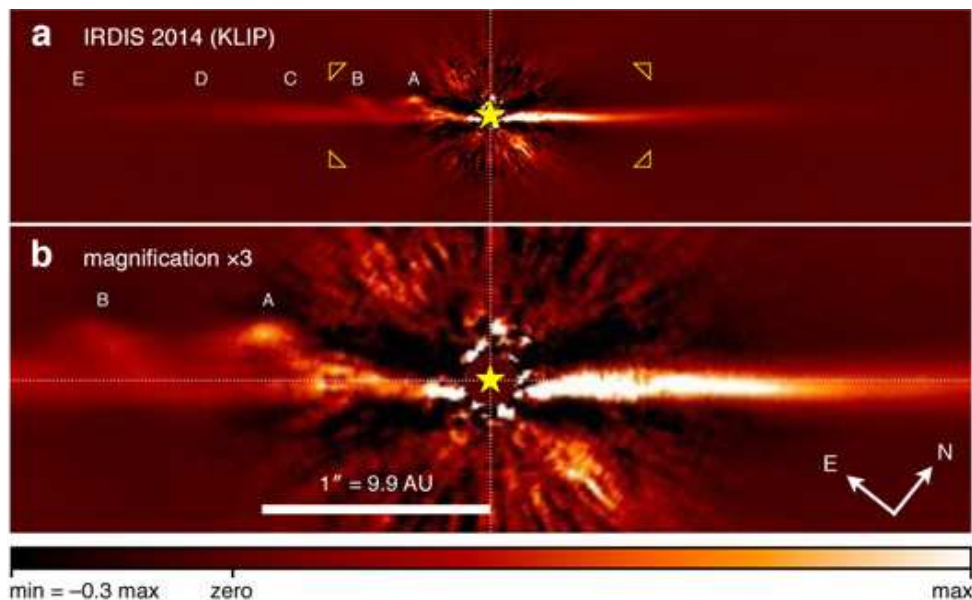


FIGURE 3.3 – Image VLT/SPHERE du disque de débris autour de l'étoile (de type M) AU Mic (ibidem). Le disque est vu par la tranche, et présente des ondulations verticales (en particulier les structures A et B), qui fuient l'étoile à des vitesses élevées. L'absence de structures similaires de l'autre côté de l'étoile suggère un phénomène récent.



### 3.2.2 Les propriétés optique des poussières :

SPHERE résoud les disques en lumière diffusée, dans le visible et le proche-infrarouge, en intensité totale et en polarimétrie. Ces images permettent de mesurer la couleur du disque, la fonction d'anisotropie de diffusion des poussières, et de mesurer le degré de polarisation en différents endroits du disque (Figure 3.4). Ces mesures très riches sur le comportement optique des grains sont combinées à celles en émission thermique à plus grande longueur d'onde. L'interprétation simultanée de ces mesures est un défi bien identifié (ex. J. AUGEREAU, A. LAGRANGE et al., 1999) et les données SPHERE montrent encore plus clairement les limites du modèle de grain sphérique (théorie de Mie) pour y parvenir (ex. MILLI et al., 2017).

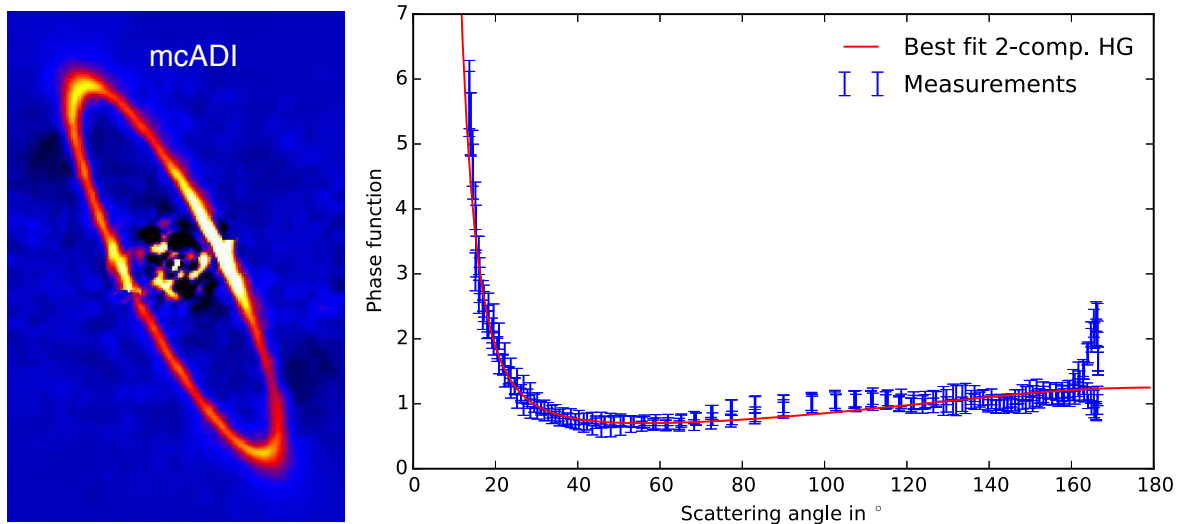


FIGURE 3.4 – Gauche : image VLT/SPHERE de l'anneau de poussières HR 4796 en lumière diffusée (bande H). Droite : fonction de phase du disque extraite des images, permettant de la sonder entre 13.6 et 166.6 degrés d'angle de diffusion. D'après MILLI et al. (*ibidem*)

Le moment est venu de développer un nouveau modèle pour les propriétés optiques de ces poussières qui s'apparentent vraisemblablement des agrégats poreux. Pour cela, j'envisage de m'appuyer sur les collaborations que je développe lors des Cosmic Dust meetings au Japon, et sur des codes publics (DDA, T-matrix) pour calculer des matrices de diffusion qui seront intégrées à mon code de transfert radiatif (GRATER). Cela permettra de développer des modèles cohérents pour les disques de débris imagés avec SPHERE en particulier. Cette étape est essentielle car elle fait le lien entre les observations et les simulations dynamiques/collisionnelles qui requièrent une connaissance fine de la taille des poussières, de leur composition chimique, et de leur distribution spatiale afin d'évaluer la dynamique des poussières et identifier d'éventuels mécanismes de confinement, par des planètes par exemple.

### 3.2.3 Comprendre la dynamique des systèmes planétaires.

Certaines images SPHERE soulèvent de nouveaux défis théoriques pour comprendre la dynamique des systèmes observés. J'illustre cela avec l'exemple d'AU Mic. Son disque montre des ondulations verticales (cf. Figure 3.3) qui s'éloignent de l'étoile à des vitesses pouvant dépasser la vitesse de libération. Aucun modèle classique dans la littérature ne peut expliquer ce phénomène. Une idée neuve est nécessaire. Mon hypothèse de travail repose sur la présence d'un fort champ magnétique et d'un fort vent stellaire liés à l'activité coronale mesurée de l'étoile. Comme je le montrais dans J.-C. AUGEREAU et BEUST (2006), le vent stellaire d'AU Mic agit comme une force de pression qui expulse les petites poussières (comme celles observées avec SPHERE) et les place sur des orbites hyperboliques anormales, en les accélérant jusqu'à atteindre une vitesse asymptotique. Si les



poussières sont produites par intermittence par un hypothétique corps parent en orbite circulaire, il est alors possible de reproduire les positions en fonction du temps des cinq structures en arche des images SPHERE d'AU Mic (Figures 3.3 et 3.5, Sezestre & Augereau, 2017, en prép.).

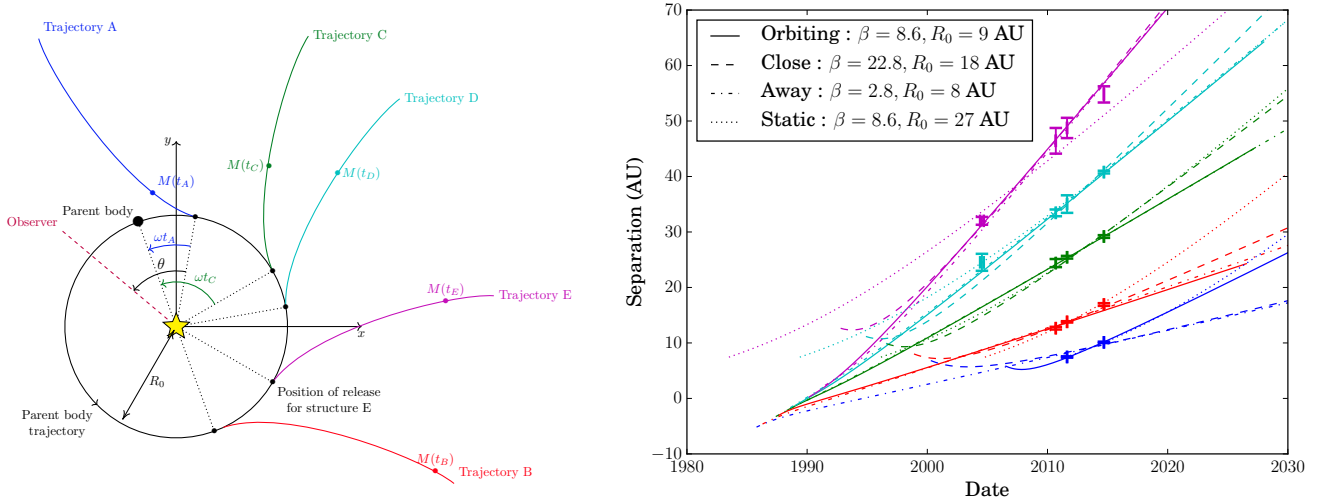


FIGURE 3.5 – *Gauche* : vue par-dessus schématique du système d'AU Mic relâchant par intermittence des poussières subissant une forte force de pression due au vent stellaire. *Droite* : ajustement des positions en fonction du temps des cinq structures en arche (A à E), identifiées dans les images SPHERE d'AU Mic (Fig. 3.3) pour différentes hypothèses.  $R_0$  correspond au rayon de l'orbite du corps parent, et  $\beta$ , le rapport entre les forces de pression et la gravité. D'après Sezestre & Augereau (2017, en préparation)

De plus, au cours de leur trajet essentiellement radial, et du fait de l'enroulement du champ magnétique stellaire, les poussières vont traverser des régions dont la polarité s'inverse régulièrement si on suppose que l'axe magnétique n'est pas parfaitement orthogonal au plan du disque. L'étude de ce comportement vertical des poussières fera l'objet d'un prochain travail au cours de la thèse d'Elie Sezestre sous ma direction. À partir de ces modèles, nous commençons à mieux cerner la taille des poussières, leur lieu d'origine et leur fréquence d'émission, ce qui peut donner lieu à des tests observationnels. Nous comprenons aussi mieux sous quelles conditions ce mécanisme peut engendrer une oscillation verticale des poussières fuyant l'étoile, mais le travail n'est pas encore abouti. Cela nous amènera à terme à travailler sur l'origine même des poussières, qui pourraient être dues à la présence d'une exoplanète que nous ne manquerons pas de rechercher.

### 3.3 Pour conclure

Un objectif majeur de mes recherches consiste à développer la vision la plus complète possible des systèmes planétaires extrasolaires, incluant poussières, petits corps et planètes, depuis les régions internes, observées avec les interféromètres proche et moyen-infrarouge, jusqu'aux régions externes imagées avec SPHERE, ALMA, puis JWST et l'E-ELT. Quelques systèmes émergent déjà, tels  $\beta$  Pictoris ou Fomalhaut, pour mener à bien cet objectif à long terme. L'enjeu est de comprendre les interactions entre les différentes populations de corps solides, et reconstituer leur histoire collisionnelle et dynamique afin de mieux apprécier la diversité des systèmes planétaires. L'ensemble de ces projets observationnels, de modélisation et de simulation, pourront faire l'objet de travaux de thèse très riches. Ils garantiront également une bonne exploitation scientifique des instruments dans lesquels la communauté française est fortement impliquée. ■

Résonances et migration dans les disques de débris (résumé)  
HD 141569 : un survol stellaire ? (résumé)  
Spectres Spitzer de T Tauri : silicates cristallins (résumé)  
Spectres Spitzer de T Tauri : décomposition spectrale (résumé)  
HD 181327 : une ceinture de Kuiper glacée (résumé)  
Longévité de l'excentricité des disques de débris (résumé)  
L'histoire dynamique du système planétaire de Fomalhaut (résumé)  
L'exozodi de Fomalhaut (article complet)

## A — Articles par les doctorants encadrés

### A.1 Résonances et migration dans les disques de débris (résumé)

A&A 480, 551–561 (2008)  
DOI: [10.1051/0004-6361:20077934](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077934)  
© ESO 2008

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## On the observability of resonant structures in planetesimal disks due to planetary migration<sup>★</sup>

R. Reche, H. Beust, J.-C. Augereau, and O. Absil

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, CNRS, Université Joseph-Fourier, UMR 5571, Domaine Universitaire, 38400 Saint-Martin d'Hères, France  
e-mail: [Remy.Reche@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:Remy.Reche@obs.ujf-grenoble.fr)

Received 24 May 2007 / Accepted 18 December 2007

### ABSTRACT

*Context.* The observed clumpy structures in debris disks are commonly interpreted as particles trapped in mean-motion resonances with an unseen exo-planet. Populating the resonances requires a migrating process of either the particles (spiraling inward due to drag forces) or the planet (moving outward). Because the drag time-scale in resolved debris disks is generally long compared to the collisional time-scale, the planet migration scenario might be more likely, but this model has so far only been investigated for planets on circular orbits.

*Aims.* We present a thorough study of the impact of a migrating planet on a planetesimal disk, by exploring a broad range of masses and eccentricities for the planet. We discuss the sensitivity of the structures generated in debris disks to the basic planet parameters.

*Methods.* We perform many  $N$ -body numerical simulations, using the symplectic integrator SWIFT, taking into account the gravitational influence of the star and the planet on massless test particles. A constant migration rate is assumed for the planet.

*Results.* The effect of planetary migration on the trapping of particles in mean motion resonances is found to be very sensitive to the initial eccentricity of the planet and of the planetesimals. A planetary eccentricity as low as 0.05 is enough to smear out all the resonant structures, except for the most massive planets. The planetesimals also initially have to be on orbits with a mean eccentricity of less than 0.1 in order to keep the resonant clumps visible.

*Conclusions.* This numerical work extends previous analytical studies and provides a collection of disk images that may help in interpreting the observations of structures in debris disks. Overall, it shows that stringent conditions must be fulfilled to obtain observable resonant structures in debris disks. Theoretical models of the origin of planetary migration will therefore have to explain how planetary systems remain in a suitable configuration to reproduce the observed structures.

## A.2 HD 141569 : un survol stellaire ? (résumé)

A&A 493, 661–669 (2009)  
DOI: [10.1051/0004-6361:200810419](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810419)  
© ESO 2009

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

# Investigating the flyby scenario for the HD 141569 system

R. Reche, H. Beust, and J.-C. Augereau

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, CNRS, Université Joseph Fourier, UMR 5571, 38400 Saint-Martin d'Hères, France  
e-mail: Remy.Reche@obs.ujf-grenoble.fr

Received 19 June 2008 / Accepted 25 September 2008

### ABSTRACT

*Context.* HD 141569, a triple star system, has been intensively observed and studied because of its massive debris disk. Until recently, it was regarded as a gravitationally bound triple system but recent measurements of the HD 141569A radial velocity seem to invalidate this hypothesis. The flyby scenario therefore has to be further investigated to test its compatibility with the observed disk structures.

*Aims.* We present a study of the flyby scenario for the HD 141569 system by considering 3 variants: a sole flyby, a flyby associated with one planet embedded in the disk and a flyby with two planets in the disk. We discuss the merits of each one to reproduce the scattered light observations of the disk.

*Methods.* We first use analytical calculations to reduce the parameter space of the 2 stellar companion orbit and then perform  $N$ -body numerical simulations of the flyby encounter using symplectic integration, taking into account the gravitational influence of the stars and the planets on massless test particles.

*Results.* The binary orbit is found to be almost fixed by the observational constraint on an edge-on plane with respect to the observers. If the binary had an influence on the disk structure, it should have a passing time at the periapsis between 5000 and 8000 years ago and a distance at periapsis between 600 and 900 AU. It also appears that the best scenario to reproduce the disk morphology is a flyby with 1 planet embedded in the disk. For a  $2 M_J$  planet, its orbital eccentricity must be around 0.2 while for a  $8 M_J$  planet, it must be below 0.1. In the two cases, its apoapsis is about 130 AU.

*Conclusions.* Although the global disk shape is reasonably well reproduced, some observed features cannot be explained by the present model and the likelihood of the flyby event remains an issue for the scenario explored in this paper. Dynamically speaking, HD 141569 is still a puzzling system.

## A.3 Spectres Spitzer de T Tauri : silicates cristallins (résumé)

A&A 507, 327–345 (2009)  
 DOI: [10.1051/0004-6361/200912062](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912062)  
 © ESO 2009

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars

### IV. Crystalline silicates<sup>★</sup>

J. Olofsson<sup>1</sup>, J.-C. Augereau<sup>1</sup>, E. F. van Dishoeck<sup>2,3</sup>, B. Merín<sup>4</sup>, F. Lahuis<sup>5,2</sup>, J. Kessler-Silacci<sup>6</sup>, C. P. Dullemond<sup>7</sup>,  
 I. Oliveira<sup>2,12</sup>, G. A. Blake<sup>8</sup>, A. C. A. Boogert<sup>9</sup>, J. M. Brown<sup>3</sup>, N. J. Evans II<sup>6</sup>, V. Geers<sup>10</sup>, C. Knez<sup>11</sup>,  
 J.-L. Monin<sup>1</sup>, and K. Pontoppidan<sup>12</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, CNRS, UMR 5571, Grenoble, France  
 e-mail: [olofsson@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:olofsson@obs.ujf-grenoble.fr)

<sup>2</sup> Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

<sup>3</sup> Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, Giessenbachstrasse 1, 85748 Garching, Germany

<sup>4</sup> Herschel Science Centre, SRE-SDH, ESA PO Box 78, 28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

<sup>5</sup> SRON Netherlands Institute for Space Research, PO Box 800, 9700 AV Groningen, The Netherlands

<sup>6</sup> The University of Texas at Austin, Department of Astronomy, 1 University Station C1400, Austin, Texas 787120259, USA

<sup>7</sup> Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany

<sup>8</sup> Division of Geological and Planetary Sciences 150-21, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>9</sup> Infrared Processing and Analysis Center, MS 100-22, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>10</sup> Department of Astronomy and Astrophysics, University of Toronto, 50 St. George Street, Toronto, ON, M5S 3H4, Canada

<sup>11</sup> Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA

<sup>12</sup> Division of Geological and Planetary Sciences 150-21, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

Received 13 March 2009 / Accepted 26 August 2009

#### ABSTRACT

**Aims.** Dust grains in the planet-forming regions around young stars are expected to be heavily processed due to coagulation, fragmentation, and crystallization. This paper focuses on the crystalline silicate dust grains in protoplanetary disks for a statistically significant number of T Tauri stars (96).

**Methods.** As part of the cores to disks (c2d) legacy program, we obtained more than a hundred Spitzer/IRS spectra of T Tauri stars, over a spectral range of 5–35  $\mu\text{m}$  where many silicate amorphous and crystalline solid-state features are present. At these wavelengths, observations probe the upper layers of accretion disks up to distances of a dozen AU from the central object.

**Results.** More than 3/4 of our objects show at least one crystalline silicate emission feature that can be essentially attributed to Mg-rich silicates. The Fe-rich crystalline silicates are largely absent in the c2d IRS spectra. The strength and detection frequency of the crystalline features seen at  $\lambda > 20 \mu\text{m}$  correlate with each other, while they are largely uncorrelated with the observational properties of the amorphous silicate 10  $\mu\text{m}$  feature. This supports the idea that the IRS spectra essentially probe two independent disk regions: a warm zone ( $\leq 1$  AU) emitting at  $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$  and a much colder region emitting at  $\lambda > 20 \mu\text{m}$  ( $\leq 10$  AU). We identify a *crystallinity paradox*, as the long-wavelength ( $\lambda > 20 \mu\text{m}$ ) crystalline silicate features are detected 3.5 times more frequently ( $\sim 55\%$  vs.  $\sim 15\%$ ) than the crystalline features arising from much warmer disk regions ( $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ ). This suggests that the disk has an inhomogeneous dust composition within  $\sim 10$  AU. The analysis of the shape and strength of both the amorphous 10  $\mu\text{m}$  feature and the crystalline feature around 23  $\mu\text{m}$  provides evidence for the prevalence of  $\mu\text{m}$ -sized (amorphous and crystalline) grains in upper layers of disks.

**Conclusions.** The abundant crystalline silicates found far from their presumed formation regions suggest efficient outward radial transport mechanisms in the disks around T Tauri stars. The presence of  $\mu\text{m}$ -sized grains in disk atmospheres, despite the short timescales for settling to the midplane, suggests efficient (turbulent) vertical diffusion, probably accompanied by grain-grain fragmentation to balance the expected efficient growth. In this scenario, the depletion of submicron-sized grains in the upper layers of the disks points toward removal mechanisms such as stellar winds or radiation pressure.



## A.4 Spectres Spitzer de T Tauri : décomposition spectrale (résumé)

A&A 520, A39 (2010)  
 DOI: [10.1051/0004-6361/200913909](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913909)  
 © ESO 2010

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars

V. Spectral decomposition<sup>★</sup>

J. Olofsson<sup>1,2</sup>, J.-C. Augereau<sup>1</sup>, E. F. van Dishoeck<sup>3,4</sup>, B. Merín<sup>5</sup>, N. Grosso<sup>6,7</sup>, F. Ménard<sup>1</sup>,  
 G. A. Blake<sup>8</sup>, and J.-L. Monin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université Joseph Fourier/CNRS, Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 09, France  
 e-mail: olofsson@mpia.de

<sup>2</sup> Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany  
 e-mail: olofsson@mpia.de

<sup>3</sup> Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

<sup>4</sup> Max Planck Institut für Extraterrestrische Physik, Giessenbachstrasse 1, 85748 Garching, Germany

<sup>5</sup> Herschel Science Centre, SRE-SDH, ESA PO Box 78, 28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

<sup>6</sup> Université de Strasbourg, Observatoire Astronomique de Strasbourg, 11 rue de l'université, 67000 Strasbourg, France

<sup>7</sup> CNRS, UMR 7550, 11 rue de l'université, 67000 Strasbourg, France

<sup>8</sup> Division of Geological and Planetary Sciences 150-21, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

Received 18 December 2009 / Accepted 1 July 2010

## ABSTRACT

**Context.** Dust particles evolve in size and lattice structure in protoplanetary disks, due to coagulation, fragmentation and crystallization, and are radially and vertically mixed in disks due to turbulent diffusion and wind/radiation pressure forces.

**Aims.** This paper aims at determining the mineralogical composition and size distribution of the dust grains in planet forming regions of disks around a statistical sample of 58 T Tauri stars observed with Spitzer/IRS as part of the Cores to Disks (c2d) Legacy Program.

**Methods.** We present a spectral decomposition model, named “B2C”, that reproduces the IRS spectra over the full spectral range (5–35  $\mu\text{m}$ ). The model assumes two dust populations: a warm component responsible for the 10  $\mu\text{m}$  emission arising from the disk inner regions ( $\lesssim 1$  AU) and a colder component responsible for the 20–30  $\mu\text{m}$  emission, arising from more distant regions ( $\lesssim 10$  AU). The fitting strategy relies on a random exploration of parameter space coupled with a Bayesian inference method.

**Results.** We show evidence for a significant *size distribution flattening* in the atmospheres of disks compared to the typical MRN distribution, providing an explanation for the usual flat, boxy 10  $\mu\text{m}$  feature profile generally observed in T Tauri star spectra. We reexamine the *crystallinity paradox*, observationally identified by Olofsson et al. (2009, A&A, 507, 327), and we find a simultaneous enrichment of the crystallinity in both the warm and cold regions, while grain sizes in both components are uncorrelated. We show that flat disks tend to have larger grains than flared disk. Finally our modeling results do not show evidence for any correlations between the crystallinity and either the star spectral type, or the X-ray luminosity (for a subset of the sample).

**Conclusions.** The *size distribution flattening* may suggest that grain coagulation is a slightly more effective process than fragmentation (helped by turbulent diffusion) in disk atmospheres, and that this imbalance may last over most of the T Tauri phase. This result may also point toward small grain depletion via strong stellar winds or radiation pressure in the upper layers of disk. The non negligible cold crystallinity fractions suggests efficient radial mixing processes in order to distribute crystalline grains at large distances from the central object, along with possible nebular shocks in outer regions of disks that can thermally anneal amorphous grains.

**A.5 HD 181327 : une ceinture de Kuiper glacée (résumé)**

A&A 539, A17 (2012)  
DOI: [10.1051/0004-6361/201117714](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117714)  
© ESO 2012

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

**An icy Kuiper belt around the young solar-type star HD 181327**

J. Lebreton<sup>1</sup>, J.-C. Augereau<sup>1</sup>, W.-F. Thi<sup>1</sup>, A. Roberge<sup>2</sup>, J. Donaldson<sup>3</sup>, G. Schneider<sup>4</sup>, S. T. Maddison<sup>5</sup>, F. Ménard<sup>1</sup>,  
P. Riviere-Marichalar<sup>6</sup>, G. S. Mathews<sup>7</sup>, I. Kamp<sup>8</sup>, C. Pinte<sup>1</sup>, W. R. F. Dent<sup>9</sup>, D. Barrado<sup>6,10</sup>, G. Duchêne<sup>1,11</sup>,  
J.-F. Gonzalez<sup>12</sup>, C. A. Grady<sup>13</sup>, G. Meeus<sup>14</sup>, E. Pantin<sup>15</sup>, J. P. Williams<sup>7</sup>, and P. Woitke<sup>16,17,18</sup>

(Affiliations can be found after the references)

Received 15 July 2011 / Accepted 6 December 2011

**ABSTRACT**

**Context.** HD 181327 is a young main sequence F5/F6 V star belonging to the  $\beta$  Pictoris moving group (age  $\sim 12$  Myr). It harbors an optically thin belt of circumstellar material at radius  $\sim 90$  AU, presumed to result from collisions in a population of unseen planetesimals.

**Aims.** We aim to study the dust properties in the belt in details, and to constrain the gas-to-dust ratio.

**Methods.** We obtained far-infrared photometric observations of HD 181327 with the PACS instrument onboard the *Herschel* Space Observatory\*, complemented by new 3.2 mm observations carried with the ATCA\*\* array. The geometry of the belt is constrained with newly reduced HST/NICMOS scattered light images that allow the degeneracy between the disk geometry and the dust properties to be broken. We then use the radiative transfer code GR T R to compute a large grid of models, and we identify the grain models that best reproduce the spectral energy distribution (SED) through a Bayesian analysis. We attempt to detect the oxygen and ionized carbon fine-structure lines with *Herschel*/PACS spectroscopy, providing observables to our photochemical code ProDiMo.

**Results.** The HST observations confirm that the dust is confined in a narrow belt. The continuum is detected with *Herschel*/PACS completing nicely the SED in the far-infrared. The disk is marginally resolved with both PACS and ATCA. A medium integration of the gas spectral lines only provides upper limits on the [OI] and [CII] line fluxes. We show that the HD 181327 dust disk consists of micron-sized grains of porous amorphous silicates and carbonaceous material surrounded by an important layer of ice, for a total dust mass of  $\sim 0.05 M_{\oplus}$  (in grains up to 1 mm). We discuss evidences that the grains consists of fluffy aggregates. The upper limits on the gas atomic lines do not provide unambiguous constraints: only if the PAH abundance is high, the gas mass must be lower than  $\sim 17 M_{\oplus}$ .

**Conclusions.** Despite the weak constraints on the gas disk, the age of HD 181327 and the properties of the dust disk suggest that it has passed the stage of gaseous planets formation. The dust reveals a population of icy planetesimals, similar to the primitive Edgeworth-Kuiper belt, that may be a source for the future delivery of water and volatiles onto forming terrestrial planets.

## A.6 Longévité de l'excentricité des disques de débris (résumé)

A&A 563, A72 (2014)  
 DOI: [10.1051/0004-6361/201322469](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322469)  
 © ESO 2014

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## Can eccentric debris disks be long-lived?

### A first numerical investigation and application to $\zeta^2$ Reticuli<sup>\*,\*\*</sup>

V. Faramaz<sup>1</sup>, H. Beust<sup>1</sup>, P. Thébaud<sup>2</sup>, J.-C. Augereau<sup>1</sup>, A. Bonsor<sup>1</sup>, C. del Burgo<sup>3</sup>,  
 S. Ertel<sup>1</sup>, J. P. Marshall<sup>4</sup>, J. Milli<sup>1,5</sup>, B. Montesinos<sup>6</sup>, A. Mora<sup>7</sup>, G. Bryden<sup>8</sup>, W. Danchi<sup>9</sup>, C. Eiroa<sup>4</sup>,  
 G. J. White<sup>10,11</sup>, and S. Wolf<sup>12</sup>

<sup>1</sup> UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274,  
 38041 Grenoble, France

e-mail: [Virginie.Faramaz@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:Virginie.Faramaz@obs.ujf-grenoble.fr)

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France

<sup>3</sup> Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Luis Enrique Erro 1, Sta. Ma. Tonantzintla, Puebla, Mexico

<sup>4</sup> Universidad Autónoma de Madrid, Dpto. Física Teórica, Módulo 15, Facultad de Ciencias, Campus de Cantoblanco, 28049 Madrid, Spain

<sup>5</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>6</sup> Dpt de Astrofísica, Centro de Astrobiología (INTA-CSIC), ESAC Campus, PO Box 78, 28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

<sup>7</sup> Aurora Technology B.V., ESA-ESAC, PO Box 78, 28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

<sup>8</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove drive, Pasadena CA 91109, USA

<sup>9</sup> NASA Goddard Space Flight Center, Exoplanets and Stellar Astrophysics, Code 667, Greenbelt MD 20771, USA

<sup>10</sup> Rutherford Appleton Laboratory, Chilton OX11 0QX, UK

<sup>11</sup> Department of Physics and Astrophysics, Open University, Walton Hall, Milton Keynes MK7 6AA, UK

<sup>12</sup> Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Leibnizstr. 15, 24098 Kiel, Germany

Received 9 August 2013 / Accepted 13 December 2013

#### ABSTRACT

**Context.** Imaging of debris disks has found evidence for both eccentric and offset disks. One hypothesis is that they provide evidence for massive perturbers, for example, planets or binary companions, which sculpt the observed structures. One such disk was recently observed in the far-IR by the *Herschel* Space Observatory around  $\zeta^2$  Reticuli. In contrast with previously reported systems, the disk is significantly eccentric, and the system is several Gyr old.

**Aims.** We aim to investigate the long-term evolution of eccentric structures in debris disks caused by a perturber on an eccentric orbit around the star. We hypothesise that the observed eccentric disk around  $\zeta^2$  Reticuli might be evidence of such a scenario. If so, we are able to constrain the mass and orbit of a potential perturber, either a giant planet or a binary companion.

**Methods.** Analytical techniques were used to predict the effects of a perturber on a debris disk. Numerical *N*-body simulations were used to verify these results and further investigate the observable structures that may be produced by eccentric perturbers. The long-term evolution of the disk geometry was examined, with particular application to the  $\zeta^2$  Reticuli system. In addition, synthetic images of the disk were produced for direct comparison with *Herschel* observations.

**Results.** We show that an eccentric companion can produce both the observed offsets and eccentric disks. These effects are not immediate, and we characterise the timescale required for the disk to develop to an eccentric state (and any spirals to vanish). For  $\zeta^2$  Reticuli, we derive limits on the mass and orbit of the companion required to produce the observations. Synthetic images show that the pattern observed around  $\zeta^2$  Reticuli can be produced by an eccentric disk seen close to edge-on, and allow us to bring additional constraints on the disk parameters of our model (disk flux and extent).

**Conclusions.** We conclude that eccentric planets or stellar companions can induce long-lived eccentric structures in debris disks. Observations of such eccentric structures thus provide potential evidence of the presence of such a companion in a planetary system. We considered the specific example of  $\zeta^2$  Reticuli, whose observed eccentric disk can be explained by a distant companion (at tens of AU) on an eccentric orbit ( $e_p \gtrsim 0.3$ ).



## A.7 L'histoire dynamique du système planétaire de Fomalhaut (résumé)

A&A 573, A87 (2015)  
DOI: [10.1051/0004-6361/201424691](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424691)  
© ESO 2014

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

# Insights on the dynamical history of the Fomalhaut system

## Investigating the Fom c hypothesis

V. Faramaz<sup>1,2</sup>, H. Beust<sup>1,2</sup>, J.-C. Augereau<sup>1,2</sup>, P. Kalas<sup>3</sup>, and J. R. Graham<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, 38000 Grenoble, France  
e-mail: [Virginie.Faramaz@obs.ujf-grenoble.fr](mailto:Virginie.Faramaz@obs.ujf-grenoble.fr)

<sup>2</sup> CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> Department of Astronomy, 601 Campbell Hall, University of California at Berkeley, Berkeley, CA 94720, USA

Received 28 July 2014 / Accepted 24 September 2014

### ABSTRACT

**Context.** The eccentric shape of the debris disk observed around the star Fomalhaut was first attributed to Fom b, a companion detected near the belt inner edge, but new constraints on its orbit revealed that it is belt-crossing, highly eccentric ( $e \sim 0.6$ – $0.9$ ), and can hardly account for the shape of the belt. The best scenario to explain this paradox is that there is another massive body in this system, Fom c, which drives the debris disk shape. The resulting planetary system is highly unstable, which hints at a dynamical scenario involving a recent scattering of Fom b on its current orbit, potentially with the putative Fom c.

**Aims.** Our goal is to give insights on the probability for Fom b to have been set on its highly eccentric orbit by a close encounter with the putative Fom c. We aim to study in particular the part played by mean-motion resonances with Fom c, which could have brought Fom b sufficiently close to Fom c for it to be scattered on its current orbit, but also delay this scattering event.

**Methods.** We assumed that Fom c is much more massive than Fom b, that is, Fom b behaves as a massless test particle compared to Fom c. This allowed us to use  $N$ -body numerical simulations and to study the influence of a fixed orbit Fom c on a population of massless test particles, that is, to study the generation of Fom b-like orbits by direct scattering events or via mean-motion resonance processes. We assumed that Fom b originated from an orbit inner to that of the putative Fom c.

**Results.** We found that the generation of orbits similar to that of Fom b, either in terms of dimensions or orientation, is a robust process involving a scattering event and a further secular evolution of inner material with an eccentric massive body such as the putative Fom c. We found in particular that mean-motion resonances can delay scattering events, and thus the production of Fom b-like orbits, on timescales comparable to the age of the system, thus explaining the witnessing of an unstable configuration.

**Conclusions.** We conclude that Fom b probably originated from an inner resonance with a Neptune-Saturn mass Fom c, and was set on its current orbit by a scattering event with Fom c. Since Fom b could not have formed from material in resonance, our scenario also hints at former migration processes in this planetary system.

## A.8 L'exozodi de Fomalhaut (article complet)

## An interferometric study of the Fomalhaut inner debris disk

### III. Detailed models of the exozodiacal disk and its origin<sup>★</sup>

J. Lebreton<sup>1</sup>, R. van Lieshout<sup>2</sup>, J.-C. Augereau<sup>1</sup>, O. Absil<sup>3</sup>, B. Mennesson<sup>4</sup>, M. Kama<sup>2</sup>, C. Dominik<sup>2,5</sup>, A. Bonsor<sup>1</sup>,  
 J. Vandeportael<sup>1,6</sup>, H. Beust<sup>1</sup>, D. Defrère<sup>7</sup>, S. Ertel<sup>1</sup>, V. Faramaz<sup>1</sup>, P. Hinz<sup>7</sup>, Q. Kral<sup>8</sup>,  
 A.-M. Lagrange<sup>1</sup>, W. Liu<sup>9</sup>, and P. Thébault<sup>8</sup>

<sup>1</sup> UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), UMR 5274, 38041 Grenoble, France

e-mail: jeremy.lebreton@obs.ujf-grenoble.fr

<sup>2</sup> Astronomical Institute "Anton Pannekoek", University of Amsterdam, PO Box 94249, 1090 GE Amsterdam, The Netherlands

<sup>3</sup> Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, 17, Allée du 6 Août, B5c B-4000 Sart Tilman, Belgium

<sup>4</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109, USA

<sup>5</sup> Department of Astrophysics/IMAPP, Radboud University Nijmegen, PO Box 9010, 6500 GL Nijmegen, The Netherlands

<sup>6</sup> Département de Physique et Observatoire du Mont-Mégantic, Université de Montréal, CP 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, Québec H3C 3J7, Canada

<sup>7</sup> Steward Observatory, University of Arizona, 933 N Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721, USA

<sup>8</sup> Observatoire de Paris, Section de Meudon, 92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>9</sup> Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, Mail Code 100-22, Pasadena, CA 91125, USA

Received 5 March 2013 / Accepted 30 May 2013

#### ABSTRACT

**Context.** Debris disks are thought to be extrasolar analogs to the solar system planetesimal belts. The star Fomalhaut harbors a cold debris belt at 140 AU comparable to the Edgeworth-Kuiper belt, as well as evidence of a warm dust component, unresolved by single-dish telescopes, which is suspected of being a bright analog to the solar system's zodiacal dust.

**Aims.** Interferometric observations obtained with the VLTI/VINCI instrument and the Keck Interferometer Nuller have identified near- and mid-infrared excesses attributed respectively to hot and warm exozodiacal dust residing in the inner few AU of the Fomalhaut environment. We aim to characterize the properties of this double inner dust belt and to unveil its origin.

**Methods.** We performed parametric modeling of the exozodiacal disk ("exozodi") using the GRaTeR radiative transfer code to reproduce the interferometric data, complemented by mid- to far-infrared photometric measurements from *Spitzer* and *Herschel*<sup>\*\*</sup>. A detailed treatment of sublimation temperatures was introduced to explore the hot population at the size-dependent sublimation rim. We then used an analytical approach to successively testing several source mechanisms for the dust and suspected parent bodies.

**Results.** A good fit to the multiwavelength data is found by two distinct dust populations: (1) a population of very small (0.01 to 0.5  $\mu\text{m}$ ), hence unbound, hot dust grains confined in a narrow region ( $\sim 0.1$ – $0.3$  AU) at the sublimation rim of carbonaceous material; (2) a population of bound grains at  $\sim 2$  AU that is protected from sublimation and has a higher mass despite its fainter flux level. We propose that the hot dust is produced by the release of small carbon grains following the disruption of dust aggregates that originate in the warm component. A mechanism, such as gas braking, is required to further confine the small grains for a long enough time. In situ dust production could hardly be ensured for the age of the star, so we conclude that the observed amount of dust is triggered by intense dynamical activity.

**Conclusions.** Fomalhaut may be representative of exozodis that are currently being surveyed at near and mid-infrared wavelengths worldwide. We propose a framework for reconciling the "hot exozodi phenomenon" with theoretical constraints: the hot component of Fomalhaut is likely the "tip of the iceberg" since it could originate in the more massive, but fainter, warm dust component residing near the ice line. This inner disk exhibits interesting morphology and can be considered a prime target for future exoplanet research.

**Key words.** techniques: interferometric – zodiacal dust – infrared: planetary systems – stars: individual: Fomalhaut – radiative transfer – circumstellar matter

### 1. Introduction

During the past few years, the increasing number of smaller exoplanets and fainter debris disks have revealed that extrasolar

analogs to our solar system may be common, and yet, little is known about the architecture of the very inner parts of planetary systems. A distinguishable feature of the inner solar system is the existence of the zodiacal cloud composed of small (1 to 100  $\mu\text{m}$ ) dust grains (Grün 2007; Rowan-Robinson & May 2013), which are thought to come from the disruption and erosion of comets, asteroids, and Kuiper belt objects (e.g. Nesvorný et al. 2010). Dusty debris disks orbiting other stars than the Sun were first detected by their excess emission in the mid- or far-infrared (IR), and could then be imaged at visible to

\* Appendices are available in electronic form at <http://www.aanda.org>

\*\* *Herschel* Space Observatory is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

submillimeter wavelengths. A few warm disks comparable to the zodiacal cloud have been found by space observatories around mature stars via their photometric excess emission at mid-IR wavelengths (Beichman et al. 2005; Lawler et al. 2009; Lisse et al. 2012); but their characterization suffers from insufficient spatial resolution and large photometric uncertainties.

Recent developments in high-angular resolution interferometry have offered powerful tools for characterizing exozodiacal disks (exozodis), which reside in the close environment (typically less than 3 AU) of a large fraction of nearby stars. Large efforts have indeed been made to detect exozodis with near- and mid-IR interferometers worldwide, notably at the VLTI (Absil et al. 2009), the Keck Interferometer (Millan-Gabet et al. 2011) or the CHARA/FLUOR (Coudé du Foresto et al. 2003) and VLTI/PIONIER (Le Bouquin et al. 2011) interferometers indicate that as much as  $\sim 30\%$  of nearby AFGK mainsequence stars may harbor hot (typically 1000-2000K) circumstellar dust within a few AU at the 1% level with respect to photospheric emission (Absil et al., in prep.; Ertel et al., in prep.). Conversely, only  $\sim 12\%$  of the surveyed main sequence stars have been found to harbor mid-infrared excesses (i.e., warm dust) with nulling interferometry (Millan-Gabet et al. 2011).

From a theoretical point of view, the prevalence of these hot excesses around main sequence stars is not understood. Radiative transfer analysis identifies very hot and small refractory grains close to the sublimation limit that should be radiatively blown out over timescales of weeks. Yet they represent typical masses of  $10^{-8}$  to  $10^{-10} M_{\oplus}$  that need to be delivered by equivalent masses of dust-producing planetesimals (e.g. Defrère et al. 2011a). Being much more massive than the zodiacal cloud, these hot exozodis are difficult to reconcile with the steady-state collisional evolution of parent body belts (Wyatt 2007).

One famous example of a dusty planetary system is the one surrounding the nearby (7.7 pc) A3V star Fomalhaut ( $\alpha$  PsA, HD 216956). This young main sequence star ( $440 \pm 40$  Myr, Mamajek 2012) is well known for its prominent,  $\sim 140$  AU-wide, debris belt that was first resolved in scattered light with HST/ACS revealing a sharp inner edge and side-to-side brightness asymmetry suggestive of gravitational sculpting by a massive planet (Kalas et al. 2005; Quillen 2006). A point source attributed to the suspected planet was later detected in the optical at the predicted location, moving along its orbit over multiple epochs (Kalas et al. 2008). The absence of detection in the near- and mid- (thermal) infrared range (Janson et al. 2012) resulted in a controversial status for Fomalhaut b. More recent studies confirm the detections of a companion at 118 AU and interpret the various constraints as a large circumplanetary dust disk orbiting a hidden subjovian planet, but do not exclude an isolated dust cloud originating from a recent collision between planetesimals (Currie et al. 2012; Galicher et al. 2013)<sup>1</sup>. The cold planetesimal belt is indeed collisionally very active as shown by the recent analysis of resolved images and photometry at far-infrared to submillimeter wavelengths from ALMA (Boley et al. 2012) and *Herschel*/PACS and SPIRE (Acke et al. 2012). Using radiative transfer modeling, Acke et al. (2012) argue that a dust production rate of  $\sim 3 \times 10^{-5} M_{\oplus}/\text{year}$  is needed to justify the measured amount of blow-out grains, and estimate that the region interior to the cold belt at 140 AU are not devoid of material.

<sup>1</sup> Kalas et al. (2013) recently announced a fourth epoch detection of Fomalhaut b. They argue in favor of an object larger than a dwarf planet evolving on a very eccentric orbit (see Sect. 6).

The *Herschel*/PACS 70  $\mu\text{m}$ , as well as the ALMA image, identify an unresolved excess in the vicinity of the star that was previously reported in the mid-infrared by Stapelfeldt et al. (2004) based on *Spitzer*/MIPS imaging and IRS spectroscopy. Su et al. (2013) recently analyzed the IRS and PACS data and concluded on the presence of a warm debris belt with a blackbody temperature of  $\sim 170$  K. However, these facilities lack the spatial resolution and accuracy needed to characterize this warm component.

Near- and mid-infrared long baseline interferometers offer the appropriate tools to study the Fomalhaut exozodi with enough contrast and resolution, free of any modeling assumptions on the stellar spectrum.

The present paper carries out a thorough analysis of the Fomalhaut inner debris disk. It is the last one of a series initiated by Absil et al. (2009, henceforth Paper I) – who presented the VLTI/VINCI detection of hot excess in the close environment of the star – followed by a mid-infrared characterization using the Keck Interferometer Nuller (KIN) by Mennesson et al. (2013, henceforth Paper II). In Paper I, we presented the clear *K*-band (2.18  $\mu\text{m}$ ) detection of a short-baseline visibility deficit. It is best explained by circumstellar emission emanating from within 6 AU of the star with a relative flux level of  $0.88 \pm 0.12\%$ . In Paper II, we presented multiwavelength measurements performed across the *N*-band (8 to 13  $\mu\text{m}$ ) using the technique of nulling interferometry. A small excess is resolved within  $\sim 2$  AU from the star, with a mean null depth value of  $0.35\% \pm 0.10\%^2$ . Preliminary modeling shows that the near- to mid-infrared excesses can only be explained by two distinct populations of dust emitting thermally; small ( $\sim 20$  nm) refractory grains residing at the sublimation distance of carbon are responsible for the near-infrared emission, while  $> 1 \mu\text{m}$  grains located further than the silicate sublimation limit produce most of the mid-infrared excesses.

The paper is organized as follows. In Sects. 2 and 3, we present our radiative transfer model of optically thin disks, and introduce a new prescription for calculating the sublimation distance of dust grains in an exozodi. Results of the modeling of the inner Fomalhaut debris disk, based on multiwavelengths observations, are detailed in Sect. 4. The mechanisms that produce and preserve the hot grains, as well as the connection with the warm and the cold belt are discussed in Sect. 5. We discuss further our results and attempt to place the Fomalhaut exozodi in the context of its planetary system in Sect. 6. We finally summarize our main findings in Sect. 7.

## 2. A schematic exozodiacal disk model

In this section, we elaborate a schematic model of an optically thin exozodiacal dust disk. The model is implemented in the GRaTeR code originally developed by Augereau et al. (1999). It makes hardly any a priori assumptions regarding the nature of the grains and their production. Because of the limited constraints on detected exozodiacal disks, we restrain the model to a 2D geometry. The disk surface density and grain size distribution are parametrized with simple laws to limit the number of free parameters. This allows us to explore a broad range of disk properties using a Bayesian inference method.

<sup>2</sup> We note that the true astrophysical excess could be larger because some dust emission may be removed by the destructive fringes of the interferometer. The nuller transmission pattern is accounted for in the models discussed afterwards.

### 2.1. Scattered light and thermal emission

We consider a population of dust grains at a distance  $r$  from the star and with a differential size distribution  $dn(r, a)$ , where  $a$  is the grain radius. In a self-consistent description of a collisional evolution of debris disks, the spatial and size distribution cannot be formally separated (Augereau et al. 2001; Krivov et al. 2006; Thébaud & Augereau 2007). Since we know little about the properties and origin of observed exozodiacal disks, we assume here for simplicity that the dependence of the size distribution on the distance  $r$  essentially reflects the size-dependent sublimation distance of the grains. Since exozodiacal grains may reach very high temperatures, sublimation can prevent the smallest grains from surviving in regions where larger ones can remain, thereby truncating the size distribution at its lower end. We therefore write the differential size distribution  $dn(r, a)$  as follows:

$$dn(r, a) = H(a - a_{\text{sub}}(r)) dn(a)$$

$$\text{with } \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} dn(a) = 1 \quad (1)$$

where  $a_{\text{min}}$  and  $a_{\text{max}}$  are the minimum and maximum grain sizes respectively,  $H(a - a_{\text{sub}}(r))$  is the Heaviside function (assuming  $H(0) = 1$ ) and  $a_{\text{sub}}(r)$  is the sublimation size limit at distance  $r$  from the star. Details of the calculation for sublimation will be given in Sect. 3.

At wavelength  $\lambda$ , the dust population thermally emits a flux

$$\Phi_{\text{th}}(\lambda, r) = \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} B_{\lambda}(T_{\text{d}}(a, r)) \frac{\sigma_{\text{abs}}(\lambda, r, a)}{4d_{\star}^2} dn(r, a) \quad (2)$$

where  $d_{\star}$  is the distance of the observer to the star,  $T_{\text{d}}(a, r)$  is the grain temperature and  $B_{\lambda}$  is the Planck function. In the above equation, we implicitly assumed that grains thermally emit isotropically. The absorption cross-section  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda, r, a)$  reads

$$\sigma_{\text{abs}}(\lambda, r, a) = 4\pi a^2 Q_{\text{abs}} \left( \frac{2\pi a}{\lambda}, \lambda, r \right) \quad (3)$$

where  $Q_{\text{abs}}$  is dimensionless absorption/emission coefficient that depends on the size parameter  $2\pi a/\lambda$ , on  $\lambda$  through the wavelength-dependent optical constants, and on the distance to the star as the grain composition may depend on  $r$ . The grain temperature  $T_{\text{d}}(a, r)$  is obtained by solving in two steps the thermal equilibrium equation of a grain with the star. For any grain size  $a$ , we first calculate the equilibrium distance  $r$  for a broad range of grain temperatures  $T_{\text{d}}$  knowing the  $Q_{\text{abs}}$  value

$$r(a, T_{\text{d}}) = \frac{d_{\star}}{2} \sqrt{\frac{\int_{\lambda} Q_{\text{abs}} F_{\star}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda} Q_{\text{abs}} \pi B_{\lambda}(T_{\text{d}}) d\lambda}} \quad (4)$$

where  $F_{\star}(\lambda)$  is the stellar flux at Earth. The  $r(a, T_{\text{d}})$  function is then numerically reversed to get  $T_{\text{d}}(a, r)$ .

Assuming isotropic scattering for simplicity, a dust population at distance  $r$  from the star scatters a fraction of the stellar flux at wavelength  $\lambda$  is given by

$$\Phi_{\text{sc}}(\lambda, r) = F_{\star}(\lambda) \frac{\sigma_{\text{sca}}(\lambda, r)}{4\pi r^2} \quad (5)$$

with  $\sigma_{\text{sca}}$  the mean scattering cross section

$$\sigma_{\text{sca}}(\lambda, r) = \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \pi a^2 Q_{\text{sca}} \left( \frac{2\pi a}{\lambda}, \lambda, r \right) dn(r, a) \quad (6)$$

and  $Q_{\text{sca}}$  the dimensionless scattering coefficient.

The total flux emitted at wavelength  $\lambda$  by the dust population finally reads

$$\Phi(\lambda, r) = \Phi_{\text{sc}}(\lambda, r) + \Phi_{\text{th}}(\lambda, r). \quad (7)$$

### 2.2. Synthetic observations

We synthesize single aperture photometric observations of non edge-on exozodiacal dust disks at wavelength  $\lambda$  by calculating the integral

$$\Phi(\lambda) = \int_{r=0}^{\infty} \Phi(\lambda, r) \Sigma(r) \times 2\pi \langle \text{FOV} \rangle_{\theta}(r) r dr \quad (8)$$

$$\text{with } \langle \text{FOV} \rangle_{\theta}(r) = \int_{\theta=0}^{2\pi} \text{FOV}(\rho(r, \theta)) \frac{d\theta}{2\pi} \quad (9)$$

$$\text{and } \rho(r, \theta) = r \sqrt{1 - \cos^2 \theta \sin^2 i} \quad (10)$$

where  $r$  and  $\theta$  are cylindrical coordinates in the disk plane and  $\rho(r, \theta)$  the projected distance to the star in the sky plane,  $\Sigma(r)$  is the dust surface number density of the exozodiacal disk, assumed to be axisymmetrical and  $i$  is the disk inclination with respect to the sky plane ( $i = 0$  for pole-on geometry). In the above equations, we implicitly assumed that the instrument beam profile FOV only depends upon  $\rho$ , the projected distance to the star in the sky plane. The  $\langle \text{FOV} \rangle_{\theta}(r)$  function gives the azimuthally averaged telescope transmission along circles of radius  $r$  in the exozodiacal disk frame.

Most single aperture telescopes such as *Spitzer* or *Herschel*, have sufficiently large beams (or slits in case of spectroscopy), which intercept the entire exozodiacal dust emission. In such a case, the exozodiacal flux emission can be obtained by taking  $\langle \text{FOV} \rangle_{\theta}(r) = 1$  in Eq. (8). On the other hand, coherent near- and mid-IR interferometric observations, such as those obtained with the VLTI/VINCI and CHARA/FLUOR instruments, have much smaller fields of view (FOV) and the actual transmission profiles of the interferometric instruments on the sky plane is important<sup>3</sup>.

### 2.3. Grain properties

In the solar system, the zodiacal dust particles are thought to originate in tails and disruption of comets, or to be produced when asteroids collide. Both interplanetary and cometary dust particles are composed of silicates and carbonaceous material, and zodiacal cloud dust particles are expected to be made of similar material. In this model, we consider mixtures of silicates and carbonaceous material, and calculate their optical properties with the Mie theory valid for hard spheres. The optical index of the mixture is calculated using the Bruggeman mixing rule, given a relative volume fraction  $v_{\text{C}}/v_{\text{Si}}$  of carbonaceous grains. In the disk regions where the grain temperature is between the sublimation temperature of silicates and carbon, the volume of silicates is replaced by vacuum, mimicking porous carbonaceous grains. The optical constants and grain bulk densities used in this study are summarized in Table 1.

We adopt a power-law differential size distribution

$$dn(a) = \left( \frac{1 - \kappa}{a_{\text{max}}^{1-\kappa} - a_{\text{min}}^{1-\kappa}} \right) a^{-\kappa} da \quad (11)$$

for grain radii  $a$  between  $a_{\text{min}}$  and  $a_{\text{max}}$ . The maximum grain size has no impact at the wavelengths considered and cannot be

<sup>3</sup> See Fig. 1 of Paper II for the KIN transmission map.



**Table 1.** Material properties.

	Carbonaceous material	Silicates
Nickname	C	Si
<b>Thermodynamical properties</b>		
Material type	Graphite	Olivine
$A$ [cgs]	37 215	28 030
$B$ [cgs]	1.3028	12.471
$\mu$ [ $m_p$ ]	12.0107	172.2331
$\rho$ [ $\text{g.cm}^{-3}$ ]	1.95	3.5
<b>Optical properties</b>		
Material type	aC ACAR	Astrosilicates
Reference	Zubko et al. (1996)	Draine (2003)

**Notes.** The thermodynamical constants  $A$  and  $B$  are tabulated values from Kama et al. (2009) and Zavitsanos & Carlson (1973).

constrained with the adopted modeling approach. It is thus fixed to  $a_{\text{max}} = 1$  mm in the rest of this study.

#### 2.4. Fitting strategy

The adopted fitting strategy is based on a Bayesian inference method described in Lebreton et al. (2012). For that purpose, a grid of models is created. For each set of parameters, the goodness of the fit is evaluated with a reduced  $\chi_r^2$  that is transformed into probabilities assuming a Gaussian likelihood function ( $\propto e^{-\chi_r^2/2}$ ) for Bayesian analysis. Marginalized probability distributions for each free parameter are then obtained by projection of these probabilities onto each dimension of the parameter space.

In order to limit the number of free parameters, we adopt a two power-law radial profile for the surface density

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \sqrt{2} \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2\alpha_{\text{in}}} + \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2\alpha_{\text{out}}} \right]^{-1/2}. \quad (12)$$

This corresponds to a smooth profile, with an inner slope  $r^{\alpha_{\text{in}}}$  ( $\alpha_{\text{in}} > 0$ ) that peaks at about  $r_0$ , and that falls off as  $r^{\alpha_{\text{out}}}$  ( $\alpha_{\text{out}} < 0$ ) further to  $r_0$ .

The parameter space explored here is listed in Table 4 of Paper II and recalled in Sect. 4.2. Each set of parameters defines an emission spectrum, 2D emission, and scattered light maps that are flux-scaled by searching the optimal  $\Sigma_0$  value (surface density at  $r = r_0$ ) that gives the best fit to the panchromatic observations. The range of  $\alpha_{\text{min}}$  values includes sizes that are far below the blow-out size limit for grains about Fomalhaut.

### 3. Dust sublimation model

#### 3.1. Sublimation temperatures

We implement a new method of calculating the sublimation temperature  $T_{\text{sub}}$  of a dust grain as a function of its size and not only of its composition, based on the method introduced by Kama et al. (2009) to study the inner rim of protoplanetary disks. We first model a grain as an homogeneous sphere of radius  $a$  composed of a single material of density  $\rho_d$ . To ensure the stability of a grain (i.e. no net change of its size), the flux of particles (carbon/silicates monomers) escaping from its surface must equal the flux of particles coming in from the ambient medium. From the kinetic theory of gases, the number of particles accreted onto

and evaporated from the grain surface per unit time and unit surface reads respectively (Lamy 1974)

$$F_{\text{accre}} = \frac{P_{\text{gas}}}{\sqrt{2\pi\mu m_u k_B T_{\text{gas}}}} \quad (13)$$

$$F_{\text{evap}} = -\frac{P_{\text{eq}}}{\sqrt{2\pi\mu m_u k_B T_{\text{gas}}}} \quad (14)$$

where  $P_{\text{eq}}$  is the gas saturation partial pressure,  $P_{\text{gas}}$  the partial pressure of the ambient gas medium,  $T_{\text{gas}}$  the gas temperature assumed equal to the dust temperature  $T_d$  here,  $\mu m_u$  the mean molecular weight and  $k_B$  the Boltzmann constant. Introducing an efficiency factor  $\alpha$  (constrained by laboratory experiments), the mass of a grains of radius  $a$  then evolves as

$$\frac{dm}{dt} = \alpha (F_{\text{accre}} - F_{\text{evap}}) \times \mu m_u 4\pi a^2 \quad (15)$$

Injecting the ideal gas law  $P = \rho k_B T / \mu m_u$  yields:

$$\frac{dm}{dt} = \alpha a^2 \sqrt{\frac{8\pi k_B T_d}{\mu m_u}} (\rho_{\text{gas}} - \rho_{\text{eq}}) \quad (16)$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{\alpha}{\rho_d} \sqrt{\frac{k_B T_d}{2\pi \mu m_u}} (\rho_{\text{gas}} - \rho_{\text{eq}}). \quad (17)$$

For the purpose of this study, the grains are assumed to lie in empty space ( $\rho_{\text{gas}} = 0$ ) and their temperature equals by definition the sublimation temperature  $T_{\text{sub}}$ . The gas density at saturation pressure  $\rho_{\text{eq}}$  is given by the Clausius-Clapeyron equation

$$\log_{10} \rho_{\text{eq}} = B - \frac{A}{T_{\text{sub}}} - \log_{10} T_{\text{sub}}^{-C} \quad (18)$$

where the thermodynamical quantities  $A$  and  $B$  are determined from laboratory measurements and  $C = -1$ , as discussed by Kama et al. (2009). Integrating equation 17 from the initial grain size  $a$  to 0, under the assumption that the grain temperature  $T_d = T_{\text{sub}}$  does not vary significantly during the sublimation process, yields

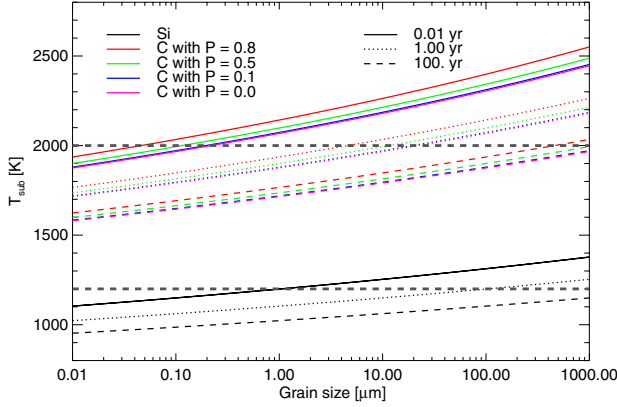
$$\frac{a}{t_{\text{sub}}} = \frac{\alpha}{\rho_d} \sqrt{\frac{k_B T_{\text{sub}}}{2\pi \mu m_u}} 10^{B - \frac{A}{T_{\text{sub}}} - \log_{10} T_{\text{sub}}} \quad (19)$$

where we define  $t_{\text{sub}}$  as the time needed to sublimate an entire grain.

This equation relates the sublimation temperature of a grain to its size and to a sublimation timescale. Although determining this timescale without a time-dependent approach is tricky, we will see in Sect. 3.2 that our parametric approach allows to tackle the issue based on simple assumptions. Beforehand we need to extend the sublimation model to the case of multi-material grains.

We recall that our objective is to interpret real observations of individual debris disks. Fitting the spectral and spatial observables of these disks requires to solve accurately a radiative transfer problem and to model the optical properties of the materials at stake. To achieve this, the GRaTeR code handles grains made of multiple (in particular carbonaceous and silicate) materials by considering homogeneous spheres with optical constants obtained by means of an effective medium theory. Porous grains are represented by a compact sphere in which one of the ‘‘materials’’ is vacuum. When one of the material reaches its sublimation temperature, it is automatically replaced by vacuum. This is in

J. Lebreton et al.: The Fomalhaut inner debris disk



**Fig. 1.** Sublimation temperatures of carbon and silicate as a function of grain size with several possible survival timescales, and assuming different porosities for carbonaceous grains or equivalently different volume fractions of silicate. The horizontal dashed lines show the constant  $T_{\text{sub}}$  values often used in past studies.

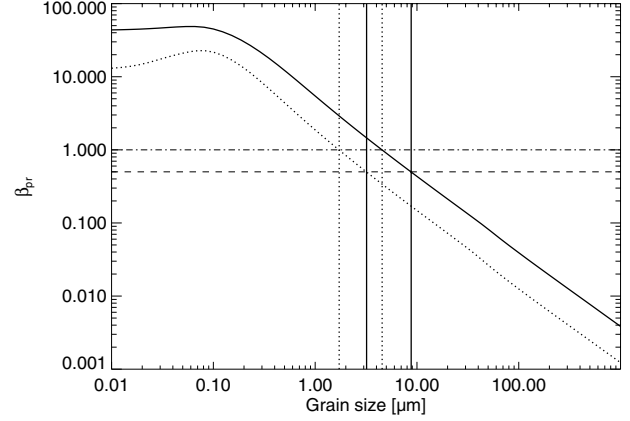
particular the case for the grains that lie very close to the star: then a silicate-carbon mixture becomes a porous carbon grain. This approach proved efficient at reproducing the optical behavior of astronomical dust grains in various situations.

We consider homogeneously distributed mixtures of silicate and carbon characterized by a volume fraction  $v_C/v_{\text{Si}}$ . We anticipate that silicate will sublimate at lower temperatures than carbon whatever the grain size: silicates will have vanished entirely before the carbon starts its sublimation. As a first step the sublimation occurs as if the grains were entirely made of silicates. In a second step, the grains take the form of a carbon matrix filled with cavities. For spheroids, the porosity can be defined as the filling factor of vacuum  $\mathcal{P} = \frac{V_{\text{vacuum}}}{V_{\text{grain}}}$ . We introduce the porosity by correcting the grain density:  $\rho_d(\mathcal{P}) \rightarrow (1 - \mathcal{P})\rho_d$  in Eq. (19) which is then solved using the density of the porous carbonaceous leftover.

Equation (19) is solved using the material properties summarized in Table 1, and the solution is inverted numerically to determine  $T_{\text{sub}}$  as a function of grain size for different timescales. The sublimation curves for pure silicate and carbon-rich grains ( $\mathcal{P} \approx 0$ ) is displayed in Fig. 1, together with that of porous carbonaceous grains mimicking mixtures of Si and C for which Si has sublimated. We observe that porosity tends to increase  $T_{\text{sub}}$ , as do smaller sublimation timescales. These are interpreted respectively as a loss of efficiency in the sublimation process for lower grain densities, and as a consequence of the exposure time. Compared with the usual constant  $T_{\text{sub}}$  approximation, large and small grains have their sublimation temperatures re-evaluated by as much as plus or minus  $\sim 20\%$ .

### 3.2. Timescales

From what precedes, we are able to define a size- and composition-dependent estimate for the sublimation temperature of a dust grain. Figure 1 reveals an important deviation from the constant sublimation temperature. However, we first need to know on which timescale the sublimation has to be considered. One can notice that an order of magnitude error on the timescale estimate will result only in a modest shift in the sublimation curve. Sublimation can be expected to alter the steady-state grain size distribution because it introduces an additional (size-dependent) destruction mechanism; nonetheless we take advantage of the fact that we are using a parametric model and



**Fig. 2.**  $\beta$  ratio of a dust grain as a function of its size in the Fomalhaut environment. A 50–50 carbon-silicate mixture is assumed and depicted by the lower curve while the upper curve considers half porous carbon grains. The vertical and horizontal lines mark the  $\beta = 0.5$  (blowout size for grains released by parent-bodies on initially circular orbits) and  $\beta = 1.0$  (blowout size for any initial orbit) limits, before and after the sublimation of silicates.

we address only the question: how big must a grain be to survive a temperature  $T_{\text{sub}}$  for some time  $t$ .

A grain lifetime is limited by its removal processes. In a debris disk, the main removal process for bound grains is generally destructive collisions, but when the optical depths and/or the dust stellocentric distance is sufficiently small, Poynting-Robertson (PR) drag can become the dominant effect (Wyatt 2005). Unbound grains are placed on hyperbolic orbits and ejected from the system before they are destroyed: their survival timescale can be equated to a “blowout timescale”. Assuming near-circular orbits for the parent-bodies, the limit between bound and unbound grains is set by  $a_{\text{blow}} = a(\beta = 1/2)$  (Fig. 2), where  $\beta$  is the size-dependent ratio of radiation pressure to gravitational forces.

Here we want to determine the *survival timescale* of a grain, in the *sublimation zone* so depending on its size  $a$ . The *sublimation zone* is defined, for each of the materials that the grains are made of, as the interval  $[d_1, d_2]$  between the minimum and maximum sublimation distances (all grain sizes considered) assuming constant sublimation temperature.  $d_1$  is essentially independent of the maximum grain size  $a_{\text{max}}$  because the sublimation distance does not vary with size for grains larger than a few  $\mu\text{m}$  (Fig. 4).

We calculate a preliminary grid of models for each grain composition (with no fine computation of the sublimation temperature), and we identify the grain properties and disk surface density that best fit the observations. This provides an estimate of the vertical optical depths required to calculate the collisional timescale: the mean timescale a barely bound grain ( $\beta \approx 1/2$ ) can survive in a collision-dominated disk:

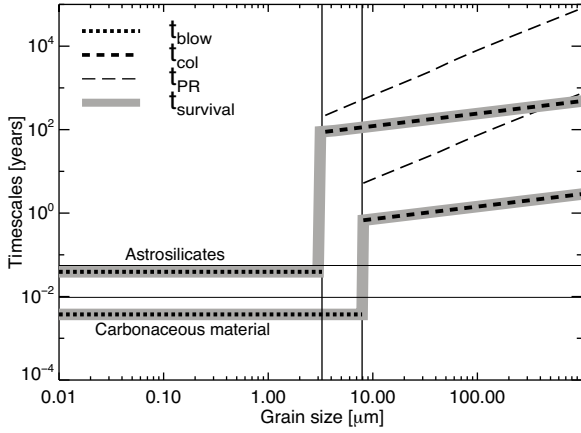
$$t_{\text{col}}^0(a_{\text{blow}}) = \frac{t_{\text{orbit}}}{2\pi\tau_{\perp}^{\text{geo}}} \quad (20)$$

with  $t_{\text{orbit}}$  the orbital period and  $\tau_{\perp}^{\text{geo}}$  the vertical geometrical optical depth at distance  $d_1$ , a distance representative of the sublimation distance of bound grains.

For larger grains, the collision timescale is scaled with size as (Thébaud & Augereau 2007)

$$t_{\text{col}}(a) = t_{\text{col}}^0 \left( \frac{a}{a_{\text{blow}}} \right)^{0.3} \quad (21)$$

A&amp;A 555, A146 (2013)



**Fig. 3.** Examples of survival timescales against collisions, PR drag and radiation pressure blowout calculated for an exemplary grain composition ( $v_C = v_{Si}$  for silicate,  $\mathcal{P} = 50\%$  for carbonaceous material). For each effect, the upper curve corresponds to silicate and the lower curve to carbon, each in its sublimation zone and for the disk properties derived from preliminary modeling. The horizontal black lines give the orbital periods for reference. The vertical lines mark the blowout size before (*left*) and after (*right*) silicate sublimates.

where  $t_{col}$  depends on the sublimation zone of a given material and on the assumed surface density profile.

We define the PR drag timescale as the time needed for bound grains to spiral from the outer edge of the sublimation zone, to the inner edge of the sublimation zone (Wyatt 2005)

$$t_{PR}(a) = 400 \beta(a) \frac{(d_2 - d_1)^2}{M_*}. \quad (22)$$

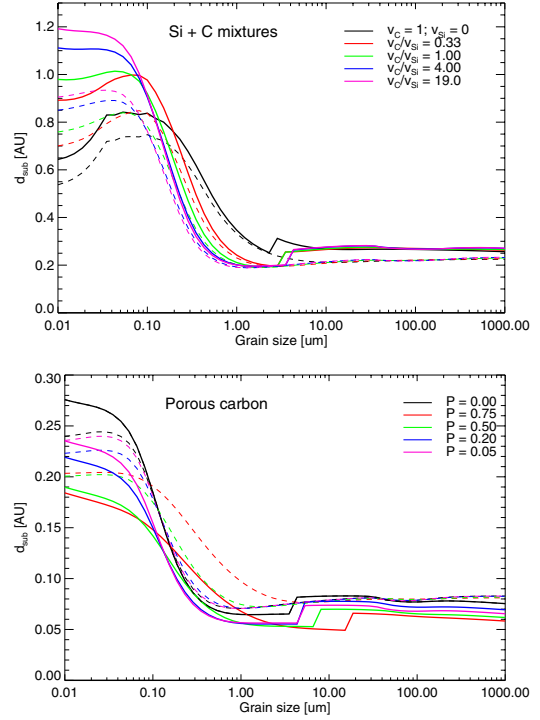
As soon as they are produced, unbound grains ( $\beta > 1/2$ ) are placed onto hyperbolic orbits, they are ejected from the sublimation zone and eventually from the field of view. In the sublimation zone, the hyperbolic orbit is approximated by rectilinear uniform motion; we assume the grains are produced at the inner edge of the sublimation zone  $d_1$  with initial velocity  $v_{Kep}(d_1)$ . A grain will travel typically a distance between  $\sqrt{d_2^2 - d_1^2}$  ( $\beta(a) = 1$ ) and  $d_2 - d_1$  ( $\beta \gg 1/2$ ). An estimate of the blowout timescale is given by the average between these two extremes (see Eq. (31) and Appendix A for a more general estimate)

$$t_{blow} = \frac{1}{2} \left[ \frac{(d_2^2 - d_1^2)^{0.5}}{v_{Kep}} + \frac{d_2 - d_1}{v_{Kep}} \right]. \quad (23)$$

Eventually, the sublimation timescale is equaled to the survival timescale, namely the longest time a grain can be exposed to sublimation, according to

$$t_{sub}(a) = \begin{cases} \min(t_{col}(a), t_{PR}(a)), & \text{for } a > a_{blow} \\ t_{blow}, & \text{for } a \leq a_{blow}. \end{cases} \quad (24)$$

A representative example for Fomalhaut is shown in Fig. 3. The properties of the silicate population and of the carbon population described in details in Sect. 4 have been assumed.  $t_{sub}(C)$  is always smaller than  $t_{sub}(Si)$  because of the respective locations of the two grain populations. The sharp discontinuity between the survival timescale of bound and unbound grains translates into a big jump in the sublimation temperatures and then the distances at the blowout limit. We stress that Fig. 3 only illustrates the survival time in the sublimation zone, it should not be used to find the dominant mechanism in the entire dust disk.



**Fig. 4.** Sublimation distances of silicate (*top panel*) and carbonaceous material (*bottom panel*) in composite grains (C+Si or C+vacuum respectively) as a function of grain size in the Fomalhaut environment, with either a constant (dashed line) or a size-dependent (solid line) sublimation temperature. Relevant disk properties obtained from preliminary modeling are used (Sect. 4). Size-dependent sublimation temperatures are a function of the size-dependent survival timescales shown in Fig. 3 causing jumps at the material-dependent blowout limit.

### 3.3. Sublimation distances

The GRaTeR code handles the optical properties of various materials. Broad-band spectra and excesses attributed to warm circumstellar dust disks are well matched using materials of the silicate family or carbonaceous materials. For each of them, we use respectively the thermodynamical quantities associated to amorphous olivine ( $MgFeSiO_4$ ) and graphite (C). They are indicated in Table 1.

After equaling the sublimation timescale to a timescale relevant for each grain (Sect. 3.2), we calculate the thermal equilibrium using the usual formula (Eq. (4)). This provides the size dependent-sublimation distance presented in Fig. 4 for a few representative material mixtures. The overall shape of the curves is dictated by the thermal equilibrium distances. The net effect of the new model is generally an alteration of the sublimation distances of the small ( $< 10 \mu m$ ) grains, depending on the timescales used for each model. The inner edge of the sublimation is close to 0.2 AU for silicate, 0.05 AU for carbon, while their outer edge lies respectively at 0.7–1.2 AU, 0.18–0.25 AU respectively.

### 3.4. Sublimation model: summary

We presented an innovative model that is used to calculate size-dependent sublimation distances of dust grains depending on their compositions, porosities and survival timescales. The method can be summarized as follows

1. A preliminary grid of models is adjusted to the data assuming fixed sublimation temperatures and solving the



size-dependent equilibrium temperatures. This provides estimates of the dust disk location and density (Paper II).

2. Size-dependent survival timescales are estimated by searching for the most efficient effect between destructive collisions, PR drag and photo-gravitational blowout (Fig. 3).
3. Size-dependent sublimation temperatures are calculated from the kinetic theory of gases and thermodynamics as a function of the timescale for when a grain is exposed to sublimation (Fig. 1).
4. This sublimation timescale is equated to the survival timescale for each grain yielding a size-dependent sublimation temperature that accounts for each grain specific dynamical regime. In particular, this causes a discontinuity at the blowout limit (Fig. 2).
5. Finally, size-dependent sublimation distances are re-evaluated by solving the equilibrium distance of each grain knowing its specific sublimation temperature (Eq. (4)).

## 4. Application and results

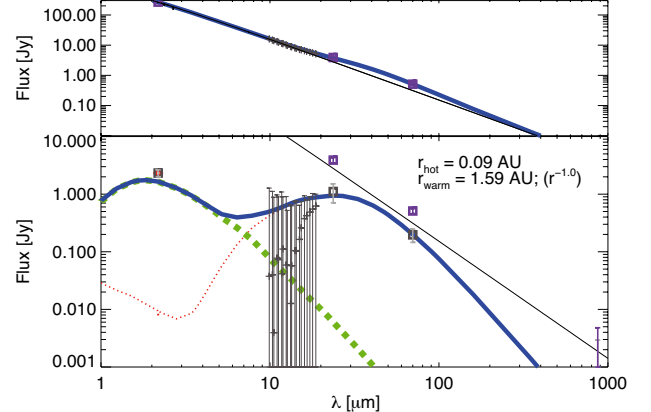
### 4.1. Observational constraints and star properties

The model presented above is now confronted with the observations of Fomalhaut already presented in Table 3 of Paper II. Preliminary analysis of the near-infrared VLT/VINCI excess, of mid-infrared KIN null excesses, complemented by (low accuracy) spectrophotometric data, suggested the coexistence of two populations of dust in the Fomalhaut environment located within the field of view of the interferometers ( $\sim 4$  AU and  $\sim 2$  AU HWHM for FLUOR and KIN respectively). This architecture is imposed by the high level of the K-band excess with respect to  $N$ -band, and the inversion of the null excess slopes upon  $\sim 10 \mu\text{m}$ , with a rising profile toward the longer wavelengths. Stark et al. (2009) observed a similar break around  $10 \mu\text{m}$  in the Keck null depths of 51 Ophiuchus. They were only able to reproduce it with a double-population of dust grains, however with much larger spatial scales due to the distance of the star. In Paper II, the two dust populations of Fomalhaut were adjusted separately and the model suffered from an inaccurate prescription for the sublimation distances. In the present study we propose a self-consistent modeling of the exozodi and we characterize precisely the properties of the emitting grains and their location. We assume the disk position angle and inclination to equal those of the cold ring ( $i = 65.6^\circ$ ,  $\text{PA} = 156^\circ$ ). A NextGen photosphere (Hauschildt et al. 1999) is scaled to the  $V$  magnitude of Fomalhaut ( $m_V = 1.2$  mag) in order to model the total flux received by the grains. It also serves to estimate the excesses attributable to the disk in the photometric data. The interferometric observables on the other hand are independent from the chosen star spectrum.

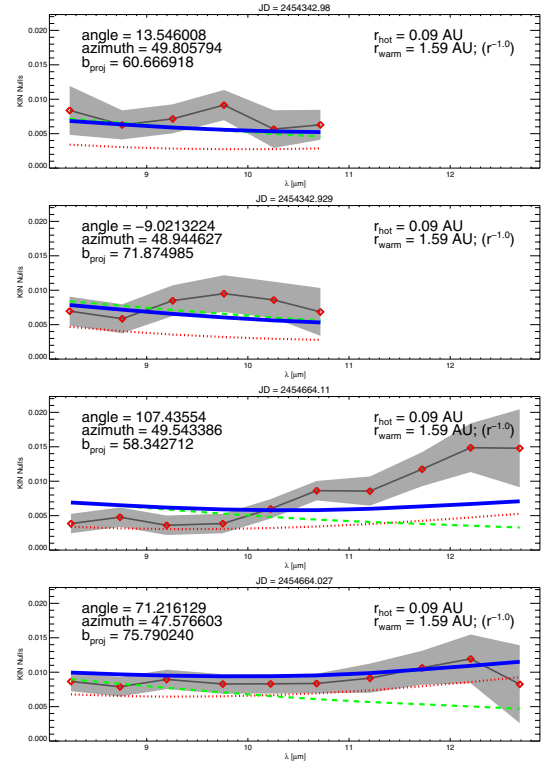
### 4.2. Data and modeling strategy

We adopt a strategy in which we fit (1) the “hot dust ring” ( $\leq 0.4$  AU) probed by the shortest wavelengths data, using the same data subset as Paper II (most importantly the VINCI  $2.18 \mu\text{m}$  excess), and then (2) the “warm dust belt” probed by the KIN nulls from 8 to  $13 \mu\text{m}$  and mid- to far-infrared photometric measurements of the warm “on-star” excess (Figs. 5 and 6).

These photometric measurements are derived from unresolved observations of the inner Fomalhaut debris disk, well differentiated from the contribution of the cold belt by



**Fig. 5.** Measured spectral energy distribution, and SED of the best-fitting double-dust belt model (green: hot ring, red: warm belt, blue: total). *Top panel:* global SED including a NextGen photosphere model (solid black line), *bottom panel:* circumstellar excess emission. From left to right, thick squares denote the VLT/VINCI  $2.18 \mu\text{m}$  excess, MIPS  $24 \mu\text{m}$  and *Herschel*/PACS  $70 \mu\text{m}$  photometry with  $1\sigma$  error bars. *Spitzer*/IRS spectrum (grey crosses, not fitted) and ALMA  $870 \mu\text{m}$  photometry (purple cross) are shown as  $3\sigma$  upper limits.



**Fig. 6.** Measured KIN excess null depths and nulls of the best-fitting double-dust belt model (green: hot ring, red: warm belt, blue: total) for the four data subsets. The grey regions denote the  $1\sigma$  confidence intervals on the data.

*Spitzer*/MIPS at  $23.68 \mu\text{m}$  ( $F_{24} = 3.90 \pm 0.40$  Jy, Stapelfeldt et al. 2004), *Herschel*/PACS at  $70 \mu\text{m}$  ( $F_{70} = 0.51 \pm 0.05$  Jy, Acke et al. 2012) and ALMA at  $870 \mu\text{m}$  (taken as a  $3\sigma$  upper limit:  $F_{850} < 4.8$  mJy, Boley et al. 2012); their spatial location is constrained by the instruments point spread functions/beam to be smaller than  $\sim 20$  AU. Additional *Spitzer*-IRS spectroscopic data is available: a small excess emission ( $\leq 1$  Jy) shortward of  $30 \mu\text{m}$

**Table 2.** Properties of the Fomalhaut exozodiacal disk derived from the fit to the data.

Properties	Hot ring		Warm belt	
	<i>Approach 1</i>	<i>Approach 2</i>	<i>Approach 1</i>	<i>Approach 2</i>
Density peak $r_0$ [AU]	0.09* (0.23 <sup>1</sup> )	0.09* (0.23 <sup>1</sup> )	<b>1.59</b> [1.62, 2.43]	<b>2.52</b> [1.54, 2.15]
Inner density slope $\alpha_{in}$	+10*	+10*	+10*	<b>+3</b> [+2.99, +7.52]
Outer density slope $\alpha_{out}$	-6*	-6*	<b>-1.0</b> [-3.62, -0.60]	-1.5*
Mass up to 1 mm [ $M_{\oplus}$ ]	<b><math>2.5 \times 10^{-10}</math></b>	<b><math>2.6 \times 10^{-10}</math></b>	<b><math>2.86 \times 10^{-6}</math></b> [ $6.12 \times 10^{-7}$ , $9.53 \times 10^{-5}$ ]	<b><math>1.87 \times 10^{-6}</math></b> [ $1.14 \times 10^{-6}$ , $7.81 \times 10^{-5}$ ]
Maximum surface density [ $\text{cm}^{-2}$ ]	$7.24 \times 10^{11}$	$7.46 \times 10^{11}$	110	66.6
Maximum V-band optical depth $\tau_{\perp}^3$	<b><math>2.2 \times 10^{-3}</math></b>	<b><math>2.3 \times 10^{-3}</math></b>	<b><math>9.8 \times 10^{-5}</math></b>	<b><math>1.2 \times 10^{-4}</math></b>
Fractional luminosity $L_D/L_{\star}$	$5.89 \times 10^{-3}$	$5.71 \times 10^{-3}$	$5.04 \times 10^{-4}$	$6.09 \times 10^{-4}$
Composition	C	C	Si+C	Si+C
Minimum grain size [ $\mu\text{m}$ ]	0.01	0.01	<b>3.51</b> [1.37, 56.1]	<b>2.31</b> [0.99, 57.2]
Grain size slope	-6	-6	<b>-4.8</b> [-6.0, -3.8]	<b>-4.06</b> [-6.0, -3.7]
Typical temperatures [K] <sup>2</sup>	[2000, 2200]	[2000, 2200]	[403, 464]	[326, 364]
$\chi^2$ (d.o.f. = 30)	-	-	46.9	47.9

**Notes.** *Approach 1* labels the model with free outer slope, *approach 2* that with free inner slope. Numbers in bold are the parameters of the smallest  $\chi^2$  fits, while the intervals give the  $1\sigma$  confidence intervals from the Bayesian analysis. The <sup>(\*)</sup> exponent marks the fixed parameters. <sup>(1)</sup> Approximate density peak position of the *smallest* grains (they vanish below that distance). <sup>(2)</sup> Give range of temperatures at  $r_0$  from the smallest to 1 mm grains. For the hot ring, the temperature of the smallest grains is given at their sublimation distance. <sup>(3)</sup> The optical depth is directly proportional to the dust mass and therefore constitute another definition to this free parameter (given in V-band by convention).

is reported by Su et al. (2013). Due to large calibration uncertainties in the absolute photometry ( $\sim 10\%$ ) compared with the interferometric measurements, we do not attempt to fit this spectrum. The IRS spectrophotometry is represented with  $3\sigma$  upper limits in Fig. 5 to verify the compatibility of the model at these wavelengths.

The GRaTeR code is used to adjust the dataset in several steps. We point out that all the results presented below correspond to thermal emission by the dust and that the scattering of the stellar spectra by the grains is always negligible (although systematically calculated).

As a first step, we assess the hot population, assumed to be composed of compact carbonaceous grains, because they are very small and lie within the silicate sublimation zone (Paper II). We adopt the same grid of models as the one presented in Table 4 of Paper II, yielding  $\sim 200\,000$  models for 5 free parameters: the minimum grain size  $a_{min}$ , the slope of the size distribution  $\kappa$ , the surface density peak  $r_0$ , outer slope  $\alpha_{out}$  and the total disk mass  $M_{dust}$  (with the maximum grain size fixed to 1 mm). The inner density slope is assumed to be steep ( $\alpha_{in} = +10$ ) – but this has no impact as this region is within the sublimation radii of carbons as we will see.

As a second step we focus on the disk's warm component and take advantage of the linearity of the data that allows us to sum the contributions from the two components. Using the same parameter space, we adjust simultaneously 6 free parameters: the mass, geometry and disk properties of the warm component and the mass of the hot component (modeled in step 1) to the 36 measurements composing the full dataset (VINCI, KIN, MIPS, PACS, ALMA). The warm ring is made of a 50–50 mixture of astronomical silicates and carbonaceous material characteristic of the material properties commonly inferred from debris

disks and solar system asteroids studies. We do not vary this parameter as it is found to be essentially unconstrained by the observations in the previous study.

Two approaches are used. In the first approach, the outer slope of the density profile is taken as a free parameter, and the inner slope is assumed to be very steep (fixed to +10). In the second approach, the outer slope is fixed to  $-1.5$  – close to the best-fit for the first approach and consistent with the profile expected for a collisional equilibrium under the effect of size-dependent radiation pressure (Thébaud & Wu 2008) – and we vary the inner slope  $\alpha_{in}$ .

A  $\chi^2$  minimization is performed as well as a Bayesian statistical analysis to measure the likelihood of the model parameters. The best-fitting parameters and Bayesian estimates discussed in this section are summarized in Table 2 and the resulting models are shown in Figs. 5 and 6. Probability curves are shown in Appendix B.

#### 4.3. The hot population

As expected, the hot component is mostly constrained by the near-infrared data and best explained by a very narrow ring of  $\geq 10$  nm refractive grains, with a density profile peak matching the sublimation distance of carbons ( $r_0 = 0.09$  AU), where only the largest grains survive. The best model ( $\chi_r^2 = 1.4$  with 20 degrees of freedom, d.o.f.) is found for a minimum grain size matching the smallest values of the parameter space ( $a_{min} = 10$  nm,  $\kappa = -6$ ), although the Bayesian analysis favors  $a_{min} = 20$  nm. In fact, the exact properties of this ring have little impact on the resulting SED, as long as the grain size-dependent temperatures and total mass are consistent with the K-band excess. The slopes of the density profile and of the size distribution

J. Lebreton et al.: The Fomalhaut inner debris disk

are qualitatively very steep but their exact values are not well identified due to the strong dependence of temperature with distance and grain size. However, the data also carries *spatial* information. In particular the dust must be confined within the (Gaussian) field-of-view of the VLTI *and* it must not let too much emission through the complex KIN transmission map in the mid-infrared. Grains larger than  $\sim \lambda/2\pi \approx 0.3 \mu\text{m}$  are also inefficient emitters in the *K*-band, and due to the single power law used, very small grains can become dominant. For these reasons and despite the modeling degeneracy between grain size and disk location, the minimum grain size cannot exceed a few  $\sim 10$  nm. For instance, the best model found with  $a_{\text{min}} = 1 \mu\text{m}$  has a  $\chi_r^2$  of 2.9. This result is reminiscent of what was found by DeFrère et al. (2011a) who show that the exozodi of Vega must be composed of grain much smaller than  $1 \mu\text{m}$  based on multiwavelengths constraints in the near-IR. We use  $a_{\text{min}} = 10$  nm as a working assumption for the rest of the study although what really matters is to determine which of the grains are the emitters.

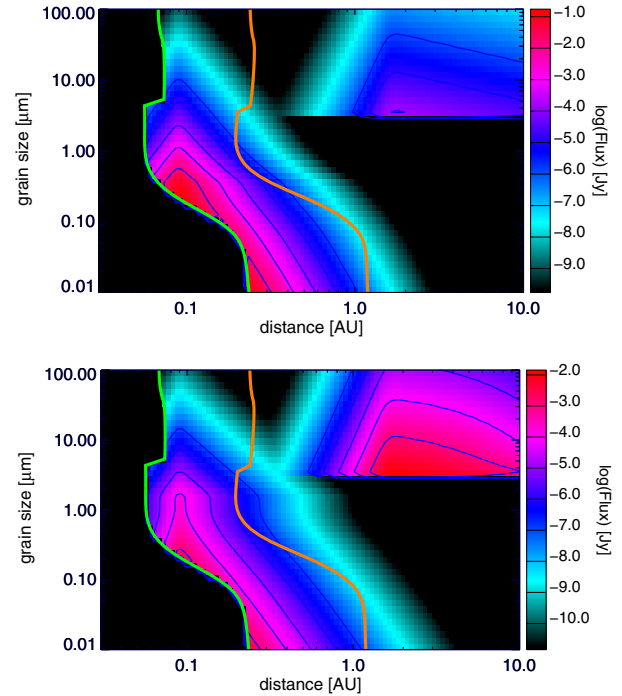
In the inner solar system, the dust probed by the NASA's deep Impact mission likely consists of  $\sim 20 \mu\text{m}$ -sized highly porous dust aggregates (e.g. Kobayashi et al. 2013). The hot exozodi of Fomalhaut rather consists of nanometer to submicrometer grains that we interpret as the elemental monomers produced after the break-up of larger dust particles. As demonstrated in Paper II (Fig. 6 and Table 5), models with higher porosity provide less good fit to the data. For instance, setting the porosity to 85% yields a smallest  $\chi_r^2$  of 1.8 for  $a_{\text{min}} = 1.5 \mu\text{m}$ . A large amount of sensitive measurements would be needed to go beyond this solid carbon grain model (see e.g. Lebreton et al. 2012).

The new sublimation prescription provides a more reliable estimate of the dust location with respect to the constant sublimation temperature assumption (Fig. 7). With  $\alpha_{\text{out}} = -6$  (i.e. a very narrow ring), the sublimation distance of  $0.01 \mu\text{m}$  grains is  $0.235 \text{ AU}$  ( $\approx d_2$ ); for these grains the emission falls down to 10% of the peak flux at  $0.34 \text{ AU}$ . Grains larger than  $a_{\text{min}}$ , in particular those in the range  $0.1\text{--}0.5 \mu\text{m}$  that lie close to  $d_1$  contribute to thermal emission in similar proportions compared with  $10 \text{ nm}$  grains. Thus, independent from our choices for the parameter space limits, the emission is by far dominated by unbound grains and a robust result is that this hot exozodi is composed of grains smaller than  $\sim 0.5 \mu\text{m}$ . The dust mass is dominated by the smallest grains, due to  $\kappa < -4$ . We would like to stress that forcing the material sublimation temperatures to higher values would not yield better fit to the data as it would only move the peak emission toward even shorter wavelengths (Table 2, Fig. 5). In the following, we adopt the above parameters for the hot ring and keep the total dust mass as the single free parameter for this component (Table 2).

#### 4.4. The warm population

With the first approach (variable outer slope, fixed inner slope), the analysis indicates that the mid- to far-infrared data is best fitted by a dust belt peaking at  $r_0 = 1.6 \text{ AU}$  and declining slowly as  $r^{-1}$ . The minimum size is close to the blowout limit ( $a_{\text{blow}} = 8.8 \mu\text{m}$ ), in a rather steep distribution ( $\kappa < -3.8$ ), yielding a reduced  $\chi^2$  of 1.56 (with 30 d.o.f.). These properties are consistent with the theoretical expectations that the warm population is produced through a collisional cascade in a parent-body belt, although the steep distribution might be more indicative of a recent catastrophic collision than a steady-state debris disk.

Interestingly, the second approach (fixed outer slope, variable inner slope) yields similar results to those of the first one,



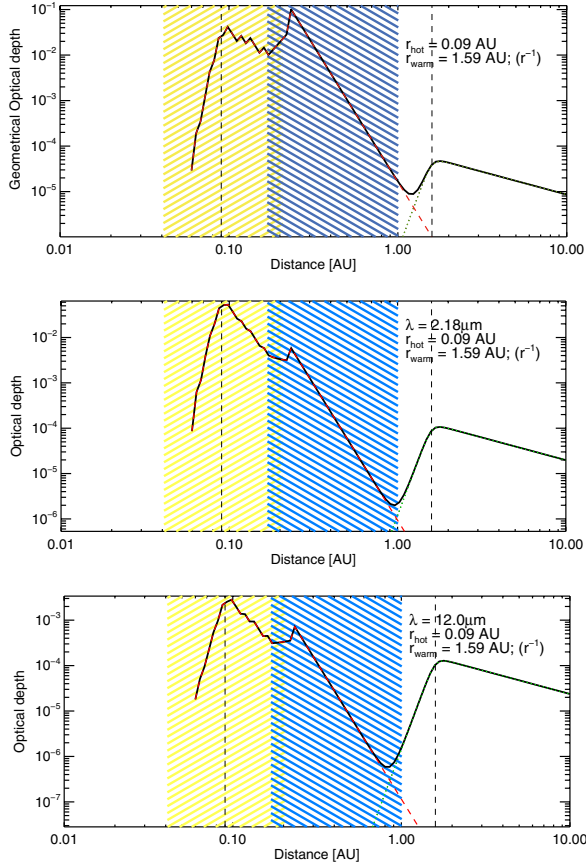
**Fig. 7.** Maps showing the absolute distribution of flux as a function of distance from the star and grain size. *Top panel:*  $\lambda = 2.18 \mu\text{m}$ , *bottom panel:*  $\lambda = 12.0 \mu\text{m}$ . The orange and green lines mark the sublimation distances of silicate and carbon grains respectively.

except that a second family of solutions arises, with very small grains located at the outer edge of the range of explored peak radii. Nonetheless this solution can be excluded based on the absence of silicate features in the *Spitzer*/IRS spectrum that would be created by such tiny silicate grains. We add prior information in the Bayesian analysis to reject solutions with  $a_{\text{min}} < a_{\text{blow}}/10$  (Appendix B.2) and find a best reduced  $\chi^2$  of 1.60. Due to the different geometrical profile assumed, the peak radius is found to lie further out, at  $\sim 2.5 \text{ AU}$ . The inner ring is not as steep as previously assumed ( $\alpha_{\text{in}} = +3$ ), which is suggestive of an inward transport of material by Poynting-Robertson drag mitigated by destructive collisions (see for example Löhne et al. 2012).

#### 4.5. modeling summary

Figure 5 shows an excellent fit to the spectral energy distribution. The near-infrared excess is almost solely produced by the hot ring at the sublimation distance. The warm belt at  $2 \text{ AU}$  is sufficient to explain the measured SED from mid- to far-infrared wavelengths and it is compatible with the *Spitzer*/IRS excesses. Furthermore the null excesses are mostly produced by the hot component below  $\sim 10 \mu\text{m}$  in the 2007 configuration, but their rising profiles at longer wavelengths requires the contribution from the warm component. All the model excesses are compatible with the measurements within  $\sim 1\sigma$  except for the short equivalent baseline in the 2008 sample that is underpredicted by  $\sim 2\sigma$  upon  $11 \mu\text{m}$ . A possible interpretation would be the existence of an azimuthal asymmetry in the disk. Overall the warm ring is much more massive than the hot ring with respective values of  $\sim 2 \times 10^{-6} M_{\oplus}$  and  $\sim 2.5 \times 10^{-10} M_{\oplus}$  in grains smaller than  $1 \text{ mm}$ , but the hot ring is significantly brighter (Fig. 7) due not only to its high temperature, but also to the nature of its constituent grains. The tiny grains that the hot ring is made of





**Fig. 8.** Radial profiles for the best-fitting double-ring model (approach 1. Red: hot ring; green: warm belt): geometrical vertical depth profiles (*top panel*), optical depth profiles at  $\lambda = 2.18 \mu\text{m}$  (*middle panel*) and  $\lambda = 12 \mu\text{m}$  (*bottom panel*). The dashed regions represent the sublimation zones of silicates (blue region) and carbons (yellow). The effect of size-dependent sublimation is evidenced by the ragged profile of the hot ring optical depth. A logarithmic sampling is used with 56 sizes ranging from 0.01 to 1000  $\mu\text{m}$ .

constitute a much larger effective cross-section than an equivalent mass of material concentrated in large grains. The resulting profiles are illustrated in Fig. 8 that shows the geometrical vertical optical depth and effective vertical optical depths at two representative wavelengths.

In summary, the hot ring at a fraction of AU consists essentially in grains that seem to contradict the dynamical/collisional theoretical constraints ( $a \ll a_{\text{blow}}$ ,  $\kappa \leq -5.0$ , steep density profile). The “warm belt” at about 2 AU seems compatible with the “classical” debris disk picture ( $a_{\text{min}}$ ,  $\kappa$  and  $\alpha_{\text{out}}$  are compatible with blowout of small grains and a collisional size distribution).

## 5. Origin of the dust

In this section, we test several mechanisms as possible explanations for the peculiar morphology suggested by the modeling results. First, we discuss the viability of parent belts at the locations of the hot ring and the warm belt (Sect. 5.1). Subsequently, we review possible replenishing mechanisms for the warm belt (Sect. 5.2), and test whether the pile-up of dust in the sublimation zone can explain the hot ring (Sect. 5.3). In Sect. 5.4, we examine whether the observed population of unbound grains can be produced by the disruption of larger bodies due to sublimation. Finally, we investigate the role of gas in retaining the small

grains in the hot ring by slowing down both their blowout and sublimation (Sect. 5.5). A short summary of our findings is presented in Sect. 5.6.

To compare theory with observation, we approximate the fractional luminosity of dust at radial distance  $r$  as the fraction of the star covered by dust at that location:

$$\frac{L_{\text{D}}}{L_{\star}}(r) \approx \frac{\sigma_{\text{D}}(r)}{4\pi r^2}. \quad (25)$$

Here,  $\sigma_{\text{D}}(r)$  is the collective cross section of the dust at radial distance  $r$ . When the excess flux can be assumed to be entirely due to spherical grains of a single size  $a$  (and hence with a mass of  $m = 4\pi\rho_{\text{d}}a^3/3$ ), the fractional luminosity is related to the total dust mass according to

$$\frac{L_{\text{D}}}{L_{\star}}(r) \approx \frac{3M_{\text{D}}}{16\pi\rho_{\text{d}}ar^2}. \quad (26)$$

### 5.1. In-situ dust production through a collisional cascade?

Excess infrared emission from debris disks is normally interpreted as thermal emission from dust produced through mutual collisions between larger bodies in a planetesimal belt. Therefore, we first test whether the observed NIR excess can be explained by the production of small dust grains by asteroid belts at the locations of the hot ring and the warm belt.

In steady-state collisional evolution, a planetesimal belt at a given radial distance from the star can only contain a maximum amount of mass at any given time, because more massive belts process their material faster (Dominik & Decin 2003; Wyatt et al. 2007a). Assuming that the size distribution follows the classical Dohnanyi (1969) power law ( $\kappa = -3.5$ , valid if the critical specific energy for dispersal  $Q_{\text{D}}^*$  is independent of particle size) at all sizes, and extends down to the blowout size, the mass corresponds to a maximum fractional luminosity of (Wyatt et al. 2007a)

$$\begin{aligned} \max \left[ \frac{L_{\text{D}}}{L_{\star}} \right] &= 7.0 \times 10^{-9} \left( \frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{7/3} \\ &\times \left( \frac{dr/r}{0.5} \right) \left( \frac{a_{\text{c}}}{30 \text{ km}} \right)^{0.5} \left( \frac{Q_{\text{D}}^*}{150 \text{ J kg}^{-1}} \right)^{5/6} \left( \frac{e}{0.05} \right)^{-5/3} \\ &\times \left( \frac{M_{\star}}{1.92 M_{\odot}} \right)^{-5/6} \left( \frac{L_{\star}}{16.63 L_{\odot}} \right)^{-5/6} \left( \frac{t_{\text{age}}}{440 \text{ Myr}} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (27)$$

Here, we inserted fiducial values for the relative width of the planetesimal belt  $dr/r$ , the radius of the largest bodies  $a_{\text{c}}$ , the critical specific energy for dispersal  $Q_{\text{D}}^*$ , and the mean planetesimal eccentricity  $e^4$ . For the stellar mass  $M_{\star}$ , the stellar luminosity  $L_{\star}$ , and the age of the system  $t_{\text{age}}$ , we used the parameters of Fomalhaut found by Mamajek (2012). Cratering collisions, which have a specific energy lower than  $Q_{\text{D}}^*$ , lead to an increased erosion of large bodies, and therefore a faster processing of the available material, and a lower maximum fractional luminosity at any given age. However, they are not accounted for in the model of Wyatt et al. (2007a). Including cratering collisions would lower the numerical factor in Eq. (27) by about a factor 4 to 5 (Kobayashi & Tanaka 2010). Our choice of  $Q_{\text{D}}^* = 150 \text{ J kg}^{-1}$  can be seen as a conservative estimate.

<sup>4</sup> These values were found to give a good fit to debris disks around a sample of A stars (Wyatt et al. 2007b), and can be used as first order estimates for these poorly constrained parameters in the case of exozodiacal dust.

Evaluating Eq. (27) at the radial locations of the hot ring ( $r \approx 0.25$  AU) and the warm belt ( $r \approx 2$  AU), gives maximum fractional luminosities of  $2.7 \times 10^{-10}$  and  $3.5 \times 10^{-8}$ , respectively. We note that the modeling results indicate steeper size distributions ( $\kappa < -4.0$ ) for both components, which would yield much higher maximum fractional luminosities (using Eq. (16) of Wyatt et al. 2007a). However, the observations only probe the lower end of the size distribution, and it is unlikely that the steep power law extends all the way to parent body sizes. In contrast, the size distribution is expected to be shallower at large sizes, where the strengthening of bodies due to self-gravity becomes important. Furthermore, the theoretical  $\kappa = -3.5$  is confirmed observationally for km-sized objects in the solar system's asteroid belt (Dohnanyi 1969). In a more thorough discussion of the stringency of the maximum fractional luminosity, Wyatt et al. (2007a) find that by pushing the parameters, the fractional luminosity can be made to exceed the maximum given by Eq. (27) by a factor 100 at most. Since the fractional luminosities derived from modeling the interferometric data (Table 2) are more than two orders of magnitude higher than the maximum ones, we conclude that neither of the two components can be explained by in-situ asteroid belts that have been in collisional equilibrium for the age of the system.

## 5.2. Replenishing the warm belt

If the warm belt is in steady state (and not a transient phenomenon), some mechanism must operate to replenish the observed dust, other than an in-situ collisional cascade. A possible source of the material is the outer cold belt at about 140 AU. We now proceed to estimate the rate at which the dust needs to be replenished, and then examine whether PR drag from the cold belt is capable of providing this mass flux.

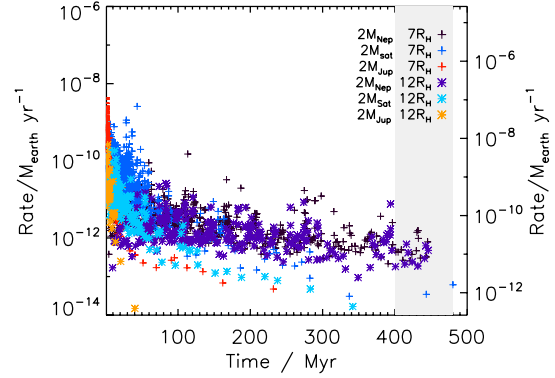
The warm belt is found to have a relatively steep size distribution ( $\kappa < -4.0$ ), and therefore its total dust mass is dominated by the smallest grains present. In the warm belt these are particles close to the blowout size, which are destroyed by collisions on a timescale of several thousands of years (Eq. (21)). With a dust mass of a few times  $10^{-6} M_{\oplus}$ , the mass flux through the warm belt must be of the order of  $10^{-9} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$ .

PR drag can only supply a limited amount of material, since grains undergo mutual collisions as they migrate inwards, and the fragments produced in these collisions can be blown out. This was demonstrated by Wyatt (2005), using a model that assumes a single particle size, fully destructive collisions, and circular orbits<sup>5</sup>. Based on this model, we can estimate the collision-limited PR drag mass flux from a dust source located at  $r_{\text{source}}$  inward to a radial distance  $r$ , which is

$$\max[\dot{M}_{\text{PR}}(r)] = \frac{L_{\star} \sqrt{GM_{\star}} \beta Q_{\text{pr}}}{2c^3 (\sqrt{r_{\text{source}}} - \sqrt{r})}. \quad (28)$$

Here,  $L_{\star}$  is the stellar luminosity,  $G$  is the gravitational constant,  $M_{\star}$  is the stellar mass,  $Q_{\text{pr}}$  is the wavelength-averaged radiation pressure coefficient,  $c$  is the speed of light. A detailed derivation of this equation will be presented by R. van Lieshout et al. (in prep.). This maximum is independent of the amount of material at the dust source. Also, its dependence on grain properties is through  $Q_{\text{pr}}$  and  $\beta$ , for which we know  $0 < Q_{\text{pr}} < 2$ , and  $\beta < 0.5$  for dust released from large ( $\beta \approx 0$ ) parent bodies on circular orbits.

<sup>5</sup> The model of Wyatt (2005) ignores stellar wind drag, but this process is not expected to be important for Fomalhaut and other A stars, because their mass loss rates are predicted to be very low.



**Fig. 9.** Steady-state time evolution of the rate at which material is scattered inward of 2 AU through planet scattering, in Earth masses per year; left axis:  $M_{\text{outer}} = 4 M_{\oplus}$ , right axis:  $M_{\text{outer}} = 105 M_{\oplus}$ . Several compact planetary configurations are tested with with 7 or 12 equal mass (2 Jupiter- 2 Neptune- or 2 Saturne-mass planets), equally spaced by 7 or 12 Hill-radii. The grey area represents the estimated age of Fomalhaut.

We evaluate Eq. (28) at the location of the warm belt ( $r \approx 2$  AU), using  $r_{\text{source}} = 140$  AU, the stellar parameters of Fomalhaut,  $Q_{\text{pr}} = 1.0$ , and  $\beta = 0.5$ . The  $\beta$  ratio is that of the smallest bound grains, which are dragged in the most efficiently, and can therefore provide the highest mass flux. The resulting maximum mass flux is about  $1.2 \times 10^{-12} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$ , which is several orders of magnitude smaller than the mass flux required to maintain the warm belt. This indicates that PR drag is not the main replenishing mechanism for the warm belt.

Another possible mechanism for transporting material from the outer cold belt to the warm belt is the inward scattering of small bodies by planets (Bonsor & Wyatt 2012; Bonsor et al. 2012). The outer belt mass is constrained to be between  $4 M_{\oplus}$  (Boley et al. 2012) and  $110 M_{\oplus}$  (Acke et al. 2012) and the star age is  $440 \pm 40$  Myr (Mamajek 2012). If a chain of planets were to orbit between the cold and warm belts, these planets could scatter small bodies inwards, in essence resupplying the warm and hot belt with material. Bonsor et al. (2012) used  $N$ -body simulations to investigate this scattering process and determined a maximum flux of scattered particles as a function of time. This maximum occurs if a chain of tightly packed, low mass planets, were to orbit between the belts. Here, we apply these models to the case of Fomalhaut, scaling the simulations to account for the stellar mass of  $2.1 M_{\odot}$  and the inner edge of the outer belt at 133 AU. The results are shown in Fig. 9. The important information given by this plot is the maximum possible rate at which material can be scattered inwards, given by the upper envelope of the scattered points. By assuming that the material is efficiently converted to small dust, this also gives us the maximum rate at which the observed small dust in the hot and warm belts could be resupplied. This process could potentially provide a mass flux of up to  $5 \times 10^{-11} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$  continuously for the age of the system, which is still not sufficient to compensate the collision rate ( $4 \times 10^{-10} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$ ). This value is very much a maximum mass flux, as it was calculated using the planet configuration that is the most efficient at scattering material inwards and it assumes that the scattered objects are entirely disrupted upon entering the inner regions of the Fomalhaut planetary system.

## 5.3. Accumulation of sublimating dust grains?

For the hot ring, the radial distribution of dust exhibits a strong peak in surface density in the carbon sublimation zone, with

much lower levels of dust further out (see Fig. 8). This spatial profile suggests the existence of a mechanism to confine the carbonaceous dust in the sublimation zone.

Kobayashi et al. (2009) predicted that the dual effect of PR drag and radiation pressure blowout can result in an accumulation of grains around the sublimation radius. In the following we briefly explain the pile-up mechanism in terms of the three stages identified by Kobayashi et al. (2009). (1) Initially, the grains are far away from the star, and sublimation is negligible. The grains spiral inward due to PR drag and gradually heat up as they come closer to the star. (2) As the dust temperature approaches the sublimation temperature, the grains start to lose mass due to sublimation. As a consequence of the increasing cross-section-to-mass ratio of the dust grains, radiation pressure gains in relative importance compared to gravity (i.e. the  $\beta$  ratio of the dust grains becomes higher). This increases the eccentricity of the dust orbits, and therefore their orbital size. Hence, the inward radial migration is slowed down. Eventually, the decrease in semi-major axis due to PR drag is compensated by the increase due to sublimation. This happens roughly at the radial distance where the PR drag timescale equals the sublimation timescale (Kobayashi et al. 2008). (3) Finally, the size of the dust grains drops below the blowout radius, and their orbits become unbound. At this point the grains either leave the system, or they fully sublimate before they exit the sublimation zone. The net outcome of this process is an accumulation of dust in the sublimation zone, and this result is very robust against various grain properties (composition, porosity, fractal structure).

The pile-up mechanism is a result of the interplay between PR drag and sublimation, and was investigated for drag dominated disks (i.e. disks in which collisions are unimportant). If collisions are significant, they may inhibit the process of dust pile-up. Furthermore, a significant pile-up requires very low orbital eccentricities  $e \lesssim 10^{-2}$  (Kobayashi et al. 2008, 2011). PR drag can circularize the orbits of dust particles, but only if the source region is distant enough. These caveats will be examined in further detail by van Lieshout et al. (in prep.).

The material in the pile-up needs to be replenished from further out by PR drag. Assuming that a dust source is located at the radius of the warm component ( $r_{\text{source}} = 2$  AU), without specifying how this source can be maintained, we now use Eq. (28) to estimate how much material can be transported inward to the hot ring at  $r = 0.23$  AU<sup>6</sup>. Inserting the parameters of Fomalhaut, together with  $Q_{\text{pr}} = 1.0$  and  $\beta = 0.5$ , yields a maximum mass flux of  $1.4 \times 10^{-11} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$ .

If the orbital eccentricities of the dust grains are sufficiently low, a pile-up of dust will occur at roughly the radial distance where the PR drag timescale equals the sublimation timescale. The dust stays in the pile-up until it is completely sublimated, or sublimated to below the blowout size, which approximately takes a sublimation timescale<sup>7</sup>. Therefore, the dust stays in the pile-up for a PR drag timescale.

A rough estimate of the maximum total mass of piled up dust can be found by multiplying the maximum mass flux rate found earlier with the PR drag timescale at the pile-up location.

<sup>6</sup> In the best fit model, two populations of dust contribute equally to the hot component emission, one at  $r = 0.1$  AU, and one at  $r = 0.23$  AU. The latter is most optimistic choice for the PR drag scenario, resulting in the highest mass flux.

<sup>7</sup> Individual dust grains survive for longer than a sublimation timescale, since they end up on eccentric orbits that take them out of the sublimation zone. However, the time they spend in the pile-up, where they are observed, corresponds to the sublimation timescale.

For  $r = 0.23$  AU, the PR drag timescale is 22 yr, resulting in a maximum dust mass of  $3.1 \times 10^{-10} M_{\oplus}$ , which is compatible with the modeled hot component mass. However, the maximum fractional luminosity due to this amount of mass in bound grains at this location (Eq. (26)), is only  $9.2 \times 10^{-6}$ , which is several orders of magnitude lower than the value of the best fit model. This estimate is independent of the amount of material at the dust source, and only depends on grain properties through  $\beta$ , which should not be higher than  $\beta = 0.5$ . The reason for the discrepancy is that the dust grains found by the model are much smaller than the  $\beta = 0.5$  particles considered for the pile-up mechanism, and therefore constitute much more cross section for the same amount of mass. Since these small grains are below the blowout size, they are removed from the system on timescales much shorter than the PR drag timescale. Hence, the pile-up of dust alone cannot explain the observed excess emission of the hot component.

#### 5.4. The release of small dust grains in the sublimation zone

The observation of dust grains with sizes far below the blowout size presents a problem<sup>8</sup>. These particles have very short survival timescales, and therefore have to be replenished quickly. Their detection in the sublimation zone indicates that they could be released from unseen larger bodies that fall apart as they sublimate. The increase in the number of particles, with conservation of total mass, would lead to an increase in collective cross section, and the steep dependence of sublimation on temperature could explain the sharp peak in emission in the sublimation zone.

Larger bodies could be transported into the sublimation zone by various processes, such as P-R drag, or inward scattering by planets. Alternatively, the small particles could be released by an evaporating planet that is present in the sublimation zone for an extended period and gradually loses material. For now, we ignore what is the exact mechanism that provides the material, but rather focus on the mass source term  $\dot{M}$  required to explain the observed fractional luminosity.

The fractional luminosity of the hot ring can be approximated by Eq. (26). This is possible because its size distribution is very steep, so the cross section is dominated by the smallest grains, and because its radial distribution is a sharp spike, so all grains are roughly located at the same radius. Furthermore, because of the steep size distribution ( $\kappa < -4.0$ ), the total dust mass in the hot ring is dominated by the smallest grains. Hence, the modeling results provide a rough constraint on the product of the mass source term  $\dot{M}$  and the survival timescale of the small grains  $t_{\text{surv}}$ , according to

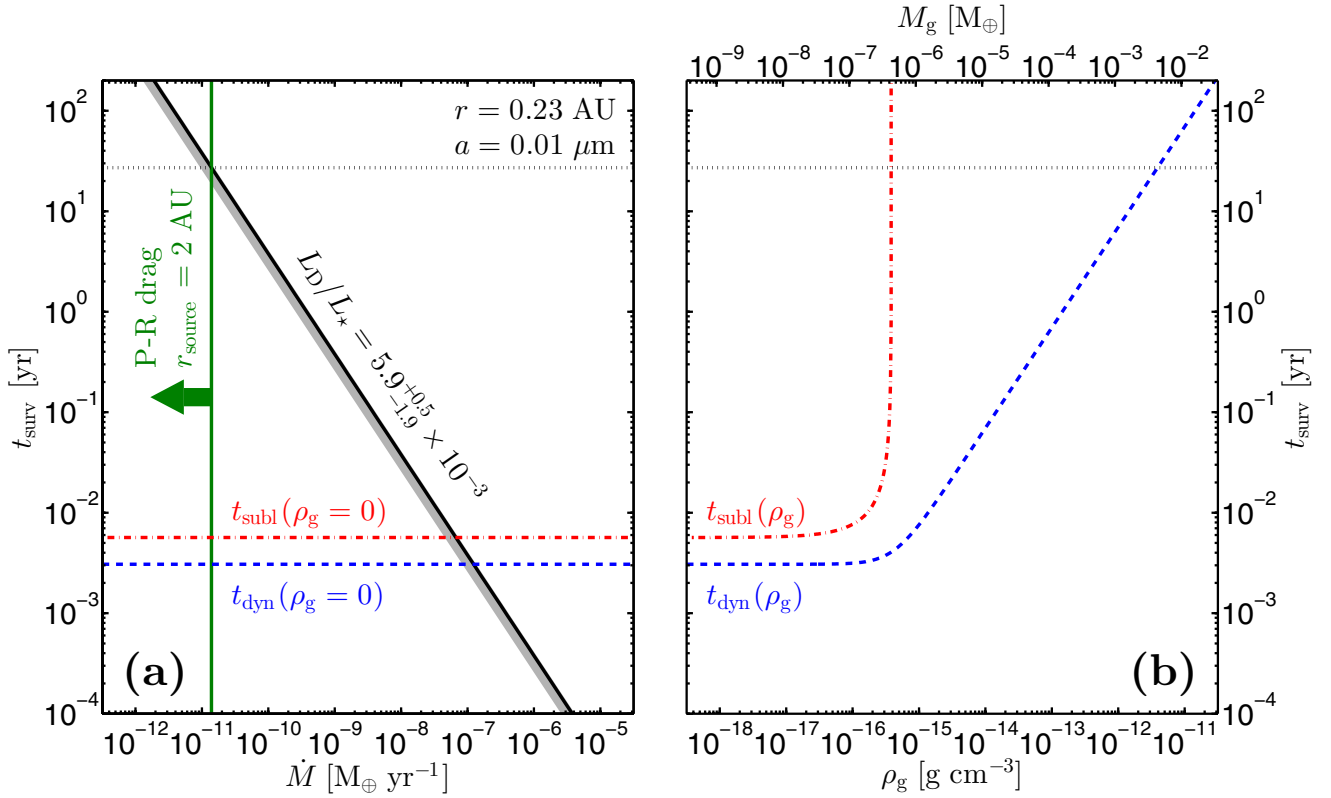
$$\frac{L_D}{L_{\star}} = \frac{3\dot{M}t_{\text{surv}}}{16\pi r_d a r^2}. \quad (29)$$

A closer inspection of the modeling results reveals that the flux of the hot ring is mainly due to two populations of dust, which have similar contributions (see Fig. 7). The reason for this complication is that the radial distribution is truncated at the size dependent sublimation radius. One population consists of very small grains ( $a = 0.01 \mu\text{m}$ ) located at  $r = 0.23$  AU, the other of slightly larger grain ( $a = 0.2 \mu\text{m}$ ) at  $r = 0.10$  AU. These slightly larger grains are still well below the blowout size. In the following we will test both sets of parameters when evaluating the

<sup>8</sup> Very small grains sometimes have  $\beta$  ratios below unity, due to their low optical efficiencies. However, for the material types tested here, and Fomalhaut as the host star,  $\beta$  stays well above unity, and the smallest grains are unbound (see Fig. 2).



J. Lebreton et al.: The Fomalhaut inner debris disk



**Fig. 10.** Summary of the constraints on the hot ring, assuming it consists of  $0.01 \mu\text{m}$  carbon grains located at  $0.23 \text{ AU}$ . Panel **a)** the diagonal line shows the relation between the mass flux and the dust grain survival timescale, as constrained by the observed fractional luminosity (black, with error margins in grey, Eq. (29)). The horizontal lines indicate the typical timescales (in a gas free environment) for destruction by sublimation (red, dash-dotted, Eq. (30)), and removal by blowout (blue, dashed, Eq. (31)). The vertical line with the arrow indicates the maximum mass flux due to P-R drag from a very dense source region located at  $2 \text{ AU}$  (green, Eq. (28)). Panel **b)** the dependence on gas density of the sublimation timescale (red, dash-dotted, Eq. (30)), and the blowout timescale (blue, dashed, the sum in quadrature of Eqs. (31) and (32)). The top axis gives the total gas mass corresponding to the midplane gas densities on the bottom axis, assuming the gas is located in a vertically isothermal ring of width  $\Delta r = r$  (Eq. (34)). The horizontal, black, dotted line marks the minimum survival time required if the observed material is to be provided by PR drag. It extends across both panels to show the gas density and total gas mass this would imply.

survival timescale. For the material density we assume that of carbon with a porosity of 5% ( $\rho_d = 1.85 \text{ g cm}^{-3}$ ).

We now make an estimation of the survival timescale of the relevant dust grains, in order to find the required mass production or influx to explain the observed fractional luminosity. The mechanisms that are critical to the survival of small grains close to a star are sublimation and blowout. Sublimation destroys the grains on a timescale of

$$t_{\text{subl}} = \frac{a}{|\dot{a}|}, \quad (30)$$

where  $\dot{a}$  is given by Eq. (17). This is the time it takes for a grain to sublimate, assuming the sublimation rate remains constant.  $t_{\text{subl}}$  is highly dependent on  $r$  (through dust temperature), and therefore uncertain. For the blowout timescale, we take

$$t_{\text{dyn}} = \sqrt{\frac{5r^3}{2GM_{\star}(\beta - 1)}}, \quad (31)$$

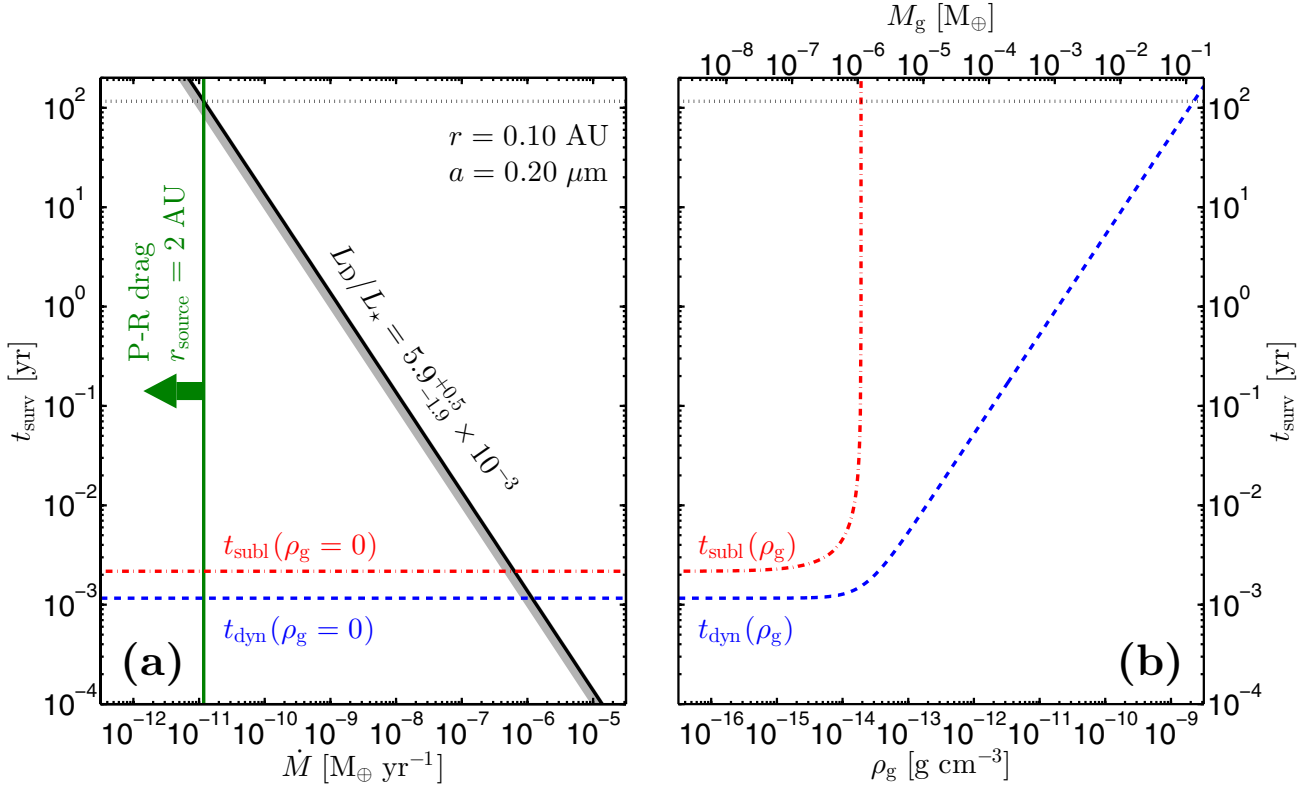
which is the time it takes a particle to move outward from its release point to twice that radial distance, valid for  $\beta \gg 1$  (a derivation is presented in Appendix A.1).

Figures 10a and 11a show the constraints that the observations put on the product of  $\dot{M}$  and  $t_{\text{surv}}$  for the  $a = 0.01 \mu\text{m}$

grains at  $r = 0.23 \text{ AU}$  and the  $a = 0.2 \mu\text{m}$  grains at  $r = 0.10 \text{ AU}$ , respectively. Also shown are the typical survival timescales of these dust grains, and the maximum mass influx due to PR drag from a source region at  $2 \text{ AU}$ . The figures reveal that a mass source term of at least  $\sim 10^{-7} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$  is required to explain the observations, if the grains survive for  $t_{\text{dyn}}$ . Comparing this with the maximum mass influx due to PR drag indicates that this mechanism cannot provide enough material.

Other processes that release small dust particles in the sublimation zone may yield higher mass source terms. For instance, Rappaport et al. (2012) report a mass loss rate from the possible evaporating planet KIC 12557548 b of  $\sim 10^{-9} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$ , sustainable for  $\sim 0.2 \text{ Gyr}$ . This rate would still be insufficient to explain Fomalhaut's hot ring, and the dust morphology inferred for KIC 12557548 b is very different from a ring. However, the actual mass loss rate of an evaporating planet is highly dependent on variables such as its mass, size, temperature, and composition.

Alternatively, the estimates of the dust survival timescale could be too low. If the small dust grains would somehow be retained in the sublimation zone, their survival timescale could be larger. One possibility is that the assumption that the disk is completely gas free is not valid in the sublimation zone. In the next subsection, we explore the influence of gas on the dust survival timescales.



**Fig. 11.** Same as Fig. 10, but assuming the hot ring consists of  $0.2 \mu\text{m}$  carbon grains at  $0.1 \text{ AU}$ . Different scales are used on the horizontal axes in panel b).

### 5.5. The influence of gas on dust survival timescales

Because dust sublimation converts solid dust to gas, some gas is expected to be present in the sublimation zone. The presence of gas increases the blowout timescale, because particles on their way out are slowed down by gas drag. Assuming that the subsonic Epstein drag law can be used for the gas drag force on the small dust grains, we find that the blowout timescale at high gas densities is given by

$$t_{\text{dyn}}(\Delta r, \rho_g) = \frac{\rho_g v_{\text{th}} \Delta r r^2}{GM_{\star}(\beta - 1)\rho_{\text{d}} s}. \quad (32)$$

Here,  $\rho_g$  is the mass density of the gas,  $v_{\text{th}}$  is the mean thermal speed of the gas, and  $\Delta r$  is the distance to be travelled by the blowout grain (this equation is derived in Appendix A.2). This timescale is shown for  $\Delta r = r$  in Figs. 10b and 11b, using the gas densities on the lower axes.

By assuming that the gas is confined to a ring around the star with a radial width of  $\Delta r$ , and that it is vertically isothermal, we can express  $t_{\text{dyn}}$  in terms of the total gas mass, and eliminate the dependence on  $\Delta r$  and  $v_{\text{th}}$ . The gas surface density of a vertically isothermal disk with midplane density  $\rho_g$  is given by

$$\Sigma_g = \frac{\pi \sqrt{\gamma}}{2} \rho_g v_{\text{th}} \sqrt{\frac{r^3}{GM_{\star}}}, \quad (33)$$

where  $\gamma$  is the adiabatic index, for which we assume  $\gamma = 1.5$ . Then, the total gas mass is given by

$$M_g = 2\pi r \times \Delta r \times \Sigma_g \quad (34)$$

$$= \pi^2 \sqrt{\gamma} \rho_g v_{\text{th}} \Delta r \sqrt{\frac{r^5}{GM_{\star}}}, \quad (35)$$

and the blowout timescale becomes

$$t_{\text{dyn}}(M_g) = \frac{M_g}{\pi^2 \sqrt{\gamma} GM_{\star} r (\beta - 1) \rho_{\text{d}} s}. \quad (36)$$

This is shown in Figs. 10b and 11b with the gas masses on the upper axes.

In the optimistic case that the hot ring is due to  $a = 0.01 \mu\text{m}$  grains at  $r = 0.23 \text{ AU}$ , the hypothesis that the dust is supplied by PR drag from the warm belt requires a survival timescale of about 30 yr (the dotted black line in Fig. 10). This timescale is reached at a gas density of approximately  $4 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ , which corresponds to a total gas mass of about  $5 \times 10^{-3} M_{\oplus}$ . Assuming that all this gas is provided by sublimating dust at the maximum PR drag rate, this mechanism needs to have operated for approximately  $M_g / \max[\dot{M}_{\text{PR}}] \approx 5 \times 10^{-3} M_{\oplus} / 1.4 \times 10^{-11} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1} \approx 0.4 \text{ Gyr}$ , which equals the age of the system, to explain the total gas mass.

The gas will also affect the sublimation of dust grains, since the presence of gas raises the sublimation temperature (see Sect. 3). Figures 10b and 11b also show the dependence of the sublimation timescale on gas density. This assumes that the ambient gas only consists of carbon, so the gas densities on the lower axes correspond to the partial densities used to compute the sublimation rate in Sect. 3. For high gas densities, the dust particles will not sublimate, but grow. This would stabilize the dust grains, possibly explaining their very high temperatures.

### 5.6. Summary of theoretical findings

The distribution of dust in the inner few AU of the Fomalhaut system that was found by modeling the observations, is difficult

J. Lebreton et al.: The Fomalhaut inner debris disk

**Table 3.** Mass fluxes of several potential supply or production mechanisms, and of the main destruction mechanisms (destructive collisions and radiative transfer blowout).

Mechanism	Mass flux ( $M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$ )
Warm belt	
PR drag from 140 AU	$<1.2 \times 10^{-12}$
Planetesimal scattering	$\lesssim 5 \times 10^{-11}$
Collisions	$\sim 4 \times 10^{-10}$
Hot ring	
PR drag from 2 AU	$<1.4 \times 10^{-11}$
Evaporating planet <sup>1</sup>	$\sim 10^{-9}$
Blowout	$\sim 8 \times 10^{-8}$

**Notes.** <sup>(1)</sup> This is the value found by Rappaport et al. (2012) for KIC 12557548 b. It is given here for comparison.

to reconcile with a steady-state model. Both the hot and warm components contain more dust than can be explained by in-situ production via a collisional cascade that has operated for the age of the system. If these two components are in steady state (as opposed to being transient phenomena), other processes must be operating to maintain the observed dust populations. We considered several mechanisms as potential sources of the dust. Table 3 gives an overview of the mass fluxes that can be attained by these mechanisms.

The warm belt is dominated by barely bound grains that are primarily destroyed by mutual collisions. It needs a mass flux of the order of  $10^{-9} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$  in order to be sustained. This rate cannot be maintained through PR drag of material from the outer cold belt at about 140 AU, but the inward scattering of small bodies by a chain of planets can marginally provide the required mass flux.

The hot ring seems to require an even higher replenishment rate ( $\sim 10^{-7} M_{\oplus} \text{ yr}^{-1}$ ). It consists of small particles that are removed from the system by blowout. A lower mass flux is possible if these grains are somehow retained near their production site, lengthening their survival timescale. The pile-up of dust due to the interplay of PR drag and sublimation is insufficient to explain the observations. PR drag of dust grains from the warm belt could provide the required mass flux, if a large amount of gas is present in the sublimation zone, which slows down the blowout of unbound grains. The viability of such a substantial gas ring and its consistency with existing observations remain to be tested. Both oxygen and carbon will remain unaffected by radiation pressure around Fomalhaut. In the case of the  $\beta$  Pictoris debris disk, Fernández et al. (2006) show that several species can potentially act as self-braking agents on the gas disk, and that more than  $0.03 M_{\oplus}$  of gas could be retained consistent with observed upper limits on the column densities.

## 6. Discussion

In the last section, we showed that the hot exozodi of Fomalhaut could be the result of an accumulation of small unbound grains at the carbon sublimation distance brought there by the PR drag effect. For this mechanism to work, a trapping mechanism such as braking by a gaseous component needs to be invoked. Alternative sources of continuum emission, such as free-free emission from a stellar wind, mass-loss events or hot gas, have been discussed e.g. in Paper II, Absil et al. (2008) and Defrère et al. (2012) and can be considered unsatisfying explanations: emission by very hot dust is the most convincing explanation to

date. In the solar system, nanometer-sized particles are detected with the STEREO and Ulysse spacecrafts (Meyer-Vernet et al. 2009; Krüger et al. 2010, respectively), with an increase in the particle flux in the inner solar system. These very small grains, which are affected by the Lorentz force (Czechowski & Mann 2010), could thus be expected in exozodiacal disks. In fact, magnetic trapping of nanograins could be a valuable alternative to the gas-braking mechanisms we have investigated in this study as discussed by Su et al. (2013). We note that it cannot be excluded that these nanograins might produce non-thermal emission, such as a PAH continuum.

The bright hot component can be seen as the “tip of the iceberg” in the sense that it may be a bright counterpart to the warm belt. Our model of the warm belt confirms previous attempts to constrain its properties based on unresolved observations, although our detailed treatment of grain optics and the addition of spatial constraints point towards a closer in location than previously suspected. In particular using a blackbody model, Su et al. (2013) estimated the belt location to be around 11 AU. While preserving the consistency with their dataset, the small FOV of the nulling interferometer impose the warm dust peak distance to be in the [1.5, 2.5] AU range after an appropriate subtraction of the hot dust contribution.

Furthermore, future detection of a polarization signal could provide a confirmation of the model, and additional constraints on the grain properties and the disk geometry (in particular its inclination, assumed to match that of the cold belt in this study). We use the MCFOST radiative transfer code (Pinte et al. 2006, 2009) with identical model parameters and assumptions as those discussed above<sup>9</sup> in order to predict polarimetric signals for the exozodi. We find that the linear polarization integrated over the disk range from  $3 \times 10^{-7}$  to  $5 \times 10^{-7}$  for the warm belt, and reaches  $2 \times 10^{-5}$  to  $3 \times 10^{-6}$  for the hot ring in bands  $U$  to  $I$ . These values are compatible with the upper limits of  $9 \times 10^{-3}$  to  $3 \times 10^{-3}$  given by Chavero et al. (2006). For the hot ring, such signals would potentially be detectable by future sensitive polarimeters.

The warm belt has a distribution of temperatures that ranges from  $\sim 320$  to  $470$  K. The suspected parent-body belt location is thus consistent with the prediction that such belts form preferentially before the snowline,  $R_{\text{snow}} = 2.7 (L/L_{\odot})^{1/2} \text{ AU} = 11 \text{ AU}$ , because giant planet accretion is triggered beyond that limit. At such distance, the parent-body population should have eroded in a short timescale compared to the age of the star. Given the properties of the cold dust belt, Poynting-Robertson drag is not a valuable mechanism to transport sufficient amount of material from  $\sim 140$  AU down to the warm belt. Even in a very favorable planetary system configuration, scattering of small bodies (comets, asteroids, planetesimals) from the cold belt by a chain of planets could not sustain the required mass production rate in the warm disk for the age of the star.

Another explanation to the unexpectedly large mass in the warm component could be that the dust originates in stochastic and/or isolated catastrophic events, such as planetesimal collisions or break-up, or major dynamical perturbations. In the solar system, the Late Heavy Bombardment (LHB) was responsible for the depletion of the Kuiper belt, the release of large numbers of icy objects into its inner regions and probably a

<sup>9</sup> MCFOST uses a 3D geometry: we assume linear flaring, and we test scale heights of 0.001, 0.01 or 0.1 (unitless) at the reference distance of 1 AU, with little impact on the results.  $r_{\text{max}}$  is fixed to 1 AU and 20 AU for the hot ring and the warm belt respectively. Here the grain temperatures are independent of their sizes.

durable increase of the inner Zodiacal cloud infrared luminosity (Nesvorný et al. 2010; Booth et al. 2009). The orbital parameters of Fomalhaut b have recently been reevaluated based on a fourth epoch detection with the *Hubble* Space Telescope (HST). The planet orbit is found to be very eccentric ( $\geq 0.8$ ) such that it likely approaches the innermost parts of the system at periastron, where additional planetary perturbers might be present (Kalas et al. 2013; Beust et al., in prep.). Thus an LHB-like event may be occurring around Fomalhaut as a result of a planet-planet scattering event causing delayed stirring in both the cold and the warm belt. In summary, a valuable scenario to understand the global debris disk is that a high collisional activity has been triggered by the presence of perturbing planets, reminiscent of the solar system history.

Finally, it is attractive to place our study in the context of the long-term objective of finding and characterizing an Earth-like planet in the habitable zone of a star. Scaling the Mars and Venus criteria for Fomalhaut (Selsis et al. 2007), the habitable zone ranges between 2.5 and 5.5 AU. Under favorable 100% cloud-cover conditions, it would extend from 1.4 to 8.1 AU. At these distances, the level of warm dust emission around Fomalhaut is high and represent therefore a threat for future spectroscopic and direct imaging missions (e.g., Defrère et al. 2010; Roberge et al. 2012). In turn, the existence of a massive asteroid belt may be an indication that there is no planet in these region as it would have cleared its neighborhood around its orbit. A noticeable feature that we have not discussed yet is that the gap between the two exozodi components could be sculpted by the gravitational influence of a hidden planet at around 1 AU. Constraints from radial velocities, astrometric measurements, and high-contrast imaging have been summarized in Paper I and are currently compatible with an hypothetical small mass companion in these regions.

## 7. Conclusion

In a series of three papers, we have performed an interferometric study of the Fomalhaut inner debris disk. Paper I presented the detection of a circumstellar excess in *K*-band, attributed to very hot dust, confined well inside the 3 AU-HWHM FOV of the VINCI instrument. Despite the limited spatial constraints, the brightness temperature required calls for extremely hot, refractory grains lying very close to the star, at the sublimation limit. Conversely, KIN null depth measurements presented in Paper II are indicative of a warmer dust component at a few AU (2 AU-HWHM FOV) that produces a rising excess upward of 10  $\mu\text{m}$ . In the present study, we have presented the detailed results of self-consistent modeling of these two components by means of a parametric radiative transfer code and accurate treatment of debris disk physics. To account for the expected size-dependent sublimation temperature of dust, we introduced a new prescription for the treatment of grain sublimation accounting for their specific dynamics and lifecycle. This enabled us to assess realistically the spatial and size distribution of the emitting grains. We find that the Fomalhaut exozodiacal disk consists of two dust populations, one “classical”, though massive, disk of warm ( $\sim 400$  K) dust peaking at  $\sim 2$  AU and declining slowly with distance, responsible for most of the mid-infrared emission, and a hotter ( $\sim 2000$  K) and brighter counterpart dominated by small (0.01–0.5  $\mu\text{m}$ ), unbound dust particles at the limit of sublimation. The stellar radius is approximately  $9 \times 10^{-3}$  AU and the hot grains are actually located at typically 10 to 35 stellar radii. The degeneracy inherent to SED fitting is partially broken by the spatial information contained in the interferometric data. We find that the model also fits the photometric mid/far-infrared

measurements from *Spitzer*/MIPS and *Herschel*/PACS, and is consistent with the flux level measured in the *Spitzer*/IRS mid-infrared spectrum. If the warm dust, or an additional colder (but unresolved) component, were present further out in the system – as suggested by the suspected on-star excess from ALMA – it should produce moderate emission in the mid/far-infrared to preserve the compatibility between the KIN and *Herschel*/*Spitzer* data.

We analytically explored the various processes that can affect a dust grain: photo-gravitational and Poynting-Robertson drag forces, collisions, sublimation and disruption of big aggregates. We propose a framework for interpreting self-consistently the simultaneous prevalence of both hot and warm dust in the inner regions of Fomalhaut, similar to that also reported for samples of nearby main sequence stars by near- and mid- infrared exozodi surveys. First, we find that neither of the two inner belts can be explained by a steady-state collisional cascade in a parent-body reservoir. Ignoring the production mechanism for the warm dust, we estimate that PR drag, from this component down to the sublimation radius, could transport enough mass into the hot component, provided that it can accumulate there. We showed that small carbon monomers released by the disruption of larger aggregates that originate in the warm component can explain the observed flux level in the near-infrared, because this process considerably enhances the effective cross section of the dust population. Finally braking by a gaseous component could preserve these unbound grains from radiative transfer blowout for a sufficient time providing enough gas mass is available. If sublimation is the main source for this gas, it must have accumulated for a timescale comparable to the age of the star.

In summary, the intriguing hot dust phenomenon reported by various interferometric surveys could be understood in the light of the cumulation of multiple effects that eventually yield an accumulation of very small grains at a fraction of an AU. These hot rings are likely the counterparts of warm debris disks orbiting at a few AU that have their dust production triggered by intense collisional activity. In the near future, this scenario will need to be tested against statistical samples of objects, including later type stars.

*Acknowledgements.* We would like to acknowledge Paul Kalas, James Graham, Kate Su and Alexis Brandeker, for contributing to interesting discussions on various aspects of this study, as well as the anonymous referee for the valuable advices he provided. The research leading to these results has received funding from the European Community's Seventh Framework Programme under Grant Agreement 226604. We also thank the French National Research Agency (ANR) for financial support through contract ANR-2010 BLAN-0505-01 (EXOZODI), the Programme National de Planétologie (PNP) and the CNES for supporting part of this research.

## References

- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2006, A&A, 452, 237
- Absil, O., di Folco, E., Mérand, A., et al. 2008, A&A, 487, 1041
- Absil, O., Mennesson, B., Le Bouquin, J.-B., et al. 2009, ApJ, 704, 150
- Acke, B., Min, M., Dominik, C., et al. 2012, A&A, 540, A125
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, A&A, 348, 557
- Augereau, J. C., Nelson, R. P., Lagrange, A. M., Papaloizou, J. C. B., & Mouillet, D. 2001, A&A, 370, 447
- Beichman, C. A., Bryden, G., Gautier, T. N., et al. 2005, ApJ, 626, 1061
- Boley, A. C., Payne, M. J., Corder, S., et al. 2012, ApJ, 750, L21
- Bonsor, A., & Wyatt, M. C. 2012, MNRAS, 420, 2990
- Bonsor, A., Augereau, J.-C., & Thébault, P. 2012, A&A, 548, A104
- Booth, M., Wyatt, M. C., Morbidelli, A., Moro-Martín, A., & Levison, H. F. 2009, MNRAS, 399, 385
- Chavero, C., Gómez, M., Whitney, B. A., & Saffe, C. 2006, A&A, 452, 921
- Coudé du Foresto, V., Borde, P. J., Merand, A., et al. 2003, in SPIE Conf. Ser. 4838, ed. W. A. Traub, 280



## J. Lebreton et al.: The Fomalhaut inner debris disk

- Currie, T., Debes, J., Rodigas, T. J., et al. 2012, *ApJ*, 760, L32
- Czechowski, A. & Mann, I. 2010, *ApJ*, 714, 89
- Defrère, D., Absil, O., den Hartog, R., Hanot, C., & Stark, C. 2010, *A&A*, 509, A9
- Defrère, D., Absil, O., Augereau, J.-C., et al. 2011a, *A&A*, 534, A5
- Defrère, D., Absil, O., Augereau, J. C., et al. 2011b, in EPSC-DPS Joint Meeting 2011, 1084
- Defrère, D., Lebreton, J., Le Bouquin, J.-B., et al. 2012, *A&A*, 546, L9
- Dohnanyi, J. S. 1969, *J. Geophys. Res.*, 74, 2531
- Dominik, C., & Decin, G. 2003, *ApJ*, 598, 626
- Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- Fernández, R., Brandeker, A., & Wu, Y. 2006, *ApJ*, 643, 509
- Galicher, R., Marois, C., Zuckerman, B., & Macintosh, B. 2013, *ApJ*, 769, 42
- Grün, E. 2007, *Encyclopedia of the Solar System*, second edition, eds. L.-A. McFadden, P. R. Weissman, & T. V. Johnson (San Diego: Academic Press), 621
- Hauschildt, P. H., Allard, F., & Baron, E. 1999, *ApJ*, 512, 377
- Janson, M., Carson, J. C., Lafrenière, D., et al. 2012, *ApJ*, 747, 116
- Kalas, P., Graham, J. R., & Clampin, M. 2005, *Nature*, 435, 1067
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Kalas, P., Graham, J. R., Fitzgerald, M. P., & Clampin, M. 2013, *ApJ*, submitted [[arXiv:1305.2222](https://arxiv.org/abs/1305.2222)]
- Kama, M., Min, M., & Dominik, C. 2009, *A&A*, 506, 1199
- Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2010, *Icarus*, 206, 735
- 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
- Kobayashi, H., Kimura, H., Watanabe, S.-I., Yamamoto, T., & Müller, S. 2011, *Earth Planets Space*, 63, 1067
- Kobayashi, H., Kimura, H., & Yamamoto, S. 2013, *A&A*, 550, A72
- Krivov, A. V., Löhne, T., & Sremčević, M. 2006, *A&A*, 455, 509
- Krüger, H., Dikarev, V., Anweiler, B., et al. 2010, *Planet. Space Sci.*, 58, 951
- Lamy, P. L. 1974, *A&A*, 35, 197
- Lawler, S. M., Beichman, C. A., Bryden, G., et al. 2009, *ApJ*, 705, 89
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67
- Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17
- Lisse, C. M., Wyatt, M. C., Chen, C. H., et al. 2012, *ApJ*, 747, 93
- Löhne, T., Augereau, J.-C., Ertel, S., et al. 2012, *A&A*, 537, A110
- Mamajek, E. E. 2012, *ApJ*, 754, L20
- Mennesson, B., Absil, O., Lebreton, J., et al. 2013, *ApJ*, 763, 119
- Meyer-Vernet, N., Maksimovic, M., Czechowski, A., et al. 2009, *Sol. Phys.*, 256, 463
- Millan-Gabet, R., Serabyn, E., Mennesson, B., et al. 2011, *ApJ*, 734, 67
- Nesvorný, D., Jenniskens, P., Levison, H. F., et al. 2010, *ApJ*, 713, 816
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, *A&A*, 459, 797
- Pinte, C., Harries, T. J., Min, M., et al. 2009, *A&A*, 498, 967
- Quillen, A. C. 2006, *MNRAS*, 372, L14
- Rappaport, S., Levine, A., Chiang, E., et al. 2012, *ApJ*, 752, 1
- Roberge, A., Chen, C. H., Millan-Gabet, R., et al. 2012, *PASP*, 124, 799
- Rowan-Robinson, M., & May, B. 2013, *MNRAS*, 533
- Selsis, F., Kasting, J. F., Levrard, B., et al. 2007, *A&A*, 476, 1373
- Stapelfeldt, K. R., Holmes, E. K., Chen, C., et al. 2004, *ApJS*, 154, 458
- Stark, C. C., Kuchner, M. J., Traub, W. A., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1188
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Malhotra, R., et al. 2013, *ApJ*, 763, 118
- Thébaud, P., & Augereau, J. 2007, *A&A*, 472, 169
- Thébaud, P., & Wu, Y. 2008, *A&A*, 481, 713
- Wyatt, M. C. 2005, *A&A*, 433, 1007
- Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S., et al. 2007a, *ApJ*, 658, 569
- Wyatt, M. C., Smith, R., Su, K. Y. L., et al. 2007b, *ApJ*, 663, 365
- Zavitsanos, P. D., & Carlson, G. A. 1973, *J. Chem. Phys.*, 59, 2966
- Zubko, V. G., Mennella, V., Colangeli, L., & Bussoletti, E. 1996, *MNRAS*, 282, 1321

## Appendix A: The blowout timescale

Particles with high  $\beta$  ratios are removed from the system by radiation pressure. Here, we derive the typical timescale for this process, for the case of  $\beta \gg 1$ . In this limit, the transverse movement of the particles is small compared to the radial movement, and only the radial acceleration of the particle needs to be considered.

### A.1. The gas free case

We need to consider the forces of gravity and direct radiation pressure (the PR drag force is negligibly small, and we do not consider gas drag at this stage). These forces are given by

$$F_{\text{rad}} + F_{\text{grav}} = \frac{(\beta - 1)GM_{\star}m}{r^2}. \quad (\text{A.1})$$

For small radial displacements  $\Delta r$ , the acceleration  $\ddot{r} = (F_{\text{rad}} + F_{\text{grav}})/m$  can be assumed to be independent of  $r$ , and the displacement as a function of time is given by  $\Delta r = \frac{1}{2}\ddot{r}t^2$ . The resulting timescale is

$$t_{\text{dyn}, \Delta r \rightarrow 0}(\Delta r) = \sqrt{\frac{2\Delta r r_{\text{release}}^2}{GM_{\star}(\beta - 1)}}. \quad (\text{A.2})$$

At large distances from the release point, the acceleration tends to zero, and the velocity of the particle approaches a constant:  $\dot{r}(r \rightarrow \infty) = \sqrt{2GM_{\star}\beta/r_{\text{release}}}$  (Lecavelier des Etangs et al. 1998). Hence, for large displacements, the removal happens on a timescale of

$$t_{\text{dyn}, \Delta r \rightarrow \infty}(\Delta r) = \frac{\Delta r}{\dot{r}(r \rightarrow \infty)} = \sqrt{\frac{(\Delta r)^2 r_{\text{release}}}{2GM_{\star}(\beta - 1)}}. \quad (\text{A.3})$$

Adding Eqs. (A.2) and (A.3) in quadrature leads to the removal timescale

$$t_{\text{dyn}}(\Delta r) = \sqrt{\frac{\Delta r r_{\text{release}}}{GM_{\star}(\beta - 1)} \left( 2r_{\text{release}} + \frac{\Delta r}{2} \right)}. \quad (\text{A.4})$$

Comparing this equation with a numerical evaluation of the equation of motion shows that its relative errors are less than 5% for the values of  $\beta$  and  $r_{\text{release}}$  considered here.

We define  $t_{\text{dyn}}$  as the time it takes for a particle to fly from its release point ( $r_{\text{release}}$ ) to a point twice that radial distance from the star ( $2r_{\text{release}}$ ). This is motivated by the fact that the small grains are seen in a very narrow radial range, so only the time they spend close to the release point is relevant. Setting  $\Delta r = r_{\text{release}} = r$  gives the blowout timescale given by Eq. (31).

### A.2. The high gas density case

For high gas densities, the gas drag force cannot be ignored. Since the particles considered here are small (compared to the mean free path of the gas molecules), and their velocities are low (compared to the sound speed of the gas), the gas drag force is given by the subsonic Epstein drag law. It is given by

$$F_{\text{drag}} = -\frac{4\pi a^2 \rho_g v_{\text{th}} \Delta v}{3}, \quad (\text{A.5})$$

where  $\rho_g$  is the mass density of the gas,  $\Delta v$  is the relative speed between the dust grain and the gas, and  $v_{\text{th}}$  is the mean thermal speed of the gas. The latter is given by  $v_{\text{th}} = \sqrt{8k_B T_g / (\pi \mu_g m_u)}$ , where  $\mu_g$  is the molecular weight of gas molecules,  $m_u$  is the atomic mass unit,  $k_B$  is the Boltzmann constant, and  $T_g$  is the temperature of the gas. To calculate  $v_{\text{th}}$ , we assume that the gas temperature equals the dust temperature ( $T_g = T_d$ ), and that the gas consists of the same molecules as the dust grains ( $\mu_g = \mu_d$ ).

For high gas densities, the particles quickly reach the terminal velocity  $v_{\text{term}}$ , which is found by solving  $F_{\text{rad}} + F_{\text{grav}} + F_{\text{drag}} = 0$  for  $\Delta v$ . This gives

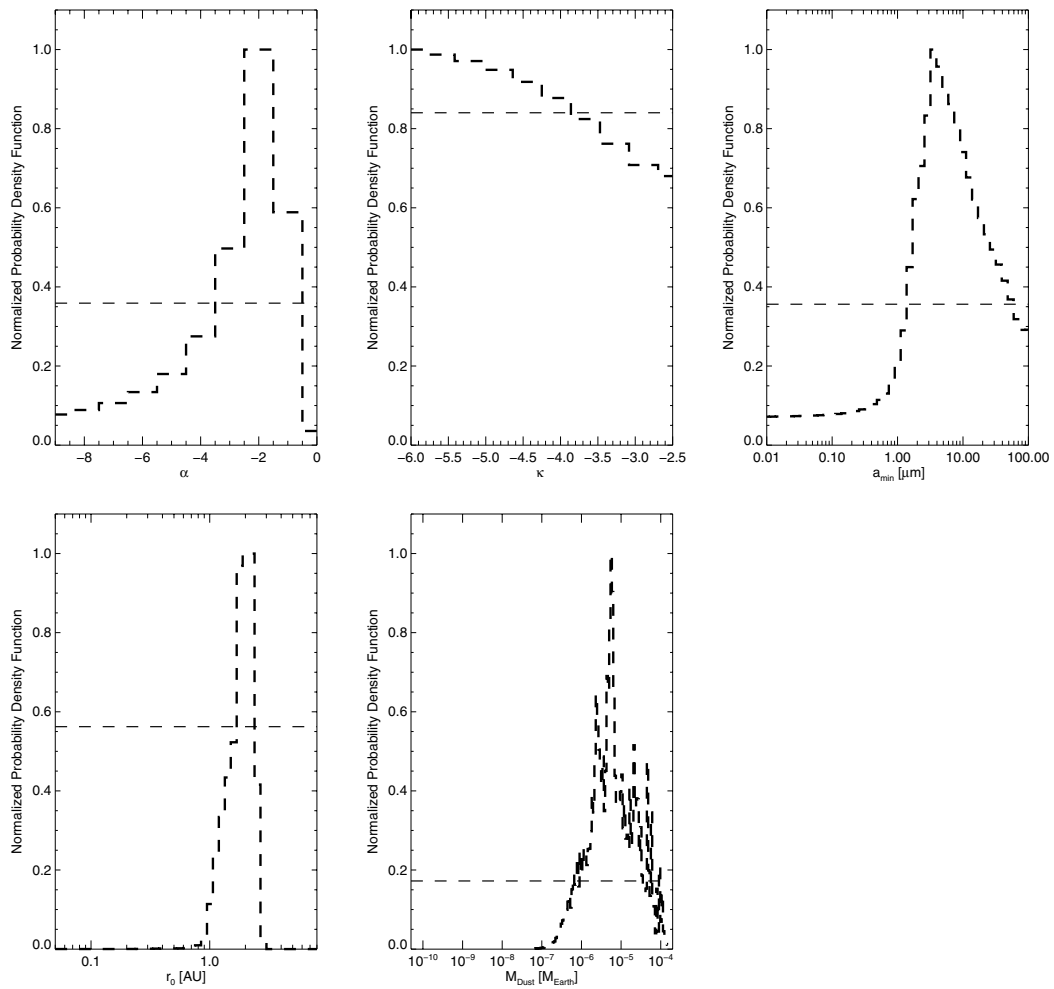
$$v_{\text{term}} = \frac{GM_{\star}(\beta - 1)\rho_d s}{\rho_g v_{\text{th}} r^2}. \quad (\text{A.6})$$

In the high gas density case, the average velocity over the radial range  $\Delta r$  can be approximated by the terminal velocity. The blowout timescale for high gas densities is then found from  $t_{\text{dyn}, \rho_g \rightarrow \infty}(\rho_g, \Delta r) = \Delta r / v_{\text{term}}$ , which leads to Eq. (32).



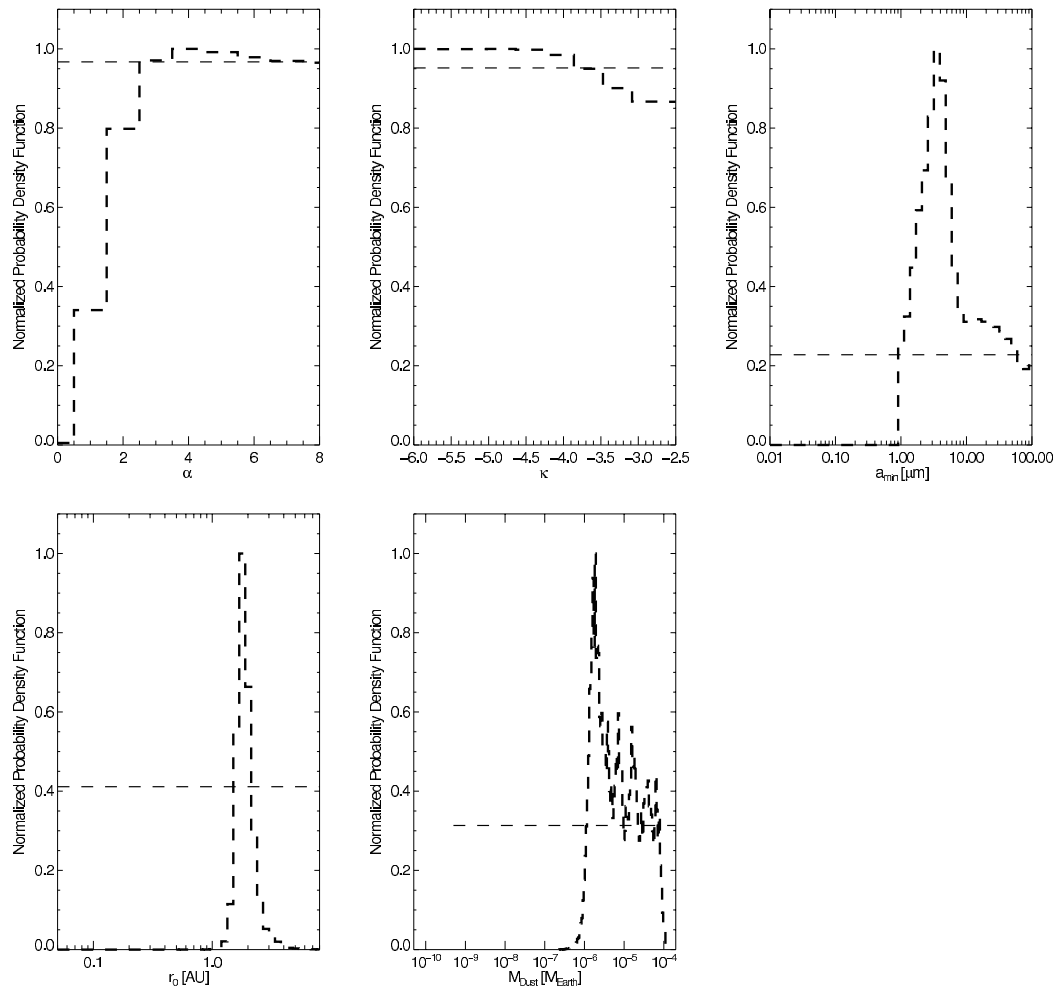
J. Lebreton et al.: The Fomalhaut inner debris disk

## Appendix B: Bayesian probability curves



**Fig. B.1.** Bayesian probability curves obtained when fitting models to the warm component with approach 1 (inner density slope fixed to 10, free outer density slope  $\alpha$ ).

A&amp;A 555, A146 (2013)



**Fig. B.2.** Bayesian probability curves obtained when fitting models to the warm component with approach 2 (outer density slope fixed to 1.5, free inner density slope  $\alpha$ ). The analysis uses some prior information regarding the grain sizes  $P(a < a_{\text{blow}}/10 = 0)$ .





## Bibliographie

### Articles

- ABSIL, O., D. DEFRÈRE et al. (juil. 2013). “A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars. III. First statistics based on 42 stars observed with CHARA/FLUOR”. Dans : *A&A* 555, A104, A104 (cf. pages 32, 34, 35, 37).
- ABSIL, O., E. DI FOLCO, A. MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, V. COUDÉ DU FORESTO, J. P. AUFDENBERG et al. (juin 2006). “Circumstellar material in the Vega inner system revealed by CHARA/FLUOR”. Dans : *A&A* 452, pages 237–244 (cf. pages 17, 30, 31, 35, 40, 42, 44, 45, 47).
- ABSIL, O., E. DI FOLCO, A. MÉRAND, J.-C. AUGEREAU, V. COUDÉ DU FORESTO, D. DEFRÈRE et al. (sept. 2008). “A near-infrared interferometric survey of debris disc stars. II. CHARA/FLUOR observations of six early-type dwarfs”. Dans : *A&A* 487, pages 1041–1054 (cf. pages 29, 31, 32, 35).
- ABSIL, O., B. MENNESSON et al. (oct. 2009). “An Interferometric Study of the Fomalhaut Inner Debris Disk. I. Near-Infrared Detection of Hot Dust with VLT/VINCI”. Dans : *ApJ* 704, pages 150–160 (cf. pages 34, 35, 48).
- ACKE, B. et al. (avr. 2012). “Herschel images of Fomalhaut. An extrasolar Kuiper belt at the height of its dynamical activity”. Dans : *A&A* 540, A125, A125 (cf. page 47).
- AIMANOV, A. K., G. K. AIMANOVA et L. I. SHESTAKOVA (mar. 1995). “Radial velocities in the F corona on July 11, 1991”. Dans : *Astronomy Letters* 21, pages 196–198 (cf. page 26).
- ANDERSON, W. (déc. 1924). “Über die Existenzmöglichkeit von kosmischem Staube in der Sonnenkorona”. Dans : *Zeitschrift für Physik* 28, pages 299–324 (cf. page 24).
- AUFDENBERG, J. P. et al. (juil. 2006). “First Results from the CHARA Array. VII. Long-Baseline Interferometric Measurements of Vega Consistent with a Pole-On, Rapidly Rotating Star”. Dans : *ApJ* 645, pages 664–675 (cf. pages 31, 42).
- AUGEREAU, J.-C. et H. BEUST (sept. 2006). “On the AU Microscopii debris disk. Density profiles, grain properties, and dust dynamics”. Dans : *A&A* 455, pages 987–999 (cf. pages 13, 63).
- AUGEREAU, J. C., A. M. LAGRANGE et al. (août 1999). “On the HR 4796 A circumstellar disk”. Dans : *A&A* 348, pages 557–569 (cf. pages 11, 12, 40, 63).
- AUGEREAU, J. C., R. P. NELSON et al. (mai 2001). “Dynamical modeling of large scale asymmetries in the beta Pictoris dust disk”. Dans : *A&A* 370, pages 447–455 (cf. pages 12–14).

- AUGEREAU, J. C. et J. C. B. PAPALOIZOU (fév. 2004). “Structuring the HD 141569 circumstellar dust disk. Impact of eccentric bound stellar companions”. Dans : *A&A* 414, pages 1153–1164 (cf. page 13).
- AUMANN, H. H. et al. (mar. 1984). “Discovery of a shell around Alpha Lyrae”. Dans : *ApJ* 278, pages L23–L27 (cf. page 30).
- BEICHMAN, C. A., G. BRYDEN et al. (juin 2005). “An Excess Due to Small Grains around the Nearby K0 V Star HD 69830: Asteroid or Cometary Debris?” Dans : *ApJ* 626, pages 1061–1069 (cf. page 28).
- BELTON, M. J. S. (jan. 1966). “Dynamics of Interplanetary Dust”. Dans : *Science* 151, pages 35–44 (cf. page 25).
- BEUST, H. et al. (jan. 2014). “An independent determination of Fomalhaut b’s orbit and the dynamical effects on the outer dust belt”. Dans : *A&A* 561, A43, A43 (cf. page 47).
- BOCCALETTI, A. et al. (oct. 2015). “Fast-moving features in the debris disk around AU Microscopii”. Dans : *Nature* 526, pages 230–232 (cf. page 62).
- BOLEY, A. C. et al. (mai 2012). “Constraining the Planetary System of Fomalhaut Using High-resolution ALMA Observations”. Dans : *ApJ* 750, L21, page L21 (cf. page 47).
- BONSOR, A., J.-C. AUGEREAU et P. THÉBAULT (déc. 2012). “Scattering of small bodies by planets: a potential origin for exozodiacal dust?” Dans : *A&A* 548, A104, A104 (cf. page 54).
- BONSOR, A., S. N. RAYMOND et J.-C. AUGEREAU (août 2013). “The short-lived production of exozodiacal dust in the aftermath of a dynamical instability in planetary systems”. Dans : *MNRAS* 433, pages 2938–2945 (cf. pages 53, 54).
- BONSOR, A., S. N. RAYMOND, J.-C. AUGEREAU et C. W. ORMEL (juil. 2014). “Planetesimal-driven migration as an explanation for observations of high levels of warm, exozodiacal dust”. Dans : *MNRAS* 441, pages 2380–2391 (cf. pages 36, 54, 55, 60).
- BUENZLI, E. et al. (déc. 2010). “Dissecting the Moth: discovery of an off-centered ring in the HD 61005 debris disk with high-resolution imaging”. Dans : *A&A* 524, L1, page L1 (cf. page 12).
- CASSINI, G. D. (1695). “Découverte de la lumière celeste qui paroist dans le zodiaque”. Dans : *Recueil d’observations faites en plusieurs voyages par ordre de sa Majesté pour perfectionner l’astronomie et la géographie. Avec divers traités astronomiques par messieurs de l’Académie Royale des Sciences* (cf. page 18).
- CHEN, C. H. et al. (sept. 2006). “Spitzer IRS Spectroscopy of IRAS-discovered Debris Disks”. Dans : *ApJS* 166, pages 351–377 (cf. page 28).
- CHOQUET, É., J. MILLI et al. (jan. 2017). “First Scattered-light Images of the Gas-rich Debris Disk around 49 Ceti”. Dans : *ApJ* 834, L12, page L12 (cf. page 12).
- CHOQUET, É., M. D. PERRIN et al. (jan. 2016). “First Images of Debris Disks around TWA 7, TWA 25, HD 35650, and HD 377”. Dans : *ApJ* 817, L2, page L2 (cf. page 12).
- CIARDI, D. R. et al. (oct. 2001). “On the Near-Infrared Size of Vega”. Dans : *ApJ* 559, pages 1147–1154 (cf. page 30).
- COCHRAN, A. L. et al. (déc. 2015). “The Composition of Comets”. Dans : *Space Sci. Rev.* 197, pages 9–46 (cf. page 10).
- COLAVITA, M. M. et al. (oct. 2013). “The Keck Interferometer”. Dans : *PASP* 125, pages 1226–1264 (cf. page 17).
- CZECHOWSKI, A. et I. MANN (mai 2010). “Formation and Acceleration of Nano Dust in the Inner Heliosphere”. Dans : *ApJ* 714, 89, pages 89–99 (cf. pages 28, 56, 61).
- DEFRÈRE, D., O. ABSIL, J.-C. AUGEREAU et al. (oct. 2011). “Hot exozodiacal dust resolved around Vega with IOTA/IONIC”. Dans : *A&A* 534, A5, A5 (cf. pages 31, 32, 35, 42, 44–46).
- DEFRÈRE, D., O. ABSIL, R. DEN HARTOG et al. (jan. 2010). “Nulling interferometry: impact of exozodiacal clouds on the performance of future life-finding space missions”. Dans : *A&A* 509, A9, A9 (cf. pages 16, 39).

- DEFRÈRE, D., P. M. HINZ, B. MENNESSON et al. (juin 2016). “Nulling Data Reduction and On-sky Performance of the Large Binocular Telescope Interferometer”. Dans : *ApJ* 824, 66, page 66 (cf. page 17).
- DEFRÈRE, D., P. M. HINZ, A. J. SKEMER et al. (jan. 2015). “First-light LBT Nulling Interferometric Observations: Warm Exozodiacal Dust Resolved within a Few AU of  $\eta$  Crv”. Dans : *ApJ* 799, 42, page 42 (cf. page 42).
- DEFRÈRE, D., J. LEBRETON et al. (oct. 2012). “Hot circumstellar material resolved around  $\beta$  Pic with VLTI/PIONIER”. Dans : *A&A* 546, L9, page L9 (cf. pages 33–35).
- DENT, W. R. F. et al. (mar. 2014). “Molecular Gas Clumps from the Destruction of Icy Bodies in the  $\beta$  Pictoris Debris Disk”. Dans : *Science* 343, pages 1490–1492 (cf. pages 13, 14).
- DERMOTT, S. F., S. JAYARAMAN, Y. L. XU, B. Å. S. GUSTAFSON et al. (juin 1994). “A circumsolar ring of asteroidal dust in resonant lock with the Earth”. Dans : *Nature* 369, pages 719–723 (cf. pages 16, 20).
- DEUL, E. R. et R. D. WOLSTENCROFT (mai 1988). “A physical model for thermal emission from the zodiacal dust cloud”. Dans : *A&A* 196, pages 277–286 (cf. page 20).
- DI FOLCO, E. et al. (nov. 2007). “A near-infrared interferometric survey of debris disk stars. I. Probing the hot dust content around  $\epsilon$  Eridani and  $\tau$  Ceti with CHARA/FLUOR”. Dans : *A&A* 475, pages 243–250 (cf. pages 31, 33, 35, 40).
- DIKAREV, V. V. et D. J. SCHWARZ (déc. 2015). “Microwave thermal emission from the zodiacal dust cloud predicted with contemporary meteoroid models”. Dans : *A&A* 584, A9, A9 (cf. page 19).
- DIKAREV, V. et al. (déc. 2004). “Modeling the Sporadic Meteoroid Background Cloud”. Dans : *Earth Moon and Planets* 95, pages 109–122 (cf. page 19).
- DIVINE, N. (sept. 1993). “Five populations of interplanetary meteoroids”. Dans : *J. Geophys. Res.* 98, pages 17029–17048 (cf. pages 19, 21).
- DONALDSON, J. K. et al. (juil. 2013). “Modeling the HD 32297 Debris Disk with Far-infrared Herschel Data”. Dans : *ApJ* 772, 17, page 17 (cf. page 12).
- DUMONT, R. et A.-C. LEVASSEUR-REGOURD (fév. 1988). “Properties of interplanetary dust from infrared and optical observations. I - Temperature, global volume intensity, albedo and their heliocentric gradients”. Dans : *A&A* 191, pages 154–160 (cf. pages 21, 22).
- EIROA, C., D. FEDELE et al. (juil. 2010). “Cold DUst around NEArby Stars (DUNES). First results. A resolved exo-Kuiper belt around the solar-like star  $\zeta^2$  Ret”. Dans : *A&A* 518, L131, page L131 (cf. page 13).
- EIROA, C., J. P. MARSHALL et al. (juil. 2013). “DUst around NEArby Stars. The survey observational results”. Dans : *A&A* 555, A11, A11 (cf. page 10).
- ERTEL, S., O. ABSIL et al. (oct. 2014). “A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. IV. An unbiased sample of 92 southern stars observed in H band with VLTI/PIONIER”. Dans : *A&A* 570, A128, A128 (cf. pages 29, 34–38).
- ERTEL, S., J.-C. AUGEREAU et al. (mar. 2015). “An Unbiased Near-infrared Interferometric Survey for Hot Exozodiacal Dust”. Dans : *The Messenger* 159, pages 24–29 (cf. page 60).
- ERTEL, S., D. DEFRÈRE et al. (oct. 2016). “A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars. V. PIONIER search for variability”. Dans : *A&A* 595, A44, A44 (cf. page 37).
- ERTEL, S., J. P. MARSHALL et al. (jan. 2014). “Potential multi-component structure of the debris disk around HIP 17439 revealed by Herschel/DUNES”. Dans : *A&A* 561, A114, A114 (cf. page 12).
- EVANS II, N. J. et al. (août 2003). “From Molecular Cores to Planet-forming Disks: An SIRTf Legacy Program”. Dans : *PASP* 115, pages 965–980 (cf. page 7).
- FARAMAZ, V., H. BEUST, J.-C. AUGEREAU et al. (jan. 2015). “Insights on the dynamical history of the Fomalhaut system. Investigating the Fom c hypothesis”. Dans : *A&A* 573, A87, A87 (cf. pages 13, 47).



- FARAMAZ, V., H. BEUST, P. THÉBAULT et al. (mar. 2014). “Can eccentric debris disks be long-lived?. A first numerical investigation and application to  $\zeta^2$  Reticuli”. Dans : *A&A* 563, A72, A72 (cf. pages 12, 13).
- FARAMAZ, V., S. ERTEL et al. (fév. 2017). “Inner mean-motion resonances with eccentric planets: a possible origin for exozodiacal dust clouds”. Dans : *MNRAS* 465, pages 2352–2365 (cf. page 56).
- FARLEY, K. A. (juil. 1995). “Cenozoic variations in the flux of interplanetary dust recorded by  $^3\text{He}$  in a deep-sea sediment”. Dans : *Nature* 376, pages 153–156 (cf. page 23).
- FIXSEN, D. J. et E. DWEK (oct. 2002). “The Zodiacal Emission Spectrum as Determined by COBE and Its Implications”. Dans : *ApJ* 578, pages 1009–1014 (cf. pages 19–22).
- FRIDLUND, C. V. M. et F. CAPACCIONI (2002). “Infrared space interferometry – the DARWIN mission”. Dans : *Advances in Space Research* 30, pages 2135–2145 (cf. page 16).
- FROMANG, S. et R. P. NELSON (mar. 2009). “Global MHD simulations of stratified and turbulent protoplanetary discs. II. Dust settling”. Dans : *A&A* 496, pages 597–608 (cf. page 8).
- GAIDOS, E. et C. KORESKO (jan. 2004). “A survey of 10 microns silicate emission from dust around young sun-like stars”. Dans : *New A* 9, pages 33–42 (cf. page 45).
- GOMES, R. et al. (mai 2005). “Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets”. Dans : *Nature* 435, pages 466–469 (cf. page 53).
- GREENE, T., C. NOECKER et EXOPAG SAG 5 TEAM (mar. 2013). “NASA ExoPAG Study Analysis Group 5: Flagship Exoplanet Imaging Mission Science Goals and Requirements Report”. Dans : *ArXiv e-prints* (cf. page 17).
- GRUN, E. et al. (mai 1985). “Collisional balance of the meteoritic complex”. Dans : *Icarus* 62, pages 244–272 (cf. pages 21, 23).
- HAUSER, M. G. et al. (mar. 1984). “IRAS observations of the diffuse infrared background”. Dans : *ApJ* 278, pages L15–L18 (cf. page 19).
- HODAPP, K.-W., R. M. MACQUEEN et D. N. B. HALL (fév. 1992). “A search during the 1991 solar eclipse for the infrared signature of circumsolar dust”. Dans : *Nature* 355, pages 707–710 (cf. page 25).
- HOLLAND, W. S. et al. (avr. 1998). “Submillimetre images of dusty debris around nearby stars”. Dans : *Nature* 392, pages 788–791 (cf. page 47).
- HOOKE, R. (1705). “The posthumous works of Robert Hooke”. Dans : sous la direction de London : printed by SAM. SMITH et (printers to the Royal Society) at the Princes Arms in St. Paul’s Church-yard. 1705 BENJ. WALFORD, page 194 (cf. page 19).
- IPATOV, S. I. et al. (avr. 2008). “Dynamical zodiacal cloud models constrained by high resolution spectroscopy of the zodiacal light”. Dans : *Icarus* 194, pages 769–788 (cf. page 23).
- ISHIGURO, M. et al. (avr. 2013). “High-resolution Imaging of the Gegenschein and the Geometric Albedo of Interplanetary Dust”. Dans : *ApJ* 767, 75, page 75 (cf. page 21).
- JUHÁSZ, A. et M. HORÁNYI (juin 2013). “Dynamics and distribution of nano-dust particles in the inner solar system”. Dans : *Geophys. Res. Lett.* 40, pages 2500–2504 (cf. page 27).
- KALAS, P., J. R. GRAHAM, E. CHIANG et al. (nov. 2008). “Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth”. Dans : *Science* 322, page 1345 (cf. page 34).
- KALAS, P., J. R. GRAHAM et M. CLAMPIN (juin 2005). “A planetary system as the origin of structure in Fomalhaut’s dust belt”. Dans : *Nature* 435, pages 1067–1070 (cf. page 47).
- KALAS, P., J. R. GRAHAM, M. P. FITZGERALD et al. (sept. 2013). “STIS Coronagraphic Imaging of Fomalhaut: Main Belt Structure and the Orbit of Fomalhaut b”. Dans : *ApJ* 775, 56, page 56 (cf. page 47).
- KELSALL, T. et al. (nov. 1998). “The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. II. Model of the Interplanetary Dust Cloud”. Dans : *ApJ* 508, pages 44–73 (cf. pages 19, 20, 44).

- KEMPER, F., W. J. VRIEND et A. G. G. M. TIELENS (juil. 2004). “The Absence of Crystalline Silicates in the Diffuse Interstellar Medium”. Dans : *ApJ* 609, pages 826–837 (cf. page 9).
- KENNEDY, G. M. et M. C. WYATT (août 2013). “The bright end of the exo-Zodi luminosity function: disc evolution and implications for exo-Earth detectability”. Dans : *MNRAS* 433, pages 2334–2356 (cf. page 28).
- KESSLER-SILACCI, J. E. et al. (avr. 2007). “Probing Protoplanetary Disks with Silicate Emission: Where Is the Silicate Emission Zone?” Dans : *ApJ* 659, pages 680–684 (cf. page 7).
- KESSLER-SILACCI, J. et al. (mar. 2006). “c2d Spitzer IRS Spectra of Disks around T Tauri Stars. I. Silicate Emission and Grain Growth”. Dans : *ApJ* 639, pages 275–291 (cf. page 8).
- KIMURA, H. et I. MANN (juin 1998). “Brightness of the solar F-corona”. Dans : *Earth, Planets, and Space* 50, pages 493–499 (cf. page 24).
- KIRCHSCHLAGER, F. et al. (jan. 2017). “Constraints on the structure of hot exozodiacal dust belts”. Dans : *MNRAS* (cf. pages 46, 51).
- KOBAYASHI, H. et al. (juin 2008). “Dust ring formation due to ice sublimation of radially drifting dust particles under the Poynting Robertson effect in debris disks”. Dans : *Icarus* 195, pages 871–881 (cf. page 52).
- (mai 2009). “Dust ring formation due to sublimation of dust grains drifting radially inward by the Poynting-Robertson drag: An analytical model”. Dans : *Icarus* 201, pages 395–405 (cf. pages 26, 51, 52).
- KOFMAN, W. et al. (juil. 2015). “Properties of the 67P/Churyumov-Gerasimenko interior revealed by CONSERT radar”. Dans : *Science* 349.2 (cf. page 12).
- KONDO, T. et al. (mar. 2016). “Modeling of the Zodiacal Emission for the AKARI/IRC Mid-infrared All-sky Diffuse Maps”. Dans : *AJ* 151, 71, page 71 (cf. pages 19, 20).
- KRAL, Q. et al. (jan. 2015). “Signatures of massive collisions in debris discs. A self-consistent numerical model”. Dans : *A&A* 573, A39, A39 (cf. pages 14, 60).
- KRIVOV, A., H. KIMURA et I. MANN (août 1998). “Dynamics of Dust near the Sun”. Dans : *Icarus* 134, pages 311–327 (cf. pages 25, 26).
- KRIVOV, A. V. et al. (juil. 2013). “Herschel’s “Cold Debris Disks”: Background Galaxies or Quiescent Rims of Planetary Systems?” Dans : *ApJ* 772, 32, page 32 (cf. page 10).
- LAGRANGE, A.-M. et al. (jan. 2009). “A probable giant planet imaged in the  $\beta$  Pictoris disk. VLT/NaCo deep L’-band imaging”. Dans : *A&A* 493, pages L21–L25 (cf. page 13).
- LASUE, J. et al. (oct. 2007). “Inferring the interplanetary dust properties. from remote observations and simulations”. Dans : *A&A* 473, pages 641–649 (cf. pages 20–22).
- LAWLER, S. M. et al. (nov. 2009). “Explorations Beyond the Snow Line: Spitzer/IRS Spectra of Debris Disks Around Solar-type Stars”. Dans : *ApJ* 705, pages 89–111 (cf. page 28).
- LAY, O. P. (nov. 2004). “Systematic Errors in Nulling Interferometers”. Dans : *Appl. Opt.* 43, pages 6100–6123 (cf. page 16).
- LE BOUQUIN, J.-B. et al. (nov. 2011). “PIONIER: a 4-telescope visitor instrument at VLTI”. Dans : *A&A* 535, A67, A67 (cf. pages 17, 30).
- LEBRETON, J., J.-C. AUGEREAU et al. (mar. 2012). “An icy Kuiper belt around the young solar-type star HD 181327”. Dans : *A&A* 539, A17, A17 (cf. pages 11, 12, 40).
- LEBRETON, J., R. VAN LIESHOUT et al. (juil. 2013). “An interferometric study of the Fomalhaut inner debris disk. III. Detailed models of the exozodiacal disk and its origin”. Dans : *A&A* 555, A146, A146 (cf. pages 12, 40, 42, 43, 48–52, 56).
- LEFÉBURE, E. (1895). “La lumière zodiacale d’après les anciens”. Dans : *Ciel et Terre* 15, pages 75–85 (cf. page 18).
- LEINERT, C., S. BOWYER et al. (jan. 1998). “The 1997 reference of diffuse night sky brightness”. Dans : *A&AS* 127, pages 1–99 (cf. pages 16, 20).

- LEINERT, C., I. RICHTER, E. PITZ et M. HANNER (juin 1982). “HELIOS zodiacal light measurements - A tabulated summary”. Dans : *A&A* 110, pages 355–357 (cf. page 21).
- LEINERT, C., I. RICHTER, E. PITZ et B. PLANCK (nov. 1981). “The zodiacal light from 1.0 to 0.3 A.U. as observed by the HELIOS space probes”. Dans : *A&A* 103, pages 177–188 (cf. pages 19, 20).
- LIU, J. C., S. F. DERMOTT et Y. L. XU (juin 1995). “The contribution of cometary dust to the zodiacal cloud”. Dans : *Planet. Space Sci.* 43, pages 717–722 (cf. page 23).
- LISSE, C. M. et al. (mar. 2007). “On the Nature of the Dust in the Debris Disk around HD 69830”. Dans : *ApJ* 658, pages 584–592 (cf. page 28).
- LIU, W. M. et al. (août 2004). “Adaptive Optics Nulling Interferometric Constraints on the Mid-Infrared Exozodiacal Dust Emission around Vega”. Dans : *ApJ* 610, pages L125–L128 (cf. pages 44, 45).
- LÖHNE, T., J.-C. AUGEREAU et al. (jan. 2012). “Modelling the huge, Herschel-resolved debris ring around HD 207129”. Dans : *A&A* 537, A110, A110 (cf. pages 10, 11, 14).
- LÖHNE, T., A. V. KRIVOV et J. RODMANN (fév. 2008). “Long-Term Collisional Evolution of Debris Disks”. Dans : *ApJ* 673, 1123–1137, pages 1123–1137 (cf. pages 13, 47, 51).
- LOPEZ, B. et al. (sept. 2014). “An Overview of the MATISSE Instrument – Science, Concept and Current Status”. Dans : *The Messenger* 157, pages 5–12 (cf. page 60).
- LOVE, S. G. et D. E. BROWNLEE (oct. 1993). “A Direct Measurement of the Terrestrial Mass Accretion Rate of Cosmic Dust”. Dans : *Science* 262, pages 550–553 (cf. page 15).
- LOW, F. J. et al. (mar. 1984). “Infrared cirrus - New components of the extended infrared emission”. Dans : *ApJ* 278, pages L19–L22 (cf. page 19).
- MACQUEEN, R. M. (déc. 1968). “Infrared Observations of the Outer Solar Corona”. Dans : *ApJ* 154, page 1059 (cf. page 25).
- MANKIN, W. G., R. M. MACQUEEN et R. H. LEE (fév. 1974). “The coronal radiance in the intermediate infrared.” Dans : *A&A* 31, pages 17–21 (cf. page 25).
- MANN, I. (juil. 1992). “The solar F-corona - Calculations of the optical and infrared brightness of circumsolar dust”. Dans : *A&A* 261, pages 329–335 (cf. page 25).
- (juin 1998). “Zodiacal Cloud Complexes”. Dans : *Earth, Planets, and Space* 50, pages 465–471 (cf. page 22).
- MANN, I., E. GRÜN et M. WILCK (avr. 1996). “The Contribution of Asteroid Dust to the Interplanetary Dust Cloud: The Impact of ULYSSES Results on the Understanding of Dust Production in the Asteroid Belt and of the Formation of the IRAS Dust Bands”. Dans : *Icarus* 120, pages 399–407 (cf. page 22).
- MANN, I., H. KIMURA et al. (jan. 2004). “Dust Near The Sun”. Dans : *Space Sci. Rev.* 110, pages 269–305 (cf. pages 25, 26).
- MANN, I., A. KRIVOV et H. KIMURA (août 2000). “Dust Cloud near the Sun”. Dans : *Icarus* 146, pages 568–582 (cf. page 25).
- MANN, I., E. MURAD et A. CZECHOWSKI (juin 2007). “Nanoparticles in the inner solar system”. Dans : *Planet. Space Sci.* 55, pages 1000–1009 (cf. page 27).
- MARBOEUF, U., A. BONSOR et J.-C. AUGEREAU (nov. 2016). “Extrasolar comets: The origin of dust in exozodiacal disks?” Dans : *Planet. Space Sci.* 133, pages 47–62 (cf. pages 55, 56, 60).
- MARION, L. et al. (oct. 2014). “Searching for faint companions with VLTI/PIONIER. II. 92 main sequence stars from the Exozodi survey”. Dans : *A&A* 570, A127, A127 (cf. pages 30, 34).
- MARSHALL, J. P. et al. (juil. 2016). “Polarization Measurements of Hot Dust Stars and the Local Interstellar Medium”. Dans : *ApJ* 825, 124, page 124 (cf. pages 37, 38).
- MATTHEWS, B. C. et al. (2014). “Observations, Modeling, and Theory of Debris Disks”. Dans : *Protostars and Planets VI*, pages 521–544 (cf. pages 7, 13, 36).

- MAYOR, M. et D. QUELOZ (nov. 1995). “A Jupiter-mass companion to a solar-type star”. Dans : *Nature* 378, pages 355–359 (cf. page 16).
- MENNESSON, B., O. ABSIL et al. (fév. 2013). “An Interferometric Study of the Fomalhaut Inner Debris Disk. II. Keck Nuller Mid-infrared Observations”. Dans : *ApJ* 763, 119, page 119 (cf. pages 42, 43, 48).
- MENNESSON, B. et J. M. MARIOTTI (juil. 1997). “Array Configurations for a Space Infrared Nulling Interferometer Dedicated to the Search for Earthlike Extrasolar Planets”. Dans : *Icarus* 128, pages 202–212 (cf. page 16).
- MENNESSON, B., R. MILLAN-GABET et al. (déc. 2014). “Constraining the Exozodiacal Luminosity Function of Main-sequence Stars: Complete Results from the Keck Nuller Mid-infrared Surveys”. Dans : *ApJ* 797, 119, page 119 (cf. page 38).
- MENNESSON, B., E. SERABYN et al. (juil. 2011). “New Constraints on Companions and Dust within a Few AU of Vega”. Dans : *ApJ* 736, 14, page 14 (cf. page 46).
- MEYER-VERNET, N. et al. (mai 2009). “Dust Detection by the Wave Instrument on STEREO: Nanoparticles Picked up by the Solar Wind?” Dans : *Sol. Phys.* 256, pages 463–474 (cf. page 27).
- MIE, G. (1908). “Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen”. Dans : *Annalen der Physik* 330, pages 377–445 (cf. pages 8, 11).
- MILLAN-GABET, R. et al. (juin 2011). “Exozodiacal Dust Levels for Nearby Main-sequence Stars: A Survey with the Keck Interferometer Nuller”. Dans : *ApJ* 734, 67, page 67 (cf. page 38).
- MILLI, J. et al. (jan. 2017). “Near-infrared scattered light properties of the HR4796A dust ring: a measured scattering phase function from 13.6deg to 166.6deg”. Dans : *ArXiv e-prints* (cf. pages 12, 63).
- MIN, M., J. W. HOVENIER et A. DE KOTER (mar. 2005). “Modeling optical properties of cosmic dust grains using a distribution of hollow spheres”. Dans : *A&A* 432, pages 909–920 (cf. page 8).
- MIZUTANI, K. et al. (nov. 1984). “Near-infrared observation of the circumsolar dust emission during the 1983 solar eclipse”. Dans : *Nature* 312, pages 134–136 (cf. page 26).
- MONTESINOS, B. et al. (sept. 2016). “Incidence of debris discs around FGK stars in the solar neighbourhood”. Dans : *A&A* 593, A51, A51 (cf. page 10).
- MORGAN, H. et S. R. HABBAL (août 2007). “The long-term stability of the visible F corona at heights of 3-6  $R_{\odot}$ ”. Dans : *A&A* 471, pages L47–L50 (cf. page 25).
- MUKAI, T. et T. YAMAMOTO (1979). “A Model of the Circumsolar Dust Cloud”. Dans : *PASJ* 31, pages 585–596 (cf. pages 24–26, 51).
- MUKAI, T., T. YAMAMOTO et al. (1974). “On the circumsolar grain materials”. Dans : *PASJ* 26, pages 445–458 (cf. page 25).
- MULDERS, G. D. et al. (juil. 2011). “Low abundance, strong features: window-dressing crystalline forsterite in the disk wall of HD 100546”. Dans : *A&A* 531, A93, A93 (cf. page 10).
- MÜLLER, S., T. LÖHNE et A. V. KRIVOV (jan. 2010). “The Debris Disk of Vega: A Steady-state Collisional Cascade, Naturally”. Dans : *ApJ* 708, pages 1728–1747 (cf. page 54).
- NAPIER, W. M. (mar. 2001). “Temporal variation of the zodiacal dust cloud”. Dans : *MNRAS* 321, pages 463–470 (cf. page 23).
- NEŠVORNÝ, D., W. F. BOTTKÉ et al. (juil. 2003). “Recent Origin of the Solar System Dust Bands”. Dans : *ApJ* 591, pages 486–497 (cf. page 19).
- NEŠVORNÝ, D., P. JENNISKENS et al. (avr. 2010). “Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Carbonaceous Micrometeorites. Implications for Hot Debris Disks”. Dans : *ApJ* 713, pages 816–836 (cf. pages 22, 23, 54).
- OHGAI, R. et al. (oct. 2002). “The J- and K-Band Brightness of the Solar F Corona Observed during the Solar Eclipse on 1998 February 26”. Dans : *ApJ* 578, pages 610–620 (cf. page 25).
- OLIVEIRA, I., J. OLOFSSON et al. (juin 2011). “On the Evolution of Dust Mineralogy, from Protoplanetary Disks to Planetary Systems”. Dans : *ApJ* 734, 51, page 51 (cf. pages 8, 9).

- OLIVEIRA, I., K. M. PONTOPPIDAN et al. (mai 2010). “A Spitzer Survey of Protoplanetary Disk Dust in the Young Serpens Cloud: How do Dust Characteristics Evolve with Time?” Dans : *ApJ* 714, pages 778–798 (cf. page 8).
- OLOFSSON, J., J.-C. AUGEREAU, E. F. VAN DISHOCK, B. MERÍN, N. GROSSO et al. (sept. 2010). “C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars. V. Spectral decomposition”. Dans : *A&A* 520, A39, A39 (cf. pages 8, 9).
- OLOFSSON, J., J.-C. AUGEREAU, E. F. VAN DISHOCK, B. MERÍN, F. LAHUIS et al. (nov. 2009). “C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars. IV. Crystalline silicates”. Dans : *A&A* 507, pages 327–345 (cf. pages 8, 9).
- OLOFSSON, J., A. JUHÁSZ et al. (juin 2012). “Transient dust in warm debris disks. Detection of Fe-rich olivine grains”. Dans : *A&A* 542, A90, A90 (cf. page 28).
- OZERNOY, L. M. et al. (juil. 2000). “Signatures of Exosolar Planets in Dust Debris Disks”. Dans : *ApJ* 537, pages L147–L151 (cf. page 13).
- PETERSON, A. W. (avr. 1967). “Experimental Detection of Thermal Radiation from Interplanetary Dust”. Dans : *ApJ* 148, page L37 (cf. page 25).
- PLANCK COLLABORATION et al. (nov. 2014). “Planck 2013 results. XIV. Zodiacal emission”. Dans : *A&A* 571, A14, A14 (cf. page 19).
- PRASAD, C. D. (juin 1995). “Variability of Circumsolar Dust Ring”. Dans : *Sol. Phys.* 159, pages 181–190 (cf. page 25).
- PYO, J. et al. (nov. 2010). “Brightness map of the zodiacal emission from the AKARI IRC All-Sky Survey”. Dans : *A&A* 523, A53, A53 (cf. page 20).
- RAGOT, B. R. et S. W. KAHLER (sept. 2003). “Interactions of Dust Grains with Coronal Mass Ejections and Solar Cycle Variations of the F-Coronal Brightness”. Dans : *ApJ* 594, pages 1049–1059 (cf. pages 25, 56).
- RAPPAPORT, S. et al. (juin 2012). “Possible Disintegrating Short-period Super-Mercury Orbiting KIC 12557548”. Dans : *ApJ* 752, 1, page 1 (cf. page 56).
- RAYMOND, S. N., P. J. ARMITAGE et N. GORELICK (juil. 2009). “Planet-Planet Scattering in Planetesimal Disks”. Dans : *ApJ* 699, pages L88–L92 (cf. page 53).
- (mar. 2010). “Planet-Planet Scattering in Planetesimal Disks. II. Predictions for Outer Extrasolar Planetary Systems”. Dans : *ApJ* 711, pages 772–795 (cf. page 53).
- REACH, W. T. (déc. 1988). “Zodiacal emission. I - Dust near the earth’s orbit”. Dans : *ApJ* 335, pages 468–485 (cf. page 21).
- (mar. 1991). “Zodiacal emission. II - Dust near ecliptic”. Dans : *ApJ* 369, pages 529–543 (cf. pages 21, 22).
- REACH, W. T., A. ABERGEL et al. (nov. 1996). “Mid-Infrared spectrum of the zodiacal light.” Dans : *A&A* 315, pages L381–L384 (cf. pages 19–21).
- REACH, W. T., P. MORRIS et al. (août 2003). “The mid-infrared spectrum of the zodiacal and exozodiacal light”. Dans : *Icarus* 164, pages 384–403 (cf. page 21).
- RECHE, R., H. BEUST et J.-C. AUGEREAU (jan. 2009). “Investigating the flyby scenario for the HD 141569 system”. Dans : *A&A* 493, pages 661–669 (cf. page 13).
- RECHE, R., H. BEUST, J.-C. AUGEREAU et O. ABSIL (mar. 2008). “On the observability of resonant structures in planetesimal disks due to planetary migration”. Dans : *A&A* 480, pages 551–561 (cf. page 13).
- RENARD, J. B., A. C. LEVASSEUR-REGOURD et R. DUMONT (déc. 1995). “Properties of interplanetary dust from infrared and optical observations. II. Brightness, polarization, temperature, albedo and their dependence on the elevation above the ecliptic.” Dans : *A&A* 304, page 602 (cf. pages 21, 22).
- RIEKE, G. H., A. GÁSPÁR et N. P. BALLERING (jan. 2016). “Magnetic Grain Trapping and the Hot Excesses around Early-type Stars”. Dans : *ApJ* 816, 50, page 50 (cf. pages 37, 56, 61).

- SCHIPPERS, P. et al. (juin 2015). “Nanodust Detection between 1 and 5 AU Using Cassini Wave Measurements”. Dans : *ApJ* 806, 77, page 77 (cf. pages 21, 27).
- SERABYN, E. et al. (mar. 2012). “The Keck Interferometer Nuller”. Dans : *ApJ* 748, 55, page 55 (cf. page 17).
- SHESTAKOVA, L. I. et B. I. DEMCHENKO (mar. 2016). “Results of observations of the dust distribution in the F-corona of the sun”. Dans : *Solar System Research* 50, pages 143–160 (cf. pages 26, 27).
- SHESTAKOVA, L. I., B. I. DEMCHENKO et al. (déc. 2011). “Observations of the dust radial velocity field in the F-corona on March 29, 2006”. Dans : *Geomagnetism and Aeronomy* 51, pages 1054–1057 (cf. page 25).
- SMITH, R., M. C. WYATT et C. A. HANIFF (août 2009). “Resolving the hot dust around HD69830 and  $\eta$  Corvi with MIDI and VISIR”. Dans : *A&A* 503, pages 265–279 (cf. page 38).
- SPIESMAN, W. J. et al. (avr. 1995). “Near- and far-infrared observations of interplanetary dust bands from the COBE diffuse infrared background experiment”. Dans : *ApJ* 442, pages 662–667 (cf. pages 19, 20).
- STAPELFELDT, K. R. et al. (sept. 2004). “First Look at the Fomalhaut Debris Disk with the Spitzer Space Telescope”. Dans : *ApJS* 154, pages 458–462 (cf. page 47).
- STOCK, N. D. et al. (déc. 2010). “The Structure of the  $\beta$  Leonis Debris Disk”. Dans : *ApJ* 724, pages 1238–1255 (cf. page 38).
- STURM, B., J. BOUWMAN, T. HENNING, N. J. EVANS, B. ACKE et al. (juil. 2010). “First results of the Herschel key program “Dust, Ice and Gas In Time” (DIGIT): Dust and gas spectroscopy of HD 100546”. Dans : *A&A* 518, L129, page L129 (cf. page 10).
- STURM, B., J. BOUWMAN, T. HENNING, N. J. EVANS, L. B. F. M. WATERS et al. (mai 2013). “The 69 microns forsterite band in spectra of protoplanetary disks. Results from the Herschel DIGIT programme”. Dans : *A&A* 553, A5, A5 (cf. page 10).
- SU, K. Y. L., G. H. RIEKE, D. DEFRÉRE et al. (fév. 2016). “The Inner Debris Structure in the Fomalhaut Planetary System”. Dans : *ApJ* 818, 45, page 45 (cf. page 50).
- SU, K. Y. L., G. H. RIEKE, R. MALHOTRA et al. (fév. 2013). “Asteroid Belts in Debris Disk Twins: Vega and Fomalhaut”. Dans : *ApJ* 763, 118, page 118 (cf. pages 44, 45, 50).
- THÉBAULT, P. (jan. 2012). “A new code to study structures in collisionally active, perturbed debris discs: application to binaries”. Dans : *A&A* 537, A65, A65 (cf. page 14).
- THÉBAULT, P. et J.-C. AUGEREAU (sept. 2007). “Collisional processes and size distribution in spatially extended debris discs”. Dans : *A&A* 472, pages 169–185 (cf. pages 12–14, 60).
- THÉBAULT, P., J. C. AUGEREAU et H. BEUST (sept. 2003). “Dust production from collisions in extrasolar planetary systems. The inner beta Pictoris disc”. Dans : *A&A* 408, pages 775–788 (cf. page 14).
- TSUMURA, K., J. BATTLE et al. (août 2010). “Observations of the Near-infrared Spectrum of the Zodiacal Light with CIBER”. Dans : *ApJ* 719, pages 394–402 (cf. pages 20, 22).
- TSUMURA, K., T. MATSUMOTO et al. (déc. 2013). “Low-Resolution Spectrum of the Zodiacal Light with the AKARI InfraRed Camera”. Dans : *PASJ* 65, 119, page 119 (cf. pages 20, 21).
- VAN LIESHOUT, R. et al. (nov. 2014). “Near-infrared emission from sublimating dust in collisionally active debris disks”. Dans : *A&A* 571, A51, A51 (cf. pages 52, 56).
- VITENSE, C. et al. (avr. 2012). “An improved model of the Edgeworth-Kuiper debris disk”. Dans : *A&A* 540, A30, A30 (cf. page 10).
- WEINBERGER, A. J. et al. (fév. 2015). “Target Selection for the LBTI Exozodi Key Science Program”. Dans : *ApJS* 216, 24, page 24 (cf. pages 17, 39).
- WHIPPLE, F. L. (mai 1967). “On Maintaining the Meteoritic Complex”. Dans : *SAO Special Report* 239, page 1 (cf. pages 22, 23).
- WILLIAMS, J. P. et L. A. CIEZA (sept. 2011). “Protoplanetary Disks and Their Evolution”. Dans : *ARA&A* 49, pages 67–117 (cf. page 7).



- WOLSCZAN, A. et D. A. FRAIL (jan. 1992). “A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12”. Dans : *Nature* 355, pages 145–147 (cf. page 16).
- WYATT, M. C., S. F. DERMOTT et al. (déc. 1999). “How Observations of Circumstellar Disk Asymmetries Can Reveal Hidden Planets: Pericenter Glow and Its Application to the HR 4796 Disk”. Dans : *ApJ* 527, pages 918–944 (cf. page 20).
- WYATT, M. C., R. SMITH et al. (mar. 2007). “Transience of Hot Dust around Sun-like Stars”. Dans : *ApJ* 658, pages 569–583 (cf. pages 36, 47, 51).
- YANG, H. et M. ISHIGURO (nov. 2015). “Origin of Interplanetary Dust through Optical Properties of Zodiacal Light”. Dans : *ApJ* 813, 87, page 87 (cf. page 22).
- YOON, J. et al. (jan. 2010). “A New View of Vega’s Composition, Mass, and Age”. Dans : *ApJ* 708, pages 71–79 (cf. page 47).

## Livres

- BEICHMAN, C. A., N. J. WOOLF et C. A. LINDENSMITH (1999). “The Terrestrial Planet Finder (TPF): a NASA Origins Program to search for habitable planets”. Dans : *The Terrestrial Planet Finder (TPF) : a NASA Origins Program to search for habitable planets / the TPF Science Working Group ; edited by C.A. Beichman, N.J. Woolf, and C.A. Lindensmith. [Washington, D.C.] : National Aeronautics and Space Administration ; Pasadena, Calif. : Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, [1999] (JPL publication ; 99-3) (cf. page 16).*
- DERMOTT, S. F., K. GROGAN, D. D. DURDA et al. (2001). “Orbital Evolution of Interplanetary Dust”. Dans : *Interplanetary Dust, Edited by E. Grün, B.A.S. Gustafson, S. Dermott, and H. Fechtig. Astronomy and Astrophysics Library. 2001, 804 p., ISBN: 3-540-42067-3. Berlin: Springer, 2001, p. 569. Sous la direction d’E. GRÜN et al., page 569 (cf. page 20).*
- FECHTIG, H., C. LEINERT et O. E. BERG (2001). “Historical Perspectives”. Dans : *Interplanetary Dust, Edited by E. Grün, B.A.S. Gustafson, S. Dermott, and H. Fechtig. Astronomy and Astrophysics Library. 2001, 804 p., ISBN: 3-540-42067-3. Berlin: Springer, 2001, p. 1. Sous la direction d’E. GRÜN et al., page 1 (cf. page 18).*

## Comptes-rendus de conférences

- ABSIL, O. (2003). “GENIE: a ground-based precursor for the IRSI-Darwin mission”. Dans : *EAS Publications Series. Sous la direction de C. AIME et R. SOUMMER. Tome 8. EAS Publications Series, pages 289–296 (cf. page 17).*
- AUGEREAU, J.-C. (déc. 2004). “Structures in Dusty Disks”. Dans : *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow. Sous la direction de J. BEAULIEU, A. LCAVELIER DES ETANGS et C. TERQUEM. Tome 321. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 305 (cf. page 13).*
- AUGEREAU, J.-C., O. ABSIL et al. (nov. 2008). “DIGIT, GASPS, DEBRIS and DUNES: four HERSCHEL Open Time Key Programs to survey the dust cycle in circumstellar disks”. Dans : *SF2A-2008. Sous la direction de C. CHARBONNEL, F. COMBES et R. SAMADI, page 443 (cf. page 10).*
- “Exozodiacal Dust Workshop” (avr. 1998). Dans : *Exozodiacal Dust Workshop: sous la direction de D. E. BACKMAN et al. (cf. page 16).*
- BEICHMAN, C. et T. VELUSAMY (déc. 1997). “Effects of Confusion By Zodiacal Light Structures on The Detection of Terrestrial Planets”. Dans : *American Astronomical Society Meeting Abstracts. Tome 29. Bulletin of the American Astronomical Society, page 1310 (cf. page 16).*
- COUDÉ DU FORESTO, V., O. ABSIL et al. (juin 2006). “ALADDIN: an optimized nulling ground-based demonstrator for DARWIN”. Dans : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Tome 6268. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, page 10 (cf. page 17).*

- COUDÉ DU FORESTO, V., P. J. BORDE et al. (fév. 2003). “FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array”. Dans : *Interferometry for Optical Astronomy II*. Sous la direction de W. A. TRAUB. Tome 4838. Proc. SPIE, pages 280–285 (cf. pages 17, 30).
- CZECHOWSKI, A. et I. MANN (2012). “Nanodust Dynamics in Interplanetary Space”. Dans : *Nanodust in the Solar System: Discoveries and Interpretations*. Sous la direction d’I. MANN, N. MEYER-VERNET et A. CZECHOWSKI. Tome 385. Astrophysics and Space Science Library, page 47 (cf. page 27).
- DERMOTT, S. F., K. GROGAN, B. A. S. GUSTAFSON et al. (1996). “Sources of Interplanetary Dust”. Dans : *IAU Colloq. 150: Physics, Chemistry, and Dynamics of Interplanetary Dust*. Sous la direction de B. A. S. GUSTAFSON et M. S. HANNER. Tome 104. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 143 (cf. page 23).
- DERMOTT, S. F., S. JAYARAMAN, Y. L. XU, K. GROGAN et al. (1996). “The origin and dynamics of the interplanetary dust cloud.” Dans : *American Institute of Physics Conference Series*. Sous la direction d’E. DWEK. Tome 348. American Institute of Physics Conference Series, pages 25–36 (cf. page 23).
- HINZ, P. M. et al. (juil. 2000). “BLINC: a testbed for nulling interferometry in the thermal infrared”. Dans : *Interferometry in Optical Astronomy*. Sous la direction de P. LÉNA et A. QUIRRENBACH. Tome 4006. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, pages 349–353 (cf. page 17).
- HINZ, P. et al. (juil. 2014). “Commissioning the LBTI for use as a nulling interferometer and coherent imager”. Dans : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Tome 9146. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, (cf. page 17).
- HONG, S. S. et al. (déc. 2009). “Modeling of the Interplanetary Dust Cloud”. Dans : *AKARI, a Light to Illuminate the Misty Universe*. Sous la direction de T. ONAKA et al. Tome 418. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 29 (cf. page 20).
- KOUTCHMY, S. et P. L. LAMY (1985). “The F-corona and the circum-solar dust evidences and properties”. Dans : *IAU Colloq. 85: Properties and Interactions of Interplanetary Dust*. Sous la direction de R. H. GIESE et P. LAMY. Tome 119. Astrophysics and Space Science Library, pages 63–74 (cf. page 24).
- PETERSON, A. W. (sept. 1971). “A determination of the vaporization temperature of circumsolar dust at 4 R sun.” Dans : *Bulletin of the American Astronomical Society*. Tome 3. BAAS, page 500 (cf. page 25).

## Thèses

- ABSIL, O. (2006). “Astrophysical studies of extrasolar planetary systems using infrared interferometric techniques”. Thèse de doctorat. University of Liege (cf. page 29).
- AUGEREAU, J.-C. (2000). “Évolution des disques planétaires: Observations, modélisation et perspectives instrumentales”. Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier (Grenoble I) (cf. pages 11, 29).
- LEBRETON, J. (2013). “Observations et Modélisation des systèmes planétaires autour des étoiles proches”. Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier (Grenoble I) (cf. page 34).