



**HAL**  
open science

# Diffusion de la lumière par des agrégats irréguliers : simulations numériques et expérimentales, applications aux petits corps dans le système solaire.

Jérémie Lasue

► **To cite this version:**

Jérémie Lasue. Diffusion de la lumière par des agrégats irréguliers : simulations numériques et expérimentales, applications aux petits corps dans le système solaire.. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI; Université Libre de Bruxelles, 2006. Français. NNT : . tel-00335576

**HAL Id: tel-00335576**

**<https://theses.hal.science/tel-00335576>**

Submitted on 30 Oct 2008

**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.



Service d'Aéronomie / IPSL  
Université Pierre et Marie Curie-Paris 6

Microgravity Research Center  
Université Libre de Bruxelles

Thèse présentée pour obtenir le titre de Docteur de l'Université Paris 6  
Spécialité : Sciences de l'Univers – Astrophysique et techniques spatiales

**Diffusion de la lumière par des agrégats  
irréguliers : simulations numériques et  
expérimentales, applications aux petits corps  
dans le système solaire**

par Jérémie Lasue

Soutenue le 29 Septembre 2006  
devant un jury composé de :

Dr. Robert Botet	rapporteur
Pr. Michel Cabane	président
Pr. Frank Dubois	examineur
Pr. Pierre Encrenaz	examineur
Pr. Pascale Ehrenfreund	rapporteur
Pr. Véronique Halloin	examineur
Pr. Jean Claude Legros	co-directeur
Pr. A.-Chantal Levasseur-Regourd	directeur
Dr. Jean-Baptiste Renard	examineur
Dr. Francis Rocard	examineur



*À ma mère, à mon père  
À Ujjaini, mon amour  
À Jatush, mon ami*

*Ce qui est admirable,  
ce n'est pas que le champ des étoiles soit si vaste,  
c'est que l'homme l'ait mesuré.*

A. France  
Le jardin d'Épicure

*L'homme est absurde par ce qu'il cherche,  
grand par ce qu'il trouve.*

P. Valéry  
Moralités

*“Tu dois apprendre le calme, Pépin, dit-il.  
Voilà des années que je te prêche le calme.  
Le jour où tu t'es précipité avec ta... comète,  
je t'ai dit que les étoiles pouvaient peut-être attendre  
qu'on ait sa tasse de chocolat.”*

J. Steinbeck  
Le règne éphémère de Pépin IV





---

## Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été réalisé en collaboration entre le Service d'aéronomie (CNRS/IPSL), à l'Université Pierre et Marie Curie-Paris6 ainsi qu'à Verrières-le-Buisson, et le Microgravity Research Center à l'Université Libre de Bruxelles ainsi que chez Lambda-X à Nivelles. Cette étude, menée dans un cadre européen, fut extrêmement motivante grâce à la diversité des sujets abordés et l'enthousiasme des différentes équipes à faire progresser le projet. Il est malheureusement impossible d'écrire une liste de remerciements qui regrouperait toutes les personnes auxquelles je suis redevable du bon déroulement de ma thèse. Les lignes qui suivent reflètent ma gratitude envers tous les acteurs de ce projet, sans la participation active et l'efficacité de qui il n'aurait pas pu aboutir.

Mes premières pensées se dirigent tout d'abord vers Anny-Chantal Levasseur-Regourd et Jean Claude Legros, mes deux directeurs de thèse, pour m'avoir proposé ce sujet passionnant, prometteur et riche en enseignements tant au niveau scientifique que technique, dont l'actualité et l'intérêt transparaîtront, je l'espère, dans les pages qui vont suivre. Je les remercie pour leur disponibilité, nos discussions scientifiques pointues et un souci du détail constant qui m'ont toujours poussé à avancer ainsi que leur expérience précieuse du contexte spatial et des démarches européennes. J'ai énormément apprécié l'impulsion qu'ils m'ont donnée pour présenter mon travail dans des colloques internationaux et favoriser mes déplacements à l'étranger notamment en établissant une cotutelle de thèse.

Je suis également très reconnaissant à Philippe Waldteufel, Alain Hauchecorne, Eric Chassefière et Eric Quémerais, directeurs et directeur-adjoint du Service d'aéronomie et chefs de l'équipe APACHE, tout autant que Jean Claude Legros, directeur du Microgravity Research Center, pour m'avoir accueilli au sein de leurs laboratoires et équipes successifs. Leurs efforts soutenus m'ont permis d'obtenir un financement pour poursuivre la recherche dans le domaine des petits corps du système solaire. Je remercie à travers eux les personnels des deux laboratoires qui ont pu faire de cette collaboration un réel succès.

Je remercie également les membres de mon jury, Michel Cabane, Frank Dubois, Pierre Encrenaz, Véronique Halloin, Jean-Baptiste Renard, Francis Rocard, d'avoir accepté de consacrer une partie de leur temps à évaluer mon travail de thèse et tout particulièrement Robert Botet et Pascale Ehrenfreund qui ont pris le courage et la responsabilité d'être rapporteurs de ce mémoire.

J'ai une pensée émue aux souvenirs des bons moments que j'ai passés lors de mon DEA, qui m'a permis un premier contact intime avec l'astronomie. Tout particulièrement, Pierre Encrenaz et Patrick Boissé pour leurs conseils et leur disponibilité et Jacqueline Plancy et Catherine Parès pour l'organisation des enseignements ainsi que toute l'équipe pédagogique de

l'École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile-de-France.

Je tiens à remercier Francis Rocard, responsable du thème Planètes et petits corps du système solaire au CNES, pour son appui et son intérêt pour la poursuite de mes travaux, ainsi que Sylvie Léon-Hirtz, responsable du thème Physique fondamentale au CNES, et Michel Viso, responsable du thème Astro/exobiologie au CNES, pour leur soutien.

Franz Molster, Astrid Orr, et l'équipe de l'ESA ont joué un rôle primordial pour le développement de l'expérience ICAPS et plus particulièrement du LSU. Olivier Dupont, Luc Joannes, Hervé Algrain et Didier Beghuin ont toujours suivi avec sérieux et des idées souvent lumineuses mes travaux sur la chaîne optique d'ICAPS. Je remercie également toute l'équipe de Lambda-X pour m'avoir accepté chaleureusement au sein de leur entreprise. Roland Seurig et Roberta Castegini (Kayser-Threde), Jacques Tailhades (EADS), Ron Huijser et Guus Borst (Dutch Space) ainsi que tous les ingénieurs impliqués dans le projet ICAPS m'ont toujours apporté une aide et des avis précieux. Par ailleurs les équipes de scientifiques liées au projet, notamment Frank Dubois et Andrei Vedernikov du MRC en Belgique, Juergen Blum, Gerhard Wurm, Oliver Kraut (avec un repas mémorable à Grenade) et toute l'équipe internationalement reconnue d'études des poussières de l'Institut de Braunschweig, qui ont toujours été disponibles pour des discussions scientifiques relatives à l'expérience et au-delà.

Je remercie (la tête à l'envers) Jean-Baptiste Renard, Edith Hadamcik, Benoît Couté, Daniel Daugeron, Bertrand Gaubicher et toute l'équipe de PROGRA<sup>2</sup> pour mes premières mesures en micropesanteur ainsi que les discussions scientifiques fructueuses que nous avons eues liées au projet. Merci pour m'avoir fait confiance sur l'analyse des données. Merci aussi aux membres de Novespace et au CNES sans qui les vols en micropesanteur ne seraient pas possibles.

L'enseignement a été une part non négligeable de mon investissement au cours des trois dernières années. Grâce à Anne-Laure Melchior, Marie-Thérèse Vandenborre, Michel Cabane, Marie-Françoise Quinton, Eric Michel, Réza Samadi, Cyril Szopa et les équipes d'enseignants de l'Université Pierre et Marie Curie, j'ai pu découvrir les joies de transmettre nos connaissances auprès des générations futures. Je remercie l'équipe du CIES et l'équipe très motivée de Hands On Universe pour ma formation de moniteur et m'avoir montré l'intérêt de la transmission du message scientifique autant auprès des étudiants que du grand public.

De nombreux collaborateurs français ou étrangers internationalement reconnus en diffusion lumineuse, Michael Mishchenko, Kari Muinonen, Yuri Shkuratov, Elena Petrova, Aigen Li, mais également en sciences planétaires, Pascale Ehrenfreund, Angioletta Coradini, Wlodek Kofman, m'ont beaucoup appris scientifiquement et m'ont soutenu par l'intérêt qu'ils portent à mes travaux. J'ai eu de très intéressantes discussions avec Pascal Rannou, Guy Cernogora, Robert Botet, Cyril Szopa, des spécialistes des aérosols de Titan, Nicolas Biver, spécialiste des comètes. Eric Quémerais, Franck Montmessin et Marion Marchand m'ont beaucoup aidé lors de mes

préparations d'oraux. Jacques Lefrère a été merveilleux sur de nombreux points informatiques ainsi que pour l'utilisation de  $\text{\LaTeX}$ .

Je n'oublie pas Jacques Porteneuve et Gilbert Souchon qui par leur sérieux et leur expérience d'ingénieurs spatiaux m'ont permis de mener des tests concluants sur l'expérience ICAPS. Les spécialistes informatiques des deux laboratoires, en particulier François Bougnet, Philippe Weill, Françoise Pinsard et Patrick Queekers ont été indispensables pour gérer les problèmes informatiques. J'ai été témoin des efforts de Vincent Guerrini du Service d'aéronomie pour créer des billes recouvertes de graphite, ainsi que de Stephan Borensztajn du Laboratoire Interfaces Systèmes Electrochimiques pour les images des particules prises au microscope électronique, qui ont permis des mesures passionnantes sur des billes d'un nouveau genre.

Mes remerciements vont aussi chaleureusement auprès de Michèle Levasseur, Michèle Moreau, Maryse Grenier, Nadine Année, Evelyne Quinsac, Tara Bizet, Rachid Naji, Ana Gutter, et les personnels administratifs des deux laboratoires, des deux universités, des entreprises et des instituts (Egide) impliqués dans le projet qui m'ont permis de me sortir de nombre de formalités quasi-inextricables, liées aux inscriptions, aux financements et aux collaborations entre la France et la Belgique. J'ai également eu un accès de qualité à l'information scientifique grâce au dévouement et à la disponibilité de Catherine Cardon et Cecile Takacs, les bibliothécaires du Service d'aéronomie. Enfin, Martine Lorcy, Emmanuelle Olivry, Evelyne Quinsac, Tara Bizet, Katarzyna Ivankovic, et Kabira Nait Raiss m'ont toujours aidé dans l'organisation de mes nombreuses missions en France et à l'étranger.

Je tiens à remercier l'ensemble des personnels du Service d'aéronomie et du Microgravity Research Center que je n'ai pas cités avec plus particulièrement les stagiaires, les thésitifs et les non-permanents dont la présence, les discussions et l'entraide égaie les laboratoires au-delà de toute frontière.

Enfin, je remercie tout particulièrement mes proches : Ujjaini pour son soutien de chaque instant même à distance, mes parents qui m'ont toujours entouré de leur attention, ma petite sœur qui me sensibilise à l'environnement, mes futurs beaux-parents et tous les membres de nos familles ainsi que nos amis de toutes nationalités qui nous ont apporté leur aide si précieuse mais aussi leur sourire de chaque instant.



## Diffusion de la lumière par des agrégats irréguliers : simulations numériques et expérimentales, applications aux petits corps dans le système solaire

### Résumé

L'étude de la lumière diffusée par les particules solides irrégulières présentes dans les chevelures cométaires et dans le milieu interplanétaire, ainsi que l'étude de leur émissivité, permet d'accéder à leurs propriétés physiques. La variation du degré de polarisation linéaire avec l'angle de phase et avec la longueur d'onde permet d'obtenir une estimation de leur distribution en taille, de leur structure et de leur composition.

Afin d'analyser les observations polarimétriques, deux approches complémentaires ont été considérées. D'une part, des simulations expérimentales permettent de corréler les propriétés de diffusion lumineuse et les propriétés physiques des particules étudiées. D'autre part, des simulations numériques permettent de modéliser la diffusion de la lumière par des particules irrégulières (compactes et floconneuses) et de calculer les propriétés de diffusion lumineuse d'un nuage de particules réalistes.

Après avoir, **dans une première partie**, fait un bilan des connaissances actuelles sur les particules solides dans le système solaire, sur la diffusion lumineuse par de petites particules et sur les observations polarimétriques dans le système solaire, nous présentons **dans une deuxième partie** les résultats de notre participation à la définition et aux premiers étalonnages de phase B de l'expérience ICAPS-PE (LSU) sélectionnée par l'ESA pour la Station Spatiale Internationale. Cette expérience de longue durée permettra l'agrégation fractale de divers types de grains microniques en micropesanteur. Elle analysera la lumière diffusée par les particules ainsi produites et son évolution non seulement avec la longueur d'onde dans le visible mais également avec l'angle de phase sur près de  $180^\circ$ .

Des simulations de diffusion lumineuse par des sphères ont permis de déterminer la sensibilité de l'expérience. Les tests effectués en laboratoire ont validé l'achromaticité et la précision des éléments optiques (prismes, photodiodes...) ainsi que le concept global de l'instrument. Dans ce cadre, un nouveau concept de mesure des quatre paramètres de Stokes basé sur l'utilisation de lames à retardance variable à cristaux liquides a également été développé et validé pour atteindre une précision de 1%. Ce nouveau type d'instrument est parfaitement adapté à l'imagerie polarimétrique pour de futures sondes spatiales.

**Dans une troisième partie**, nous nous intéressons à des mesures de diffusion lumineuse que nous avons effectuées avec l'expérience PROGRA<sup>2</sup> pour des particules sphériques recouvertes d'un manteau. Le choix des matériaux (silice, graphite et composés organiques) se place dans le contexte d'étude de particules d'intérêt astrophysique dont les grains constitutifs peuvent présenter une structure en couches.

L'analyse des résultats par comparaison avec un modèle de diffusion lumineuse par des sphères stratifiées a permis d'estimer avec précision les épaisseurs et indices optiques complexes des manteaux absorbants. Ces résultats montrent la complémentarité des informations déduites des deux approches expérimentales et numériques pour l'analyse des mesures en polarisation.

**Dans une quatrième partie**, nous présentons un modèle numérique de chevelure cométaire pour analyser les observations polarimétriques en termes de propriétés physiques des particules solides. Le modèle est constitué par des agrégats atteignant 256 grains sphéroïdaux (simulés par approximation de dipôles discrets) et complété par des particules sphéroïdales oblongues (calculées par T-matrice pour de petits paramètres de taille et par l'approximation de l'optique géométrique pour de grands paramètres de taille). Les particules considérées peuvent présenter un cœur de silicates recouvert d'un manteau de matériaux organiques selon les proportions déduites de modèles de formation de particules proto-planétaires.

Une distribution en taille de particules solides décrite par une loi de puissance de coefficient  $-3$  entre des valeurs de rayons équivalents seuils de  $0,1 \mu\text{m}$  et  $20 \mu\text{m}$  et un mélange de matériaux entre 34% et 60% en masse d'organiques et les valeurs complémentaires en masse de silicates permet de rendre compte simultanément des variations en angle de phase et en longueur d'onde de la polarisation observée pour la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp). Cette méthode peut également être utilisée pour l'étude d'autres comètes observées en polarisation.

**Dans une cinquième partie**, nous appliquons un modèle numérique de nuage de particules au cas des données déduites de l'observation pour le nuage interplanétaire.

Une distribution en taille estimée à partir de celle des particules interplanétaires entre des rayons équivalents de  $0,1 \mu\text{m}$  à  $100 \mu\text{m}$ , avec un mélange de 20% à 60% en masse d'organiques et les valeurs complémentaires de silicates permet de rendre compte de la fonction de phase en polarisation. La variation de la température avec la distance au Soleil peut également être interprétée dans le cadre de ce modèle. Le fait que la polarisation à  $90^\circ$  d'angle de phase décroisse quand la distance héliocentrique diminue est compatible avec une évaporation des matériaux organiques d'environ 50% à 0% en masse entre 1,5 et 0,5 UA.

Ces études et modèles de nuages de particules solides donnent des indications précises sur les propriétés physiques des particules d'après les observations polarimétriques de la lumière diffusée. Ils peuvent permettre dès à présent de préparer la stratégie d'approche de la sonde internationale Rosetta et les analyses d'expériences embarquées pour l'étude des particules solides présentes dans la chevelure de 67P/Churyumov-Gerasimenko.

Afin que le lecteur anglophone puisse avoir accès au présent travail, en dehors du résumé en anglais, un grand nombre de figures tirées des articles publiés ou non ont des légendes en anglais.

## Abstract

The light scattered by solid irregular particles present in cometary comæ and in the interplanetary dust cloud can be used, together with their emissivity, to retrieve the physical properties of the dust particles. The variation of the linear degree of polarization with the phase angle and the wavelength provides an estimate of the size distribution, structure and composition of the particles.

In order to analyze the polarimetric observations, two complementary approaches have been considered. On the first hand, experimental simulations give a correlation between the scattered light properties and the physical properties of the studied particles. On the other hand, numerical models are used to simulate the light scattered by irregular particles (compact or fluffy) and to calculate the light scattering properties of a realistic particles cloud.

**After a first part** dedicated to a review of the current knowledge on solid particles in the solar system, on the light scattering by small particles and on the polarimetric observations available in the solar system, we present **in a second part** the results of our participation in the definition and calibration of the phase B of the ICAPS-PE (LSU) experiment selected by ESA to fly on-board the International Space Station. This long duration experiment will produce fractal aggregates of several types of micron-sized grains under microgravity conditions. It will analyze the light scattered by the aggregating particles and its variation not only with the wavelength in the visible domain but also with the phase angles over  $180^\circ$ .

The sensitivity of the experiment has been modeled through numerical simulations of light scattering by spheres. Tests made in the laboratory have validated the achromaticity and precision of the optical elements (prisms, photodiodes...) as well as the general concept of the instrument. In this frame of work, a new concept for the four Stokes parameters measurements based on liquid crystal variable retarders technology has been developed and validated to reach a 1% precision. This new instrument is perfectly well adapted for polarimetric imaging on-board future space probes.

**In a third part**, we analyze light scattering measurements performed with the PROGRA<sup>2</sup> experiment for coated spherical particles. Materials such as silica, graphite and organics compounds have been chosen in the context of particles of astrophysical interest, whose constitutive grains may present coated structures.

Analyses of the results with a light scattering model for stratified spheres allows us to estimate the width and complex optical indices of absorbing mantles. Our results show the



complementarity of information retrieved from both the experimental and the numerical approach for the analyses of polarimetric measurements.

**In a fourth part**, we present a numerical model of cometary comæ to analyze polarimetric observations in terms of physical properties of solid particles. The model consists of aggregates of up to 256 spheroidal grains (simulated with the discrete dipole approximation) and completed with oblate spheroidal particles (calculated through the T-matrix code for small size parameters and with the geometrical optics approximation for large size parameters). The particles may also present a silicates core coated with an organics mantle in proportions deduced from protoplanetary particles formation assumptions.

A size distribution of solid particles described with a power law of coefficient  $-3$  between cut-off equivalent radii values of  $0.1 \mu\text{m}$  and  $20 \mu\text{m}$  and with a mixture of organics material from 34% to 60% in mass and the complementary value for silicates can simultaneously reproduce the phase angle and the wavelength variation of the polarization observed for comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) from the visible to the near infrared. This method is also useful for the study of other polarimetric cometary data.

**In a fifth part**, we apply a numerical model of a solid particles cloud to the analysis of polarization data deduced from the observations of the interplanetary dust cloud.

A size distribution estimated from the interplanetary dust particles between cut-off equivalent radii of  $0.1 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m}$  with a mixture of organics material from 20% to 60% in mass and the complementary value for the silicates material can well reproduce the linear polarization phase curve. Variation of the temperature with the solar distance can also be interpreted through this interplanetary dust cloud model. The fact that the value of the linear polarization at  $90^\circ$  phase angle decreases with decreasing heliocentric distance can be explained by the evaporation of organics material from approximately 50% to 0% in mass between 1.5 and 0.5 AU.

Such studies and models of solid particles clouds give accurate trends on the physical properties of the particles from the light scattered polarimetric observations. They can already be used as a useful technique to prepare the rendezvous strategy of the international Rosetta space mission and the analyses of on-board experiments for the study of 67P/Churyumov-Gerasimenko coma solid particles.

For the english reader to have access to most of the information included in this work, apart from the english abstract, a great number of figures present english captions.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>ix</b>
<b>Abstract</b>	<b>xi</b>
<b>1 Contexte scientifique</b>	<b>1</b>
1.1 Les particules solides dans le système solaire . . . . .	2
1.1.1 Grains interstellaires . . . . .	3
1.1.2 Particules cométaires . . . . .	8
1.2 Propriétés physiques des particules solides du système solaire . . . . .	13
1.2.1 Distribution en taille des particules . . . . .	13
1.2.2 Composition et indices optiques des particules . . . . .	17
1.2.3 Forme des particules . . . . .	23
1.3 Diffusion lumineuse . . . . .	28
1.3.1 Généralités, définitions . . . . .	28
1.3.2 Polarisation du rayonnement électromagnétique . . . . .	30
1.3.3 Diffusion par des particules solides . . . . .	33
1.4 Observations polarimétriques dans le système solaire . . . . .	36
1.4.1 Régolithes et aérosols . . . . .	36
1.4.2 Observations cométaires . . . . .	40
1.4.3 Particules solides du milieu interplanétaire . . . . .	41
1.5 Simulations expérimentales . . . . .	42
1.6 Conclusion . . . . .	45
<b>2 Etudes préliminaires pour l'expérience en micropesanteur ICAPS-PE</b>	<b>47</b>
2.1 IMPACT et ICAPS-PE . . . . .	47
2.1.1 Contexte des expériences de diffusion lumineuse en micropesanteur . . . . .	47

2.1.2	Description des différents modules d'ICAPS-PE . . . . .	49
2.1.3	Nettoyage des fenêtres . . . . .	56
2.1.4	Bilan . . . . .	56
2.2	Estimation du signal attendu . . . . .	56
2.2.1	Diffusion de la lumière par des sphères . . . . .	57
2.2.2	Nombre de détecteurs . . . . .	59
2.2.3	Dynamique du signal : calcul analytique . . . . .	62
2.2.4	Dynamique du signal : ordres de grandeur . . . . .	65
2.2.5	Risque de dépôt sur les fenêtres d'observation . . . . .	68
2.2.6	Bilan . . . . .	73
2.3	Chaîne optique du LSU, choix et tests des différents éléments . . . . .	73
2.3.1	Principe de l'expérience . . . . .	73
2.3.2	Sources de lumière . . . . .	74
2.3.3	Système de polarisation des sources . . . . .	78
2.3.4	Système d'analyse de polarisation . . . . .	81
2.3.5	Pièges à lumière . . . . .	84
2.3.6	Diaphragme et tavelures d'interférence . . . . .	84
2.3.7	Récepteurs . . . . .	89
2.3.8	Bilan . . . . .	90
2.4	Etude d'un analyseur des paramètres de Stokes . . . . .	91
2.4.1	Cellules à cristaux liquides (LCVR) . . . . .	91
2.4.2	Principe de mesure des paramètres de Stokes . . . . .	94
2.4.3	Etalonnage expérimental . . . . .	96
2.4.4	Estimation des contraintes . . . . .	100
2.4.5	Validation du concept sur banc optique . . . . .	101
2.4.6	Bilan . . . . .	102
2.5	Conclusions et perspectives . . . . .	102
<b>3</b>	<b>Mesures expérimentales et modèle de particules sphériques avec manteau</b>	<b>105</b>
3.1	Introduction . . . . .	105
3.2	Méthodes . . . . .	106
3.2.1	Simulations expérimentales avec PROGRA <sup>2</sup> . . . . .	106
3.2.2	Simulations numériques . . . . .	107
3.3	Description des échantillons . . . . .	108
3.3.1	Billes de Swarcoflex <sup>®</sup> /Swarcolux <sup>®</sup> . . . . .	108
3.3.2	Billes recouvertes de graphite . . . . .	109

3.3.3	Billes de Sicastar-black ® . . . . .	110
3.4	Comparaisons entre les simulations expérimentales et numériques . . . . .	111
3.4.1	Billes de Swarcoflex ®/Swarcolux ® . . . . .	111
3.4.2	Billes recouvertes de graphite . . . . .	111
3.4.3	Billes de Sicastar-black ® . . . . .	117
3.5	Discussion . . . . .	118
3.6	Conclusions et perspectives . . . . .	120
<b>4</b>	<b>Diffusion lumineuse par des particules solides cométaires</b>	<b>123</b>
4.1	Simulations des propriétés de diffusion lumineuse des particules cométaires . . . . .	123
4.1.1	Théories et simulations numériques . . . . .	123
4.1.2	Modèles de diffusion lumineuse par des particules compactes . . . . .	124
4.1.3	Modèles de particules poreuses . . . . .	128
4.2	Codes de calcul . . . . .	131
4.2.1	Calculs pour des sphéroïdes compacts . . . . .	131
4.2.2	Approximation par dipôles discrets (DDA) . . . . .	132
4.3	Calculs pour des agrégats . . . . .	135
4.3.1	Résultats pour des agrégats de dipôles . . . . .	135
4.3.2	Résultats pour des agrégats de sphères . . . . .	137
4.3.3	Prise en compte de la distribution en taille . . . . .	145
4.3.4	Variation du signal avec le matériau . . . . .	148
4.3.5	Bilan . . . . .	149
4.4	Diffusion de la lumière par des agrégats cométaires . . . . .	149
4.4.1	Grains avec cœur de silicates et manteau d'organiques . . . . .	149
4.4.2	Cartes d'intensité et de polarisation . . . . .	158
4.4.3	Résultats en polarisation . . . . .	159
4.4.4	Dépendance en longueur d'onde de la polarisation linéaire . . . . .	168
4.4.5	Ajustement aux observations de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp . . . . .	171
4.4.6	Jets cométaires . . . . .	178
4.5	Discussion . . . . .	178
4.5.1	Bilan . . . . .	178
4.5.2	Comparaison avec les travaux précédents . . . . .	179
4.6	Conclusions et perspectives . . . . .	180
<b>5</b>	<b>Modèle de nuage de particules solides interplanétaires</b>	<b>183</b>
5.1	Introduction . . . . .	183
5.2	Propriétés locales déduites des observations . . . . .	184

5.2.1	Albédo et degré de polarisation locaux . . . . .	184
5.2.2	Température d'équilibre locale . . . . .	185
5.3	Propriétés physiques des particules . . . . .	186
5.3.1	Distribution en taille des particules . . . . .	186
5.3.2	Constantes optiques des particules . . . . .	186
5.3.3	Principe de l'étude . . . . .	187
5.4	Simulation de la lumière diffusée . . . . .	188
5.4.1	Principe du calcul . . . . .	188
5.4.2	Résultats du modèle de nuage interplanétaire . . . . .	189
5.4.3	Discussion . . . . .	192
5.5	Température d'équilibre des particules . . . . .	193
5.5.1	Principe du calcul . . . . .	193
5.5.2	Température d'équilibre de particules isolées . . . . .	193
5.5.3	Température d'équilibre d'un nuage de particules sphériques . . . . .	196
5.5.4	Discussion . . . . .	200
5.5.5	Bilan . . . . .	201
5.6	Entrée dans l'atmosphère des particules interplanétaires . . . . .	201
5.6.1	La question de l'apparition de la vie sur Terre . . . . .	202
5.6.2	Principe du calcul . . . . .	202
5.6.3	Résultats pour des particules de petite taille . . . . .	203
5.6.4	Résultats pour des particules de grande taille . . . . .	206
5.6.5	Prise en compte de la décélération . . . . .	207
5.6.6	Discussion . . . . .	209
5.6.7	Bilan . . . . .	210
5.7	Conclusions et perspectives . . . . .	210
	<b>Synthèse et conclusion générale</b>	<b>213</b>
	<b>A Notations</b>	<b>217</b>
	<b>B Acronymes</b>	<b>222</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>226</b>
	<b>Articles publiés et soumis dans des revues à comité de lecture</b>	<b>248</b>

# Chapitre 1

## Contexte scientifique

Des particules solides de petites dimensions sont omniprésentes dans tous les environnements astronomiques (nuages interstellaires, surfaces de la Lune ou des astéroïdes, atmosphères cométaires ou planétaires, etc. . .). Quoiqu'en petit nombre, elles jouent un rôle essentiel pour la chimie interstellaire, pour la formation des systèmes proto-planétaires, voire même pour l'origine de la vie au niveau des planètes. Déterminer le plus précisément possible les propriétés physiques des nuages de particules solides peut donc nous permettre de répondre aux questions fondamentales que nous nous posons sur notre environnement et son origine.

Les particules solides interplanétaires (en majeure partie d'origine astéroïdale et cométaire), difficilement accessibles, sont étudiées d'une part grâce aux observations astronomiques, et d'autre part grâce à des prélèvements in situ dans les couches de glace terrestres (voir par exemple Engrand et Maurette, 1998), dans la stratosphère (voir par exemple Brownlee et al., 1980) ou plus récemment sur la comète 87P/Wild 2 (voir par exemple Brownlee et al., 2004). Les études sont cependant limitées aux particules assez facilement collectables qui peuvent être altérées par la méthode de prélèvement et leur retour sur Terre (pour une revue, voir par exemple Grün et al., 2001).

Ainsi, la majorité des renseignements sur les poussières cosmiques est déduite de l'observation de la lumière qu'elles émettent (rayonnement thermique en infrarouge), de leurs caractéristiques d'absorption (raies et bandes d'absorption) et de la lumière qu'elles diffusent (dans le visible). Les propriétés de diffusion de la lumière traduisent des propriétés physiques liées à la taille, à la morphologie, à la porosité et à l'albédo de ces particules et par conséquent, nous informent sur leur processus de formation.

Déduire les propriétés des particules grâce aux observations astronomiques est un exercice délicat. Parmi les modèles rendant compte des observations de ces particules, on peut citer le modèle en grains stratifiés de Hong et Greenberg (1980); Greenberg et Hage (1990) dans lequel les grains constitutifs des particules sont composés d'un cœur de silicates recouvert d'une couche



FIG. 1.1 – Nuage de particules interplanétaires visibles par la diffusion de la lumière solaire, également appelé nuage zodiacal. Crédit : Stefan Seip.

de composés organiques (encore appelés organiques réfractaires) et d'une deuxième couche constituée de glaces.

Pour nous permettre de faire des simulations pertinentes de diffusion de la lumière par ces particules, il est dans un premier temps nécessaire de résumer l'état des connaissances au niveau des propriétés physiques des particules (composition, distribution en taille, forme, etc...). Ces paramètres seront utilisés dans les simulations expérimentales et numériques de leur interaction avec la lumière afin de reproduire le comportement des particules les plus réalistes possibles. Les résultats de ces simulations pourront alors être utilisés pour interpréter les observations astronomiques.

## 1.1 Les particules solides dans le système solaire

Le nuage de particules interplanétaires a été étudié non seulement par les observations à distance des propriétés optiques des particules (voir figure 1.1), mais aussi in situ dans différentes régions du système solaire, et notamment aux alentours de 1 UA.

Ces particules viennent principalement de trois sources (voir par exemple Dermott et al., 1996) :

- En faible quantité, les grains submicroniques allongés d’origine interstellaire et aussi les particules en provenance des planètes géantes et de leur environnement
- les particules poreuses et fragiles d’origine très probablement cométaire
- les particules issues de collisions astéroïdales, plus compactes. Les particules d’origine astéroïdale ne seront pas décrites plus en détail dans la suite de ce chapitre.

(pour une revue sur les particules solides interplanétaires se référer à Grün et al., 2001).

### 1.1.1 Grains interstellaires

#### Généralités

Le milieu interstellaire représente près de 10 % de la masse de la Galaxie. Les matériaux constitutifs du milieu interstellaire sont les gaz (notamment hydrogène et hélium) ainsi qu’une faible proportion ( $\approx 1\%$  en masse) de grains solides submicroniques constitués d’atomes lourds comme le carbone, l’azote, l’oxygène et le silicium. Malgré leur faible quantité, les grains du milieu interstellaire jouent un rôle essentiel pour la température et la chimie des gaz (Spaans et Ehrenfreund, 1999). Leur présence a été mise en évidence il y a plus de deux siècles par William Herschel grâce à leur propriété d’absorber et de diffuser la lumière des étoiles. Les nuages sombres qui apparaissent dans les images des champs d’étoiles de notre Galaxie leur sont attribuables, comme illustré en figure 1.2.

#### Origine et évolution

Les particules solides submicroniques, notamment de silicates, se forment en majorité dans les atmosphères d’étoiles géantes rouges, riches en éléments lourds. Les étoiles géantes évoluées riches en oxygène produisent des grains de silicates en deux classes principales :

- les pyroxènes ( $\text{Mg}_y\text{Fe}_{1-y}\text{SiO}_3$ ) parmi lesquels la forstérite a un paramètre  $y = 1$  et la fayalite un paramètre  $y = 0$
- les olivines ( $\text{Mg}_{2y}\text{Fe}_{2-2y}\text{SiO}_4$ ) parmi lesquels l’énstatite a un paramètre  $y = 1$  et la ferrosilite un paramètre  $y = 0$

Les étoiles carbonées donnent des grains de carbone amorphe. Enfin, les étoiles qui sont au moins dix fois plus massives que le Soleil finissent leur vie en novae et supernovae et rejettent des grains riches en fer et en métaux (voir par exemple Jones, 2001; Ehrenfreund et al., 2002).

Une fois éjectés, ces grains sont immédiatement refroidis à des températures de l’ordre de 10-15 K et se retrouvent dans les nuages de gaz du milieu interstellaire. Si ces nuages de gaz se condensent, les grains localisés à l’intérieur du nuage sont protégés des radiations extérieures



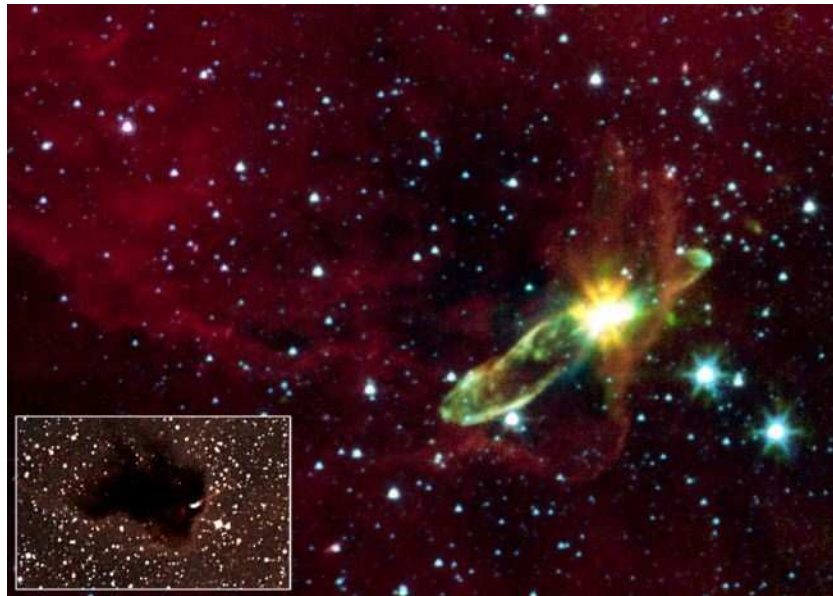


FIG. 1.2 – Disque de gaz moléculaire autour d'un jeune objet stellaire. HH 46/47 observé par le Spitzer Space Telescope à l'intérieur vers la droite d'un nuage dense du milieu interstellaire (encadré). Cet exemple illustre une des étapes primordiales de notre système solaire il y a 4,5 milliards d'années. Crédit : NASA/JPL-Caltech/A. Noriega-Crespo (SSC/Caltech), Digital Sky Survey.

par les grains en surface. De nombreuses réactions entre gaz et grains de poussière entraînent la condensation à la surface des grains d'un manteau de glaces et de molécules organiques constituées principalement des éléments H,C,N et O. Les grains servent ainsi de support à une intense chimie interstellaire, prélude à la formation des nébuleuses protostellaires qui conduisent, par accrétion, à la formation des systèmes planétaires, voir figure 1.3 (Ehrenfreund et al., 2002). De plus, soumis sur de longues périodes aux rayonnements ultra-violetts interstellaires et bombardés par les rayonnements cosmiques, les grains subissent une amorphisation importante que les observations mettent en évidence, le rapport des éléments cristallins sur les éléments amorphes étant inférieur à 0,2% (Kemper et al., 2004).

## Observations

Les propriétés physiques et chimiques des grains interstellaires sont principalement déduites d'observations de la lumière absorbée, émise ou diffusée (Dorschner et Henning, 1995). D'après les observations astronomiques, les matériaux les plus abondants sont d'une part, les silicates (cristallins ou amorphes) et d'autre part, les composés carbonés qui peuvent se présenter sous de nombreuses formes (purs ou hydrogénés, cristallins ou amorphes), voir par exemple, Ehren-

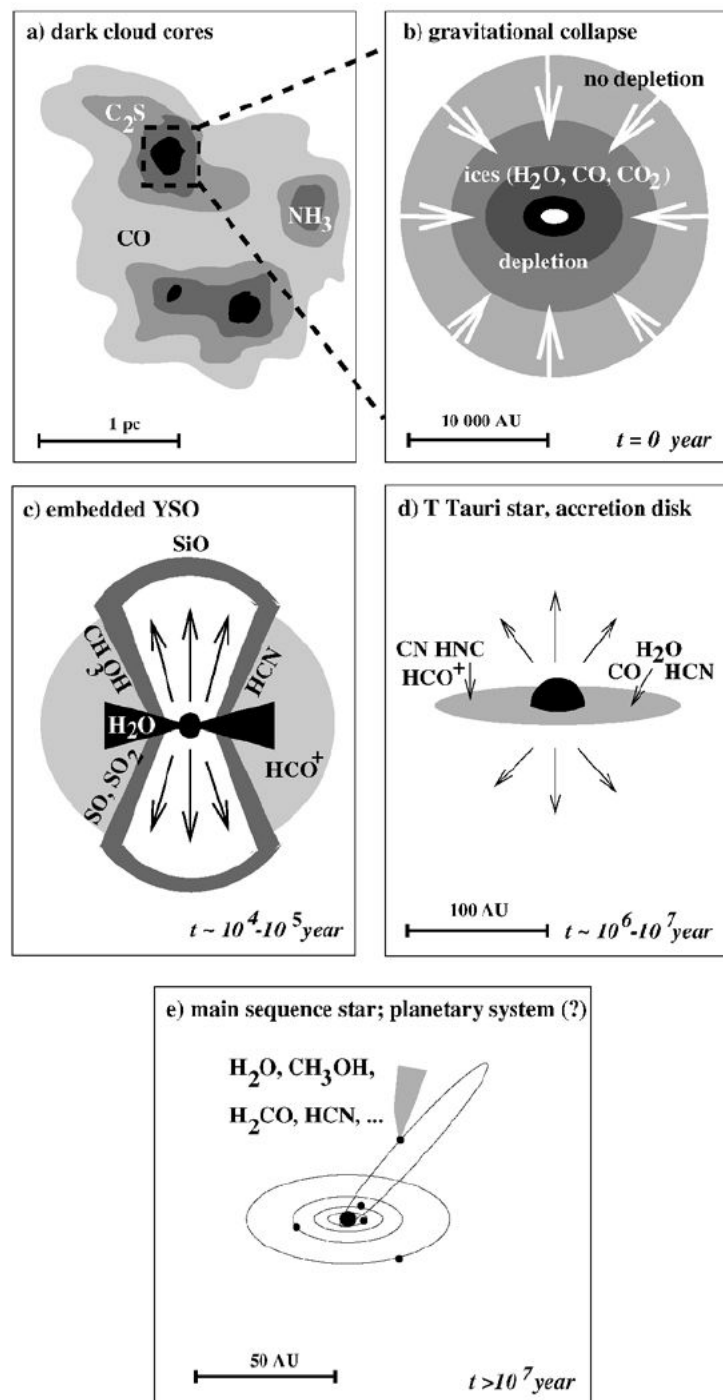


FIG. 1.3 – Schéma des principales étapes de formation d'un système planétaire autour d'une étoile de faible masse. a) phase de nuage moléculaire proto-stellaire, b) et c) phases proto-stellaire, d) phase T-Tauri pendant laquelle un grand disque de gaz et de particules solides entoure la jeune étoile et e) l'étoile se trouve dans la séquence principale et est stabilisée par les réactions nucléaires avec un système planétaire (figure tirée de Ehrenfreund et al., 2002).

freund et Charnley (2000) ou Ehrenfreund et al. (2002).

Un modèle cohérent représentatif des grains et de leur formation doit permettre de rendre compte des contraintes optiques directes : dépendance en longueur d'onde de l'extinction, dépendance en longueur d'onde de la polarisation, rapport de la polarisation à l'extinction et spectres d'absorption et d'émission (Mathis, 1990) mais aussi des contraintes indirectes : l'abondance cosmique des éléments et les cycles du matériau (sources et puits). L'idée sous-jacente à un modèle explicatif rendant compte de ces contraintes est que l'extinction et la polarisation observées sont toutes deux dues aux mêmes particules (estimée à 80% de la masse totale de poussière, Block et al., 1994; Li et Greenberg, 1997)

Les observations de spectres infrarouges sont très importantes pour déterminer la composition des grains de poussière cosmique. Tout d'abord, elles ont permis de déterminer que les silicates (SiO) sont un composant majoritaire des grains cosmiques grâce à la présence d'importantes raies d'émissions et/ou d'absorptions vers  $9,7 \mu\text{m}$  (Dyck et al., 1973) et  $18 \mu\text{m}$  (Aitken, 1996) (respectivement caractéristiques des oscillations des liaisons Si-O -bending mode- et des liaisons Si-O-Si ; O-Si-O -stretching mode-).

La présence d'un manteau organique se déduit du fait que le taux de production de silicates dans le milieu interstellaire est dix fois inférieur à leur taux de destruction (Li et Greenberg, 1997), or un manteau organique protégerait le cœur d'une évaporation précoce. De plus, de tels matériaux organiques réfractaires sont parmi les meilleurs candidats pour expliquer certaines raies spectrales, notamment la liaison C-H à  $3,4 \mu\text{m}$  (Wickramasinghe et Allen, 1980; Pendleton et al., 1994). D'autres éléments organiques ont également été proposés pour expliquer l'observation de raies très importantes d'émission dans l'ultra-violet, notamment les hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAH).

En plus de cette couche organique, les observations dans l'infrarouge des bandes de l'eau à  $3 \mu\text{m}$  indiquent très probablement une couche supplémentaire de glace (voir par exemple Goebel, 1983; Greenberg et Hage, 1990). Cette couche de glace apparaît lors de la condensation dans les nuages denses et froids (voir par exemple Li et Greenberg, 2003; Ehrenfreund et Fraser, 2003). Les observations spectrales mettent en évidence une composante très majoritaire d'eau ( $> 90\%$ ), mêlée à divers types de glace (CO, CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>, etc...) (Gibb et al., 2004). Cette glace contiendrait également de petites inclusions d'éléments organiques (de taille nanométrique).

Wickramasinghe et al. (1966) ont montré que les observations pouvaient s'expliquer en utilisant des grains de graphite de rayon  $\approx 0,05 - 0,07 \mu\text{m}$  recouverts de glace jusqu'à deux fois leur propre rayon, avec une distribution en taille des manteaux recouvrant les cœurs correspondant à l'équilibre de dépôt et destruction de la glace. D'autres modèles utilisent un cœur de silicates (obsidienne, verre basaltique et andésite) recouvert d'un manteau de glace. Dempsey

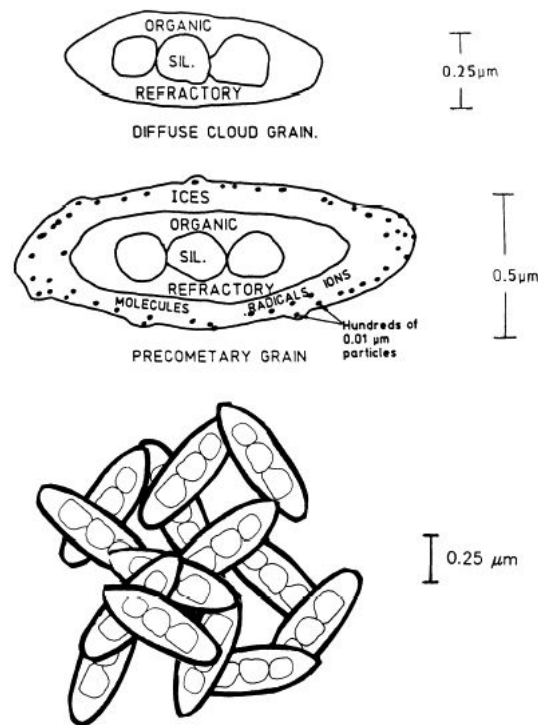


FIG. 1.4 – En haut : schéma d'un grain interstellaire composé d'un cœur de silicates, et d'un manteau de matériau organique réfractaire. Au milieu : un grain interstellaire tel qu'il apparaîtrait dans un nuage protosolaire, après avoir accreté des gaz à sa surface. Ce sont probablement les grains constitutifs des comètes. En bas : schéma d'un grain de chevelure cométaire déduit du modèle de formation par poussière interstellaire (figure tirée de Greenberg et Hage, 1990).

et Wickramasinghe (1975) ont montré, dans l'hypothèse de Rayleigh, qu'un rapport de l'épaisseur du manteau sur le rayon du cœur de 1,3 donnait le meilleur ajustement pour l'extinction interstellaire pour l'objet de Becklin-Neugebauer dans Orion.

Ces petits grains, une fois condensés, s'agglomèrent pour donner des particules de taille plus importante. Ce phénomène est observé pour des grains collectés dans la stratosphère (Brownlee et al., 1980; Brownlee, 1985), et s'est fort probablement produit lors de la condensation du système solaire primordial (Blum et al., 1996, 2000). Par exemple, les études de Scarrott et Scarrott (1995) ont pu expliquer les observations polarimétriques des nébuleuses proto-planétaires et planétaires par une distribution en taille de grains de silicates de type interstellaire (loi puissance de coefficient  $s \approx -3,5$ ) recouverts d'une fine couche de glace. Le meilleur ajustement est obtenu pour un rayon minimal de  $0,045 \mu\text{m}$ , un rayon maximal de  $2,0 \mu\text{m}$  et une épaisseur de couche de  $0,08 \mu\text{m}$ , donnant un rapport volumique de glace sur silicates d'environ 2 (Fullerton et Scarrott, 1996).

Si les processus de croissance sont constants dans le temps, ce qui est légitime dans la mesure où les mécanismes physiques dominants évoluent peu avec le temps, les particules agrégées acquièrent une structure similaire pour différentes échelles d'observation. Les particules sont alors bien décrites par la théorie fractale et des paramètres comme leur dimension fractale ou leur porosité (qui représente le rapport entre l'espace vide et l'espace occupé par les grains).

Le schéma de la figure 1.4 représente les grains interstellaires tels qu'on peut les imaginer selon ce modèle.

## 1.1.2 Particules cométaires

### Généralités sur les comètes

Les comètes se sont très certainement formées dans les régions les plus éloignées et les plus froides du système solaire primitif, en même temps qu'ont commencé à s'accréter les planètes. De ce fait, la matière cométaire contient sans doute des traces de la matière interstellaire originelle du système solaire (Weidenschilling et Cuzzi, 1993; Weidenschilling, 1997; Irvine et Lunine, 2004; Ehrenfreund et al., 2004). Elucider la relation entre particules solides du milieu interstellaire et particules solides cométaires permettra donc de mieux contraindre la formation du système solaire.

Whipple (1950) avait émis l'hypothèse que le noyau cométaire puisse être constitué de glaces (d'eau, de carbone etc...) mélangées à des particules solides. Cette théorie fut ultérieurement dénommée modèle de "boule de neige sale". Les comètes sont approximativement composées de silicates ( $\approx 25\%$ ), d'organiques réfractaires ( $\approx 25\%$ ), de molécules carbonées ( $\approx 10\%$ ) et de glace d'eau mélangée à d'autres matériaux glacés (Greenberg et Li, 1999; Hanner et Bradley, 2004).

Les comètes se trouvent dans deux réservoirs principaux : la ceinture de Kuiper qui s'étend de 30 UA (l'orbite de Neptune) à environ 50 UA, source principale des comètes de la famille de Jupiter, et le nuage de Oort qui forme une coquille sphérique d'un rayon d'environ 100000 UA autour du système solaire. Quand une comète est éjectée de ces réservoirs, elle suit une orbite très elliptique autour du Soleil et commence à présenter une intense activité. La température augmente au fur et à mesure que la distance au Soleil diminue et les substances glacées se subliment. Les gaz éjectés entraînent avec eux de petites particules solides et forment la chevelure et les queues cométaires.

### Noyaux cométaires

Peu de noyaux cométaires peuvent être étudiés à distance en raison de la taille très faible de ces objets ( $\approx 10$  km), de leur albédo très faible ( $\approx 0,04$ ) et du fait qu'ils sont occultés

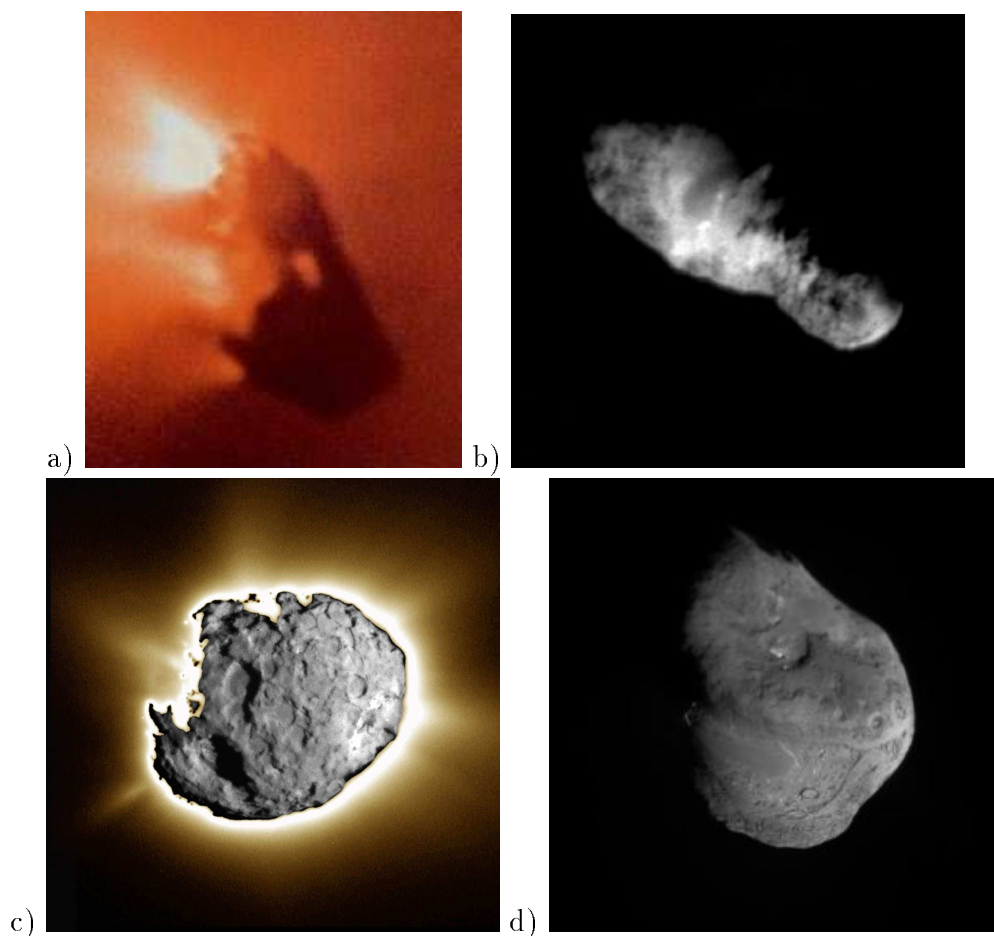


FIG. 1.5 – Images de noyaux cométaires survolés. a) 1P/Halley avec la caméra multicolore HMC à bord de Giotto (1986). La forme irrégulière du noyau et la présence de jets sont les deux particularités marquantes de l'image. Le noyau a pour dimensions  $8 \times 8 \times 16$  km et un albédo de 0,04 (Keller et al., 1986). b) 19P/Borrelly avec la caméra de Deep Space 1 (2001). Le noyau est également allongé, de dimensions  $3 \times 8$  km et d'albédo 0,03 (NASA) c) Surface et jets de 81P/Wild 2 avec la caméra de Stardust (2004). La surface présente une topographie remarquable avec de nombreux cratères et de fortes pentes indiquant la cohésion du terrain. Le noyau a une taille de 5 km (Brownlee et al., 2004) et un albédo de 0,03 (NASA). d) Surface de 9P/Tempel 1 avec la caméra de Deep Impact (2005). La surface présente des cratères d'impacts ainsi que des terrains lisses. Le noyau a une taille de 6 km et un albédo de 0,05 (NASA).

par la présence de la chevelure cométaire quand ils se rapprochent du système solaire interne. Toutefois cinq noyaux cométaires ont été survolés par des missions spatiales au cours des 20 dernières années fournissant de nombreuses informations sur ces objets en particulier des images des noyaux sauf pour la comète 26P/Grigg-Skjellerup.

Le noyau de la comète de Halley a été étudié par la caméra à bord de la sonde Giotto (1986)

mettant en évidence une surface très sombre, dont l'albédo est de l'ordre de 0,04 (Sagdeev et al., 1986; Keller et al., 1986), avec des reliefs tourmentés présentés en figure 1.5a. Les dimensions de ce noyau sont de  $8 \times 8 \text{ km}^2$  sur 16 km. Le noyau de la comète 19P/Borrelly imagé par Deep Space 1 en 2001 est également de forme allongée avec des dimensions de 3 sur 8 km avec un albédo de l'ordre de 0,03 (Oberst et al., 2004). Plus récemment la caméra à bord de la sonde spatiale Stardust a pu prendre des images du noyau de 5 km de la comète 81P/Wild 2 (figure 1.5c). Le noyau est recouvert de nombreux cratères d'impacts et présente de fortes variations topographiques qui semblent indiquer une cohésion importante (Brownlee et al., 2004). En 2005, la mission Deep Impact s'est approchée d'un autre noyau de comète à courte période, 9P/Tempel 1, qui présente des traits significativement proches de ceux qui ont été observés pour 81P/Wild 2 avec de nombreux cratères d'impact mais également de grandes plages de terrain lisse dont l'origine est pour le moment inconnue (A'Hearn et al., 2005). La dimension du noyau est de l'ordre de 6 km et sa densité de  $0,35 \pm 0,12 \text{ gcm}^{-3}$  (A'Hearn communication personnelle).

Les formes ellipsoïdales de ces noyaux et leur topographie particulière tendraient à montrer que les comètes à courte période ne seraient pas un amas de blocs de glace comme cela avait été suggéré pour la formation des comètes lointaines (Weidenschilling, 1997). Cette hypothèse de conglomérat de plus petits noyaux glacés peut par contre bien rendre compte de la désagrégation de certains noyaux (tels ceux des comètes D/1993 F2 Shoemaker-Levy 9, C/1999 S4 LINEAR, ou plus récemment 73P/Schwassmann-Wachmann 3...). Toutefois les études in situ ont montré la grande porosité de la surface du noyau cométaire (voir par exemple Levasseur-Regourd et al., 2006a) qui peut rendre compte des cratères à fond plat observés à la surface des comètes 81P/Wild 2 et 9P/Tempel 1 (Brownlee et al., 2004) et de la porosité des particules solides éjectées (Levasseur-Regourd et al., 1999c; Fulle et al., 2000) confirmée par leur fragilité (Tuzzolino et al., 2004).

## Chevelure et queues cométaires

Lorsque les comètes se rapprochent du Soleil, le matériau volatil dont elles sont composées majoritairement se sublime suite à l'échauffement et crée une chevelure de particules solides et de gaz autour du noyau. Trois régions principales peuvent être définies à partir des observations :

- La région circumnucléaire comprenant le noyau lui-même et la zone dite d'influence pour les matériaux éjectés pour laquelle la dimension du noyau ne peut être considérée comme négligeable (10 à 100 fois la taille du noyau).
- La chevelure qui entoure le noyau et peut s'étendre à des distances de l'ordre de  $10^5 \text{ km}$  qui dépendent de la comète et de sa distance au Soleil.



FIG. 1.6 – Photographie de la spectaculaire comète C/1995 O1 Hale-Bopp prise le 16 mars 1997. On voit clairement la présence de la queue ionisée (bleue dans la direction anti-solaire) et de la queue de particules solides (lumière solaire blanche diffusée) (Crédit A. Dimai et D. Ghirardo, Col Druscie Obs.).

- Les queues de la comète formées d'une part par les molécules photoionisées (queue de plasma dans la direction anti-solaire dont les ions émettent la lumière) et d'autre part par les particules solides éjectées du noyau cométaire (queue de poussières dont la lumière provient de la diffusion de la lumière solaire par les particules solides). Les deux queues cométaires sont bien visibles sur l'image de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp (figure 1.6). Elles peuvent s'étendre sur des distances considérables de l'ordre de  $10^7$  km pour les queues de particules solides et  $10^8$  km pour les queues de plasma.

De plus les satellites observant dans le domaine ultraviolet mettent en évidence un halo d'hydrogène atomique (provenant de la décomposition des molécules d'eau) jusqu'à des distances de l'ordre de  $10^8$  km. Pour plus d'informations sur les comètes, on peut se référer aux livres suivants : Crovisier et Encrenaz (1995) et Levasseur-Regourd (1997) en français et Festou et al. (2004) qui fait un bilan détaillé des connaissances actuelles sur les comètes avant Deep Impact.

### Particules solides cométaires

La plupart des modèles de formation de noyaux cométaires font l'hypothèse d'une agrégation des grains de poussière interstellaire lors de leur état final à l'intérieur du nuage moléculaire dense qui devint la nébuleuse protosolaire (voir par exemple, Greenberg et Hage, 1990). Le



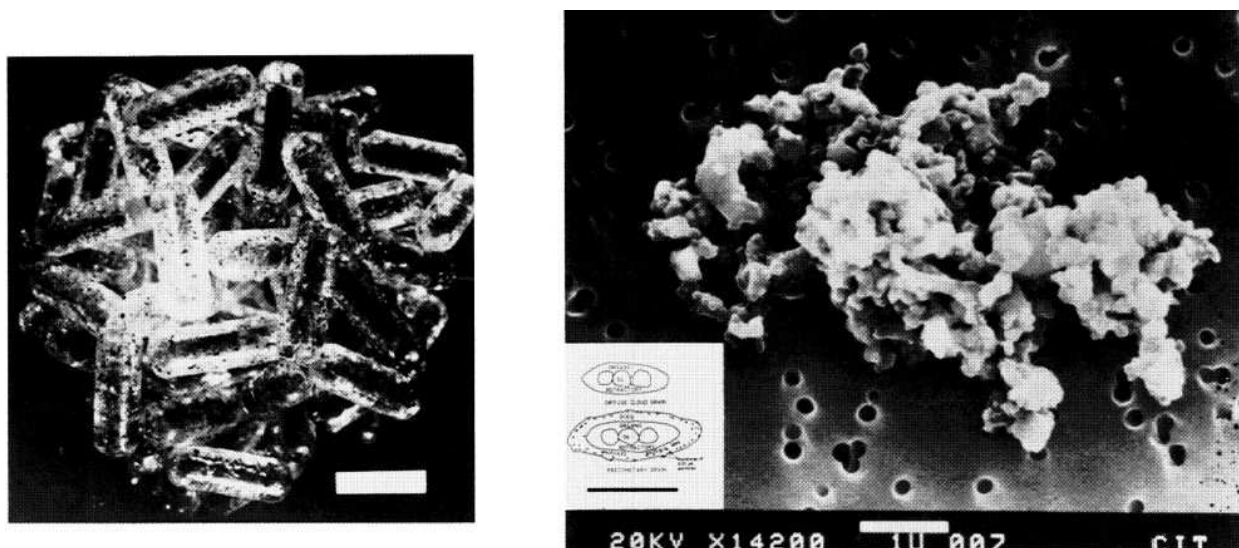


FIG. 1.7 – (a) Agrégat cométaire : modèle d'un agrégat d'environ 100 grains de poussière interstellaire, chacun constitué d'un cœur de silicates, d'un manteau de matériau organique réfractaire et d'un manteau externe composé majoritairement de glace d'eau dans laquelle sont figées des petites particules (PAH). Chaque grain interstellaire a  $0,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur et  $1,5 \mu\text{m}$  de long. La porosité du modèle est d'environ 0,8. (b) Une particule interplanétaire (IDP) très poreuse. La particule en «nid d'oiseau» (a), la particule interplanétaire (b), et le schéma en insert ont les mêmes échelles de taille (figure tirée de Greenberg et Hage, 1990).

lien entre les grains interstellaires et cométaires provient du fait que les comètes, susceptibles de se former entre Uranus et Neptune, la température était suffisamment basse pour préserver la poussière cosmique de l'évaporation (Weidenschilling, 1997). De tels modèles prédisent une structure morphologique des poussières sous forme d'agrégats de grains ayant une taille de l'ordre du dixième de microns, chacun contenant un cœur de silicates, une couche de matériau organique complexe et enfin une couche externe de glace dans laquelle sont probablement incluses de très petites particules carbonées (peut-être des PAH).

On a vu dans le paragraphe précédent que l'envoi de sondes a permis d'étudier les comètes in situ. Les découvertes les plus importantes pour ce qui concerne les particules solides ont alors été :

- L'albédo très faible de ces corps :  $\approx 0,04$  (Sagdeev et al., 1986; Keller et al., 1986)
- La distribution en taille des grains de poussière cométaire allant jusqu'à des tailles aussi petites que celles des grains interstellaires (Mazets et al., 1986; Green et al., 2004)
- La présence importante de matériaux organiques dans ces poussières cométaires (Kissel et al., 1986).

La figure 1.7 représente le schéma d'une particule de poussière cométaire telle qu'on peut l'imaginer d'après le modèle de formation par grains interstellaires. On remarquera la forme caractéristique, «en nid d'oiseau», qui avait été mise en avant par Greenberg et Gustafson (1981) comme une façon possible d'expliquer la rigidité des grains. Ce type de structure est d'autant plus probable que l'agrégation des grains se fait de façon aléatoire. Elle est semblable aux structures analysées sur les IDPs par Brownlee (1985) et pourrait correspondre aux observations in-situ de Stardust (Tuzzolino et al., 2004).

Cependant, la communauté scientifique reste divisée en ce qui concerne les étapes de formation des particules cométaires. Sont-elles formées de poussières de la nébuleuse protosolaire non-modifiées ou leurs composants ont-ils subi une évaporation avant de s'agglomérer à nouveau dans une étape ultérieure pour donner naissance aux comètes? La découverte récente de comètes actives dans la ceinture d'astéroïdes pourrait remettre partiellement en question les modèles classiques de formation des comètes (Hsieh et Jewitt, 2006).

## 1.2 Propriétés physiques des particules solides du système solaire

### 1.2.1 Distribution en taille des particules

#### Particules issues de collisions

La distribution en taille de particules compactes ou poreuses en équilibre collisionnel suit approximativement une loi de puissance,  $\Gamma(R) = R^s$ , où  $R$  est le rayon effectif des particules (rayon de la sphère de volume équivalent) et  $s$  vaut  $-3$  d'après des calculs théoriques sur la collision des particules (Hellyer, 1970). Des simulations expérimentales d'impacts donnent des distributions en taille des éjectas suivant une loi de puissance avec un coefficient similaire entre  $-3,5$  et  $-3$  selon les matériaux utilisés (Mukai et al., 2001).

#### Particules interstellaires

Mathis et al. (1977) ont utilisé des sphères et des cylindres de différentes compositions (graphite, enstatite, olivine, carbure de silice, fer et magnétite) contraintes par les abondances cosmiques pour en déduire la distribution en taille des grains interstellaires grâce aux observations de l'extinction et de la polarisation entre  $0,11 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ . Ils obtinrent approximativement une loi de puissance de coefficient  $s$  compris entre  $-3,3$  et  $-3,6$  avec des rayons pour des particules de graphite entre  $0,005 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ , et une gamme de rayons plus étroite pour les autres matériaux ( $0,025 \mu\text{m}$  et  $0,25 \mu\text{m}$ ).

## Particules cométaires

Les différentes missions in situ d'étude des comètes ont permis de mieux contraindre les données concernant les particules solides de la chevelure. Elles sont cependant exceptionnelles et limitées aux comètes périodiques. Les observations à partir du sol, associées aux modèles de diffusion lumineuse et aux simulations expérimentales restent indispensables pour compléter les analyses in situ.

La distribution en taille des particules solides cométaires est en général également représentée par une loi de puissance de la forme  $R^s$ . Le tableau 1.1 présente un bilan des distributions en taille déterminées pour un certain nombre de comètes. Les données peuvent provenir soit de mesures in situ, soit d'observations à distance.

Dans le cas des mesures d'impacts, les limites en taille sont liées d'une part aux limites de détection instrumentales, mais également à la masse volumique supposée des particules cométaires (précisée autant que possible dans le tableau).

Dans le cas des données observationnelles, des informations peuvent être obtenues par l'ajustement des images photométriques dans le visible fournissant une information sur la taille des petites particules (par exemple par la méthode de Finson-Probststein ; Fulle, 1987), des données en couleur (voir e.g. Kolokolova et Jockers, 1997a; Kolokolova et al., 1997b, 2001b, 2003), des données en polarisation qui donnent de l'information sur la taille des grains constituant des agrégats et sur la taille des particules agrégées (voir e.g. Mukai et al., 1987; Chakraborty, 2001; Levasseur-Regourd et al., 2004; Min et al., 2005b) ou des données spectroscopiques dans l'infrarouge qui donnent de l'information sur les grosses particules (voir e.g. Wooden et al., 1999; Hayward et al., 2000; Chakraborty, 2001; Moreno et al., 2003; Min et al., 2005b). Ces études requièrent souvent une méthode d'inversion qui n'assure pas l'unicité de la solution. Une corrélation de toutes ces données est donc essentielle pour avoir une vision globale des propriétés des particules solides de la chevelure cométaire (pour une revue, voir Kolokolova et al., 2004). Enfin, les différentes méthodes sondent des parties, ou des profondeurs différentes de la chevelure ce qui peut expliquer les différences sur la valeur du paramètre  $s$  ou sur les tailles limites détectables des particules solides.

Une autre distribution en taille a été introduite par Hanner (1984) selon la formule :

$$\Gamma(R) = \left(1 - \frac{R_{\min}}{R}\right)^M \left(\frac{R_{\min}}{R}\right)^N \quad (1.1)$$

avec  $R_{\min}$  le rayon minimal des particules,  $N$  est équivalent au coefficient  $-s$  de la distribution en taille en loi de puissance pour les grandes tailles de particules, le rayon  $R_p$  pour lequel la distribution en taille est maximale est donné par :

$$R_p = R_{\min} \frac{M + N}{N} \quad (1.2)$$

comète	$R_{\min}$	$R_{\max}$	masse vol. (g.cm <sup>-3</sup> )	s coefficient loi de puissance	référence	données utilisées
1P/Halley	$\approx 0,03 \mu\text{m}$ $\approx 0,6 \mu\text{m}$	$\approx 0,6 \mu\text{m}$ $\approx 6 \mu\text{m}$	1 1	$[-2,5;-1,5]$ $-3,4$	Mazets et al. (1986)	Impacts (VeGa)
1P/Halley	$\approx 2 \mu\text{m}$ $\approx 60 \mu\text{m}$	$\approx 60 \mu\text{m}$ $\approx 2 \text{mm}$	[1;2,5]	$-4,1 \pm 0,45$ $-2,65 \pm 0,6$	McDonnell et al. (1991)	Impacts (Giotto)
1P/Halley	$\approx 13 \mu\text{m}$	$\approx 13 \text{mm}$	0,1 [0,05;0,5]	$-2,6 \pm 0,02$	Fulle et al. (2000)	Impacts et lumière diffusée (Giotto)
1P/Halley		$\approx 1 \mu\text{m}$ $\approx 1 \text{mm}$	1	$\approx -3$ $[-4,5;-4]$	Fulle et al. (1988)	Photométrie de la chevelure
C/1995 O1 Hale-Bopp	[0,08;0,15] $\mu\text{m}$	$\approx 10 \mu\text{m}$		$-3,15$	Kolokolova et al. (2003)	Spectrophotométrie
C/1995 O1 Hale-Bopp	$\approx 1 \mu\text{m}$	$\approx 100 \mu\text{m}$	1	$-3,6 \pm 0,1$	Fulle et al. (1998)	Photométrie de la chevelure
C/1995 O1 Hale-Bopp	$\approx 0,1 \mu\text{m}$	$\approx 6 \mu\text{m}$	[1,85;3,27]	$-3,3 \pm 0,3$ à 3,9 UA $-3,4 \pm 0,3$ à 2,9 UA $-3,6 \pm 0,3$ à 2,8 UA	Moreno et al. (2003)	Spectres infrarouge (ISO)
C/1995 O1 Hale-Bopp	$\approx 0,01 \mu\text{m}$	$\approx 100 \mu\text{m}$		$-3,48$	Min et al. (2005b)	Spectres infrarouge (ISO) Polarisation
81P/Wild 2	7,5 $\mu\text{m}$	0,5 mm	[0,1;3,5]	$-3,55$ $[-4,3;-1,9]$	Green et al. (2004)	Impacts (Stardust)
D/1993 F2 Shoemaker-Levy 9	10 $\mu\text{m}$	3 mm	1	$-2,3 \pm 0,1$	Hahn et Rettig (2000)	Photométrie de la chevelure
C/1996 Q1 Tabur	[0,04;0,14] $\mu\text{m}$	qqc cm		$[-2,95;-2,75]$	Kolokolova et al. (2001b)	Spectrophotométrie
C/1973 XII Kohoutek		$\approx 1 \mu\text{m}$ $\approx 100 \mu\text{m}$ $\approx 1 \text{mm}$	[0,1;1] [0,1;1] [0,1;1]	$-3$ $-3,5$ $[-3,4;-2,6]$	Fulle (1988)	Photométrie de la chevelure
C/1988 A1 Liller	7,5 $\mu\text{m}$	5 cm	1	$-3,5 \pm 0,2$	Fulle et al. (1992)	Photométrie de la chevelure
29P/Schwassmann- Wachmann 1	2,5 $\mu\text{m}$	1 cm	1	$-3,3 \pm 0,3$	Fulle (1992)	Photométrie de la chevelure

TAB. 1.1 – Bilan de valeurs de distributions en taille déduites des mesures in situ ou à distance des chevelures cométaires.

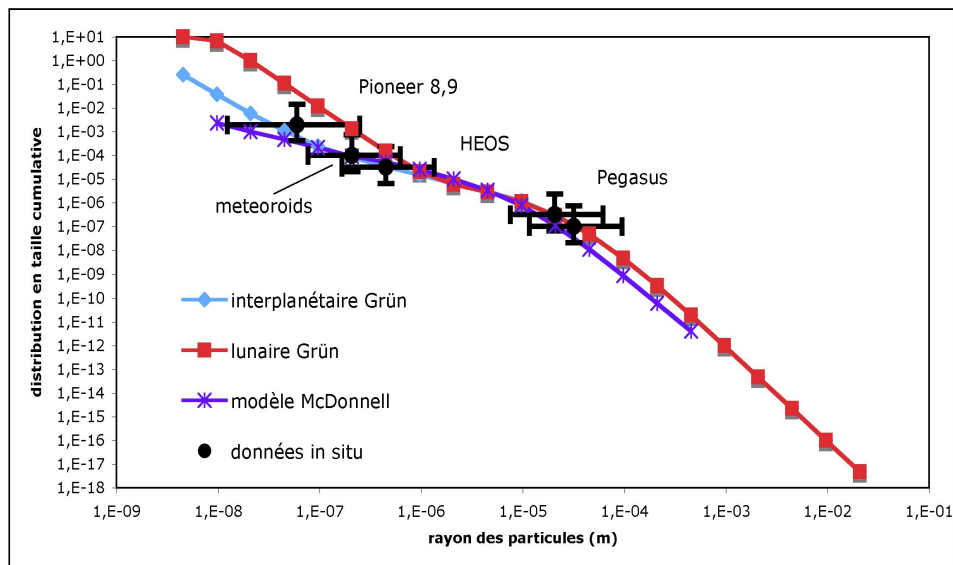


FIG. 1.8 – Distribution en taille des particules du milieu interplanétaire (courbes des modèles bleues et violettes) déduite par impact lors de missions spatiales (points de mesures en noir pour les missions Pioneer 8,9; HEOS et Pegasus à 1 UA) et de la distribution en taille des microcratères lunaires (courbe de modèle rouge). La distribution en taille dérivée représentée par une loi de puissance,  $R^s$ , tend vers un coefficient  $s$  entre  $-2$  et  $-4$  pour  $R \leq 10 \mu\text{m}$  selon les données utilisées et vers un coefficient  $s = -4,4$  pour  $R \geq 10 \mu\text{m}$  (adapté de Grün et al., 1985, 2001).

Cette distribution en taille est très proche d'une loi de puissance de coefficient  $-s = N$ .

### Particules interplanétaires

Pour une revue sur les études des particules solides interplanétaires et des micrométéorites, se référer à Jessberger et al. (2001).

Les tailles des particules interplanétaires collectées dans la stratosphère (encore appelées IDPs pour Interplanetary Dust Particles) s'échelonnent de  $5 \mu\text{m}$  à  $25 \mu\text{m}$ . Les IDPs floconneuses typiques présentent une structure agrégée dont les grains constitutifs ont une taille moyenne autour de  $0,3 \mu\text{m}$ .

Les études portant sur les échantillons de micrométéorites collectées près des pôles montrent qu'elles ont une taille de  $20 \mu\text{m}$  à  $1 \text{mm}$ . A cause de leur taille relativement importante, elles ont généralement subi une abrasion et une fusion partielle ou totale lors de leur entrée dans l'atmosphère terrestre, et sont donc moins représentatives des particules interplanétaires.

Les mesures in situ effectuées grâce à des sondes spatiales au sein du milieu interplanétaire suggèrent des valeurs de  $s$  de  $-4,4$  pour des particules ayant une taille plus grande que  $20 \mu\text{m}$  et

approximativement  $-2$  pour des tailles inférieures à cette limite, comme présenté en figure 1.8 (Grün et al., 1985, 2001). Les études de microcratères sur des échantillons lunaires semblent toutefois indiquer un coefficient de distribution en tailles plus grand (entre  $-3$  et  $-4$ ) pour les petites particules ( $<1 \mu\text{m}$ ) comme indiqué en figure 1.8.

## 1.2.2 Composition et indices optiques des particules

### Généralités

Les études spectroscopiques et spectrométriques des comètes ainsi que des IDPs et des micrométéorites ont montré la prédominance des silicates et des “CHON” dans la composition des particules cométaires et interplanétaires (Hanner et Bradley, 2004). Cela a également été confirmé par les mesures in situ de l’analyseur de poussière cométaire et interstellaire à bord de la mission spatiale Stardust (Kissel et al., 2004).

En vue d’étudier l’interaction de la lumière avec les particules, il est nécessaire de connaître les indices optiques,  $m(\lambda) = n(\lambda) - ik(\lambda)$ , de chaque matériau entrant dans la composition de ces grains en fonction de la longueur d’onde. Comme nous nous intéressons à la diffusion de la lumière qui s’effectue principalement dans le visible, nous prendrons généralement des indices mesurés vers  $550 \text{ nm}$ , le maximum du spectre solaire.

Comme cela a déjà été évoqué dans la description des matériaux constitutifs des particules interplanétaires, il est possible de trouver des inclusions de composés organiques dans les silicates, ou des inclusions de divers composés organiques dans les manteaux (Engrand et Maurette, 1998). Or l’indice complexe d’un mélange ne se calcule pas de façon linéaire, aussi déduire l’indice complexe d’un mélange de différents composés n’est-il pas évident.

Des approximations pour obtenir des règles de mélange pour des indices optiques ont été mises en oeuvre par Chylek et al. (2000) dans la théorie du milieu effectif (EMT, pour Effective Medium Theory). Par exemple, en utilisant la règle de mélange de Maxwell-Garnet (Bohren et Huffman, 1983), Kimura et al. (2003) ont trouvé un indice optique de  $(1,88 + i0,47)$  pour représenter l’indice optique des grains constitutifs de particules observées dans la chevelure de la comète de Halley. Ces théories ont été reprises par Kolokolova et Gustafson (2001) pour caractériser des particules cométaires et les comparer à des résultats d’expériences micro-ondes (voir e.g. Zerull et al., 1993) ou de simulations numériques (voir e.g. Mann et al., 2004).

### Les silicates

Des études spectroscopiques cométaires précises ont mis en évidence la présence à la fois des forsterites ( $\text{Mg}_{2y}\text{Fe}_{2-2y}\text{SiO}_4$  à base d’olivine) et des enstatites ( $\text{Mg}_y\text{Fe}_{1-y}\text{SiO}_3$ , à base de pyroxène) dans leurs états cristallins et amorphes (voir figure 1.9). Les modèles de composition

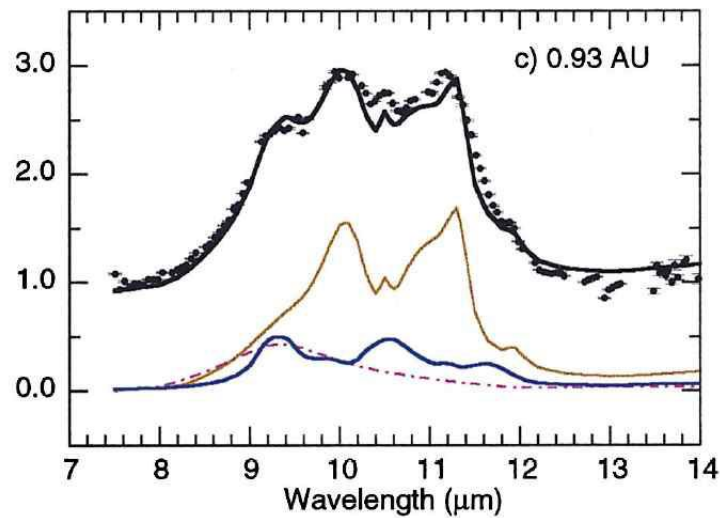


FIG. 1.9 – Spectre à 0,93 UA de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp présentant 3 pics d'émission attribués à la présence d'olivine amorphe et cristalline (ligne marron), de pyroxène amorphe (ligne en tirets pourpre) et d'ortho-pyroxène cristallin (ligne bleue) (Wooden et al., 1999)

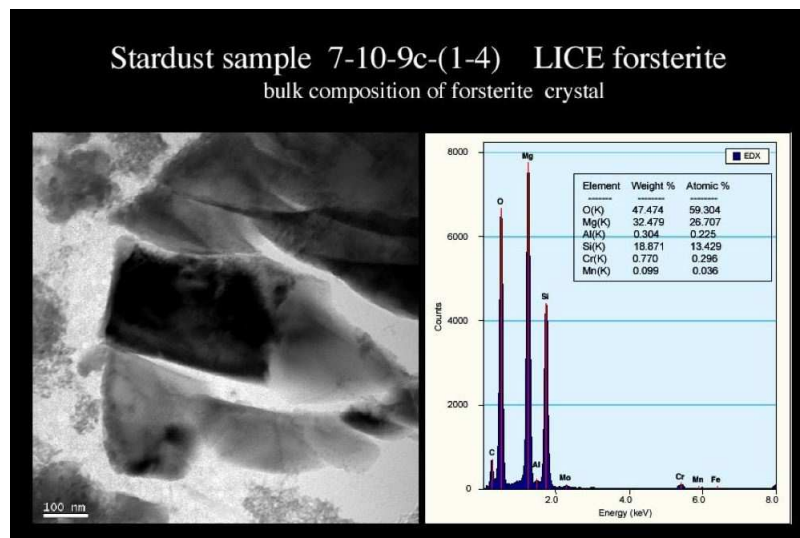


FIG. 1.10 – Image au microscope électronique d'une particule de la comète 81P/Wild 2 ramenée sur Terre par la mission Stardust avec une analyse des éléments constitutifs des silicates. C'est une particule de forsterite riche en magnésium (crédit : NASA).

cométaire basés sur ces matériaux (Wooden et al., 1999; Hayward et al., 2000) ont montré une dominance des pyroxènes riches en magnésium (60% à 90%) avec une partie imaginaire de l'indice entre 0,001 et 0,01 dans le visible, correspondant à un paramètre  $y$  entre 0,5 et 0,9.

Les études de particules IDPs floconneuses chondritiques ont montré que le principal consti-

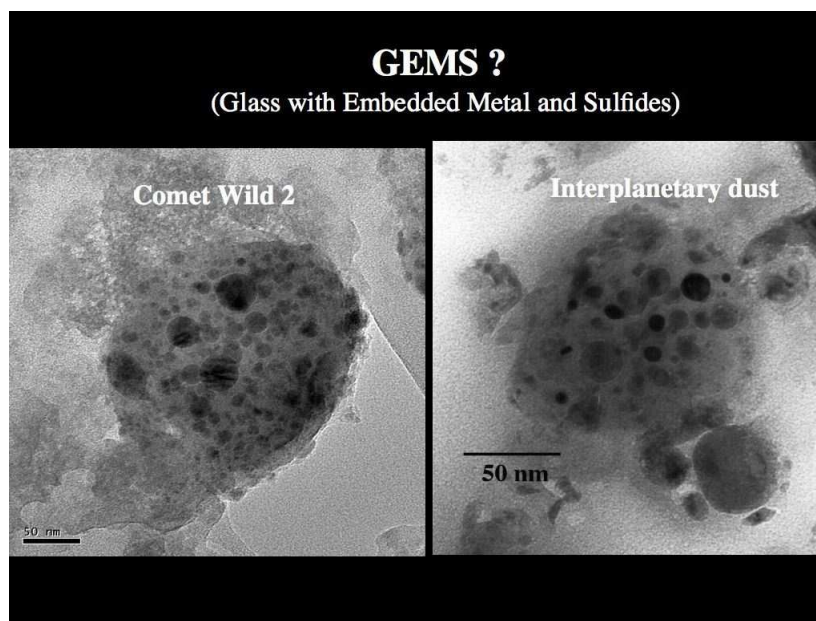


FIG. 1.11 – Images au microscope électronique de grains probablement constitués de silicates entourant des grains de métaux, GEMS (Glass with Embedded Metal and Sulfides) pour des particules provenant de la comète 81P/Wild 2 et une particule IDP. La similarité des deux images est frappante (crédit : NASA).

tuant des silicates était également le pyroxène (Bradley et al., 1992; Brownlee et al., 1999).

Les études des particules cométaires ramenées sur Terre par la mission Stardust montrent également la présence d'olivines riches en magnésium (voir figure 1.10) ainsi que des particules de silicates enrobant des matériaux métalliques ou sulfurés comme ceux que l'on peut retrouver dans les IDPs floconneuses (voir figure 1.11).

Des mesures en laboratoire (Dorschner et al., 1995) montrent que le pyroxène amorphe a un indice optique réel dans le visible de l'ordre de 1,6 et une partie imaginaire de son indice complexe très variable en fonction de la quantité de Mg et de Fe dont il est constitué comme présenté en figure 1.12. A partir des données présentées par Dorschner et al. (1995), une évolution semblable de l'indice optique des pyroxènes amorphes en fonction du paramètre  $y$  est obtenue pour l'olivine. On peut également remarquer les deux pics d'absorption à  $10\ \mu\text{m}$  et à  $20\ \mu\text{m}$  ainsi qu'une faible absorption dans la partie visible à proche infrarouge du spectre. Les pyroxènes et olivine cristallins ont des indices optiques dans le visible similaires à ceux mesurés pour les matériaux amorphes avec une valeur de la partie imaginaire assez faible de l'ordre de  $10^{-4}$ , comme indiqué par des mesures en laboratoire (Jäger et al., 1998; Lucey, 1998), et représenté en figure 1.13. Nous pourrions donc considérer que dans le domaine visible autour de  $550\ \text{nm}$ , les indices de silicates cristallins et amorphes sont quasi-identiques.



Des silicates se trouvent également dans les échantillons de micrométéorites mais sans la structure en petits grains qui caractérise certaines des IDPs, ce qui pourrait être dû à l'abrasion suite à l'entrée dans l'atmosphère ou des altérations ultérieures subies au sol (Jessberger et al., 2001).

Dans la suite de notre étude, nous prendrons comme première approximation de l'indice des silicates la valeur  $(1,62 + i0,003)$ .

### Les composés organiques “CHON”

Les composés organiques des particules sont des matériaux plus absorbants constitués d'éléments plus légers qui ont pu être créés dans le cas des particules cométaires par l'irradiation des glaces et éléments légers qui se sont déposés sur les grains. Les constantes optiques du carbone amorphe pur ont été étudiées et estimées de l'ordre de  $(1,88 + i0,71)$  à 550 nm (Edoh, 1983). Les constantes optiques de graphite ont également été obtenues par des mesures en laboratoire et peuvent être estimées de l'ordre de  $(1,71 + i0,1)$  (Papoular et al., 1993). Toutefois l'absorption des composés organiques dépend de la quantité de carbone entrant dans la composition du composé, ainsi que de l'altération du manteau de glaces et d'organiques par les rayonnements interstellaires (Jenniskens, 1993).

En figure 1.14 différentes courbes d'indice superposées montrent que plus le matériau organique est altéré et plus il absorbe le rayonnement visible et proche infrarouge (Li et Greenberg, 1997). C'est l'apparition de «yellow to brown stuff» lors de l'irradiation UV de glaces ( $H_2O$ ,  $CO$ ,  $CH_4$ ,  $NH_3$ ) déposées dans des proportions représentatives du milieu interstellaire au cours des expériences de laboratoire (voir par exemple, Jenniskens, 1993) ou d'expérience embarquées à bord de satellites (voir par exemple, Greenberg et al., 1995). Dans le visible les valeurs des constantes optiques sont assez mal déterminées. Aux alentours de 550 nm, les valeurs de la partie réelle de l'indice optique sont entre 1,6 et 2 et la partie imaginaire de l'indice se trouve entre 0,1 et 0,4. Afin de rendre compte des différentes absorptions possibles, on pourra donc considérer que le paramètre imaginaire des composés organiques peut varier entre 0,1 et 0,4 (comme mesuré en laboratoire par Jenniskens (1993)).

En se basant également sur le travail de simulation expérimentale micro-ondes de Zerull et al. (1993), nous utiliserons l'indice  $(1,88 + i0,1)$  pour simuler les organiques des particules cométaires constituées de grains agrégés recouverts de matériaux absorbants similaires aux organiques réfractaires de Li et Greenberg (1997).

La minéralogie de ces matériaux organiques complexes reste encore mal connue; les résultats d'expériences d'irradiation à bord de satellites les décrivent comme des “hydrogenated amorphous carbon” ou des “quenched carbonaceous condensate” (Greenberg et al., 1995). Il est également possible que des hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAH) aient été décou-

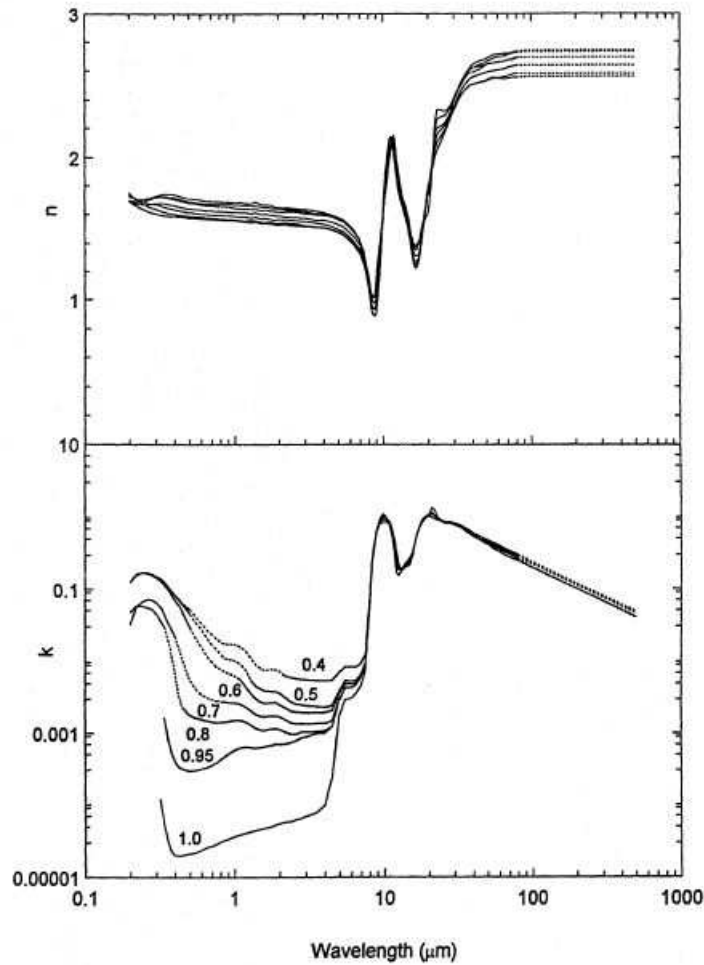


FIG. 1.12 – Partie réelle et imaginaire de l'indice optique de la forsterite amorphe  $\text{Mg}_y\text{Fe}_{1-y}\text{SiO}_3$  en fonction de la longueur d'onde. Les différentes courbes correspondent à des paramètres  $y$  différents dans la composition de la molécule. (Dorschner et al., 1995).

verts dans des micrométéorites carbonées (Clemett et al., 1998).

### Les glaces

Les particules cométaires sont susceptibles d'être recouvertes d'une couche de glaces, principalement constituée de molécules d'eau (Ehrenfreund et al., 2003; Sunshine et al., 2006). L'indice de la glace d'eau cristalline vaut  $m_{\text{glace}} = 1,31$  dans le domaine visible, la partie imaginaire de l'indice,  $k$ , étant négligeable ( $\approx 10^{-7}$ , Warren, 1984). Cependant les conditions de condensation de l'eau en milieu interstellaire avec des températures très faibles et de basses pressions produisent en fait des glaces amorphes dont les propriétés peuvent être très différentes de ce qui peut être observé dans les conditions terrestres.

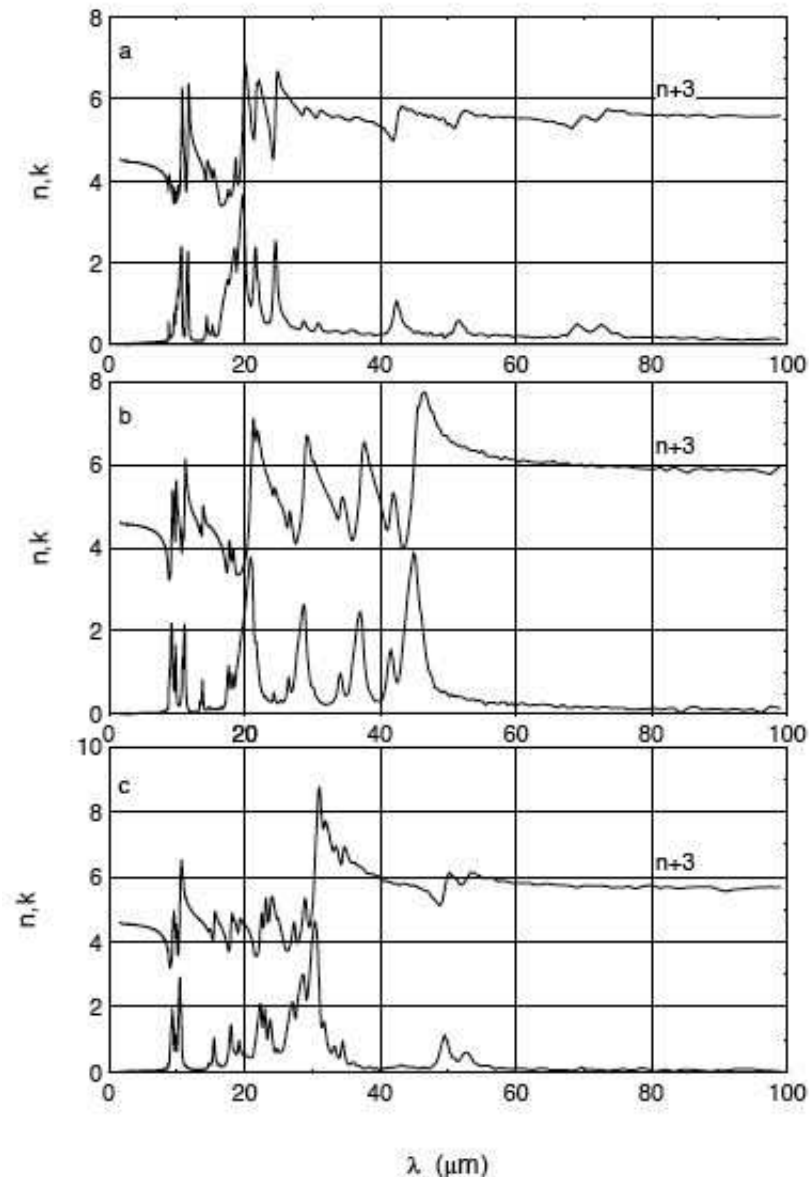


FIG. 1.13 – Partie réelle et imaginaire de l'indice optique de l'enstatite cristalline  $\text{Mg}_{2y}\text{Fe}_{22y}\text{SiO}_4$  en fonction de la longueur d'onde. Les différentes courbes correspondent aux différents axes du cristal (Jäger et al., 1998).

Des expériences de laboratoire cherchant à reproduire la condensation de glace d'eau dans les conditions du milieu interstellaire pour en déterminer les propriétés d'adsorption et de désorption montrent que les indices de réfraction de la glace amorphe dépendent de sa température de condensation, du taux de condensation et de l'angle de déposition de la couche de glace. Ces expériences ont montré que l'absorption de ces glaces était négligeable à 632,8 nm (Dohnálek et al., 2003) comme à 435,8 nm (Westley et al., 1998). Nous considérons donc la couche de

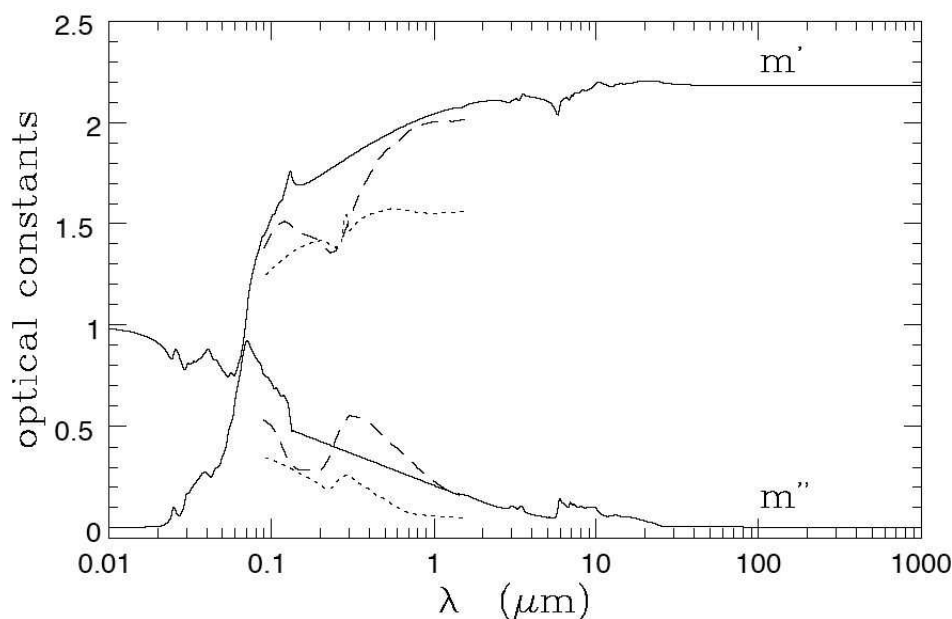


FIG. 1.14 – Constantes optiques  $m(\lambda) = m'(\lambda) + im''(\lambda)$  des organiques réfractaires (traits pleins). En traits pointillés et en tirets sont respectivement représentés des résultats obtenus sur des composés organiques altérés faiblement, et plus fortement, mesurés par Jenniskens (1993) (Li et Greenberg, 1997). La partie imaginaire de l'indice optique peu contrainte dans le visible est simulée par une droite.

glace comme non-absorbante. Par ailleurs ces expériences ont aussi déterminé l'indice réel qui diffère assez peu de l'indice de la glace cristalline :  $n = 1,285 \pm 0,01$  à 632,8 nm (Dohnálek et al., 2003) et  $n \in [1,28 : 1,3]$  à 435,8 nm (Westley et al., 1998).

Ces mesures faites en laboratoire confirment donc la validité d'un indice optique de la glace avec une partie imaginaire nulle et une partie réelle proche de 1,3.

### 1.2.3 Forme des particules

#### Généralités

Les particules plus compactes retrouvées sur Terre et résultant en majorité de collisions entre astéroïdes peuvent en première approximation être représentées par des sphéroïdes avec un rapport des axes inférieur à deux comme estimé d'après les analyses de micrométéorites et d'IDPs (Jessberger et al., 2001), mais également par analyse des résidus d'impacts en laboratoire (Mukai et al., 2001).

Une fraction importante des particules IDPs collectées dans la stratosphère sont des agrégats poreux de grains submicroniques. Comme on peut se les représenter, les grains ont une

forme globalement sphéroïdale avec un rapport du grand axe sur le petit axe d'environ 2, voir figure 1.4. De tels grains peuvent présenter une structure en couches comme un coeur de silicates recouvert d'un manteau d'organiques.

On a vu dans les paragraphes précédents que les grains de poussières cosmiques une fois condensés ont tendance à s'agglomérer pour produire des agrégats de forme aléatoire. Ces agrégats sont bien décrits par la théorie des fractales que nous allons ici brièvement aborder afin de construire des agrégats réalistes de grains interstellaires pour les simulations numériques ultérieures.

### Dimension fractale

La mesure de la côte fragmentée d'une île ne rentre pas dans le cadre d'une description mathématique classique. Si nous utilisons une longueur fixe  $L_1$ , nous pouvons faire le tour de l'île et obtenir une première valeur  $P_1$  du périmètre de la côte, défini comme encadrant la plus grande surface de l'île. On ferme le polygone par une longueur  $a_1$ . Si nous diminuons la longueur pour prendre  $L_2$ , le nouveau périmètre  $P_2$  obtenu par le même procédé sera différent de  $P_1$ . Si nous traçons un graphe log-log de la valeur de  $P_i$  en fonction de la valeur de  $L_i$ , on obtient une droite de pente négative  $m_i$ . Sur un tel graphe, la représentation d'une droite (dimension 1) correspond à une droite de pente  $m_i = 0$ . De même pour une courbe régulière comme un polygone ou un cercle, on tend très vite vers une droite de pente  $m_i = 0$  (pour  $L_i \ll P_i$ ). Tandis que dans le cas extrême d'une côte très découpée, quand la courbe qui la représente envahit tout le plan (qui a une dimension 2), cette pente vaut  $|m_i| = 1$ . Des courbes intermédiaires comme la côte de Grande-Bretagne ont des dimensions fractales  $D$  intermédiaires définies par la relation :  $D = 1 + |m_i|$  (Mandelbrot, 1977).

Par généralisation, la dimension fractale  $D$  donne accès à l'occupation d'une surface par rapport au plan, ou d'un volume par rapport à l'espace (plus le volume est compact et homogène et plus sa dimension fractale sera proche de 3). Une des propriétés essentielles des objets fractals est le fait que l'on retrouve le même motif pour différentes échelles d'observations. Cette caractéristique s'appelle l'auto-similarité (figure 1.16).

### Agrégation fractale

L'agrégation de grains pour former des particules fractales peut s'effectuer naturellement selon deux scénarios différents (Meakin, 1983) : le mode «PCA» (pour Particle-Cluster Aggregation) ou le mode «CCA» (pour Cluster-Cluster Aggregation), selon que les agrégats formés croissent respectivement par accréation successive de grains individuels ou plutôt par accréation d'agrégats.

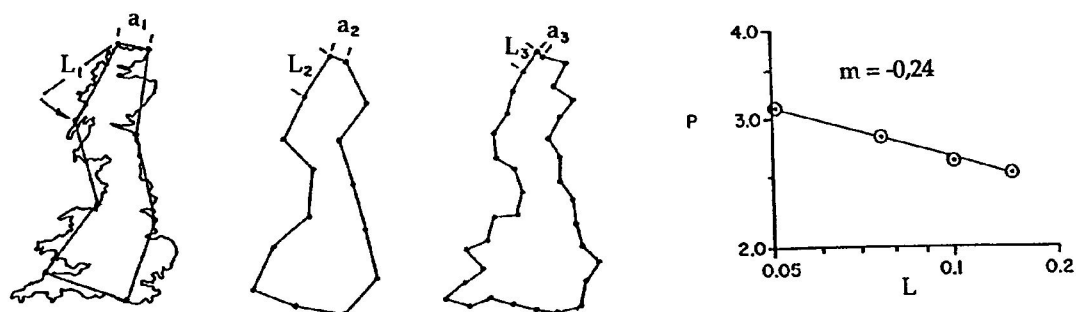


FIG. 1.15 – Approximation du périmètre de la Grande-Bretagne par un polygone de côté  $L_i$ , et représentation log-log du périmètre  $P_i$  en fonction du pas  $L_i$  de ce polygone (figure tirée de Kaye, 1989).

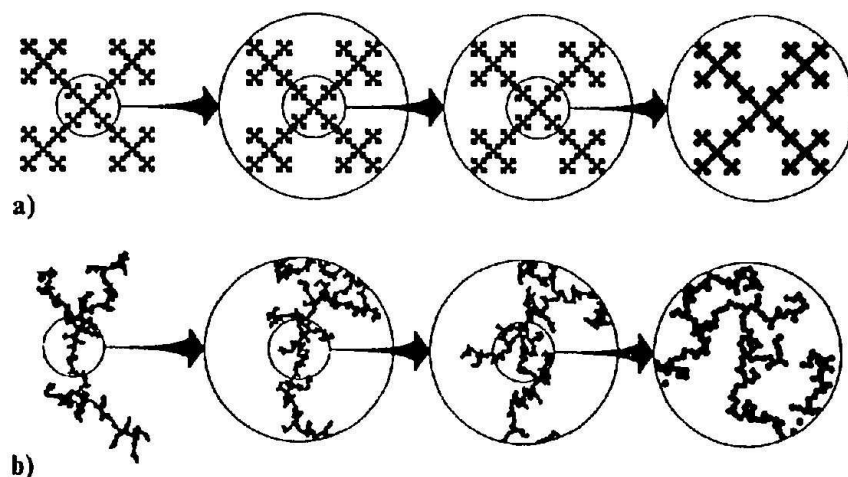



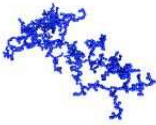
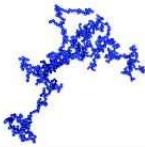



FIG. 1.16 – Illustration de la caractéristique d'auto-similarité des fractales dans le cas d'une structure déterministe a), et dans le cas d'une agglomération aléatoire b). De gauche à droite, on montre des agrandissements successifs de la partie centrale (figure tirée de Jullien, 1990).

Le mode de diffusion des grains joue aussi un rôle. Dans un gaz très dense, le libre parcours moyen des grains entre deux chocs est petit. Ils vont donc suivre des trajectoires sinueuses caractéristiques du mouvement Brownien (noté «Br»). Si le gaz est ténu, le libre parcours moyen des grains entre deux chocs est important. Leurs trajectoires seront des courbes caractéristiques d'un mouvement balistique (noté «Ba»). Un troisième mode correspond au cas où l'accrétion entre grains est difficile. Le grain perd alors la mémoire de sa trajectoire de diffusion et la géométrie finale est plutôt gouvernée par les forces de surface qui s'appliquent entre les grains.

Dimension fractale $D$	Trajectoires		
	browniennes	balistiques	limitées par réaction
Grain/Agrégat ( <i>Particle/Cluster</i> )	2,50 (BrPCA) 	2,90 (BaPCA) 	3,00 (RPCA) 
Agrégat/Agrégat ( <i>Cluster/Cluster</i> )	1,74 (BrCCA) 	1,90 (BaCCA) 	2,00 (RCCA) 

TAB. 1.2 – Valeur statistique de la dimension fractale  $D$  en fonction du processus d'agrégation considéré. Cette dimension fractale est directement reliée à la compacité et à l'homogénéité de l'agrégat obtenu, comme le montrent les vignettes illustratives (Jullien et Botet, 1987; Haudebourg, 2000).

C'est le régime désigné comme limité par réaction (noté «R»). Par combinaison de tous les scénarios, on obtient 6 processus d'agrégation (BrPCA, BaPCA, RPCA, BrCCA, BaCCA et RCCA). Les processus les plus représentatifs de l'agrégation des grains interstellaires sont les processus balistiques BaPCA et BaCCA qui seront considérés dans les chapitres suivants et appelés BCCA et BPCA. On a représenté dans la table 1.2 les agrégats résultants de chaque type de processus (Jullien et Botet, 1987).

### Description théorique des fractales

Le nombre  $N$  de grains constituant l'agrégat dans une sphère de rayon  $R$  centrée sur le centre de masse de l'agrégat fractal suit une loi de puissance :  $N \propto R^D$ , tant que  $R$  est inférieur à la taille maximale de l'agrégat.  $D$  est la dimension fractale de l'agrégat. Cette nouvelle définition est équivalente à celle donnée dans le paragraphe sur les propriétés des objets fractals.  $D$  est comprise entre 1,0 et 3,0 dans un espace euclidien de dimension 3 et caractérise la morphologie des agrégats. La porosité  $\Phi$  de l'agrégat traduit le rapport entre la proportion d'espace vide et le volume occupé par les grains de l'agrégat.  $\Phi$  peut être estimé grâce à la relation :  $\Phi \approx 1 - N \frac{D-3}{D}$  (Jullien et Botet, 1987).

Du fait de l'autosimilarité des agrégats fractals, la dimension fractale se conserve à chaque étape de formation de la particule solide. Ainsi, la dimension fractale d'un agrégat résultant de l'agglomération balistique de deux agrégats de dimension fractale 1,9, sera, elle aussi de 1,9.

Les conditions physiques de croissance des agrégats influent directement sur la valeur de leur dimension fractale. Par exemple, dans le cas d'une croissance PCA, où les grains s'accrochent les uns après les autres sur l'agrégat, on s'attend à trouver une dimension fractale plus proche de 3 que dans le cas d'une croissance CCA au cours de laquelle les agrégats s'accrochent les uns aux autres. D'autre part, en régime balistique, les grains ou agrégats peuvent atteindre le cœur de l'agrégat avant d'être capturés, contrairement au régime brownien, pour lequel la nature irrégulière de leur trajectoire les en empêche. En régime limité par réaction, ce phénomène de remplissage est encore accentué par rapport au régime balistique. On s'attend donc à ce que la dimension fractale  $D$  augmente entre les régimes browniens, balistiques et limités par réaction. Ces remarques ont été confirmées par des simulations numériques, voir la table 1.2 (Jullien et Botet, 1987).

### Taille des agrégats

La taille des agrégats peut être définie de deux façons différentes qui ont l'intérêt de faire intervenir soit la masse totale de l'agrégat, soit son extension spatiale.

La première définition fait intervenir la masse de l'agrégat et correspond à la sphère équivalente obtenue par «fonte» de l'agrégat. C'est-à-dire qu'elle correspond à la sphère ayant la même densité que les grains et la même masse que l'agrégat. Le rayon de cette sphère peut facilement être calculé à partir du nombre total de grains,  $N$ , et du rayon de chaque grain supposé sphérique,  $r$ . Le rayon est donc :  $R = N^{1/3} \times r$ . En fixant une masse volumique pour le matériau constitutif des grains, deux particules de même taille  $R$  ont donc la même masse, quelle que soit leur forme et leur extension spatiale.

La seconde définition rend compte plus précisément de la dimension effective de la particule et donc de sa morphologie. Cette taille caractéristique, appelée rayon de giration, est en effet utilisée pour déterminer la dimension fractale  $D$  de tels agrégats et est très robuste, même pour des agrégats constitués de peu de sphères. Le rayon de giration correspond à la moyenne des distances entre centres de grains, et est donné par la formule suivante (Jullien et Botet, 1987) :

$$R_g^2 = \frac{1}{2N} \times \sum_{i,j} (r_i - r_j)^2 = \frac{1}{N} \times \sum_i (r_i - r_o)^2 \quad (1.3)$$

où  $N$  est toujours le nombre de grains de l'agrégat,  $r_i$  et  $r_j$  sont les coordonnées dans l'espace des centres des sphères  $i$  et  $j$ , et  $r_o$  correspond au centre de masse de l'agrégat.

Botet et al. (1995) a étudié pour les trois processus d'agrégation décrits plus haut, les relations existant entre le rayon de giration, la taille des grains, leur nombre et la dimension



fractale de l'agrégat. Elles sont du type  $N \propto \left(\frac{R_g}{r}\right)^D$ . On a :

$$\text{BrCCA} : N \approx 4,6 \times \left(\frac{R_g}{2.r}\right)^{1,74} \quad (1.4)$$

$$\text{BaCCA} : N \approx 3,9 \times \left(\frac{R_g}{2.r}\right)^{1,90} \quad (1.5)$$

$$\text{RCCA} : N \approx 3,6 \times \left(\frac{R_g}{2.r}\right)^{2,00} \quad (1.6)$$

Le rayon de giration augmente lorsque la dimension fractale de l'agrégat augmente, alors que le rayon de la sphère équivalente en masse reste constant. Il est important de noter que ces valeurs statistiques sont des valeurs limites valables principalement pour des agrégats ayant un nombre important de grains. On l'a représenté en figure 1.17 où l'on a simulé l'agrégation fractale suivant les processus d'agrégation BaCCA et BaPCA. On voit que la valeur statistique de la dimension fractale égale à 1,9 pour le processus CCA et égale à 2,9 pour le PCA ne commencent à être significatives qu'à partir d'agrégats de 64 grains. Les simulations numériques d'agrégation ont été obtenues grâce à un programme écrit par R. Botet.

## 1.3 Diffusion lumineuse

### 1.3.1 Généralités, définitions

La description de la diffusion lumineuse présentée ici s'inspire directement des travaux de van de Hulst (1957), Bohren et Huffman (1983) et Mishchenko et al. (1999).

Une distribution de particules solides placées dans un champ de rayonnement interagit avec celui-ci en absorbant une partie de son énergie et en diffusant le reste du rayonnement incident. La somme de ces deux effets constitue l'extinction subie par le rayonnement. Cette extinction dépend de nombreux paramètres : composition, structure, distribution en taille et en forme des particules, longueur d'onde et polarisation du rayonnement incident, etc... Différentes théories permettent de prendre en compte ces paramètres afin de modéliser l'extinction. Toutefois, l'étude de la poussière cosmique pose le problème inverse puisqu'il s'agit de caractériser les propriétés physiques des particules responsables de l'extinction observée. Il est donc particulièrement important de connaître et comprendre le rôle joué par chacun de ces paramètres.

La polarimétrie est la mesure du taux de polarisation de la lumière diffusée par le milieu auquel on s'intéresse. La lumière incidente est considérée comme une onde plane non-polarisée, ce qui est en général le cas pour une lumière naturelle dont nous observons une longueur d'onde spécifique. Nous nous intéressons uniquement à la diffusion sans changement de longueur d'onde et ne prenons pas en compte l'effet Raman.

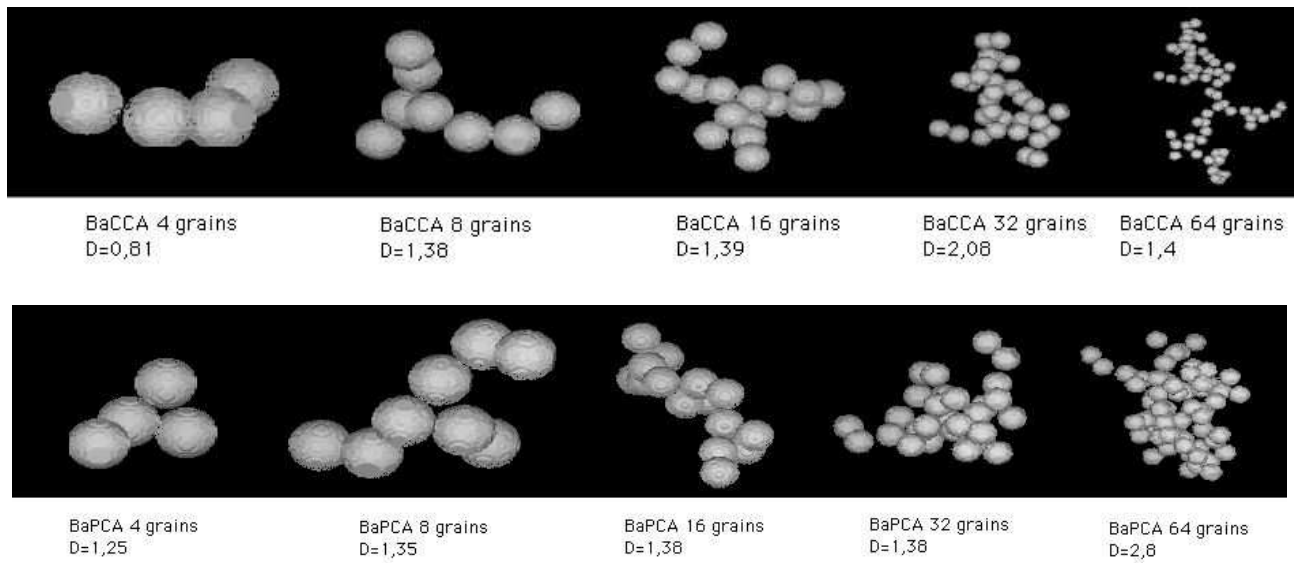


FIG. 1.17 – Evolution de l’agrégation de grains sphériques suivant les deux processus BaCCA (ligne du haut) et BaPCA (ligne du bas) avec la dimension fractale correspondant à chaque étape.

Après avoir interagi avec le milieu, la lumière est diffusée dans toutes les directions et étudiée dans une direction particulière par l’observateur. La direction de propagation du faisceau incident et la direction d’observation définissent le plan de diffusion et l’angle  $\alpha$  entre ces deux directions est appelé angle de phase, son supplémentaire ( $\theta = \pi - \alpha$ ) étant l’angle de diffusion voir figure 1.18. Deux directions de diffusion sont à remarquer : la rétrodiffusion ( $\alpha = 0^\circ$ ), importante pour des particules de l’ordre de grandeur de la longueur d’onde, et la diffusion vers l’avant ( $\alpha = 180^\circ$ ), qui résulte de phénomènes de diffraction et d’interférences sur les particules.

L’état de polarisation de la lumière est en général analysé dans deux directions perpendiculaires. L’intensité totale est alors la somme de ces deux composantes :  $I_{\text{tot}} = I_{\parallel} + I_{\perp}$ .

Dans le cas d’observations astronomiques de milieux optiquement minces (diffusion simple), c’est-à-dire lorsque la lumière n’interagit qu’une seule fois avec les particules, la polarisation circulaire de la lumière diffusée reste faible en première approximation.

Le degré de polarisation linéaire est alors représenté par un scalaire :  $P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}$  qui est positif pour une lumière polarisée préférentiellement suivant la perpendiculaire au plan de diffusion et négatif pour une lumière polarisée parallèlement au plan de diffusion.

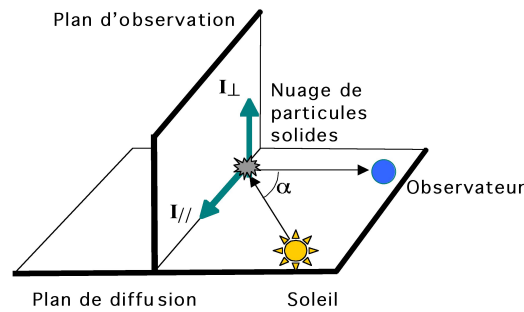


FIG. 1.18 – Principe de la diffusion de la lumière par des particules solides dans le système solaire (Levasseur-Regourd).

### 1.3.2 Polarisation du rayonnement électromagnétique

#### Description de la polarisation par les vecteurs de Stokes

La lumière naturelle consiste en de nombreux trains d'ondes lumineuses dont la fréquence se situe aux alentours de  $10^{14}\text{s}^{-1}$ , et la durée de cohérence est  $\leq 10^{-8}$  s. Chacun de ces trains d'onde est monochromatique et complètement elliptiquement polarisé. La lumière naturelle est donc le résultat d'une superposition de ces trains d'onde indépendants et se trouve être en général non-polarisée. Une lumière polarisée est par contre le résultat de l'addition de trains d'ondes cohérents.

Une onde électromagnétique arbitraire d'intensité  $I$  peut se composer en deux parts, l'une polarisée et l'autre non :

$$I = I_{\text{nonpol}} + I_{\text{pol}} \quad (1.7)$$

Le degré de polarisation  $p$  est défini comme le rapport  $I_{\text{pol}}/I$ .

La propagation d'une onde électromagnétique plane dans un milieu homogène d'indice  $n$  suivant la direction  $z$  est déterminée par les équations de Maxwell. Elle peut s'écrire :

$$E_x(z, t) = E_{ox}(t) \times \cos(\omega t - kz - \phi_x) \quad (1.8)$$

$$E_y(z, t) = E_{oy}(t) \times \cos(\omega t - kz - \phi_y) \quad (1.9)$$

où  $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$  est la pulsation,  $k = 2\pi n/\lambda$  le vecteur d'onde,  $\phi_x$  et  $\phi_y$  sont les phases à l'émission et  $O_z$  la direction de propagation de l'onde. Lorsque la différence de phase  $\phi = \phi_x - \phi_y$  est constante, l'onde est dite cohérente, ou polarisée.

L'évolution temporelle du vecteur  $E$ , dont l'extrémité décrit en général une ellipse, peut être représentée par les quatre paramètres de Stokes, regroupés en un quadrivecteur.

$$S = \begin{cases} I(t) = E_{ox}(t)^2 + E_{oy}(t)^2 = I_{\text{tot}} = I_{\parallel} + I_{\perp} = I_x + I_y \\ Q(t) = E_{ox}(t)^2 - E_{oy}(t)^2 = I_x - I_y = I_{\parallel} - I_{\perp} \\ U(t) = 2E_{ox}(t)E_{oy}(t)\cos(\phi) = I_{45^\circ} + I_{-45^\circ} \\ V(t) = 2E_{ox}(t)E_{oy}(t)\sin(\phi) = I_G + I_D \end{cases} \quad (1.10)$$

$I(t)$  est alors l'intensité totale instantanée,  $Q(t)$  représente la différence entre les intensités  $I_{\parallel}$  et  $I_{\perp}$ , différente de zéro lorsque la lumière est partiellement polarisée. La décomposition de  $U(t)$  sur la base des états de polarisation linéaires à  $45^\circ$  et  $-45^\circ$  conduit à :  $U(t) = I_{45^\circ} + I_{-45^\circ}$ . Les deux paramètres  $U$  et  $Q$  permettent ainsi de déterminer la direction privilégiée de la polarisation. Enfin la décomposition de  $V(t)$  sur la base des polarisations circulaires gauche et droite donne :  $V(t) = I_G - I_D$ . On remarquera que ces quatre grandeurs ne sont pas indépendantes et vérifient la relation :

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (1.11)$$

avec égalité dans le cas d'une onde entièrement polarisée. Nous pouvons donc décomposer "mathématiquement" la lumière en ses deux composantes polarisée et non-polarisée. Ceci nous donne une définition équivalente du degré de polarisation  $p$  par la nouvelle expression :

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} = \frac{I_{\text{pol}}}{I_{\text{pol}} + I_{\text{nonpol}}} \quad (1.12)$$

Le degré de polarisation linéaire est, quant à lui, simplement exprimé par le rapport :  $P = -Q/I$ .

Nous pouvons également définir l'intensité de la lumière linéairement polarisée comme  $I_{\text{lp}} = \sqrt{Q^2 + U^2}$  ainsi que l'intensité de la lumière circulairement polarisée comme  $I_{\text{cp}} = \sqrt{V^2}$ .

Cette remarque nous permet enfin de décomposer le vecteur de Stokes  $S$  en deux vecteurs dont l'un représente un champ totalement polarisé et l'autre un champ non-polarisé.

$$S = \begin{pmatrix} p \times I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} (1-p) \times I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = S_{\text{pol}} + S_{\text{nonpol}} \quad (1.13)$$

### Matrices de Mueller

De façon générale, les effets non-linéaires introduits par la transmission ou la diffusion de la lumière sont négligeables, et les transformations du champ électromagnétique sont souvent écrites sous la forme de matrices de transformation  $2 \times 2$  composées de quatre paramètres complexes. Pour représenter l'interaction entre la lumière et un élément optique ou des particules

diffusantes, il est alors commode d'introduire un formalisme matriciel dans un espace de dimension  $4 \times 4$  (Mueller, 1948). Cette matrice de diffusion qui permet de passer des paramètres de Stokes avant l'interaction aux paramètres de Stokes après diffusion porte le nom de matrice de Mueller et est constituée dans le cas général de 16 paramètres réels dont 7 seulement sont indépendants.

Considérons par exemple le cas d'un polariseur linéaire idéal. Un tel élément optique transmet, sans en changer l'amplitude, seulement la composante du champ électrique parallèle à son axe de transmission, les autres composantes du champ n'étant pas du tout transmises. La relation entre les composantes incidentes du champ  $(E_{\parallel i}, E_{\perp i})$  et les composantes  $(E_{\parallel t}, E_{\perp t})$  transmises par le polariseur s'exprime :

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel t} \\ E_{\perp t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \xi & \sin \xi \cos \xi \\ \sin \xi \cos \xi & \sin^2 \xi \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

où  $\xi$  est le plus petit angle entre  $\mathbf{e}_{\parallel}$  et l'axe de transmission. Nous obtenons alors la matrice de Mueller pour un polariseur linéaire idéal :

$$\frac{1}{2} \times \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\xi & \sin 2\xi & 0 \\ \cos 2\xi & \cos^2 2\xi & \cos 2\xi \sin 2\xi & 0 \\ \sin 2\xi & \sin 2\xi \cos 2\xi & \sin^2 2\xi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

De la même façon, un retardeur idéal sépare le champ électromagnétique incident en deux composantes linéairement polarisées perpendiculaires  $E_1$  et  $E_2$ , selon les deux axes principaux de l'élément optique, et introduit une différence de marche  $\delta = \delta_1 - \delta_2$  entre elles. La relation entre les champs incidents et transmis s'écrit dans ce cas :

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel t} \\ E_{\perp t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\delta_1} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où  $\beta$  est l'angle entre les deux vecteurs  $\mathbf{e}_{\parallel}$  et  $\mathbf{e}_1$ , l'axe principal 1 du retardeur. On obtient alors la matrice de Mueller de tout élément retardeur idéal comme :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C^2 + S^2 \cos \delta & SC(1 - \cos \delta) & -S \sin \delta \\ 0 & SC(1 - \cos \delta) & S^2 + C^2 \cos \delta & C \sin \delta \\ 0 & S \sin \delta & -C \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Nous avons ici pris comme convention de notation :  $C = \cos 2\beta$ ,  $S = \sin 2\beta$  et la retardance  $\delta = \delta_1 - \delta_2$ .

L'avantage de cette notation particulière est qu'elle permet des calculs faciles sur les vecteurs de Stokes directement sans faire apparaître explicitement les composantes du champ électromagnétique, puisque nous pouvons déduire l'effet de n'importe quelle chaîne d'éléments optiques par la multiplication des matrices de Mueller représentatives de chaque élément séparément.

Nous avons à présent en mains tous les outils nécessaires pour représenter les phénomènes physiques liés à la diffusion de la lumière par des particules.

### 1.3.3 Diffusion par des particules solides

#### La matrice de diffusion

Si nous considérons une particule de forme arbitraire éclairée par une onde plane harmonique se propageant dans la direction  $z$  (voir figure 1.19), on peut exprimer, grâce aux équations de Maxwell, les conditions aux limites à la surface de la particule des champs électromagnétiques internes et externes à la particule. Cela permet de trouver des champs solutions des équations de Maxwell tant à l'intérieur qu'à l'extérieur de la particule. La direction de diffusion est représentée par le vecteur  $\mathbf{e}_r$  qui forme avec le vecteur  $\mathbf{e}_z$  le plan de diffusion. On peut exprimer les composantes du champ électromagnétique incident dans la base orthonormale  $\{\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi\}$ .

Si on se place à une distance suffisante de la particule, c'est-à-dire en un point de coordonnée  $r_p$  telle que  $kr_p \gg 1$  alors, le champ électromagnétique diffusé est presque transverse ( $\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{e}_r \approx 0$ ). De plus, sachant que les conditions aux limites à la surface de la particule entre les deux champs extérieur et intérieur sont linéaires, la relation entre les champs incident et diffusé est donc, sous ces hypothèses, bien exprimée par la formule matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r_p-z)}}{-ikr_p} \times \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

où les éléments ( $S_1, S_2, S_3, S_4$ ) de la matrice de diffusion dépendent en général de l'angle de diffusion,  $\theta$ , et de l'angle azimuthal,  $\phi$ .

La matrice de diffusion de la particule qui correspond à l'expression sous forme de matrice de Mueller de l'équation 1.18 peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} I_s \\ Q_s \\ U_s \\ V_s \end{pmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

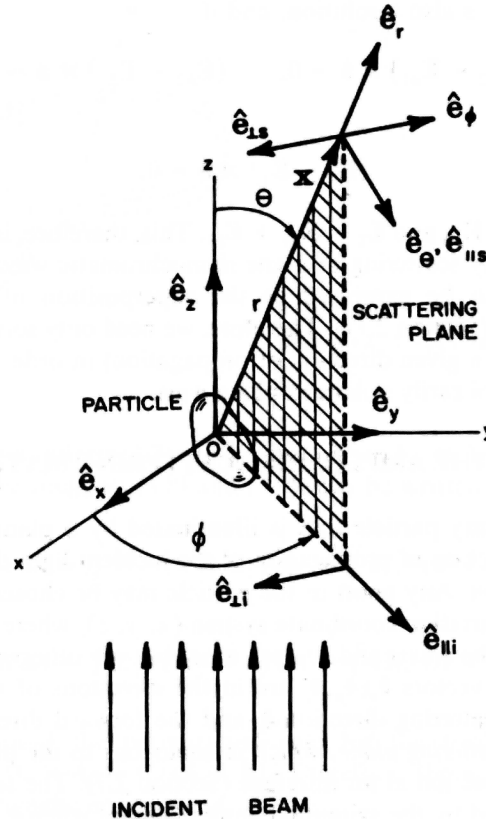


FIG. 1.19 – Géométrie du problème de l'interaction d'une particule avec un rayonnement électromagnétique (figure tirée de Bohren et Huffman, 1983).

$$\begin{aligned}
 S_{11} &= \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2 + |S_3|^2 + |S_4|^2) & S_{31} &= \text{Re}(S_2 S_4^* + S_1 S_3^*) \\
 S_{12} &= \frac{1}{2}(|S_2|^2 - |S_1|^2 + |S_4|^2 - |S_3|^2) & S_{32} &= \text{Re}(S_2 S_4^* - S_1 S_3^*) \\
 S_{13} &= \text{Re}(S_2 S_3^* + S_1 S_4^*) & S_{33} &= \text{Re}(S_1 S_2^* + S_3 S_4^*) \\
 S_{14} &= \text{Im}(S_2 S_3^* - S_1 S_4^*) & S_{34} &= \text{Im}(S_2 S_1^* + S_4 S_3^*) \\
 S_{21} &= \frac{1}{2}(|S_2|^2 - |S_1|^2 + |S_3|^2 - |S_4|^2) & S_{41} &= \text{Im}(S_4 S_2^* + S_1 S_3^*) \\
 S_{22} &= \frac{1}{2}(|S_1|^2 + |S_2|^2 - |S_3|^2 - |S_4|^2) & S_{42} &= \text{Im}(S_4 S_2^* - S_1 S_3^*) \\
 S_{23} &= \text{Re}(S_2 S_3^* - S_1 S_4^*) & S_{43} &= \text{Im}(S_1 S_2^* - S_3 S_4^*) \\
 S_{24} &= \text{Im}(S_2 S_3^* + S_1 S_4^*) & S_{44} &= \text{Re}(S_1 S_2^* - S_3 S_4^*)
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

### Coefficients d'extinction et de diffusion

Si on construit une sphère imaginaire autour de la particule, l'énergie électromagnétique qui traverse la surface de cette sphère vaut l'intégrale sur cette surface du vecteur de Poynting ( $= \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$ ). Ce taux d'énergie absorbée par la particule,  $W_{\text{abs}}$ , peut se décomposer en trois termes. Le premier correspond à l'énergie incidente qui traverse la sphère. Dans le cas

d'un milieu non-absorbant entourant la particule, l'intégrale de cette quantité sur notre sphère imaginaire devient nulle. Les deuxième et troisième termes correspondent respectivement au taux d'énergie diffusée qui contribue de façon négative à la part d'énergie absorbée et au taux d'extinction qui correspond à la part de l'énergie incidente interceptée par la particule. Ces quantités sont donc liées par la relation :  $W_{\text{abs}} = W_{\text{ext}} - W_{\text{dif}}$ .

Ces trois quantités sont directement proportionnelles aux sections efficaces  $\sigma_{\text{abs}}$ ,  $\sigma_{\text{ext}}$  et  $\sigma_{\text{dif}}$ , avec

$$\sigma_{\text{ext}} = \frac{4\pi}{k^2} \text{Re}(\mathbf{X} \cdot \mathbf{e}_{\phi=0}) \quad (1.21)$$

$$\sigma_{\text{dif}} = \int_{4\pi} \frac{|\mathbf{X}|^2}{k^2} d\Omega \quad (1.22)$$

où  $\mathbf{X}$  est le vecteur d'amplitude de la diffusion exprimé dans la base  $(\mathbf{e}_{\parallel s}, \mathbf{e}_{\perp s})$  par  $\mathbf{X} = (S_2 \cos \phi + S_3 \sin \phi)\mathbf{e}_{\parallel s} + (S_4 \cos \phi + S_1 \sin \phi)\mathbf{e}_{\perp s}$ . Ces sections efficaces nous permettent de définir les coefficients d'absorption, d'extinction et de diffusion,  $Q_{\text{abs}}$ ,  $Q_{\text{ext}}$  et  $Q_{\text{dif}}$ , en prenant le rapport des sections efficaces respectives par la section géométrique de la particule ( $= \pi R^2$ , pour une particule sphérique de rayon  $R$ ).

La matrice de diffusion d'une particule nous donne donc des indications sur son efficacité d'extinction.

### Diffusion par des sphères : la théorie de Mie

Le développement de la théorie de Mie dans van de Hulst (1957), chap. 5 décrit les phénomènes périodiques de fréquence  $\omega$  par les fonctions complexes de la forme :  $A = (\alpha + i\beta)e^{i\omega t}$ . Les équations de Maxwell prennent alors la forme suivante :

$$\nabla \mathbf{H} = ikm^2 \mathbf{E} \quad (1.23)$$

$$\nabla \mathbf{E} = -ik \mathbf{H} \quad (1.24)$$

avec  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $m$  est l'indice complexe de réfraction du milieu dans lequel se propage l'onde,  $\mathbf{E}$  est le vecteur de champ électrique et  $\mathbf{H}$  est le vecteur de champ magnétique. Les deux vecteurs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  doivent donc satisfaire à l'équation vectorielle  $\Delta \mathbf{A} + k^2 m^2 \mathbf{A} = 0$ .

En décomposant les vecteurs champ électrique et magnétique selon une base de décomposition sphérique et en exprimant la condition de continuité des champs à la surface de la particule sphérique, on obtient la solution exacte suivante :

$$E_{\theta} = H_{\phi} = -\frac{i}{kr_p} e^{-ikr_p + i\omega t} \cos \phi \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ a_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} + b_n \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta) \right] \quad (1.25)$$

$$-E_{\phi} = H_{\theta} = -\frac{i}{kr_p} e^{-ikr_p + i\omega t} \sin \phi \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ b_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} + a_n \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos \theta) \right] \quad (1.26)$$



avec  $P_n^1$  le polynôme de Legendre associé, et  $a_n$  et  $b_n$  dépendant des fonctions de Riccati-Bessel selon

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi_n'(x) - \psi_n(x)\psi_n'(mx)}{m\psi_n(mx)\xi_n'(x) - \xi_n(x)\psi_n'(mx)} \quad (1.27)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi_n'(x) - m\psi_n(x)\psi_n'(mx)}{\psi_n(mx)\xi_n'(x) - m\xi_n(x)\psi_n'(mx)} \quad (1.28)$$

avec  $m$ , l'indice de réfraction du milieu,  $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ , le paramètre de taille de la particule,  $\psi_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}}J_{n+1/2}(\rho)$  et  $\xi_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}}J_{n+1/2}(\rho) + i\sqrt{\frac{\pi}{2\rho}}Y_{n+1/2}(\rho)$ , les fonctions de Riccati-Bessel.

Dans le cas de particules sphériques, la symétrie est telle que la matrice de Mueller décrivant l'interaction s'exprime simplement grâce à quatre paramètres :

$$S = \begin{pmatrix} I_s \\ Q_s \\ U_s \\ V_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33} & S_{34} \\ 0 & 0 & -S_{34} & S_{33} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

## 1.4 Observations polarimétriques dans le système solaire

La lumière solaire diffusée par les milieux granuleux dans le système solaire est partiellement linéairement polarisée. Les courbes de phase en polarisation sont lisses avec une forme typique de l'interaction de la lumière avec des particules irrégulières (Hapke, 1993). Les données observationnelles correspondent à des particules déposées sous forme de régolithes (Lune, astéroïdes...) ou présentes dans les nuages (chevelures cométaires, nuage de poussières interplanétaires, nuages d'aérosols sur les planètes...). Même si les milieux n'ont pas forcément des propriétés physiques comparables, la diffusion lumineuse par des particules irrégulières présente des courbes de phases très proches.

### 1.4.1 Régolithes et aérosols

#### Régolithe lunaire

Liot (1929) a étudié la polarisation de la lumière solaire diffusée par la Lune. Il a remarqué une différence sensible de la polarisation autour de  $100^\circ$  d'angle de phase avant et après la pleine Lune. Cette différence s'explique par la nature du terrain éclairé (albédo, relief...) car plus ou moins de mers lunaires sont visibles selon que la Lune croît ou décroît.

Différentes courbes de polarisation ont été obtenues plus récemment par Shkuratov et al. (1992a,b) montrant clairement les variations de la courbe de polarisation (branche négative et positive) en fonction du terrain lunaire.

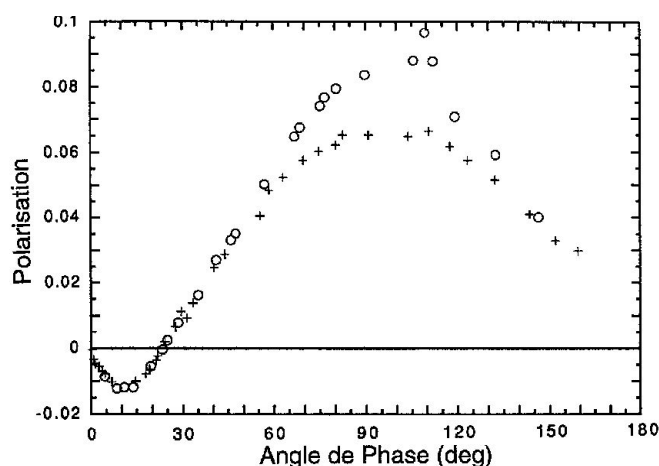


FIG. 1.20 – Courbes de phase en polarisation de la lumière diffusée par la Lune avant (+) et après (o) la pleine lune (Lyot, 1929).

Les observations indiquent également que le taux de polarisation au maximum (grands angles de phase) diminue lorsque la longueur d'onde augmente.

### Régolithes astéroïdaux

De nombreuses mesures ont été obtenues pour l'étude polarimétrique des astéroïdes (voir par exemple Goidet-Devel et al., 1995, et ses références). En figure 1.21 sont présentées les courbes observées en lumière diffusée (intensité et polarisation) pour plusieurs astéroïdes appartenant à des familles distinctes : C, M, S, V et E (Muinonen et al., 2003). On voit que les courbes ont généralement une forme assez proche, mais avec des différences sur l'intensité rétrodiffusée et la branche négative de la polarisation, ce qui montre la relation entre les phénomènes de lumière diffusée que l'on peut sans doute rapprocher de différences de composition des astéroïdes (Penttilä et al., 2005).

### Aérosols terrestres

Les différents aérosols terrestres sont un facteur essentiel de la circulation atmosphérique et des variations climatiques de la Terre. Les aérosols proviennent de sources variées :

- de l'activité volcanique
- de l'activité océanique
- de poussières soulevées par les vents dans les zones désertiques
- de la pollution humaine, ou de la contamination par les fumées d'incendies de forêts
- de processus chimiques.

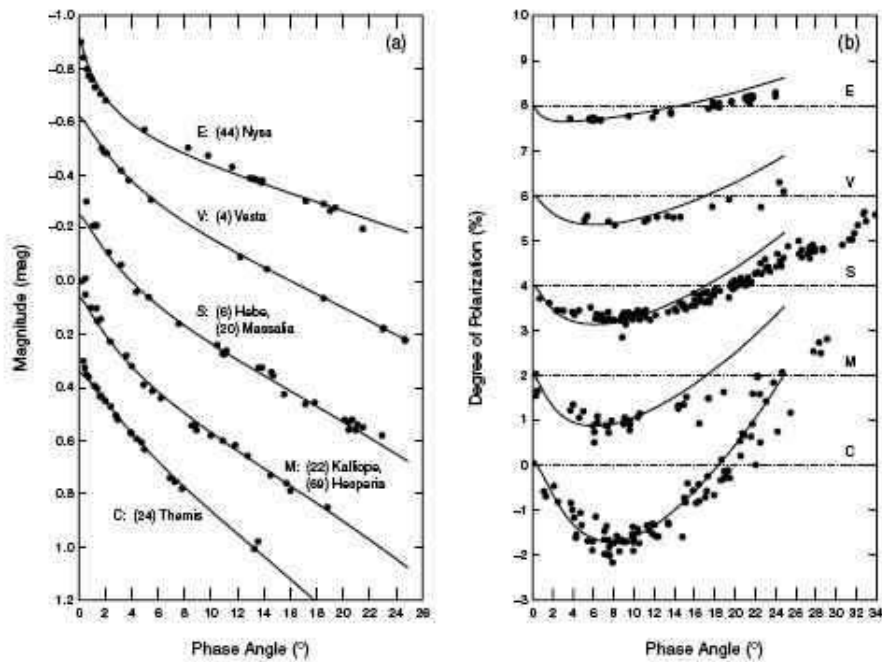


FIG. 1.21 – Courbes de phase en intensité (à gauche) et polarisation (à droite) de la lumière diffusée par les astéroïdes. Les familles d’astéroïdes C, M, S, V et E sont représentées (Muinonen et al., 2003).

L’impact des aérosols sur le climat terrestre provient directement d’une part de l’absorption du rayonnement solaire qui produit un effet de refroidissement, et indirectement par leur interaction avec les nuages. L’instrument POLDER (POLARization and Directionality of the Earth’s Reflectance) à bord du satellite ADEOS a permis grâce à l’observation polarimétrique de mieux comprendre la nature de ces aérosols et leur distribution dans l’atmosphère terrestre. L’utilisation de mesures en polarisation a permis de détecter sans équivoque les particules solides dans l’atmosphère au-dessus du sol ou de l’océan (voir par exemple Herman et al., 2005), voir figures 1.22 et 1.23.

## Aérosols de Titan

Titan est un satellite de Saturne très intéressant à cause de son atmosphère épaisse qui a été observée par les sondes spatiales Pioneer 11 (Tomasko et Smith, 1982), Voyager 2 (West et al., 1983) et plus récemment par la sonde Cassini et le lander Huygens. Il a été observé (comme présenté en figure 1.24) que le taux de polarisation diminue quand la longueur d’onde augmente. Cette variation est associée à une variation des propriétés optiques des particules observées.

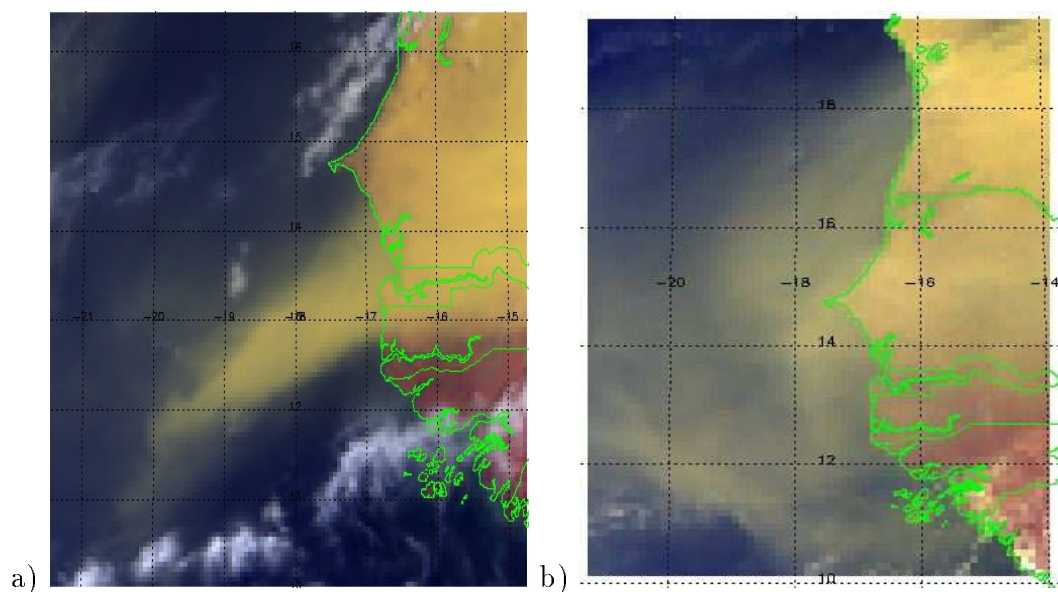


FIG. 1.22 – a) Image composite en couleur de POLDER 1 mettant en évidence un nuage de sable au-dessus des côtes d’Afrique occidentale le 29 mai 1997. b) La même zone observée un jour après (Source : LSCE).

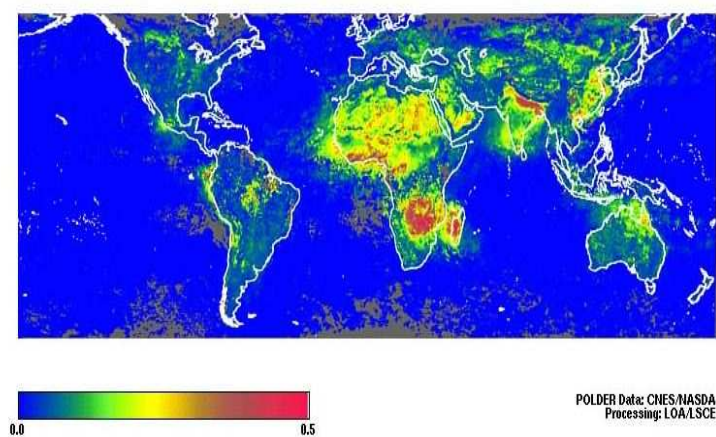


FIG. 1.23 – Indice d’aérosol obtenu par POLDER 1–Décembre 1996 (Source : LOA).

### Régolithes et aérosols martiens

De nouvelles observations avec le HST lors de l’opposition de Mars en 2003 ont mis en évidence la corrélation entre la variation de la polarisation observée sur Mars et la présence de nuages ténus de glace dans l’atmosphère (Shkuratov et al., 2005). Les observations à différentes longueurs d’onde mettent en évidence différents matériaux et milieux (voir figure 1.25). La forme observée des courbes de phase est très probablement due à la présence d’aérosols de très

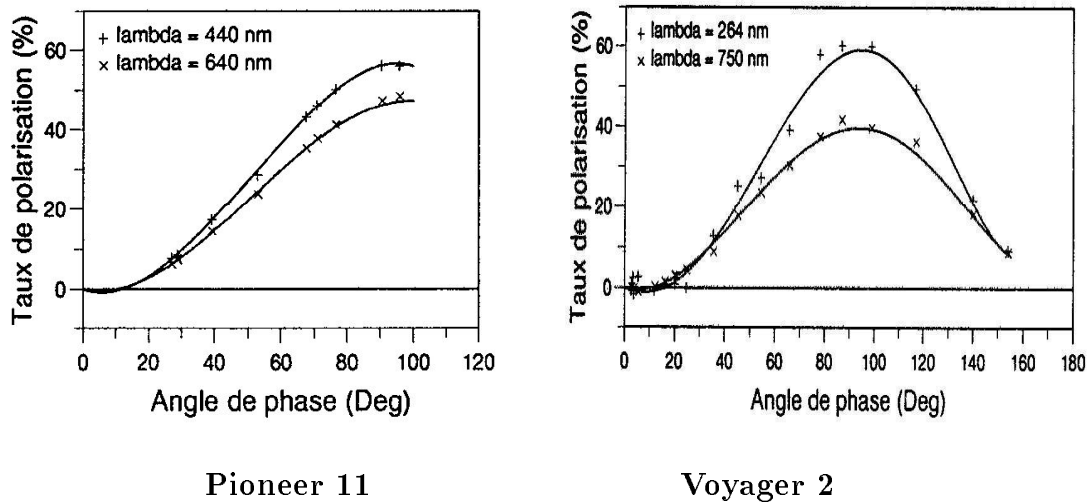


FIG. 1.24 – Courbes de phase en polarisation observées pour Titan par les sondes Pioneer 11 Tomasko et Smith (à gauche, 1982) et Voyager 2 (à droite, West et al., 1983).

petite taille dans l’atmosphère. L’analyse polarimétrique permet en outre de séparer différents milieux selon leur polarisation : surface, nuages jaunes constitués de poussières et nuages blancs constitués de particules de glace (Ebisawa et Dollfus, 1993).

### 1.4.2 Observations cométaires

Pour la poussière cométaire la courbe de phase en polarisation est également lisse, avec une faible branche négative (jusqu’à quelques %) aux petits angles de phase, une région d’inversion autour de  $\alpha_0 = 20^\circ$ , et une grande branche positive avec une valeur maximale,  $P_{\max}$ , vers  $90^\circ$ , qui peut atteindre 10 à 30 % selon la comète (voir par exemple Dollfus et al., 1988; Levasseur-Regourd et al., 1996; Kiselev et Velichko, 1997, 1998; Hadamcik, 1999; Manset et Bastien, 2000; Levasseur-Regourd et Hadamcik, 2003; Kolokolova et al., 2004).

En ce qui concerne la dépendance du degré de polarisation linéaire avec la longueur d’onde, les observations montrent une augmentation quasi-linéaire pour des angles de phase entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$ . Plus l’angle de phase est grand et plus le gradient est important (Levasseur-Regourd et Hadamcik, 2003; Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003a,b). D’autre part une diminution du gradient a pu être remarquée pour les observations effectuées dans le proche infrarouge, voir figure 1.26c (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b).

Grâce à l’observation en imagerie polarimétrique, des variations de la polarisation en fonction de la distance au noyau et également en fonction de la présence ou non de jets, ont été mises en évidence (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b). Comme présenté en figure 1.27,

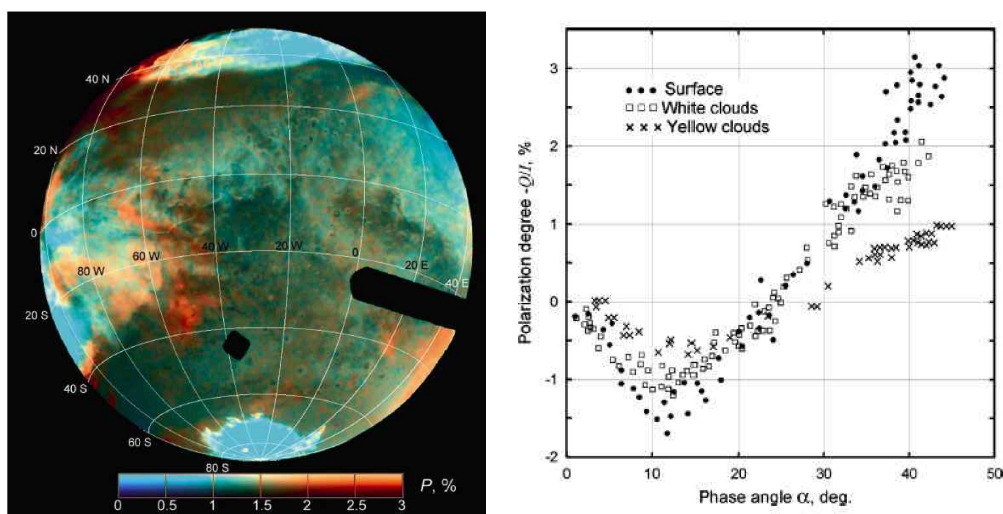


FIG. 1.25 – Degré linéaire en polarisation observé pour Mars avec le HST. A gauche, image polarimétrique de la planète (Shkuratov et al., 2005). A droite, courbes de phase en polarisation à différentes longueurs d’ondes correspondant à différents types de milieux (Ebisawa et Dollfus, 1993).

la présence de jets et d’arcs visibles sur les cartes en intensité est fortement corrélée avec les zones de forte polarisation.

### 1.4.3 Particules solides du milieu interplanétaire

Les particules interplanétaires se concentrent sous la forme d’un nuage interplanétaire (aussi appelé nuage zodiacal) suivant un plan de symétrie proche de celui de l’écliptique. Les observations photométriques intègrent sur le champ de vue toutes les contributions de la lumière diffusée et émise localement. Il est donc nécessaire de faire appel aux méthodes d’inversion, comme la méthode des nœuds de moindre incertitude (voir pour une revue Levasseur-Regourd et al., 2001) pour en déduire les propriétés locales des particules de poussière.

La polarisation locale autour de 1 UA présente une courbe de phase typique avec une petite branche négative pour des angles inférieurs à  $15^\circ$  et une grande branche positive dont le maximum est d’environ 30% vers  $90^\circ$  voir figure 1.28. Une décroissance du degré de polarisation à  $90^\circ$  quand la distance au Soleil diminue a été mise en évidence (Dumont et Levasseur-Regourd, 1988). Cependant les observations en fonction de la longueur d’onde n’ont pas montré de dépendance franche du degré de polarisation maximal avec la longueur d’onde, voir figure 1.29.

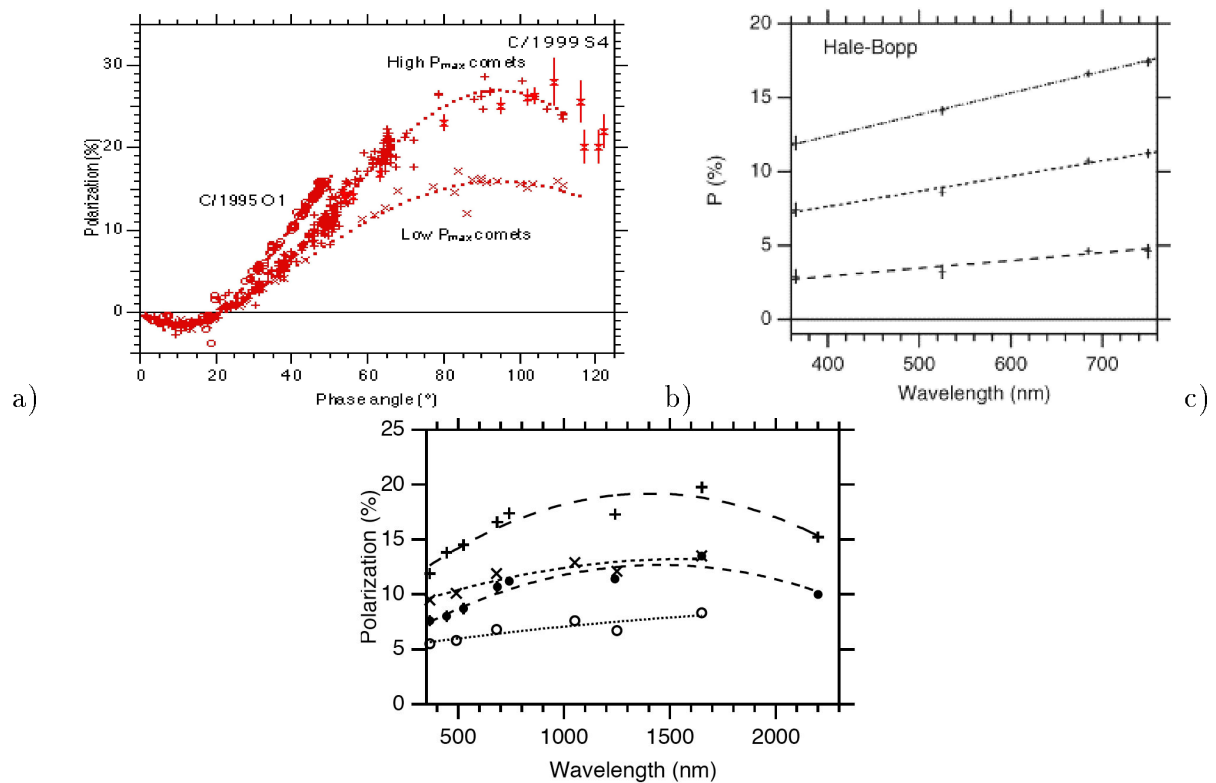


FIG. 1.26 – Degré linéaire de polarisation observé pour les comètes. a) Courbes de phase observées pour les comètes avec classification des comètes en plusieurs groupes (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b). b) Variation de la polarisation avec la longueur d'onde dans le visible pour la comète C/1995 O1 Hale-Bopp à 30°, 40° et 50°, de haut en bas (Levasseur-Regourd et Hadamcik, 2003). c) Variation de la polarisation avec la longueur d'onde du visible à l'infrarouge pour la comète C/1995 O1 Hale-Bopp à 40° (●) et 50° (+) et la comète 1P/Halley à 40° (○) et 50° (×). Des courbes de polynômes sont ajustées aux points de données (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b)

## 1.5 Simulations expérimentales

Des tentatives ont été faites à partir des années 50 pour déduire des propriétés de diffusion de la lumière par des expériences au sol analysant des dépôts de particules sur des surfaces. Elles continuent à être menées (voir par exemple Nakamura et al., 1999; Nelson et al., 2000, 2002; Shkuratov et al., 2006). Ces études permettent de rendre compte de la diffusion de la lumière par des régolithes (sur la Lune ou sur Mars), mais ne permettent pas d'étudier la diffusion de la lumière par des particules qui sont soumises à une pesanteur très faible ou qui sont sous forme de nuages (Worms et al., 1999a,b).

Grâce au «principe de similitude électromagnétique» qui correspond au fait que les pro-

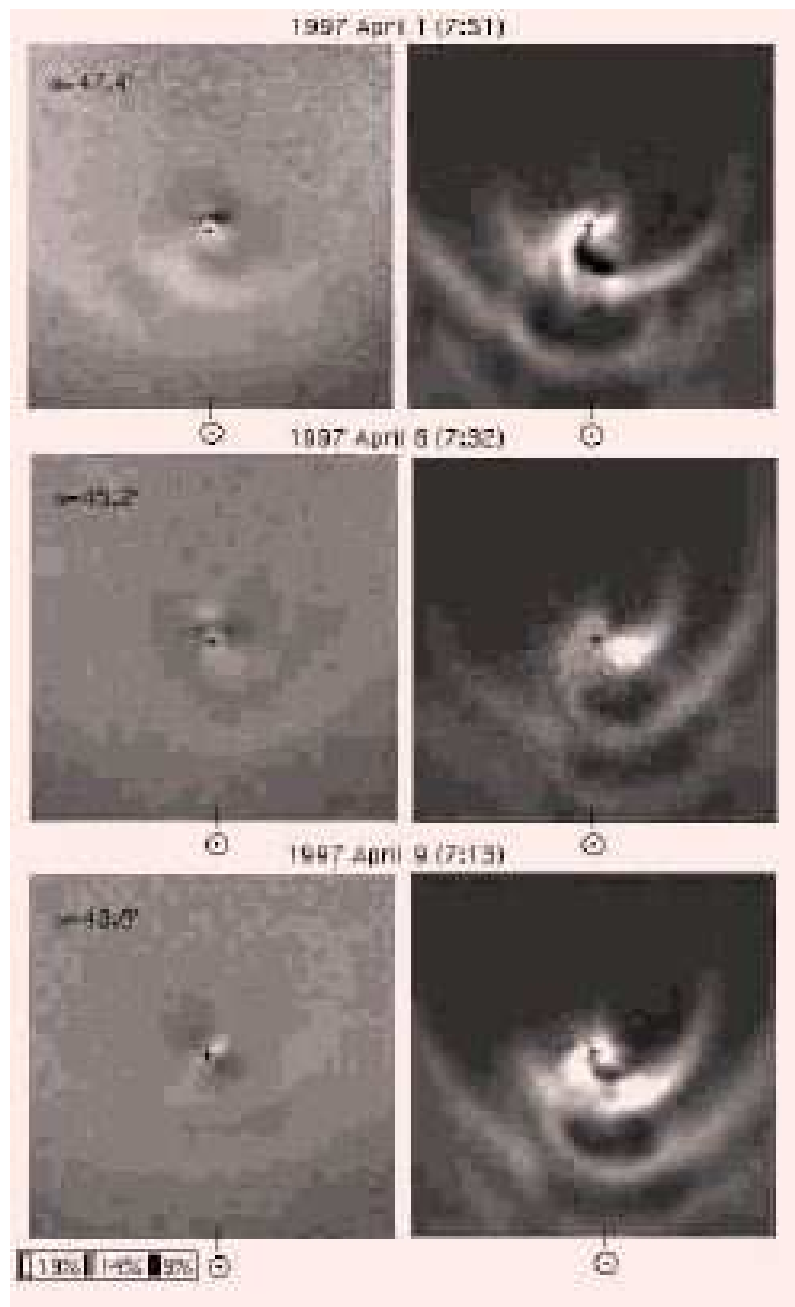


FIG. 1.27 – Evolution à court terme des structures brillantes en polarisation et intensité de la chevelure de C/1995 O1 Hale-Bopp pendant les observations d’avril 1997. Il y a une forte corrélation entre la position des jets et des arcs visibles en intensité et les zones de forte polarisation (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b).

riétés de diffusion lumineuse ne dépendent que de l’indice complexe et du paramètre de taille de la particule, des études en ondes micrométriques permettent de créer des analogues à une échelle plus importante (3 ordres de grandeur) pour travailler avec des particules plus maniables



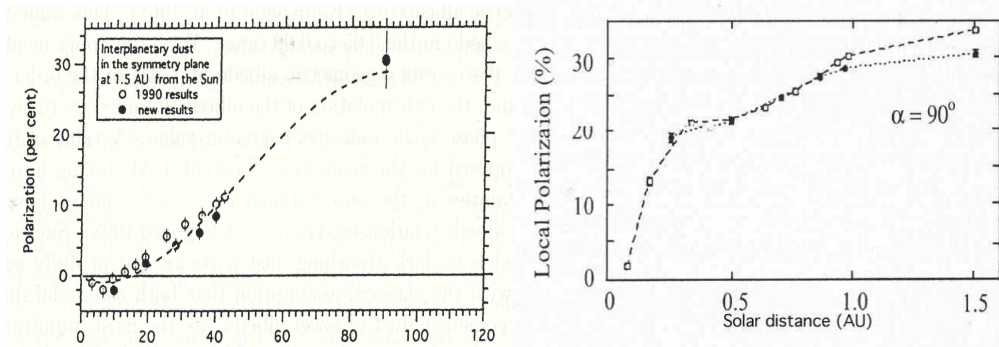


FIG. 1.28 – Degré linéaire de polarisation du milieu interplanétaire. Courbe de phase en polarisation du milieu interplanétaire déduite à 1 UA d’après les observations (à gauche, Levasseur-Regourd et al., 2001). Variation de la polarisation à  $90^\circ$  en fonction de la distance au soleil (à droite, Levasseur-Regourd et al., 2001).

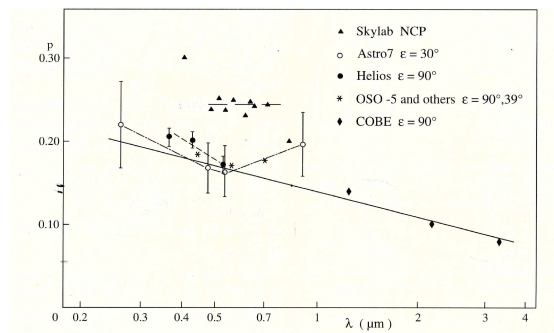


FIG. 1.29 – Variation de la polarisation à  $90^\circ$  en fonction de la longueur d’onde d’observation (Leinert et al., 1998).

en tentant de reproduire des structures réalistes (Zerull et al., 1993; Gustafson, 1999). Cette méthode est très intéressante pour tester les résultats de méthodes numériques, mais la morphologie des agrégats doit être présupposée lors de leur construction et il est impossible de reproduire un nuage de particules.

D’autres expériences de laboratoire reproduisent les nuages de particules de petites dimensions entraînées dans un souffle d’air (Muñoz et al., 2000; Hovenier et al., 2003). Cette technique permet de s’approcher beaucoup de nuages de particules typiques de milieux astronomiques diffus et permet de déterminer la matrice de Mueller de l’échantillon pour un grand nombre d’angles de phase. Cependant, cette méthode requiert une quantité importante de matériau pour chaque échantillon, et le souffle d’air peut introduire une orientation privilégiée des particules.

Ceci a amené les scientifiques à développer des expériences en micropesanteur pour des vols

paraboliques en avion ou embarquées dans des fusées voire sur la station spatiale internationale. L'expérience PROGRA<sup>2</sup> financée par le CNES permet l'analyse de nuages de particules en micropesanteur lors de vols paraboliques (voir par exemple Worms et al., 1999b; Renard et al., 2002; Hadamcik et al., 2002b, 2003). Des particules très floconneuses peuvent également être soulevées par un souffle d'air et étudiées au sol, mais une ségrégation en densité peut intervenir et il est alors important de comparer les résultats avec ceux obtenus en micropesanteur (Worms et al., 2000; Hadamcik et al., 2006). La durée de lévitation ( $\approx 25$  s pour les paraboles de micropesanteur) ne permet toutefois pas de simuler l'agrégation de particules.

Au cours d'expériences en micropesanteur de plus grande durée, les processus d'agglomération plus proches des conditions naturelles ont été observés avec l'expérience CODAG en vol fusée (Levasseur-Regourd et al., 1998; Haudebourg, 2000).

## 1.6 Conclusion

Nous cherchons donc dans notre travail à simuler et expliquer les propriétés physiques de particules du milieu interplanétaire et plus particulièrement les particules proto-solaires dont les plus proches témoins aujourd'hui sont les particules cométaires.

Nous avons toutefois pu grâce aux études précédentes résumées dans cette partie obtenir d'importantes informations physiques sur ces particules qui serviront de point de départ pour les modèles expérimentaux et numériques qui sont décrits dans les parties suivantes.

- o Les grains de poussières interstellaires sont probablement des grains submicroniques allongés dont la forme peut être en première approximation représentée par un sphéroïde, constitué de silicates et de matériaux organiques plus absorbants recouvrant les silicates.
- o Les particules de poussières cométaires sont probablement des agrégats poreux de grains de type interstellaire avec des cœurs de silicates recouverts de matériaux organiques et carbonés et des glaces volatiles (en majorité de la glace d'eau) qui s'évaporent rapidement après éjection par le noyau.
- o Le milieu interplanétaire comprend une composante de poussières cométaires et de grains interstellaires, mais également de grosses particules compactes probablement issues de collisions entre astéroïdes. Ces particules sont également composées de silicates, de matériaux organiques et également de métaux dont la structure est moins fine que dans le cas de particules cométaires plus poreuses.

Le but de notre étude est donc de déterminer à partir de telles observations en polarimétrie les propriétés physiques des particules à l'origine de la diffusion de la lumière. Pour cela, nous avons d'une part mis en œuvre de nouvelles techniques pour préparer l'expérience en micropesanteur ICAPS-PE (Interactions in Cosmic and Atmospheric Particles Systems - Precursor

Experiment à bord de la station spatiale internationale), dédiée à l'analyse en polarimétrie de l'agrégation de grains pour simuler les agrégats solides cométaires. D'autre part nous avons fait des analyses numériques poussées sur de nouveaux modèles d'agrégats représentatifs des particules solides irrégulières du système solaire et développé un modèle de diffusion lumineuse par un nuage de particules irrégulières pour analyser les données polarimétriques des observations cométaires et des observations du milieu interplanétaire.

# Chapitre 2

## Etudes préliminaires pour l'expérience en micropesanteur ICAPS-PE

### 2.1 IMPACT et ICAPS-PE

Le projet ICAPS (Interactions in Cosmic and Atmospheric Particles Systems ; coordinateur J. Blum) se propose d'étudier les processus d'agglomération de grains microniques dans des conditions physiques les plus représentatives possibles de celles qui ont pu régner au sein du disque protoplanétaire. Ce module expérimental permettra d'observer l'agglomération de grains lors d'expériences de longue durée (quelques mois sur la Station Spatiale Internationale) dans des conditions de micropesanteur de grande qualité ( $\approx 10^{-4} g_0$ ) inaccessibles sur Terre. Dans de futures configurations, il devra également permettre l'étude de la formation de simulants d'aérosols atmosphériques (nuages polaires mésosphériques et stratosphériques) et de simulants de régolithes (voir figure 2.1). Avec le projet d'étude des plasmas complexes IMPF (International Microgravity Plasma Facility ; coordinateur G. Morfill), il constitue IMPACT (International Multi-user Plasma, Atmospheric and Cosmic dust Twin laboratory), l'un des deux projets de physique fondamentale sélectionnés par l'ESA pour une utilisation à bord de la Station Spatiale Internationale.

#### 2.1.1 Contexte des expériences de diffusion lumineuse en micropesanteur

Une importante série de projets techniques en micropesanteur a conduit à la proposition finale de l'expérience (Blum et Levasseur-Regourd, 1995; Blum et al., 1999a,b). La liste qui suit correspond aux expériences de diffusion lumineuse en micropesanteur.

Dans un premier temps, l'expérience PROGRA<sup>2</sup> (PROpriétés Optiques des GRains Astro-

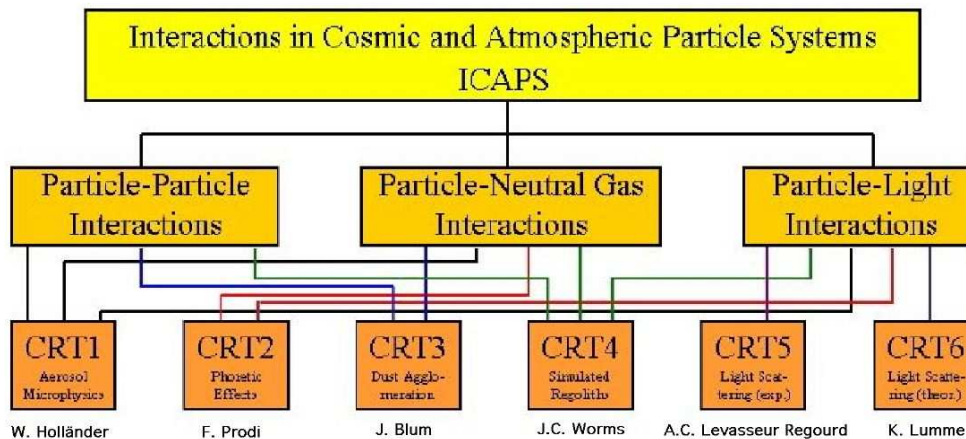


FIG. 2.1 – Schéma des objectifs de l'expérience ICAPS mettant en avant les différents retours scientifiques attendus avec les responsables associés. Notre travail est plus particulièrement lié aux CRT 5 et 6.

nomiques et Atmosphériques; responsable : J.B. Renard), financée par le CNES, a démontré la faisabilité des mesures de diffusion de la lumière dans des conditions de gravité réduite (vols paraboliques avec la caravelle puis l'A300 Zéro-G). De plus, les nombreuses campagnes de vols paraboliques (un peu plus de 40 depuis 1994) auxquelles a participé l'expérience ont permis de déterminer des courbes de phase pour un grand nombre d'échantillons de particules solides : des sables pour des applications dans le milieu terrestre, mais également des simulants de particules martiennes ou lunaires, ainsi que des échantillons d'agrégats d'intérêt cométaire (étudiés principalement au sol en lévitation par souffle d'air). L'expérience, toujours opérationnelle et améliorée grâce à une détection par imagerie, continue de fournir des résultats pour compléter une base de données utile pour déterminer les caractéristiques de particules solides observées (voir par exemple Renard et al., 2002; Hadamcik et al., 2003).

Dans un second temps, l'expérience CODAG (COsmic Dust AGgregation experiment; coordinateurs : J. Blum et A.C. Levasseur-Regourd) a permis d'étudier simultanément par imagerie directe (caméras, microscopes) et par analyse de l'intensité et de la polarisation de la lumière (22 angles de phase répartis sur un anneau de mesure) l'évolution de l'agglomération de grains solides microniques en micropesanteur (Blum et al., 2002). L'instrument d'étude polarimétrique a été étalonné et testé lors de plusieurs vols paraboliques. Dans sa configuration finale (Levasseur-Regourd et al., 1999a), il a fonctionné avec succès en mai 1999 à bord de la fusée-sonde MASER-8 (MATERIALS Science Experiment Rocket) de l'ESA et a validé la possibilité de mettre en évidence l'évolution des propriétés de diffusion lumineuse de particules en cours d'agglomération (Haudebourg, 2000).

Enfin, l'expérience ICAPS-Precursor Experiment (coordinateurs : J. Blum et A.-C. Levasseur-Regourd) a été sélectionnée par l'ESA en 2002. Le concept de l'expérience reste le même que celui de CODAG, mais a évolué pour permettre l'utilisation d'éléments innovants tant pour l'optique de détection que pour l'injection des grains et la manipulation des particules. L'expérience permettra la formation d'agrégats plus volumineux et l'étude de la variation avec la longueur d'onde qui sera comparée aux observations des propriétés de diffusion de la lumière (voir par exemple Levasseur-Regourd, 2003; Lasue et Levasseur-Regourd, 2006a).

### 2.1.2 Description des différents modules d'ICAPS-PE

#### Objectifs scientifiques

Les objectifs scientifiques d'ICAPS-Precursor Experiment sont d'une part l'analyse des processus d'agglomération de grains d'une taille de l'ordre du micromètre (diamètre de l'ordre de  $1,5 \mu\text{m}$ ) présents dans un nuage de gaz ténu (de 10 à 100 Pa) par imagerie directe à l'aide de différents types de microscopes, et d'autre part, l'étude de la lumière diffusée par les grains et agrégats grâce à un module d'étude de la diffusion lumineuse LSU (Light Scattering Unit). Cette double approche permettra de comparer l'évolution mesurée par imagerie directe avec celle correspondant aux mesures de diffusion lumineuse, tout en caractérisant quasi-simultanément l'évolution des propriétés optiques avec l'angle de phase et la longueur d'onde.

L'un des objectifs spécifiques de l'expérience est de mesurer la réponse en diffusion de grains ayant des albédos différents, afin de reconstituer un mélange de matériaux similaires à ce qui peut être trouvé dans les milieux d'intérêts astronomiques. Plusieurs types d'échantillons seront successivement injectés dans la chambre basse pression où l'agglomération des grains intervient. ICAPS-PE sera aussi l'occasion de tester et valider à bord de la station spatiale des sous-ensembles cruciaux de l'expérience finale IMPACT.

L'expérience est sous la responsabilité scientifique de J. Blum (Université de Braunschweig, Allemagne) pour l'imagerie directe, et de A.C. Levasseur-Regourd (Université Pierre et Marie Curie-Paris6, Service d'Aéronomie CNRS/IPSL, France) pour la mesure des propriétés de diffusion lumineuse. Les principaux entrepreneurs industriels doivent être Lambda-X s.a. (Belgique), Dutch Space (Pays-Bas), EADS (Allemagne) et Kayser-Threde GmbH (Allemagne).

#### Historique de l'expérience

Le projet ICAPS-PE était initialement appelé ICAPS-SRE pour Sounding Rocket Experiment car l'expérience précurseur devait être embarquée sur la fusée MASER-10 de l'ESA pour un vol depuis la base de lancement de Kiruna en Suède au cours de l'hiver 2004–2005.

Cependant, considérant l'importance de ce projet pour le succès global de l'expérience jointe IMPACT-ISS (ICAPS-IMPFF), il a été décidé d'élaborer un projet plus complexe appelé SPRING (Science PRecursor of ICAPS in Null G) qui prendrait place à bord de la Station Spatiale Internationale dans un module automatique, dans l'esprit des expériences PKE (Plasma Crystal Experiment), précurseurs du projet IMPFF opérationnels depuis 2001 à bord de l'ISS.

C'est dans ce contexte qu'ont été élaborés les premiers développements techniques de l'expérience ICAPS-LSU, avec la collaboration du MRC (Microgravity Research Center) et de Lambda-X s.a. en Belgique, que nous présentons dans cette partie.

Après une période d'attente suite aux problèmes de calendrier des projets européens pour la Station Spatiale Internationale avec la navette spatiale américaine depuis l'accident de Columbia en début 2003, le projet précurseur redémarre sous le nouveau nom d'ICAPS-PE avec la publication de l'Invitation To Tender (l'appel d'offre lancé auprès des industriels) pour l'été 2006 et le lancement réussi de la navette discovery le 4 juillet 2006.

### Contraintes techniques

Une expérience embarquée pour un vol spatial est nécessairement soumise à des contraintes d'encombrement, de masse et d'alimentation. Celles-ci sont déterminées par la taille et la masse admises dans le module qui doit prendre place dans la station spatiale et fonctionner de façon automatique.

Les différents sous-ensembles de l'expérience doivent agir de façon optimale en éliminant les effets gênants, comme la lumière parasite.

Les différentes unités constituant l'instrument sont :

- Une chambre basse pression, lieu d'agglomération des grains
- Une unité d'injection des grains : roue dentée ou «cog wheel»
- Un système pour confiner le nuage de particules
- Deux microscopes dont un microscope holographique pour permettre le suivi des trajectoires des grains en trois dimensions
- Une caméra d'ensemble
- L'unité d'analyse de la lumière diffusée LSU (Light Scattering Unit)

### Chambre basse pression

La chambre basse pression est une enceinte étanche dans laquelle une pression de l'ordre de moins de 10 Pa peut être atteinte. C'est un cylindre d'environ 125 mm de diamètre muni de fenêtres d'observation pour les différents instruments d'analyse optique. La surface intérieure de la chambre doit être recouverte par anodisation d'une couche noire dont l'albédo est le plus

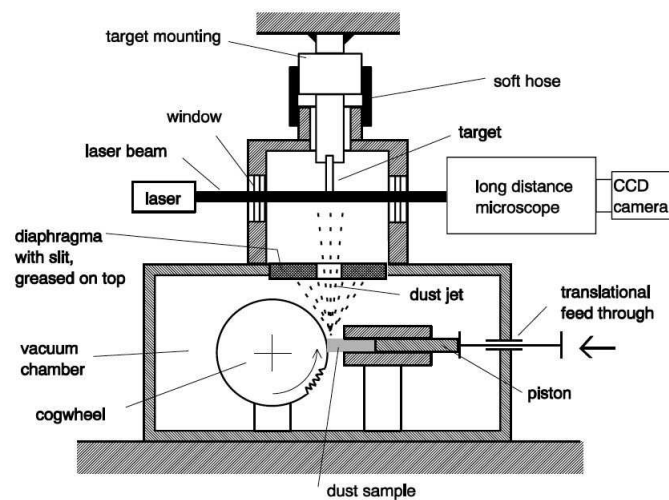


FIG. 2.2 – Fonctionnement de la roue dentée pour l'injection des grains (Poppe et al., 2000).

faible possible afin d'éviter toute réflexion parasite. De plus, il est envisagé de donner une forme légèrement tronconique au mur de la chambre où se trouvera le LSU de façon à éviter un retour direct de lumière en face de chaque fenêtre d'observation. La chambre est également équipée de détecteurs de pression et de température afin de pouvoir contrôler entre autres les conditions de fonctionnement des lasers et des photodiodes.

## Dispositif d'injection

Sous l'action des forces de van der Waals, les grains micrométriques s'agglutinent pour former des paquets de plusieurs centaines d'unités. Pour permettre l'observation de l'agglomération des grains dans la chambre, les grains injectés doivent être au préalable désagglomérés.

Ceci peut être effectué par l'utilisation d'ultrasons. Cette technique a été mise en œuvre pour l'expérience PROGRA<sup>2</sup> (Worms et al., 1999a) et CODAG-LSU (en vol parabolique, Haudebourg, 2000). Pour le vol à bord d'une fusée sonde de CODAG, une injection par micro-détonation à l'aide d'une charge pyrotechnique a été utilisée.

A présent, la solution envisagée est un dispositif qui émette l'échantillon de grains grâce à une roue dentée en rotation et l'injecte dans la chambre (voir figure 2.2, Poppe et al., 2000). La roue a un diamètre d'environ 180 mm et tourne avec une vitesse de  $55 \text{ m s}^{-1}$  à la circonférence. Ce procédé de roue dentée a été testé en vol parabolique et est bien adapté à l'injection des grains microniques envisagés pour ICAPS-PE.



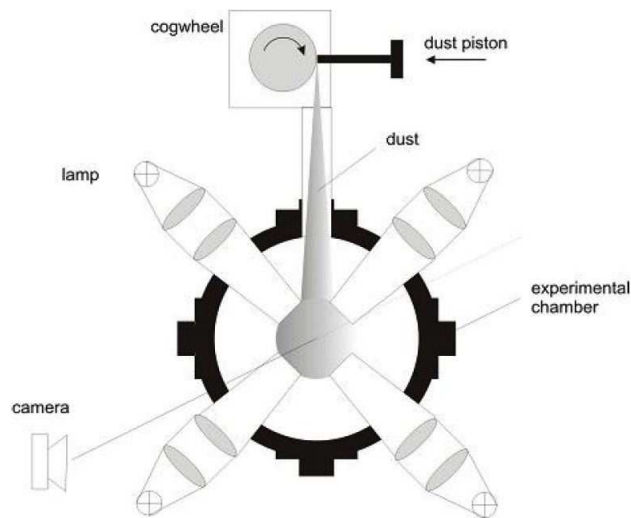


FIG. 2.3 – Fonctionnement du système de manipulation des particules. (IMPACT newsletter, décembre 2005 ; <http://www.icaps.org>).

### Système de confinement des particules

Les grains une fois injectés de façon homogène dans la chambre acquièrent des directions de vitesse aléatoires. Pour empêcher les grains de trop s'éloigner du volume d'analyse au centre de la chambre et favoriser la formation d'agrégats, un piège servant au confinement des grains au centre de la chambre est utilisé. Les particules de cette taille sont sensibles à la pression de rayonnement, c'est ce qu'on appelle l'effet photophorétique. Des effets thermophorétiques dus à l'absorption d'une partie du rayonnement par les particules s'ajoutent également à l'effet précédent.

Un système de confinement des particules par quatre à six sources lumineuses (lampes halogènes ou diodes laser) est donc envisagé. L'utilisation de différentes intensités doit également permettre de déplacer les particules dans le champ de vue des expériences. Le système ne sera pas utilisé pendant les mesures pour éviter toute lumière parasite.

Une série d'expériences en micropesanteur (vols paraboliques ainsi qu'en tour de largage) a été effectuée depuis 2003 par l'équipe de J. Blum pour optimiser la valeur des paramètres du piège pendant le vol.

### Imagerie par microscopie

Deux types de microscopes doivent être testés pour obtenir une imagerie de précision afin d'appréhender la forme des agrégats, leur concentration et leur évolution au cours de l'expérience. Un microscope digital à longue distance est utilisé avec une fréquence de 1 Hz, soit une

image par seconde. Sa résolution d'au moins  $2\ \mu\text{m}$  sera très utile pour localiser les grains formant les agrégats. Le champ de vue total balayé par cet instrument est de  $2000 \times 2000\ \mu\text{m}^2$  ( $\pm 200 \times 200\ \mu\text{m}^2$ ).

L'autre système d'imagerie utilisé consiste en un microscope holographique digital (DHM pour Digital Holographic Microscope), dont la maîtrise d'œuvre revient au MRC (Microgravity Research Center) et à Lambda-X s.a. Il permettra d'obtenir une observation tridimensionnelle des agrégats en formation et du déplacement des grains et des agrégats dans la chambre. Le principe de ce système, illustré en figure 2.4, est d'utiliser l'interférence d'une illumination laser de la zone étudiée et du même faisceau non perturbé pour ensuite reconstruire des images tridimensionnelles de la zone éclairée (Dubois et al., 2002). Celle-ci aura pour dimensions  $0,5 \times 0,5 \times 0,5\ \text{mm}^3$  et le microscope atteindra sur ce champ de vue la résolution de  $4\ \mu\text{m}$ . La fréquence d'illumination du laser est de 1 Hz.

### Imagerie d'ensemble

L'imagerie d'ensemble est fournie par une caméra disposant d'un champ de vue de  $20 \times 20\ \text{mm}^2$ . La source de lumière est constituée d'un pinceau laser, déplacé afin d'appréhender par ce balayage un volume plus important de la chambre et obtenir une impression tridimensionnelle de la zone étudiée. Ces données facilement récupérables seront, ensuite, directement mises en relation avec les données déduites des mesures de diffusion lumineuse pour estimer la distribution en taille des agrégats.

### Anneau de diffusion lumineuse (LSU)

Comme mentionné plus haut, un anneau de diffusion lumineuse LSU (Light Scattering Unit) a été conçu et utilisé dans le cadre de l'expérience CODAG en 1999. Pour la première fois, des mesures simultanées en intensité et polarisation ont été effectuées à tous les angles de phase afin de suivre au mieux l'évolution du signal polarimétrique avec l'agglomération des grains. C'est également pour cette expérience que l'idée d'utiliser la symétrie de  $180^\circ$  autour du nuage de particules pour placer plus de détecteurs a été mise en œuvre (Levasseur-Regourd et al., 1997, 1998, 1999b; Haudebourg, 2000); 22 détecteurs ont ainsi pu être insérés sur l'anneau, comme indiqué sur la figure 2.5.

Le LSU d'ICAPS-PE, présenté en figure 2.6, doit nous permettre de mesurer la diffusion de la lumière par les grains et les agrégats formés. Le principe optique est le suivant :

1. Trois sources lumineuses dans le visible et le proche infrarouge sont utilisées, ce qui permet d'étudier la variation des différentes mesures en fonction de la longueur d'onde.

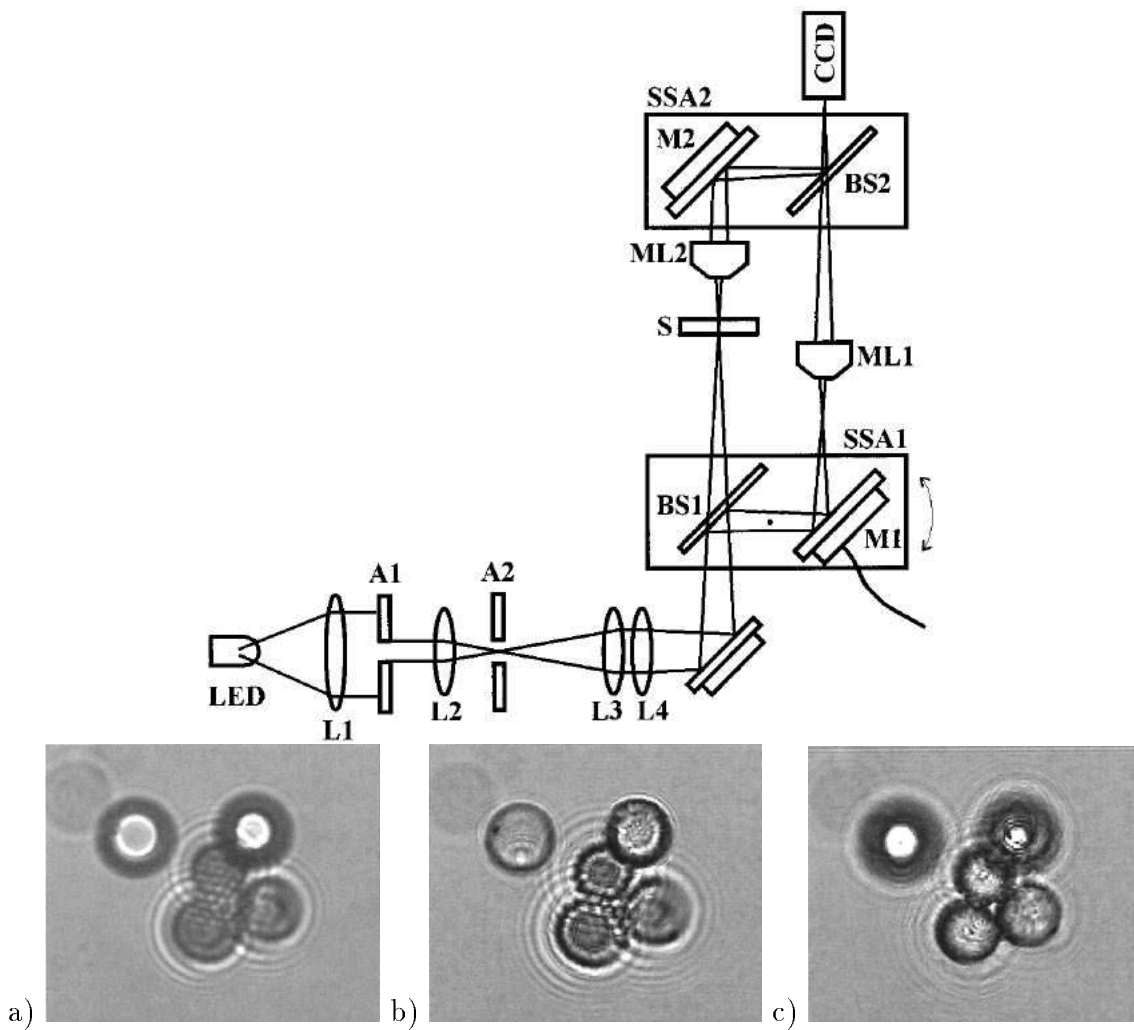


FIG. 2.4 – En haut : Principe de fonctionnement du microscope holographique digital. En bas : localisation de sphères de verre sur différents plans. a) microscope afocal ; b) microscope focalisé sur un plan (propagation arrière de  $40\ \mu\text{m}$ ) ; c) microscope focalisé sur un autre plan (propagation avant de  $95\ \mu\text{m}$ ), figures tirées de Dubois et al. (1999).

2. La lumière diffusée par les grains et leurs agrégats est alors analysée par une couronne de détecteurs permettant la séparation des composantes polarisées.
3. Grâce à ce dispositif, la dépendance des intensités perpendiculaires et parallèles au plan de diffusion en fonction de l'angle de phase et en fonction du temps est mesurée, ce qui permet de déduire les valeurs de l'intensité totale, et de la polarisation.

Au niveau de la réception du signal, nous prévoyons d'utiliser au moins 24 boîtiers d'analyse polarimétrique répartis autour du plan d'observation du module afin de couvrir le plus d'angles de phase possibles entre  $5^\circ$  (ou moins) et  $175^\circ$  à des intervalles relativement égaux. Chaque boîtier contient un prisme d'analyse pour séparer la lumière diffusée selon deux di-

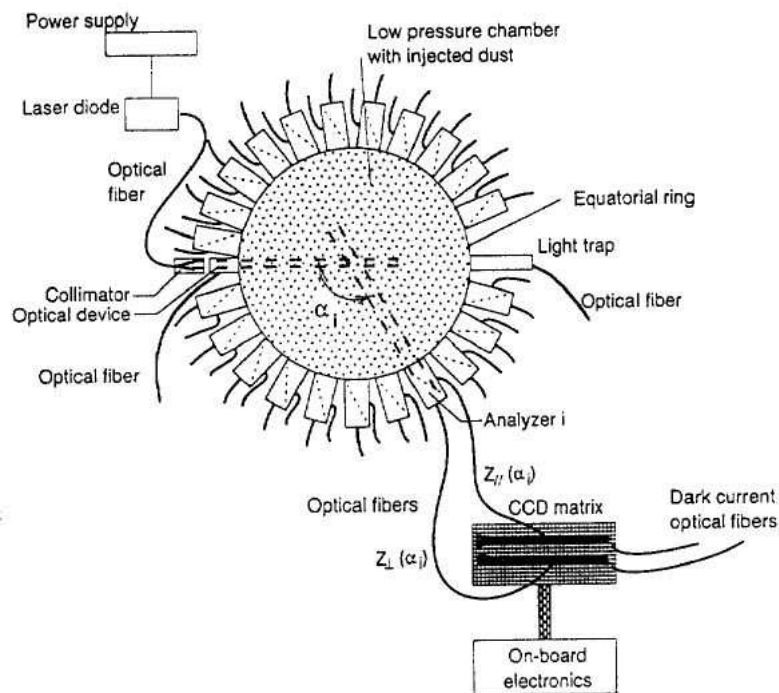


FIG. 2.5 – Schéma global du Light Scattering Unit pour CODAG-SRE (figure tirée de Levasseur-Regourd et al., 1999a)

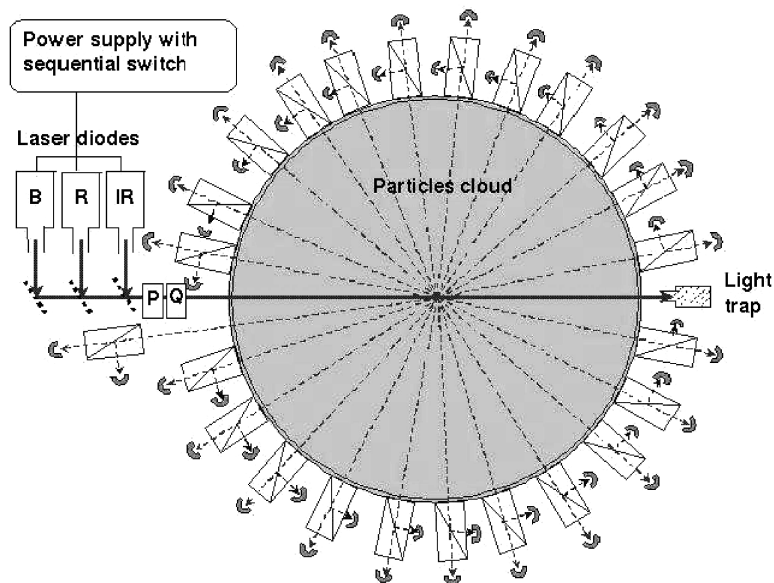


FIG. 2.6 – Schéma global du Light Scattering Unit pour ICAPS-PE (Lasue et Levasseur-Regourd, 2006a).

rections de polarisation perpendiculaires. Les mesures en diffusion s'effectuent simultanément pour toutes les directions d'observation et pour les deux directions de polarisation. La fréquence d'illumination prévue est de 100 Hz.

### 2.1.3 Nettoyage des fenêtres

Il est très important pour les instruments d'analyse d'avoir des fenêtres d'observation les plus propres possibles. Etant donné que nous comptons injecter différents types d'échantillons dont certains seront absorbants, il est envisagé d'incorporer un système de nettoyage des fenêtres dans le module expérimental.

Plusieurs systèmes ont été testés en laboratoire : nettoyage en essuyant les vitres, nettoyage par jet d'air, nettoyage par ultrasons, nettoyage par ultrasons dans un bain fluide et nettoyage par effet électrostatique.

Les meilleures qualités de nettoyage ont été obtenues soit en essuyant les vitres, soit par ultrasons dans un bain liquide, soit, enfin, par effet électrostatique. La mise en œuvre la plus simple dans un cadre spatial semble être celle des ultrasons avec un bain liquide, même si l'élimination des liquides n'est pas évidente dans des conditions de micropesanteur. De nouveaux tests devraient permettre de prendre une décision sur la meilleure procédure à adopter.

### 2.1.4 Bilan

Nous venons de tenter une esquisse globale de l'expérience ICAPS-PE et du contexte dans lequel elle se développe, ainsi que des intérêts qui lui sont liés. Nous présentons dans les parties suivantes le travail qui a servi à préparer la définition finale du module LSU dans le cadre de la phase B de l'expérience.

Dans un premier temps, nous détaillons les résultats de la diffusion de la lumière par de petits grains appliqués aux grains prévus pour l'injection dans la chambre de l'expérience. Nous utilisons ensuite ces valeurs pour déterminer le signal théorique prévu au niveau des détecteurs du LSU. Puis, nous tentons de présenter les études que nous avons effectuées en collaboration avec l'entreprise Lambda-X s.a. et le MRC pour constituer la structure optique la plus adaptée aux besoins de l'expérience.

## 2.2 Estimation du signal attendu

Nous cherchons dans cette partie à prévoir le signal à l'entrée des récepteurs en utilisant la géométrie de l'expérience et les différents paramètres des instruments optiques impliqués. Nous détaillons tout d'abord les caractéristiques des grains utilisés pour l'expérience, ensuite nous

présentons les résultats de simulations de l'interaction entre la lumière et les grains d'après la théorie de Mie (Mie, 1908). Enfin nous utilisons la géométrie de l'expérience pour obtenir une première approximation du signal reçu à l'entrée des détecteurs.

Pour mener cette étude, nous nous sommes appuyés sur le travail effectué par Vincent Haudebourg dans sa thèse sur l'expérience CODAG (Haudebourg, 2000).

### 2.2.1 Diffusion de la lumière par des sphères

#### Grains susceptibles d'être utilisés

Il est prévu que soient d'abord injectés dans la chambre des grains micrométriques sphériques de silice ( $\text{SiO}_2$  amorphe) de rayon  $r$  et d'indice complexe  $m = n + ik$  à une longueur d'onde donnée. Le choix d'un tel échantillon, bien que très artificiel, correspond à ce que l'on peut imaginer dans une première représentation simplifiée du matériau présent à l'origine du système solaire. Les grains micrométriques sphériques sont des éléments standards pour une telle expérience. Cette forme est intéressante dans le sens où elle permet un étalonnage immédiat à partir d'un modèle de diffusion de Mie avant la phase d'agglomération à partir des résultats de simulations numériques simples.

Nous avons développé à partir de routines déjà existantes (Bohren et Huffman, 1983)<sup>1</sup> un programme de calcul de Mie versatile qui, à partir des paramètres du problème (en particulier la distribution en taille des particules), donne les courbes de phase en intensité et en polarisation. Nous avons utilisé pour nos simulations des valeurs raisonnables dans le sens où les caractéristiques des grains et les longueurs d'onde des sources n'ont pas été totalement finalisées.

- rayon pouvant atteindre  $0,75 \mu\text{m}$  (J.Blum, communication personnelle) à comparer aux  $0,5 \mu\text{m}$  pour CODAG (Levasseur-Regourd et al., 1999b).
- distribution en taille approximée par une gaussienne avec comme écart-type  $0,075 \mu\text{m}$ , soit 10% du rayon mesuré pour les grains de CODAG.
- indice de réfraction de  $n = 1,42$  en lumière blanche (données constructeur pour CODAG) (Levasseur-Regourd et al., 1999b).
- indice d'absorption :  $k = 10^{-4} \pm 5 \times 10^{-5}$  (mesures Haudebourg, 1996).
- masse volumique de  $2000 \pm 70 \text{ kg m}^{-3}$  (mesures CODAG, Blum et al., 1996).
- longueurs d'onde des sources dans le visible : de 400 à 530 nm, 650 nm et 830 nm.

On désire injecter des grains de faible albédo après la formation des premiers agrégats, afin d'une part, de créer des agrégats de dimensions plus importantes que lors du vol de CODAG-SRE, et d'autre part, d'étudier une réponse différente au niveau du LSU, plus proche de celle des grains

<sup>1</sup>disponibles sur la page personnelle de P. Flatau : <http://atol.ucsd.edu/scatlib/index.htm>.

que l'on observe dans le système solaire. Le choix de ces grains micrométriques n'est toujours pas définitif. Plusieurs procédés de fabrication sont envisageables. Il est possible de rajouter une couche de matériau de faible albédo autour d'un grain de silice, mais de telles couches doivent pouvoir résister à l'effritement par la roue dentée à l'injection. Une autre possibilité est de fabriquer des grains plus résistants contenant un certain pourcentage de carbone dans le matériau, mais cela est susceptible de favoriser la déformation des grains supposés sphériques.

### Diffusion de Mie

Une première approximation de la réponse attendue au niveau des récepteurs juste après l'injection des grains sphériques peut être obtenue avec l'approche du modèle de Mie. Notre étude porte sur les réponses en intensité et en polarisation déduites du modèle. Nous faisons varier les paramètres dont dépend ce modèle, c'est-à-dire le paramètre de taille  $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$  (ce qui revient à modifier le rayon des sphères ou la longueur d'onde) et l'indice des grains afin de déterminer leur influence respective. La distribution en taille des grains est fixée par les données précédentes.

Les courbes de phase en intensité calculées pour différentes longueurs d'onde (de 400 à 1000 nm) sont présentées en figures 2.7 et 2.9. Le flux transmis est important à cause du faible coefficient d'absorption des billes. L'intensité est aussi élevée dans le domaine de la rétrodiffusion. La plus faible intensité diffusée se situe aux alentours de  $90^\circ$ . Ce genre de courbes nous permet de déterminer que la gamme dynamique nécessaire, pour que les détecteurs puissent faire les mesures, est de l'ordre de  $10^3$ . Nous observons également que le nombre d'oscillations de la courbe augmente avec le paramètre de taille  $x$ , c'est-à-dire que ce nombre augmente quand la longueur d'onde  $\lambda$  diminue (Levasseur-Regourd et al., 1999b). Cette constatation va nous permettre d'optimiser le nombre de détecteurs à utiliser.

Ces oscillations se retrouvent dans les cartes en deux dimensions de la polarisation (figure 2.8a), l'abscisse correspondant à l'angle de phase et l'ordonnée au paramètre de taille de la sphère. Le domaine de Rayleigh est visible pour des paramètres de taille inférieurs à 1, avec une courbe de polarisation positive en forme de cloche et avec un maximum de polarisation de 90% à  $90^\circ$ . Pour des paramètres de taille supérieurs, la polarisation est globalement plutôt négative avec de fortes oscillations.

Pour obtenir des résultats plus réalistes, nous calculons la réponse due à une population de grains dont la distribution en taille est représentée par une gaussienne centrée sur la taille moyenne des grains. Les calculs peuvent être effectués pour un écart-type variable (typiquement 10% dans le cas des grains utilisés pour CODAG). On remarque tout de suite sur la figure 2.8b, que les amplitudes des oscillations s'estompent dans ce cas. Cela correspond à l'effet d'une moyenne sur les courbes ayant un paramètre de taille proche. Les minima et les maxima variant

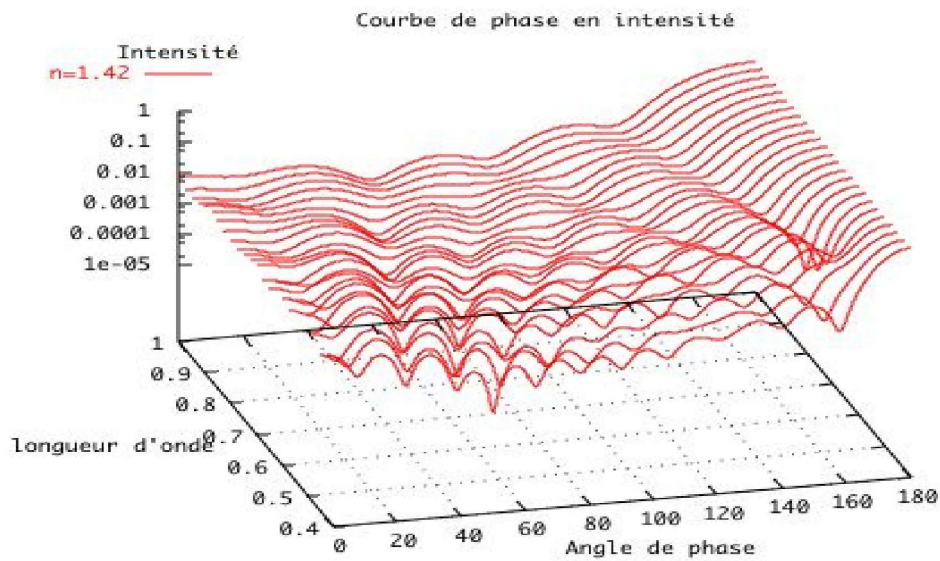


FIG. 2.7 – Courbes de phase en intensité pour une longueur d'onde variant de 400 à 1000 nm.

légèrement de position, la distribution en taille tend à rendre les reliefs moins prononcés. L'écart-type de la distribution en taille est donc un paramètre essentiel pour la détermination de la puissance reçue.

L'indice du  $\text{SiO}_2$  amorphe, d'environ 1,42 dans le visible, varie faiblement dans la gamme de longueur d'onde de l'expérience ICAPS-PE, comme l'ont montré Edlou et al. (1993). Les calculs montrent cependant que les courbes peuvent varier significativement avec ce paramètre. Il est donc important de déterminer avec une précision suffisante l'indice complexe des grains utilisés pour l'expérience aux trois longueurs d'onde d'illumination.

En conclusion, la dynamique nécessaire pour les détecteurs doit être d'au moins  $2 \cdot 10^3$ . Une étude plus précise va nous permettre de déterminer les différences en polarisation entre les longueurs d'ondes dans le visible et d'adapter la résolution de l'instrument en conséquence.

### 2.2.2 Nombre de détecteurs

La figure 2.9 présente les courbes qui seraient obtenues pour des mesures avec 23 récepteurs également répartis sur  $180^\circ$  (ce qui correspond à un nombre de récepteurs raisonnable étant donné l'espace disponible) et les superpose aux courbes théoriques. Il apparaît clairement que ce nombre de récepteurs est nécessaire pour restituer le signal réel, et même presque insuffisant en ce qui concerne les longueurs d'onde les plus courtes dans le domaine visible. En conséquence, nous avons retenu une solution de LSU avec 24 boîtiers analyseurs de polarisation.



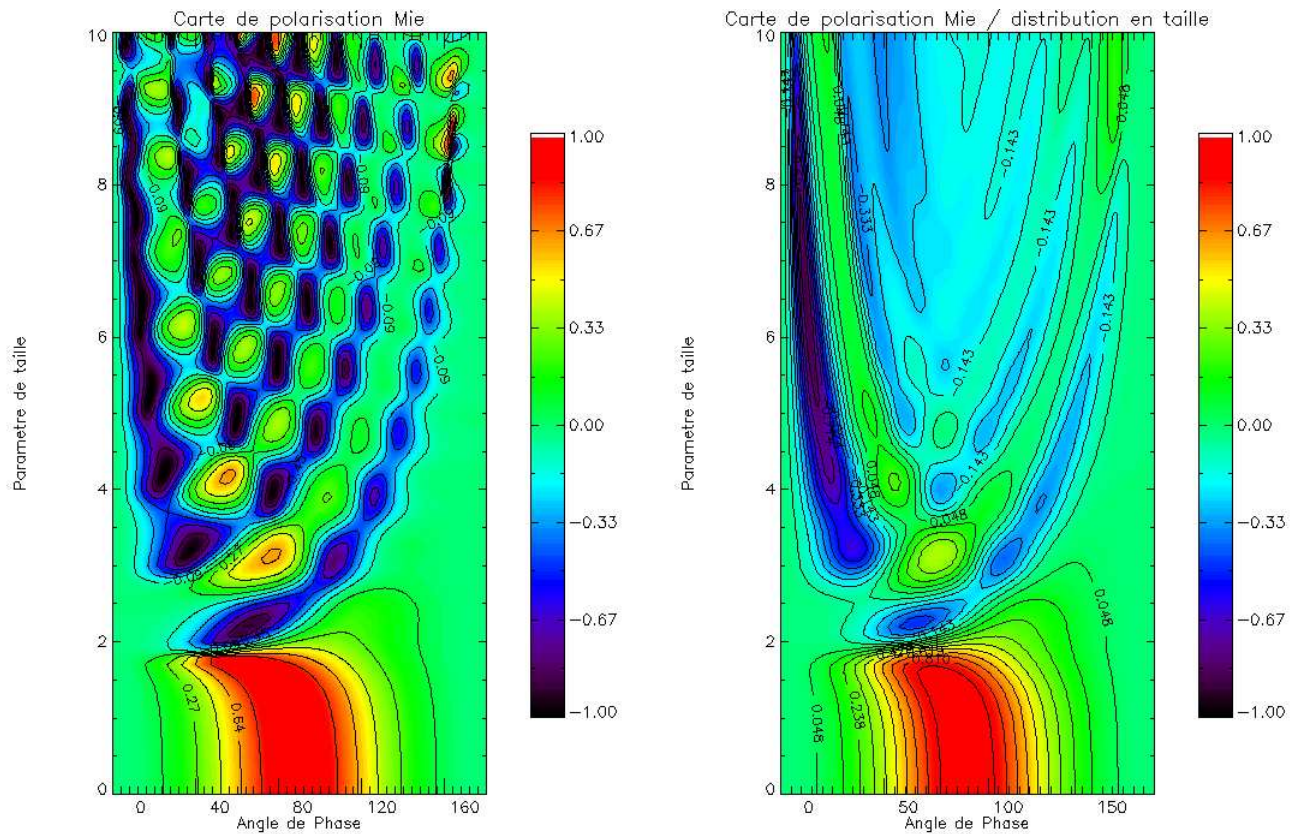


FIG. 2.8 – À gauche : Carte en deux dimensions du degré de polarisation de la lumière diffusée par une sphère. À droite : carte de polarisation de la lumière diffusée par une distribution gaussienne de sphères (écart-type de 10%). L'angle de phase est en abscisse et le paramètre de taille ( $0 < x < 10$ ) en ordonnée.

Finalement, nous pouvons estimer la précision requise dans le positionnement du plan de diffusion des analyseurs (c'est-à-dire dans la détermination des angles de phase observés par ceux-ci) en utilisant la pente maximale de ces courbes. Il apparaît que pour mesurer le degré de polarisation avec une précision de l'ordre de 1% (ce qui permet une interprétation cohérente vis-à-vis de la précision des données d'observation), il est nécessaire d'avoir une précision de  $0,1^\circ$  dans le placement des récepteurs. Cela est particulièrement sensible en ce qui concerne la position des premiers récepteurs qui se trouvent aux petits angles de phase où les courbes de phase en polarisation varient beaucoup (voir figure 2.9). La zone des petits angles de phase présente aussi un intérêt particulier pour des comparaisons avec des observations d'objets du système solaire plus facilement observables aux petits angles de phase en général (astéroïdes et objets de Kuiper notamment). C'est aussi la région où interviennent des effets d'ombres et d'interférence à l'origine du phénomène de remontée importante de lumière en rétro-diffusion (pour une revue du sujet voir e.g. Mishchenko et al., 1999; Muinonen et al., 2003).

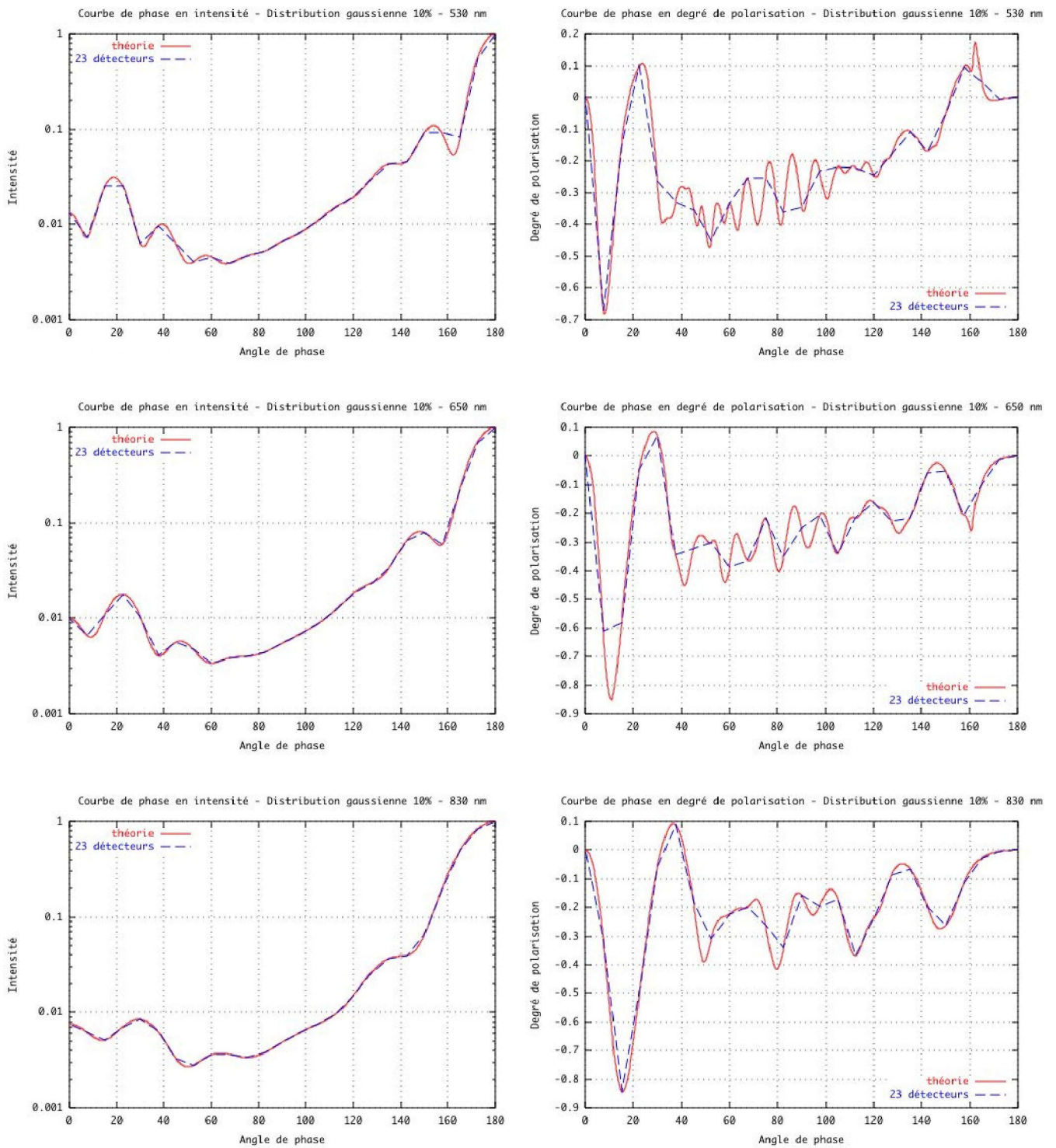


FIG. 2.9 – Courbes de phase en intensité et en polarisation comparées pour chaque longueur d'onde (530, 650 et 830 nm) à la courbe obtenue avec 23 détecteurs idéaux également répartis entre 0 et 180°.

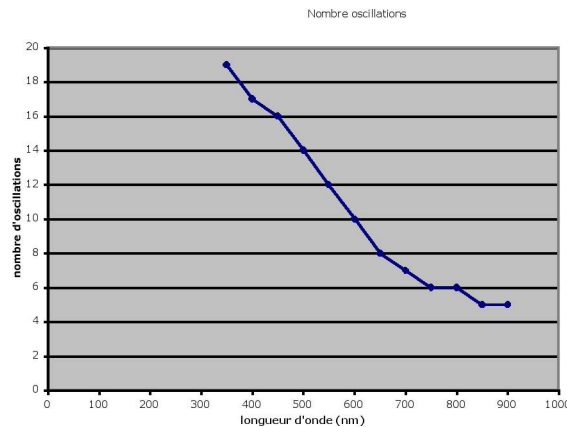


FIG. 2.10 – Nombre d'oscillations de la courbe de phase en polarisation en fonction de la longueur d'onde.

Afin de mesurer les courbes de phase pour des angles bien définis, et avec une grande précision, il faut déterminer le nombre optimal d'analyseurs nécessaires à la bonne résolution de l'instrument. Le nombre d'oscillations de la courbe du degré de polarisation augmente avec le paramètre de taille  $x$ , c'est-à-dire avec le rayon de la sphère,  $r$ , ou diminue avec la longueur d'onde,  $\lambda$ .

La limite ultime de la résolution de l'appareil est obtenue avec deux détecteurs pour chaque oscillation. En utilisant cette première approximation et en évaluant le nombre d'oscillations apparentes pour chaque longueur d'onde entre 300 et 900 nm, nous obtenons la courbe présentée en figure 2.10. Cette courbe suit une loi quasi-linéaire entre 300 et 700 nm due à la grande dimension des billes sphériques comparée à la longueur d'onde (van de Hulst, 1957).

De ce graphe, on peut déduire qu'il faut plus de 22 analyseurs (cas CODAG) pour résoudre la forme de courbes mesurées pour des longueurs d'onde plus petites que 550 nm. Il faut augmenter autant que possible le nombre d'analyseurs et il est donc prévu d'en intégrer de 24 à 25 sur l'anneau d'étude de la diffusion lumineuse d'ICAPS-PE. De plus, une étude portant sur les calculs d'erreur des analyseurs a pu montrer qu'il est préférable d'utiliser une numérisation logarithmique du signal pour obtenir la précision de 1% en polarisation requise (Lasue, 2003).

### 2.2.3 Dynamique du signal : calcul analytique

#### Caractéristiques instrumentales

Le faisceau lumineux transporte une puissance  $P_{\text{source}}$ , et a une section circulaire  $S_{\text{source}} = \left(\frac{\pi}{4}\right) \times h_{\text{source}}^2$ , où  $h_{\text{source}}$  est le diamètre du faisceau.

Chaque détecteur est assimilé à une lentille d'entrée de diamètre  $D_{\text{détecteur}}$ , suivi par un dia-

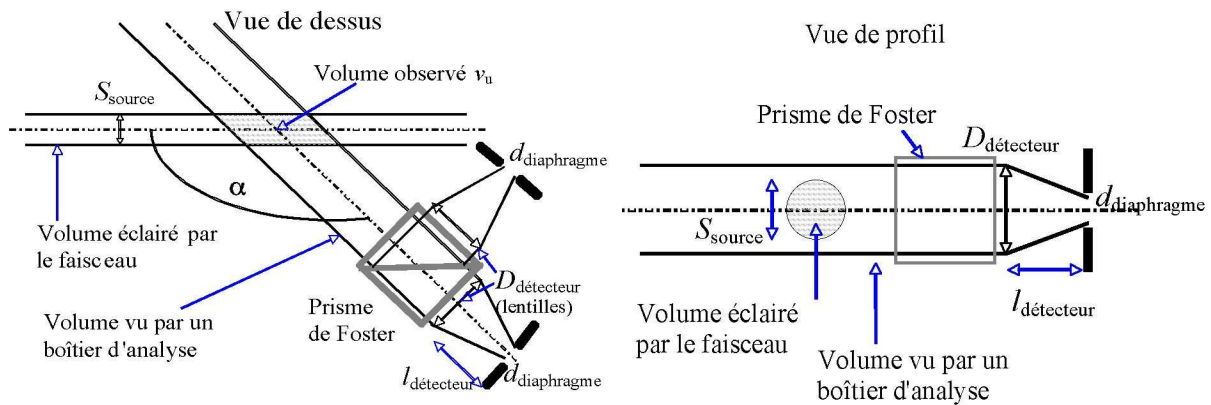


FIG. 2.11 – Schéma du volume d'observation du LSU (adapté de Lasue et Levasseur-Regourd, 2006a)

phragme de diamètre  $d_{\text{diaphragme}}$  placé dans le plan focal (distance lentille-diaphragme =  $l_{\text{détecteur}}$ ). Chaque détecteur est disposé sur la couronne de diamètre extérieur  $2 \times L_{\text{couronne}}$ , et correspond à un angle de phase de diffusion  $\alpha$ .

### Volume observé

Dans le cas de mesures par un diaphragme placé au foyer de la lentille, le volume observé  $\nu_u$ , éclairé par la diode laser et vu par un détecteur, est équivalent à celui défini par l'intersection entre le faisceau laser  $S_{\text{source}}$  et le cylindre de diamètre  $D_{\text{détecteur}}$  axé sur la lentille, comme montré en figure 2.11.

Une ouverture d'entrée de la lentille plus grande que le diamètre du faisceau laser est nécessaire pour optimiser la puissance reçue au niveau des détecteurs. Ainsi,  $D_{\text{détecteur}}$  est plus grand que  $h_{\text{source}}$ . Par ailleurs, le prisme séparateur de polarisation a une section carrée de largeur  $D_{\text{détecteur}}$ . Dans ce cas, le volume s'écrit :

$$\nu_u = \frac{S_{\text{source}} D_{\text{détecteur}}}{\sin \alpha} = \frac{\pi}{4} \times \frac{h_{\text{source}}^2 D_{\text{détecteur}}}{\sin \alpha} \quad (2.1)$$

Le volume observé est minimal pour  $\alpha = 90^\circ$  et augmente vers les plus petits et les plus grands angles de phase.

L'angle solide,  $\Delta\Omega$ , sous lequel un grain diffuse vers le détecteur est limité d'une part, par l'angle observé par le détecteur ( $\omega_1 = D_{\text{détecteur}} / (2 \times L_{\text{couronne}}) \approx 1/10$ ) et d'autre part, par l'angle de réception du diaphragme qui définit le cône lentille-diaphragme ( $\omega_2 = d_{\text{diaphragme}} / (2 \times l_{\text{détecteur}}) \approx 1/180 \ll \omega_1$ ). Dans le cas des récepteurs, c'est la contrainte au niveau du détecteur

qui est la plus petite, d'où on déduit l'angle solide suivant :

$$\Delta\Omega = \frac{A_{\text{diaphragme}}}{l_{\text{détecteur}}^2} = \frac{\pi}{4} \times \frac{d_{\text{diaphragme}}^2}{l_{\text{détecteur}}^2} \quad (2.2)$$

L'angle de phase (faisceau  $\rightarrow$  grain  $\rightarrow$  détecteur) varie de  $\Delta\alpha$  suivant la position du grain dans le volume utile  $\nu_u$ . Cette imprécision sur  $\alpha$  se traduit dans le calcul du signal transmis par une moyenne de la puissance reçue sur l'intervalle d'angle de phase  $\alpha \pm \Delta\alpha$ .

### Milieu diffusant

Comme indiqué précédemment, les grains diffusants sont des sphères de rayon  $r$ , ayant une distribution en taille gaussienne d'écart-type  $\sigma$ . Les sections efficaces de diffusion  $\sigma_{\text{sca}}$  et fonctions de phase en intensité  $I(\alpha)$  d'un diffuseur sont obtenues grâce au programme déjà utilisé.

La concentration volumique en grains,  $n_{\text{vol}}$  est estimée dans l'état de définition actuel de l'expérience à  $10^{13}$  grains  $\text{m}^{-3}$ . Le nombre de grains diffusants observé est donc  $N = n_{\text{vol}} \times \nu_u$ . Par ailleurs avec une telle concentration, la distance moyenne entre centres de sphères vaut  $l = \sqrt[3]{1/10^{13}} \approx 46,4 \cdot 10^{-6}$  m. Avec des grains ayant un rayon de  $0,75 \mu\text{m}$ , la distance séparant les grains correspond à au moins 30 fois leur taille. L'hypothèse que nous avons utilisée jusqu'à présent d'un nuage diffusant optiquement mince est justifiée; il n'y a donc pas ou peu de diffusion multiple (van de Hulst, 1957).

### Puissance diffusée

S'il n'y avait qu'une seule sphère diffusante, la puissance reçue serait proportionnelle à l'intensité du laser  $P_{\text{source}}/S_{\text{source}}$  ( $\text{W m}^{-2}$ ) et à la section efficace de diffusion  $\sigma_{\text{sca}}$  ( $\text{m}$ ), le coefficient de proportionnalité étant  $I(\alpha) \times \Delta\Omega$  (où  $I(\alpha)$  est donnée en stéradians $^{-1}$  et normalisée, et  $\Delta\Omega$  est exprimé en stéradians). Etant données les valeurs de  $d_{\text{diaphragme}}$  et de  $l_{\text{détecteur}}$ ,  $\Delta\Omega \approx (1/180)^2$  est très petit comparé aux angles de variation caractéristiques de  $I(\alpha)$ . On en déduit alors :

$$P_{\text{diffusée}} = I(\alpha) \times \Delta\Omega \times \sigma_{\text{sca}} \times \frac{P_{\text{source}}}{S_{\text{source}}} \quad (2.3)$$

La puissance totale diffusée par les  $N$  grains est donc :

$$P_{\text{diffusée}} = n_{\text{vol}} \times \nu_u \times I(\alpha) \times \Delta\Omega \times \sigma_{\text{sca}} \times \frac{P_{\text{source}}}{S_{\text{source}}} \quad (2.4)$$

soit

$$P_{\text{diffusée}} = n_{\text{vol}} \times \frac{D_{\text{détecteur}}}{\sin \alpha} \times I(\alpha) \times \Delta\Omega \times \sigma_{\text{sca}} \times P_{\text{source}} \quad (2.5)$$

On a donc finalement la relation :

$$P_{\text{diffusée}} = n_{\text{vol}} \times D_{\text{détecteur}} \times \Delta\Omega \times \sigma_{\text{sca}} \times P_{\text{source}} \times \frac{I(\alpha)}{\sin \alpha} \quad (2.6)$$

Avec :

$n_{\text{vol}}$	= concentration de grains sphériques	grains $\text{m}^{-3}$
$\sigma_{\text{sca}}$	= section efficace de diffusion (obtenue via le code de calcul)	$\text{m}^2$
$P_{\text{source}}$	= puissance lumineuse de la source	W
$D_{\text{détecteur}}$	= diamètre de la fenêtre d'entrée du détecteur	m
$A_{\text{diaphragme}}$	= aire du diaphragme	$\text{m}^2$
$l_{\text{détecteur}}$	= distance lentille-diaphragme	m
$\Delta\Omega$	= $\frac{A_{\text{diaphragme}}}{l_{\text{détecteur}}^2}$ , angle solide de diffusion	stéradians
$I(\alpha)$	= fonction de phase en intensité (normalisée à 1)	stéradians $^{-1}$
$\alpha$	= angle de phase	rad

### 2.2.4 Dynamique du signal : ordres de grandeur

Afin de faire les choix adéquats au niveau des détecteurs, nous estimons la puissance reçue avec la géométrie et le dispositif de l'expérience déjà évoqué. Ces calculs guideront nos choix pour ce qui concerne la gamme dynamique et la sensibilité nécessaire pour les détecteurs, tout en gardant à l'esprit que ces calculs ne sont valables que pour la théorie de diffusion de Mie pour des sphères.

#### Comparaison avec CODAG-SRE

Tout d'abord nous cherchons à voir si notre analyse est correcte en retrouvant les résultats obtenus dans le cas de CODAG-SRE (Haudebourg, 2000), dont les caractéristiques géométriques sont les suivantes :

<b>Longueur d'onde utilisée :</b>	$\lambda = 830 \text{ nm}$
<b>Diamètre du faisceau laser :</b>	$h_{\text{source}} = 4 \text{ mm}$
<b>Puissance du laser reçue au niveau des grains :</b>	$P_{\text{source}} = 15 \text{ à } 30 \text{ mW}$
<b>Diamètre du détecteur :</b>	$D_{\text{détecteur}} = 8 \text{ mm}$
<b>Focale de la lentille du détecteur :</b>	$l_{\text{détecteur}} = 18 \text{ mm}$
<b>Taille du diaphragme :</b>	200 mm
<b>Aire du diaphragme :</b>	$3,14 \times 10^{-8} \text{ m}^2$
<b>Angle solide observé :</b>	$9,69 \times 10^{-5} \text{ stéradians}$

Avec ces données, et en utilisant les courbes de fonction de phase normalisée obtenues dans les parties précédentes pour une distribution gaussienne de grains, nous retrouvons les mêmes courbes (en figure 2.12) que Haudebourg (2000, voir figure II-16, p 86). Les valeurs

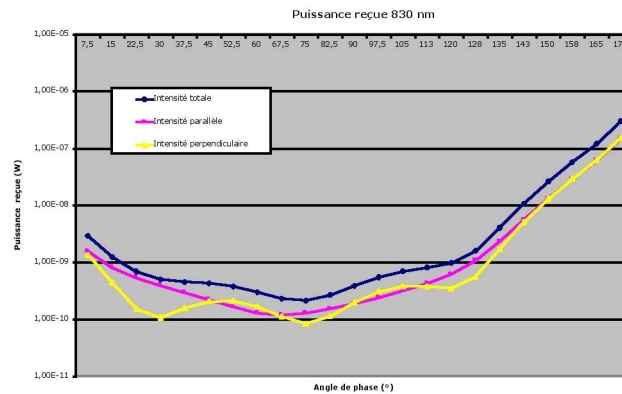


FIG. 2.12 – Courbes de phase en intensité totale, parallèle et perpendiculaire obtenues pour la géométrie de l'expérience CODAG-SRE.

sont cependant légèrement surestimées par rapport à celles obtenues pour CODAG-SRE dont le minimum était aux alentours de  $3 \times 10^{-11}$  W, et le maximum vers  $3 \times 10^{-8}$  W à cause de l'incertitude que nous avons pour l'intensité à l'entrée de la chambre.

### Résultats attendus pour ICAPS-PE

Dans l'état de définition actuel de l'expérience, voici les valeurs géométriques nécessaires pour utiliser les formules déduites des paragraphes précédents :

<b>Longueurs d'onde utilisées :</b>	$\lambda = 405, 650$ et $830$ nm
<b>Diamètre du faisceau laser :</b>	$h_{\text{source}} = 4$ mm
<b>Puissance du laser reçue au niveau des grains :</b>	$P_{\text{source}} \approx 30$ mW
<b>Diamètre du détecteur :</b>	$D_{\text{détecteur}} = 4$ mm
<b>Focale de la lentille du détecteur :</b>	$l_{\text{détecteur}} = 22$ mm
<b>Taille du diaphragme :</b>	$312 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$
<b>Aire du diaphragme :</b>	$7,8 \times 10^{-9}$ m <sup>2</sup>
<b>Angle solide observé :</b>	$1,612 \times 10^{-5}$ stéradians

On remarque tout de suite où résident les différences entre les deux dispositifs expérimentaux. Tout d'abord, la taille des faisceaux a diminué d'un facteur deux. La puissance du laser reçue par les grains est essentiellement la même. Nous observons avec trois longueurs d'onde différentes. L'aire du diaphragme n'est plus celle d'un disque (voir 2.3.6 pour le calcul de la forme optimale du diaphragme pour maximiser la puissance d'entrée et obtenir une meilleure résolution) et est inférieure d'un facteur 4 à celle utilisée pour CODAG.

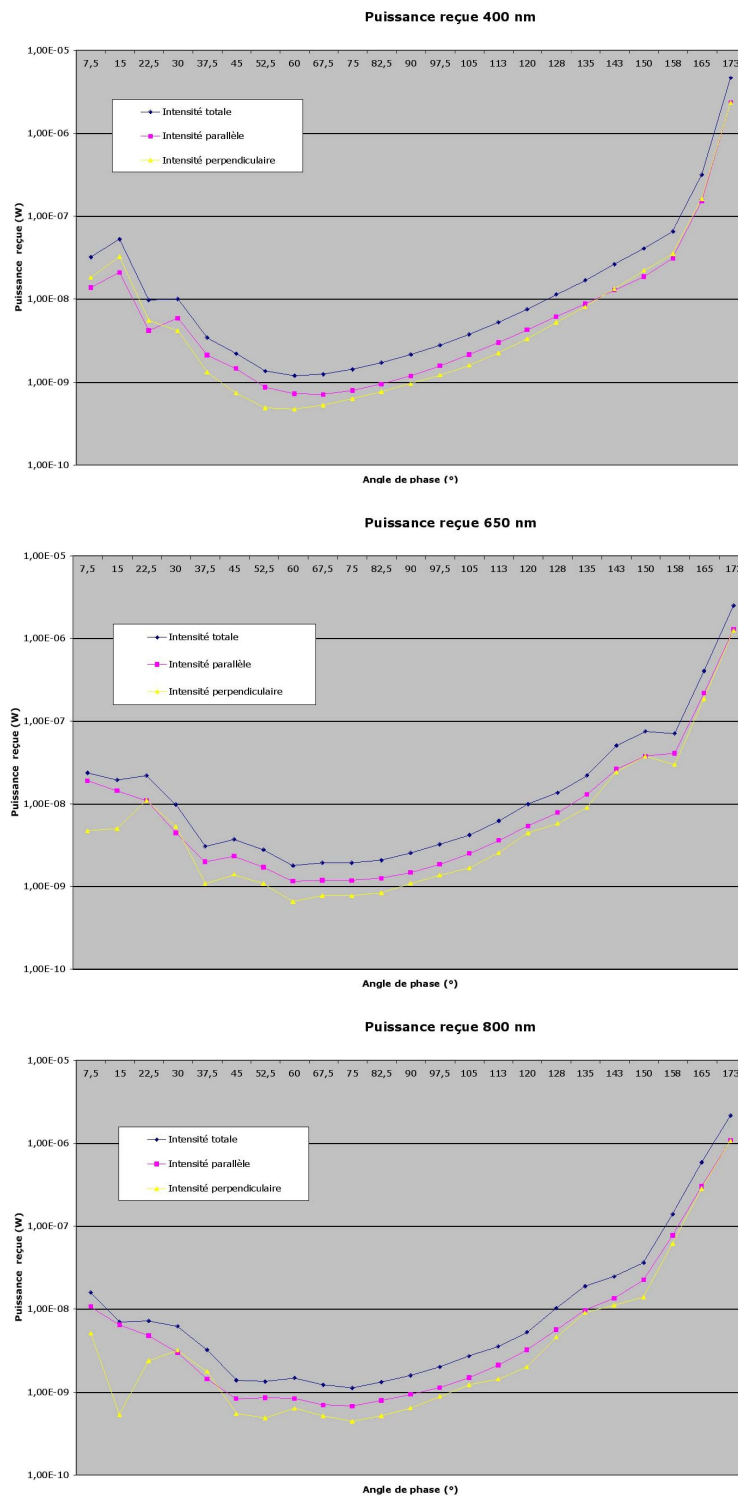


FIG. 2.13 – Evaluation des puissances reçues au niveau des détecteurs pour 23 angles de phase et pour 3 longueurs d’onde différentes (environ 400, 650 et 800 nm).



Puisque dans ICAPS-PE, la concentration en grains augmentera pour passer à  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , nous pouvons, d'ores et déjà, nous attendre à une puissance similaire à celle calculée pour le dispositif de CODAG-SRE. Le tableau ci-dessous présente les valeurs extrêmes obtenues sur les courbes théoriques présentées (figure 2.13) pour les différentes longueurs d'onde :

	$P_{\max}$	$P_{\min}$
$\lambda = 400 \text{ nm}$	$2,3 \times 10^{-6} \text{ W}$	$4,71 \times 10^{-10} \text{ W}$
$\lambda = 650 \text{ nm}$	$1,24 \times 10^{-6} \text{ W}$	$6,47 \times 10^{-10} \text{ W}$
$\lambda = 830 \text{ nm}$	$1,06 \times 10^{-6} \text{ W}$	$4,44 \times 10^{-10} \text{ W}$

Ce sont effectivement des valeurs similaires à celles obtenues pour CODAG-SRE. Toutefois, on peut remarquer une gamme dynamique 10 fois plus importante dont il faut tenir compte pour le choix des détecteurs.

### 2.2.5 Risque de dépôt sur les fenêtres d'observation

Nous avons déjà évoqué le problème du nettoyage des fenêtres d'observation pour avoir un signal acceptable après plusieurs injections de grains parfois très absorbants (grains carbonés, ou recouverts de graphite). Nous avons donc utilisé nos programmes de simulation numérique afin de voir l'impact de ces dépôts sur les mesures.

#### Transmission de la fenêtre

Hypothèses de calcul :

1. les grains sphériques sont éloignés les uns des autres (pas de diffusion multiple; théorie de Mie)
2. le matériau constituant les grains est de la silice d'indice complexe  $(1,42 + ik)$  avec  $k$ , variant entre 0,0001 (CODAG-SRE) et 0,1 (organiques)
3. les paramètres géométriques de l'expérience ICAPS-PE sont définis comme précédemment
4. la densité de grains dans la chambre est de  $10^7 \text{ grains m}^{-3}$  (noter que les valeurs obtenues pour l'intensité diffusée sont directement proportionnelles à ce nombre)
5. les longueurs d'onde d'observation sont par exemple de 408, 635 et 830 nm
6. le rayon des grains est de  $0,5 \mu\text{m}$ , avec une distribution gaussienne, d'écart-type  $\sigma=10\%$
7. les fenêtres doivent avoir une transmission de 80% après nettoyage

**Résultats :****Grains non-absorbants ( $m = 1,42 + i0,0001$ )**

Longueur d'onde (nm)	408	635	830
$I_{\text{minimum}}$ (W)	$1,81 \times 10^{-10}$	$1,5 \times 10^{-10}$	$1,47 \times 10^{-10}$
$I_{\text{maximum}}$ (W)	$2,84 \times 10^{-7}$	$4,29 \times 10^{-7}$	$2,63 \times 10^{-7}$

Si les fenêtres ont 80% de transmission :

Longueur d'onde (nm)	408	635	830
$I_{\text{minimum}}$ (W)	$1,45 \times 10^{-10}$	$1,2 \times 10^{-10}$	$1,18 \times 10^{-10}$
$I_{\text{maximum}}$ (W)	$2,27 \times 10^{-7}$	$3,42 \times 10^{-7}$	$2,1 \times 10^{-7}$

**Grains absorbants ( $m = 1,42 + i0,01$ )**

Longueur d'onde (nm)	408	635	830
$I_{\text{minimum}}$ (W)	$1,38 \times 10^{-10}$	$1,29 \times 10^{-10}$	$1,29 \times 10^{-10}$
$I_{\text{maximum}}$ (W)	$2,98 \times 10^{-7}$	$4 \times 10^{-7}$	$2,43 \times 10^{-7}$

Si les fenêtres ont 80% de transmission :

Longueur d'onde (nm)	408	635	830
$I_{\text{minimum}}$ (W)	$1,1 \times 10^{-10}$	$1,03 \times 10^{-10}$	$1,03 \times 10^{-10}$
$I_{\text{maximum}}$ (W)	$2,38 \times 10^{-7}$	$3,2 \times 10^{-7}$	$1,95 \times 10^{-7}$

**Grains absorbants ( $m = 1,42 + i0,1$ )**

Longueur d'onde (nm)	408	635	830
$I_{\text{minimum}}$ (W)	$4,36 \times 10^{-11}$	$5,71 \times 10^{-11}$	$6,37 \times 10^{-11}$
$I_{\text{maximum}}$ (W)	$3,07 \times 10^{-7}$	$2,6 \times 10^{-7}$	$1,64 \times 10^{-7}$

Si les fenêtres ont 80% de transmission :

Longueur d'onde (nm)	408	635	830
$I_{\text{minimum}}$ (W)	$3,49 \times 10^{-11}$	$4,56 \times 10^{-11}$	$5,1 \times 10^{-11}$
$I_{\text{maximum}}$ (W)	$2,46 \times 10^{-7}$	$2,08 \times 10^{-7}$	$1,31 \times 10^{-7}$

Dans le cas de sphères absorbantes, la valeur de l'intensité arrivant sur le détecteur est la même que la limite minimale de détection définie pour les détecteurs (à partir des calculs précédents, voir détails dans la partie suivante 2.3.7). Cela signifie que le critère de 80% de transmission des fenêtres est le minimum acceptable dans le cadre des applications d'ICAPS-PE. Les grains étant localisés sur la fenêtre, on peut définir la propreté de la fenêtre en terme de pourcentage de transmission après nettoyage. Cependant, selon que les grains sur la fenêtre sont absorbants ou non, le facteur de transmission change significativement.

Le coefficient global de diffusion d'une sphère peut être défini comme le rapport de  $Q_{sca}$  sur  $Q_{ext}$ , où  $Q_{sca}$  est le coefficient de diffusion et  $Q_{ext}$  le coefficient d'extinction de la sphère (van de Hulst, 1957). En première approximation,  $\frac{Q_{sca}}{Q_{ext}}$  est la limite supérieure de transmission de la lumière par une sphère puisque le facteur  $Q_{sca}$  correspond à la lumière diffusée dans tout l'espace tandis que la transmission est principalement due à la lumière diffusée en avant par la sphère. Le facteur  $1 - \frac{Q_{sca}}{Q_{ext}} = \frac{Q_{abs}}{Q_{ext}}$  correspond à l'absorption totale de la sphère.

Les valeurs obtenues pour les grains considérés dans le paragraphe précédent sont présentées :

	$m = 1,42 + i0,0001$			$m = 1,42 + i0,01$			$m = 1,42 + i0,1$		
$\lambda$ (nm)	408	635	830	408	635	830	408	635	830
$Q_{sca}$	2,438	3,994	3,64	2,09	3,677	3,39	1,26	2,062	2,053
$Q_{ext}$	2,442	3,997	3,642	2,442	3,888	3,558	2,496	3,171	3,031
$\frac{Q_{sca}}{Q_{ext}}$	0,998	0,999	1	0,856	0,946	0,953	0,505	0,65	0,677
$\frac{Q_{abs}}{Q_{ext}}$	$1,7 \times 10^{-3}$	$5,7 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-4}$	0,144	$5,4 \times 10^{-2}$	$4,7 \times 10^{-2}$	0,495	0,35	0,323

On voit que la valeur de l'absorption des grains est très sensible à la longueur d'onde et que ces grains absorbent plus les courtes longueurs d'onde. Ce facteur est aussi très dépendant de l'indice optique des grains. (noter que nous avons pris dans cet exemple des grains relativement peu absorbants comparés au carbone pur ( $1,88 + i0,71$ ), Edoh, 1983).

### Erreur introduite au niveau des mesures de polarisation

On reprend les mêmes hypothèses de calcul que dans le paragraphe précédent avec en plus :

7. ...

8. les fenêtres sont des ouvertures carrées de dimensions 4 mm×4 mm

Avec les données CODAG pour les particules,  $1,5 \times 10^{-7}$  est une valeur typique pour  $\frac{Q_{sca}\pi r^2}{\Sigma}$ , et un nombre de particules de  $7 \times 10^6$  suffit à recouvrir entièrement la fenêtre.

#### a) Calcul avec une polarisation incidente circulaire idéale

On note  $N_1$  et  $N_2$  le nombre de particules collées respectivement sur la fenêtre d'entrée et sur la fenêtre du détecteur. Les calculs se font avec les matrices de Mueller (voir chapitre 1.2.2.), en supposant que le vecteur de Stokes de la lumière injectée est représenté par (1,0,0,1) (vecteur de polarisation circulaire idéal). Une fenêtre propre est supposée avoir une transmission égale à 100% sans introduction de polarisation, sa matrice de Mueller vaut donc l'identité. Cependant, cette matrice est modifiée par la présence de particules sur la fenêtre. La nouvelle matrice de Mueller correspond donc à la somme des matrices de Mueller à 180° de chaque particule collée à la fenêtre additionnée à la matrice identité pour la partie de fenêtre non recouverte par les particules :

$$M_{\text{fenêtre}} = \frac{Q_{\text{sca}}\pi r^2}{\Sigma} \times N_i \times \begin{bmatrix} S_{11}(180^\circ) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_{11}(180^\circ) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}(180^\circ) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{33}(180^\circ) \end{bmatrix} + \left( \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} - \frac{Q_{\text{ext}}\pi r^2}{\Sigma} \times N_i \times \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \right) \quad (2.7)$$

avec  $Q_{\text{ext}}$  le coefficient d'extinction des sphères,  $Q_{\text{sca}}$  le coefficient de diffusion des sphères,  $N_i$  le nombre des particules sur la fenêtre,  $r$  le rayon des sphères et  $\Sigma$  la section géométrique de la fenêtre.

Pour simplifier, les valeurs  $\frac{Q_{\text{sca}}\pi r^2}{\Sigma} \times N_1$ ,  $\frac{Q_{\text{sca}}\pi r^2}{\Sigma} \times N_2$ ,  $\frac{Q_{\text{ext}}\pi r^2}{\Sigma} \times N_1$  et  $\frac{Q_{\text{ext}}\pi r^2}{\Sigma} \times N_2$  seront notées respectivement  $\alpha_{\text{sca}1}$ ,  $\alpha_{\text{sca}2}$ ,  $\alpha_{\text{ext}1}$  et  $\alpha_{\text{ext}2}$

Avec ces notations, les valeurs respectives pour  $I$  et  $Q$  (les deux premiers paramètres de Stokes qui sont mesurés par le LSU) à travers le système optique entier et mesurées à  $90^\circ$  d'angle de phase sont :

$$I = (1 - \alpha_{\text{ext}2} + \alpha_{\text{sca}2} \times S_{11}(180^\circ)) \times S_{11}(90^\circ) \times (1 - \alpha_{\text{ext}1} + \alpha_{\text{sca}1} \times S_{11}(180^\circ)) \quad (2.8)$$

$$Q = (1 - \alpha_{\text{ext}2} + \alpha_{\text{sca}2} \times S_{11}(180^\circ)) \times S_{12}(90^\circ) \times (1 - \alpha_{\text{ext}1} + \alpha_{\text{sca}1} \times S_{11}(180^\circ)) \quad (2.9)$$

Les valeurs que nous cherchons à mesurer étant respectivement  $S_{11}(90^\circ)$  et  $S_{12}(90^\circ)$ , nous voyons que les intensités sont modifiées, mais que le degré de polarisation  $P = -Q/I$  reste identique. La présence de particules sur la fenêtre n'entraîne donc a priori pas de modification des mesures polarimétriques.

*b) Calcul avec une polarisation incidente circulaire avec une erreur de 1%*

Si on considère à présent que le vecteur de Stokes de la lumière injectée dans la chambre n'est pas idéalement circulairement polarisé (avec une erreur de l'ordre de 1% comme déterminé lors de l'étude du prisme de Fresnel, voir 2.3.3), ce vecteur de Stokes peut s'exprimer comme  $(1, d_1, d_2, 1 - d)$  avec  $d_1$ ,  $d_2$  et  $d$  de l'ordre de 1%.

Les paramètres  $I$  et  $Q$  mesurés dans le cas de fenêtres propres sont alors :

$$I = S_{11}(90^\circ) + d_1 \times S_{12}(90^\circ) \quad (2.10)$$

$$Q = d_1 \times S_{11}(90^\circ) + S_{12}(90^\circ) \quad (2.11)$$

ce qui nous donne une expression de l'erreur sur le degré linéaire de polarisation :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\frac{d_1 S_{11}(90^\circ) + S_{12}(90^\circ)}{d_1 S_{12}(90^\circ) + S_{11}(90^\circ)} - \frac{S_{12}(90^\circ)}{S_{11}(90^\circ)}}{S_{12}(90^\circ)/S_{11}(90^\circ)} = \frac{d_1(1 - P^2)}{d_1 P - 1} \times \frac{1}{P} \quad (2.12)$$

Si  $d_1 = 0,01$  on voit que  $\frac{\Delta P}{P} < 0,01$  et  $\frac{\Delta P}{P}$  tend vers la valeur limite de 0,01 quand  $P$  tend vers 0. Une erreur de 1% pour la polarisation circulaire produit donc une erreur de moins de 1% pour les mesures du degré de polarisation linéaire.

Si les fenêtres sont recouvertes de particules les valeurs mesurées sont modifiées de la façon suivante :

$$I = (1 - \alpha_{\text{ext}2} + \alpha_{\text{sca}2} \times S_{11}(180^\circ)) \times (S_{11}(90^\circ) + d_1 \times S_{12}(90^\circ)) \times (1 - \alpha_{\text{ext}1} + \alpha_{\text{sca}1} \times S_{11}(180^\circ)) \quad (2.13)$$

$$Q = (1 - \alpha_{\text{ext}2} + \alpha_{\text{sca}2} \times S_{11}(180^\circ)) \times (d_1 \times S_{11}(90^\circ) + S_{12}(90^\circ)) \times (1 - \alpha_{\text{ext}1} + \alpha_{\text{sca}1} \times S_{11}(180^\circ)) \quad (2.14)$$

Il apparaît immédiatement que la présence des particules ne gêne pas plus les mesures que dans le cas précédent.

Cependant, la lumière qui traverse les particules collées à la surface de la fenêtre peut être légèrement déviée par la présence des particules. En fait, nous avons vu dans les paragraphes précédents que les analyseurs font des mesures avec une précision de  $\pm 0,05^\circ$  en angle de phase. Si on considère donc que les particules localisées sur la fenêtre ont des matrices de Mueller non diagonales à  $180^\circ$  (dû à une moyenne par exemple sur  $\pm 1^\circ$ ) et en faisant l'hypothèse qu'il y a le même nombre de particules sur la fenêtre d'entrée que sur les fenêtres d'observations ( $N_1 = N_2 = N$ ), les calculs donnent les expressions suivantes pour  $I$  et  $Q$  :

$$I = S_{11}(90^\circ) \times [\alpha_{\text{sca}}^2 \times S_{12}(180^\circ)^2 + (1 - \alpha_{\text{ext}} + \alpha_{\text{sca}} \times S_{11}(180^\circ))^2] + 2\alpha_{\text{sca}} \times S_{12}(90^\circ) \times S_{12}(180^\circ) \times (1 - \alpha_{\text{ext}} + \alpha_{\text{sca}} \times S_{11}(180^\circ)) \quad (2.15)$$

$$Q = S_{12}(90^\circ) \times [\alpha_{\text{sca}}^2 \times S_{12}(180^\circ)^2 + (1 - \alpha_{\text{ext}} + \alpha_{\text{sca}} \times S_{11}(180^\circ))^2] + 2\alpha_{\text{sca}} \times S_{11}(90^\circ) \times S_{12}(180^\circ) \times (1 - \alpha_{\text{ext}} + \alpha_{\text{sca}} \times S_{11}(180^\circ)) \quad (2.16)$$

La différence entre ces valeurs et les vraies valeurs que l'analyseur devrait mesurer dépend à présent du carré du nombre de particules collées à la surface de la fenêtre. Par ailleurs,  $\alpha_{\text{ext}} \ll 1$  et  $\alpha_{\text{sca}} \ll 1$ , sinon les fenêtres seraient entièrement recouvertes de particules. On peut donc en première approximation ne garder que les termes de premier ordre en  $\alpha_{\text{ext}}$  et  $\alpha_{\text{sca}}$ , ce qui donne :

$$I = S_{11}(90^\circ) \times [1 - 2\alpha_{\text{ext}} + 2\alpha_{\text{sca}} \times S_{11}(180^\circ)] + 2\alpha_{\text{sca}} S_{12}(90^\circ) \times S_{12}(180^\circ) \quad (2.17)$$

$$Q = S_{12}(90^\circ) \times [1 - 2\alpha_{\text{ext}} + 2\alpha_{\text{sca}} \times S_{11}(180^\circ)] + 2\alpha_{\text{sca}} S_{11}(90^\circ) \times S_{12}(180^\circ) \quad (2.18)$$

ce qui donne l'expression :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{2\alpha_{\text{sca}}S_{12}(180^\circ)(1 - P^2)}{2\alpha_{\text{sca}}S_{12}(180^\circ)P - (1 - 2\alpha_{\text{ext}} + 2\alpha_{\text{sca}}S_{11}(180^\circ))} \times \frac{1}{P} \quad (2.19)$$

Cette expression ressemble beaucoup à celle obtenue précédemment, il faut ainsi garder la valeur de  $2\alpha_{\text{sca}} \times S_{12}(180^\circ)$  inférieure à 0,01 pour avoir moins de 1% d'erreur sur la mesure due à la présence de particules sur la fenêtre. Pour une matrice de Mueller normalisée à 1 sur l'espace,  $S_{12}(180^\circ \pm 1^\circ)$  est inférieur à 1 puisque  $S_{12}(180^\circ) = 0$  et  $S_{11}(180^\circ \pm 1^\circ)$  est de l'ordre de 1. Il y aura donc très peu de contamination des mesures par les particules déposées sur les vitres si  $\alpha_{\text{sca}} < 0,005$  ce qui correspond à  $N < 10000$  particules sur toute la fenêtre, soit  $N < 625$  particules pour un millimètre carré.

Nous avons donc déterminé un critère de propreté des fenêtres en termes de nombre de particules déposées sur la surface des fenêtres. Pour une étude encore plus complète, il serait judicieux de prendre en compte d'autres facteurs comme la forme non sphérique des particules et la diffusion multiple qui pourrait exister sur des fenêtres très sales.

## 2.2.6 Bilan

Cette section a été dédiée à l'étude théorique de l'optique de l'instrument d'analyse de la lumière diffusée. Le modèle de Mie, adapté à l'étude des analyseurs, a permis d'établir les dynamiques de détection, mais aussi que les performances de l'appareil sont améliorées en augmentant le nombre de détecteurs (au moins 24), pour des mesures du visible jusqu'au proche infrarouge et en veillant à la précision des angles de phase ( $< 0,1^\circ$ ). Le signal attendu sur les détecteurs a été déterminé de l'ordre de  $10^{-10}$  W. Grâce à ces données, les différents composants optiques de l'expérience peuvent maintenant être analysés et testés sur table pour vérifier leur utilisation optimale au sein de l'instrument.

## 2.3 Chaîne optique du LSU, choix et tests des différents éléments

### 2.3.1 Principe de l'expérience

Comme cela a déjà été présenté dans les parties 2.1 et 2.2, le but de l'anneau d'analyse de la lumière diffusée (LSU) est de permettre la mesure des courbes de phase en intensité et en polarisation de la lumière diffusée par des grains solides en cours d'agglomération, pour trois longueurs d'onde différentes et pour des angles de phase répartis sur  $180^\circ$  en tâchant de s'approcher au maximum des petits angles de phase.

Comme illustré en figure 2.6, on éclaire avec une source de lumière les grains et les agrégats qui se trouvent dans un volume où règnent des conditions de faible pression et de micropesanteur. Idéalement, la source de lumière doit être dépolarisée pour ne pas favoriser de direction particulière et correspondre le plus possible à une source naturelle comme le Soleil. La polarisation de la lumière diffusée par les grains et leurs agrégats est alors analysée simultanément pour un maximum d'angles de phase suivant deux directions orthogonales, respectivement perpendiculaire et parallèle au plan de diffusion. Les signaux lumineux  $I_{\perp}$  et  $I_{\parallel}$  correspondants sont détectés et enregistrés électroniquement.

Les différents sous-ensembles et les caractéristiques qui ont conduit à leur choix sont maintenant présentés plus en détail, des sources de lumière aux analyseurs en tenant en particulier compte des contraintes importantes d'achromaticité sur toute la chaîne optique de l'expérience qui doit fonctionner du visible au proche infrarouge. Ensuite, nous présentons les analyseurs et les autres éléments optiques qui ont été retenus.

La plupart des éléments de ce sous-ensemble ont été définis au sein de l'entreprise d'optique Lambda-X s.a. et du Microgravity Research Center de l'Université Libre de Bruxelles, à partir des contraintes énoncées par les scientifiques en vue d'améliorer le principe de l'expérience en tenant compte des choix effectués pour CODAG-LSU. J'ai pris part aux diverses réunions de projet relatives à la définition du module. Ensuite, j'ai participé chez Lambda-X s.a. à l'étude théorique des différents éléments constituant le dispositif optique de l'expérience et aux manipulations expérimentales pour, entre autres, définir correctement la géométrie des analyseurs, valider la chaîne optique et vérifier le principe de fonctionnement d'un nouvel instrument de mesure des 4 paramètres de Stokes.

Les descriptions des principes de fonctionnement des éléments optiques s'inspirent de différents ouvrages (par exemple, Bruhat, 1965; Huard, 1993).

### 2.3.2 Sources de lumière

#### Critères de sélection

Le choix des sources de lumière est soumis à des contraintes scientifiques et techniques présentées dans le tableau suivant :

<b>Contraintes et critères à respecter</b>
1. La lumière naturelle émise par le Soleil n'est pas polarisée ⇒ Onde électromagnétique incidente non polarisée
2. Différentes longueurs d'onde pour voir les effets de couleur ⇒ Lumière dans le domaine visible ou proche infrarouge pour faciliter la mise au point de l'alignement et comparer les résultats des observations astronomiques

<p>3. Les propriétés de la lumière diffusée sont sensibles au changement de longueur d'onde</p> <p>⇒ Gamme de longueur d'onde la plus large possible dans le visible pour bien mettre en évidence les variations</p> <p>⇒ Bande passante faible en longueur d'onde pour avoir une bonne précision sur la longueur d'onde mesurée</p>
<p>4. Les propriétés de la lumière diffusée dépendent de la forme géométrique du faisceau</p> <p>⇒ Faisceau le plus circulaire possible</p>
<p>5. Contraintes liées à l'environnement spatial</p> <p>⇒ Légèreté, faible volume et faible consommation de la source</p>
<p>6. Le milieu diffusant est optiquement mince, donc le signal à détecter n'est qu'une faible proportion du faisceau incident</p> <p>⇒ Puissance lumineuse du faisceau incident suffisamment élevée pour avoir un signal mesurable</p>
<p>7. La linéarité de la dépendance en longueur d'onde mise en évidence par les observations astronomiques suggère l'utilisation de sources à au moins trois longueurs d'onde</p> <p>⇒ Sources issues d'une même technologie pour éviter les différences pour le faisceau incident : géométrie et puissance d'entrée</p>
<p>8. L'éclairage des trois faisceaux lumineux doit être séparé dans le temps</p> <p>⇒ Utilisation de séparation mécanique ou électronique</p>

L'une des limites à la puissance des sources est l'effet de pression de rayonnement sur les grains et les agrégats, car il faut faire attention à ne pas perturber l'état de micropesanteur dans lequel se trouve l'expérience. Une analyse a montré que dans le cas des grains de  $\text{SiO}_2$  considérés pour cette expérience, une valeur de puissance à l'injection jusqu'à 35 mW est compatible avec cette condition de non-perturbation de l'état des grains (qui seront par ailleurs soumis à des effets thermophorétiques et photophorétiques du système de manipulation des particules, voir Lasue, 2003).

### Solution retenue : les diodes laser

Pour satisfaire à toutes les contraintes, nous avons retenu la technologie des diodes laser. Elles constituent une source lumineuse assez facilement spatialisable, commode d'utilisation comme dans le cas de CODAG-SRE et occupant un volume très faible par rapport à toutes les autres solutions.

Pour éviter au maximum les artefacts dus aux différences entre les trois sources, l'accent a



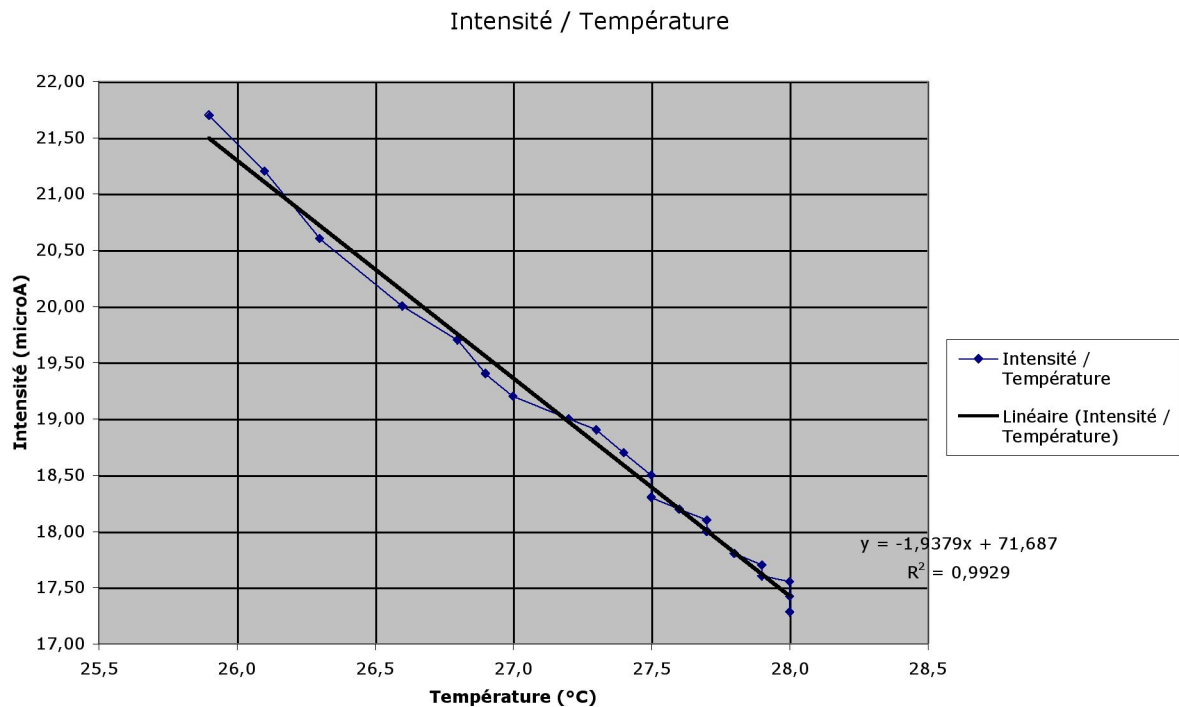


FIG. 2.14 – Variation de l'intensité de sortie d'une diode laser en fonction de la température de la diode.

été mis sur l'utilisation de diodes ayant des caractéristiques aussi proches que possible les unes des autres. Elles ont aussi l'avantage d'avoir une puissance de sortie en continu, ce qui entraîne moins de variations de celle-ci. Cependant, les variations d'intensités induites par les fluctuations d'alimentation et de température sont les plus importantes et nécessitent un bon contrôle de ces deux paramètres, comme illustré en figure 2.14 obtenue lors des tests en laboratoire.

Un point important dans le choix des longueurs d'ondes utilisées est qu'il est plus facile de les aligner lorsqu'elles émettent dans le visible. C'est pourquoi le choix s'est porté sur des diodes lasers disponibles dans le commerce couvrant un large spectre de longueurs d'onde, par exemple de 408, 635 et 830 nm. De telles valeurs sont également comparables à celles utilisées pour les observations polarimétriques des objets du système solaire.

La forme géométrique du faisceau en sortie de la diode laser doit être préférablement circulaire pour des raisons évidentes de symétrie. Le faisceau d'une diode laser standard est en général elliptique avec des rapports du grand axe au petit qui peuvent aller de 2 à 7 dans le pire des cas. Il existe dans le commerce des diodes lasers circularisées, mais le rapport des axes obtenu dans ce cas est de 1,2 (ce qui est insuffisant), et leur puissance est limitée. La solution retenue est d'utiliser des diodes laser standard mais de leur adjoindre un dispositif de circularisation constitué de prismes anamorphiques.

La disposition des lasers est un choix délicat. Une solution satisfaisante serait de les aligner de façon à ce qu'ils éclairent systématiquement le même volume expérimental. Cette solution plus facile à mettre en œuvre du point de vue de l'alignement des éléments optiques nécessite la présence d'une lame quart d'onde précise et achromatique dans le visible. Les spécifications d'un tel élément optique restent à confirmer, mais vues les contraintes supplémentaires que présente une injection par trois ouvertures, tant du point de vue de l'alignement que de celui de l'étalonnage, cette dernière solution n'est pas envisagée actuellement.

Voici un tableau présentant un résumé des solutions retenues pour chaque contrainte évoquée :

Contraintes	Options retenues
2+4+7	Technologie laser
4+7	Diode laser
1	Adjonction d'un dispositif optique fournissant une polarisation circulaire ⇒ Aucune direction de polarisation n'est privilégiée, et le taux de polarisation linéaire est nul
3	Adjonction d'un dispositif optique pour circulariser le faisceau
5	Longueurs d'onde dans le visible et le proche infrarouge
6	Puissance maximale des diodes laser
8	Séparation temporelle des faisceaux par contrôle électronique de l'alimentation

### Séparation temporelle de l'éclairage

Un autre problème dû à l'utilisation de trois sources de lumière différentes est soulevé par la technique de séparation temporelle de l'éclairage, puisque chaque instrument de mesure possède une source d'éclairage distincte et que des plages de mesure du bruit de fond sont prévues régulièrement.

Il est possible de séparer mécaniquement les trois faisceaux en utilisant un "chopper", c'est-à-dire une lame qui tourne régulièrement et fait passer successivement l'un ou l'autre des trois faisceaux par un trou. Cette technique permet de garder une alimentation continue des diodes. Les désavantages sont les variations dans l'éclairage fourni puisque le faisceau est étendu spatialement, l'étalonnage de la vitesse de rotation pour ne pas avoir de décalage, ainsi que des problèmes d'encombrement dus à l'alimentation séparée du moteur.

Une autre technique de séparation des faisceaux consiste à utiliser une coupure électronique

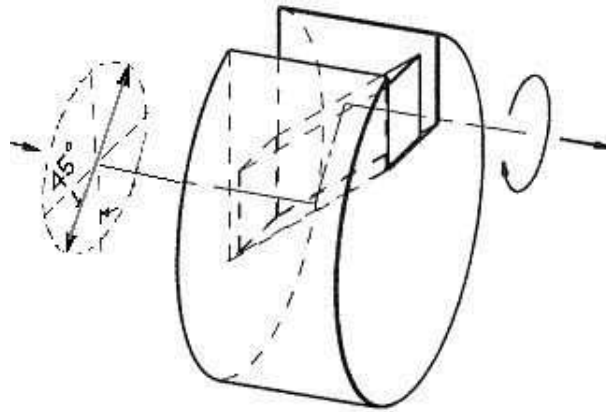


FIG. 2.15 – Schéma de fonctionnement du rhomboèdre de Fresnel (Karl Lambrecht Corp.)

qui joue sur l'alimentation des diodes laser. Cette solution règle les problèmes mécaniques du chopper, mais nécessite l'emploi d'une électronique très précise. Nous avons étudié en laboratoire la qualité d'une séparation électronique de l'éclairage d'une diode laser à 658 nm du type de celles que nous comptons utiliser pour l'expérience. Nous avons pu montrer que des impulsions de quelques millisecondes nous permettaient un éclairage approximativement constant pour le cas d'une impulsion de 2,5 ms.

### 2.3.3 Système de polarisation des sources

#### Critères de sélection

L'importance d'un éclairage dépolarisé pour retrouver des conditions proches de l'environnement naturel des grains a déjà été évoquée. Cependant, obtenir ce genre d'éclairage avec une source cohérente est impossible. Comme présenté au chapitre 1.2, la lumière diffusée par les particules est décrite complètement par quatre paramètres appelés les paramètres de Stokes et l'interaction entre la lumière et les petits grains est représentée par la matrice de Mueller. Dans le cas de grains sphériques ou de grains irréguliers orientés aléatoirement, une lumière incidente polarisée linéairement à  $45^\circ$  et une lumière incidente polarisée circulairement sont toutes deux envisageables pour ne favoriser aucune des deux directions privilégiées mesurées.

Nous avons choisi d'éclairer le volume utile avec une source polarisée circulairement, comme cela avait déjà été effectué dans le cadre de CODAG-SRE (Levasseur-Regourd et al., 1999b) en utilisant un prisme polariseur de Glan-Foucault suivi d'une lame quart d'onde. En effet, cet état de la lumière ne favorise aucune des deux directions observées. Cependant, les lames quart d'onde achromatiques sont peu précises car leur épaisseur doit être définie à une fraction de longueur d'onde près.

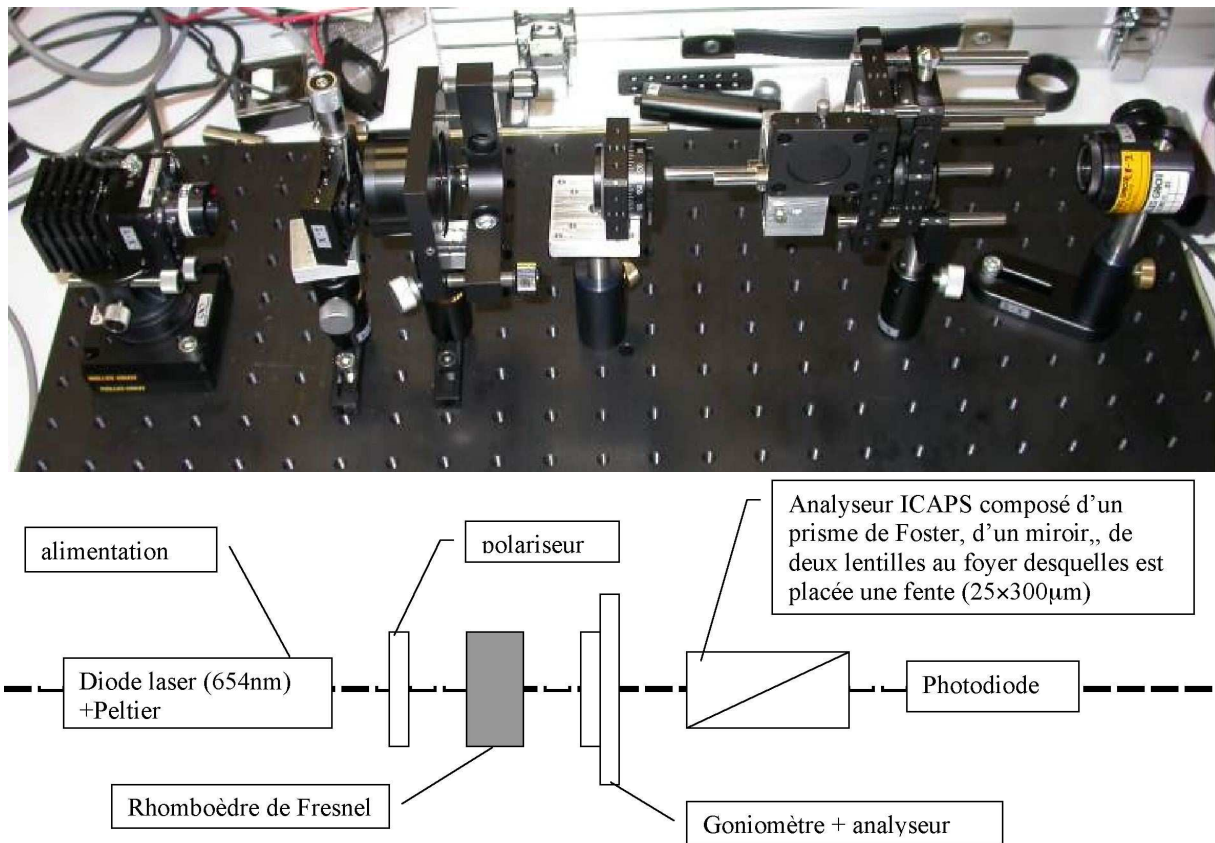


FIG. 2.16 – Schéma du montage optique de test du rhomboèdre de Fresnel pour les essais sur table (<http://www.Lambda-X.com>)

Il existe toutefois un prisme jouant le rôle de lame quart d'onde achromatique : le rhomboèdre de Fresnel (Bruhat, 1965). Il est constitué d'un cristal taillé en parallélépipède (voir figure 2.15). Pour obtenir une lumière polarisée circulairement en sortie, on injecte en entrée une lumière linéairement polarisée à  $45^\circ$  de l'axe principal du prisme. Chaque réflexion totale à l'intérieur du prisme introduit un déphasage entre les composantes parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. L'angle d'entrée est tel que les deux réflexions introduisent un déphasage de  $90^\circ$  à la sortie du prisme. On obtient donc une lumière circulairement polarisée en sortie.

### Tests sur table du rhomboèdre de Fresnel

Nous avons testé l'élément RFR 400 de Bernhardt Halle (qui fonctionne dans le visible et le proche infrarouge) sur banc optique pour valider le concept de polarisation achromatique des sources. L'erreur sur la polarisation circulaire sur l'intervalle de longueurs d'onde considéré doit être de moins de 1 % (voir figure 2.17). Le montage utilisé pour les tests est représenté en figure 2.16. Pour déterminer les caractéristiques du rhomboèdre de Fresnel nous utilisons

deux polariseurs. Celui qui se trouve en amont du rhomboèdre doit être placé à  $45^\circ$  des axes optiques du rhomboèdre. L'analyseur placé en aval nous donne l'intensité polarisée dans la direction spécifique du polariseur. Cette intensité doit être pratiquement constante dans le cas d'une lumière polarisée circulaire.

Nous déterminons d'abord la précision des polariseurs utilisés sans la lame quart d'onde. Le taux de polarisation est ici de 99,7% et l'écart-type par rapport à une courbe théorique est de 0,6%. Ces éléments nous permettront donc de déterminer des imprécisions du rhomboèdre de l'ordre du pourcent.

Par ailleurs, pour tester l'achromatisme du rhomboèdre de Fresnel, nous utilisons des sources éclairant respectivement à 450, 540, 650 et 830 nm, ce qui correspond à une bonne approximation du spectre d'ICAPS-PE, du visible au proche infrarouge.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus pour ces tests :

<b>Longueur d'onde</b>	450 nm	540 nm	650 nm	830 nm
Absorption	2%	10%	5%	
Intensité moyenne	1,022 $\mu$ W	10,62 $\mu$ W	2,05 mW	31,2 $\mu$ W
Ecart-type	0,37%	0,29%	1,02%	0,41%
Intensité minimum	1,015 $\mu$ W	10,56 $\mu$ W	2,02 mW	30,96 $\mu$ W
Intensité maximum	1,027 $\mu$ W	10,66 $\mu$ W	2,09 mW	31,41 $\mu$ W
Erreur	$\pm 0,7\%$	$\pm 0,5\%$	$\pm 2\%$	$\pm 0,8\%$

Les précisions obtenues pour la circularisation de la polarisation à la sortie du rhomboèdre de Fresnel sont très satisfaisantes pour l'état de polarisation de la lumière incidente, avec un écart-type inférieur au pourcent.

Toutefois, il est important de noter que l'angle d'incidence est un paramètre extrêmement sensible pour obtenir de telles précisions (données constructeur Bernhardt Halle présentées en figure 2.17, référence RFR 400). Comme indiqué sur les courbes du constructeur, l'imprécision dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. On voit sur la courbe de précision que si on se place avec un alignement parfait à 658 nm, on ne s'éloignera pas de plus de 1% de la précision voulue à 440 et 830 nm.

Il pourra également être envisagé d'adapter l'angle d'incidence en fonction des longueurs d'onde choisies pour avoir la meilleure précision de polarisation circulaire. Cependant, il faudra tenir compte du fait qu'un décalage des sources d'entrée pour qu'elles aient toutes un angle d'incidence optimal se répercutera sur le volume éclairé au centre de la chambre. En effet, un décalage de  $0,5^\circ$  au niveau des sources se traduit par un décalage d'environ 1 mm au centre de la chambre ; à comparer aux 4 mm de largeur du faisceau lumineux.

Enfin, il est à noter qu'une imprécision au niveau de la polarisation circulaire a peu d'influence sur le résultat des mesures si elle se traduit par une composante de polarisation linéaire

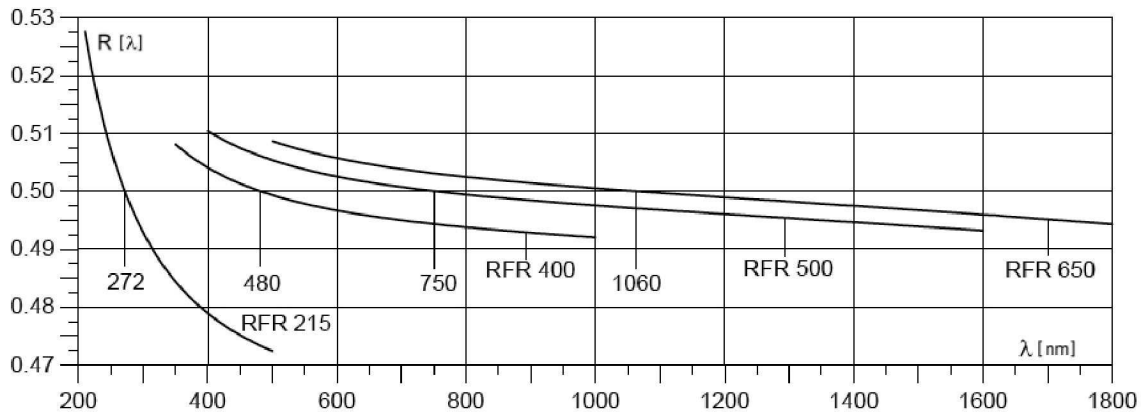


FIG. 2.17 – Courbes de précision du rhomboèdre de Fresnel. L'élément que nous avons testé est indiqué par le code RFR 400. Données constructeur Bernardt Halle.

à  $45^\circ$  du plan de diffusion.

En conclusion, cet élément optique présente les bonnes caractéristiques pour être utilisé comme lame quart d'onde achromatique pour l'injection de la lumière dans la chambre d'ICAPS-PE.

### 2.3.4 Système d'analyse de polarisation

#### Critères de sélection

Le choix du prisme séparateur de polarisation est soumis à des contraintes scientifiques et techniques présentées dans le tableau suivant :

Contraintes
1. Utilisation de trois longueurs d'onde dans le domaine visible et proche infrarouge ⇒ Achromatisme de l'analyseur
2. Précision de la mesure ⇒ Qualité de la séparation des deux composantes
3. Géométrie du faisceau laser ⇒ Diamètre de l'analyseur plus grand que celui du faisceau laser

Pour séparer les deux composantes de la polarisation, il est classique d'utiliser des prismes analyseurs. Ce genre de cube analyseur a déjà été utilisé pour CODAG-SRE. Il offrait alors une bande passante de 20 nm qui ne peut être reprise dans notre cas, puisque nous voulons effectuer les mesures pour trois longueurs d'onde différentes. Un cube analyseur à large bande passante ([450 nm : 700 nm]) est utilisé pour les mesures de l'expérience PROGRA<sup>2</sup> actuelle.

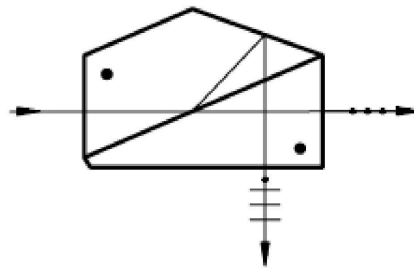


FIG. 2.18 – Principe de fonctionnement du prisme de Foster (Bernardt Halle).

Deux possibilités peuvent être envisagées (Bruhat, 1965) : Le prisme de Wollaston offre une grande pureté dans la séparation des composantes polarisées ( $10^{-6}$  en erreur relative pour chaque composante). Cependant, l'angle que font les deux faisceaux en sortie du prisme dépend fortement de la longueur d'onde : les composantes polarisées sont séparées par la différence d'indice du cristal pour l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire qui le traverse. Cet indice dépend de la longueur d'onde, ce qui modifie la valeur de l'angle de séparation en sortie. Les données du constructeur (Bernhardt Halle) conduisent à une variation de plus ou moins un degré sur la gamme de longueurs d'onde étudiée. Ceci est gênant pour le positionnement du diaphragme placé devant les photodiodes. Il est envisageable de résoudre le problème en focalisant le faisceau entrant et en utilisant des prismes correcteurs.

Un autre analyseur possible est le prisme de Foster. Dans ce cas, le chromatisme ne joue plus, puisque les deux composantes polarisées sont séparées par réflexion. Cependant, il convient de s'assurer que la pureté de séparation des deux composantes polarisées est adéquate ( $10^{-6}$  pour le faisceau transmis;  $10^{-2}$ – $10^{-4}$  pour le faisceau réfléchi selon les données du constructeur). L'angle séparant les deux faisceaux de sortie est toujours de  $90^\circ$ , ce qui simplifie l'optique de l'analyseur. Des tests sur table du prisme de Foster ont été effectués afin de confirmer son utilisation dans le cadre d'ICAPS-PE.

### Tests sur table du prisme de Foster

Le prisme de Foster est un élément optique qui permet de séparer deux polarisations perpendiculaires. L'une des deux polarisations est déviée par réflexion, ce qui explique l'achromatisme de l'élément optique, comme illustré par le schéma de fonctionnement en figure 2.18. Nous appellerons désormais rayon 1 le rayon non dévié et rayon 2 le rayon dévié.

Pour déterminer les caractéristiques du prisme de Foster, nous utilisons la chaîne optique

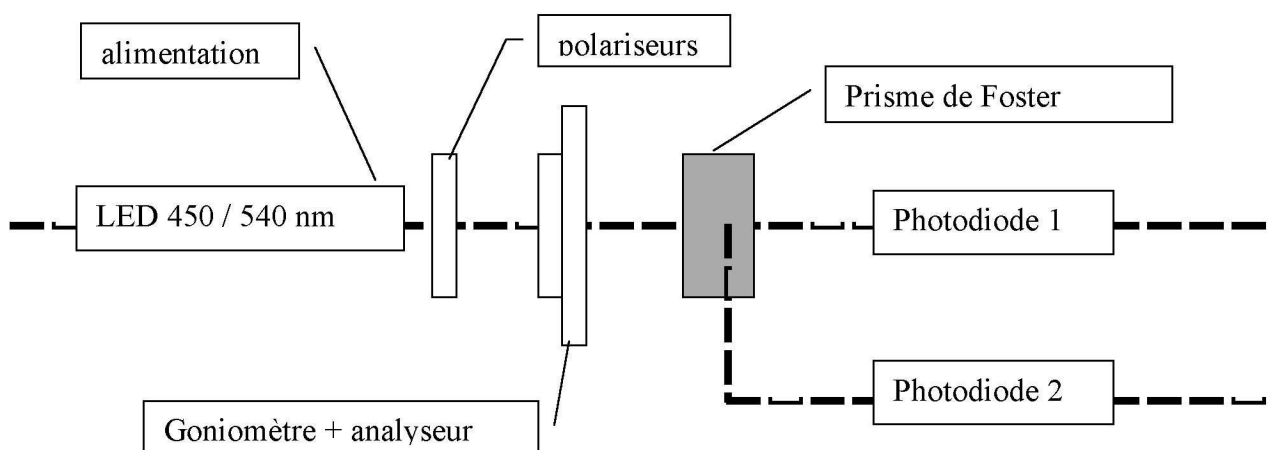


FIG. 2.19 – Schéma du montage pour les tests du prisme de Foster.

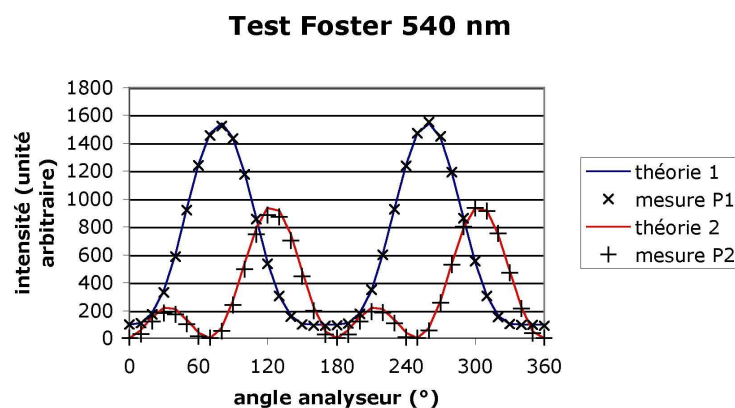


FIG. 2.20 – Points de mesure à 540 nm comparés aux courbes théoriques.

représentée en figure 2.19. La source constituée par une LED (à 450 ou 540 nm) ou un laser (à 830 nm). Ensuite, se trouve un autre polariseur que l'on peut faire tourner à l'aide d'un goniomètre ; enfin, se trouve le bloc analyseur constitué du prisme de Foster et des deux photodiodes placées juste derrière les diaphragmes. Le signal attendu sur les photodiodes 1 et 2 est tel que la somme  $P_1 + P_2 = I \times \cos(\rho)^2$  où  $\rho$  désigne l'angle que fait le deuxième polariseur par rapport au premier et  $I$  l'intensité incidente sur le bloc d'analyse du LSU. Il vient :

$$P_1 = I \times \cos(\Theta - \rho)^2 \times \cos(\rho)^2 \quad (2.20)$$

$$P_2 = I \times \cos(\Theta - \frac{\pi}{2} - \rho)^2 \times \cos(\rho)^2 \quad (2.21)$$

avec  $\Theta$ , l'angle entre le prisme de Foster et le deuxième polariseur. On peut voir en figure 2.20 que les points de mesure sont presque parfaitement superposés aux courbes théoriques.



La moyenne et les écart-types de la différence entre les courbes théoriques et les courbes mesurées ainsi que ceux des courbes sommées (pour l'intensité totale) sont toutes en-dessous de 1% de l'intensité totale mesurée pour 450 nm. Pour 540 nm nous avons la même précision mais elle peut atteindre les 1,5% de l'intensité totale mesurée pour la branche 2.

Le tableau suivant présente les absorptions et extinctions (rapport intensité maximale sur intensité minimale) du prisme de Foster aux différentes longueurs d'onde :

Longueur d'onde	450 nm	540 nm	830 nm
Absorption (rayon 1)	9,6 %	6 %	
Extinction	< 0,33 %	< 0,01 %	< 0,1 %

Ces mesures montrent que le Foster a un comportement suffisamment précis pour les longueurs d'onde testées.

### 2.3.5 Pièges à lumière

Le but du piège à lumière est d'absorber toute la lumière non diffusée par les grains afin d'éviter les réflexions intempestives. Deux principes s'éloignant assez peu du dispositif utilisé pour CODAG-SRE (Haudebourg, 2000) sont envisagés pour atteindre ce résultat.

Le premier piège est constitué d'une lentille légèrement penchée pour concentrer les rayons lumineux en évitant les réflexions dans la chambre, suivie par une cavité en forme de cardioïde dont la forme particulière doit empêcher le retour des rayons lumineux par l'ouverture du piège.

Un autre piège à lumière plus simple à mettre en œuvre utilise une succession de quatre réflecteurs absorbants qui empêcheraient également le retour des rayons lumineux. C'est probablement le piège qui sera développé après validation du concept sur table d'essai.

### 2.3.6 Diaphragme et tavelures d'interférence

#### Géométrie du diaphragme

Dans la chambre expérimentale, les grains et leurs agrégats ont une orientation aléatoire et le faisceau laser présente une symétrie de révolution. La lumière est donc diffusée de façon symétrique autour de l'axe optique.

On désire mesurer l'intensité diffusée dans un angle de phase précis (résolu à  $\pm 0,05^\circ$ , voir 2.2.2). Optiquement, l'angle solide de diffusion perçu par l'analyseur (et par conséquent l'angle de phase), est déterminé par le diaphragme placé au plan focal de la lentille. L'ouverture du diaphragme définit la résolution angulaire de l'instrument (voir figure 2.11). Dans l'état actuel de définition du diamètre de la chambre et compte tenu de l'encombrement mécanique des analyseurs et du diamètre du faisceau laser, l'angle minimal d'observation atteint  $5^\circ$ .

Un trou de diamètre  $30\ \mu\text{m}$  pour une focale de  $22\ \text{mm}$  est suffisant pour obtenir une résolution de  $\pm 0,05^\circ = \frac{180 \times 30}{\pi \times 22000}$ . Cependant, une surface collectrice aussi petite limite fortement l'intensité qui arrive sur la photodiode. Une façon élégante d'augmenter cette intensité est d'utiliser la symétrie de révolution déjà évoquée pour changer la forme de l'ouverture en rectangle plutôt que de garder un cercle. Une fente de dimensions  $312\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$  augmente significativement l'aire du diaphragme sans compromettre la résolution angulaire de l'instrument.

Même si elle est très petite, l'extension verticale du trou entraîne une erreur sur la détection des composantes en polarisation de la lumière diffusée. Nous cherchons ici à quantifier cette erreur. En utilisant une fente plutôt qu'un trou circulaire, l'angle de diffusion a une certaine déviation par rapport au plan de diffusion. L'angle maximal de déviation pour une lentille de focale  $22\ \text{mm}$  et une fente de demi-hauteur  $156\ \mu\text{m}$  est :

$$\arctan\left(\frac{156\ \mu\text{m}}{22000\ \mu\text{m}}\right) \approx 0,41^\circ \quad (2.22)$$

Cet angle ensuite projeté sur le plan perpendiculaire à l'axe optique et comprenant le détecteur est alors :

$$\arctan\left(\frac{\tan(0,41)}{\sin(5)}\right) = 4,7^\circ. \quad (2.23)$$

L'erreur sur la projection des axes de polarisation tournés de  $4,7^\circ$  est  $(1 - \cos(4,7)) = 0,3\%$ , pour le point le plus extrême. Comme le signal reçu est intégré sur la totalité de l'aire de la fente, l'erreur est donc encore plus faible.

En conclusion, même dans le pire des cas, l'erreur sur la mesure en intensité de la composante polarisée est de  $0,1\%$ . L'utilisation d'une fente au lieu d'un trou circulaire n'affecte donc pas sensiblement la précision de la mesure tout en permettant un gain substantiel en puissance lumineuse.

### Etude des tavelures d'interférence

Quiconque a déjà aperçu une surface éclairée par un laser a dû être frappé par l'aspect granuleux qui s'offre alors à lui. Ce phénomène est connu comme l'effet «speckle». Après interaction avec un matériau présentant des reliefs de l'ordre de la longueur d'onde, la lumière issue d'une source cohérente interfère avec elle-même. Les taches obtenues, appelées tavelures d'interférence ou «speckles», ont une taille dépendant de la géométrie de l'expérience. Puisque les mesures se font dans un très petit angle solide par des grains d'une taille de l'ordre de la longueur d'onde, il faut maximiser l'aire du diaphragme pour recevoir le maximum de signal. Par ailleurs, il faut également s'assurer que la taille des tavelures d'interférence obtenues avec la géométrie d'ICAPS-PE est suffisamment petite pour que le détecteur puisse mesurer

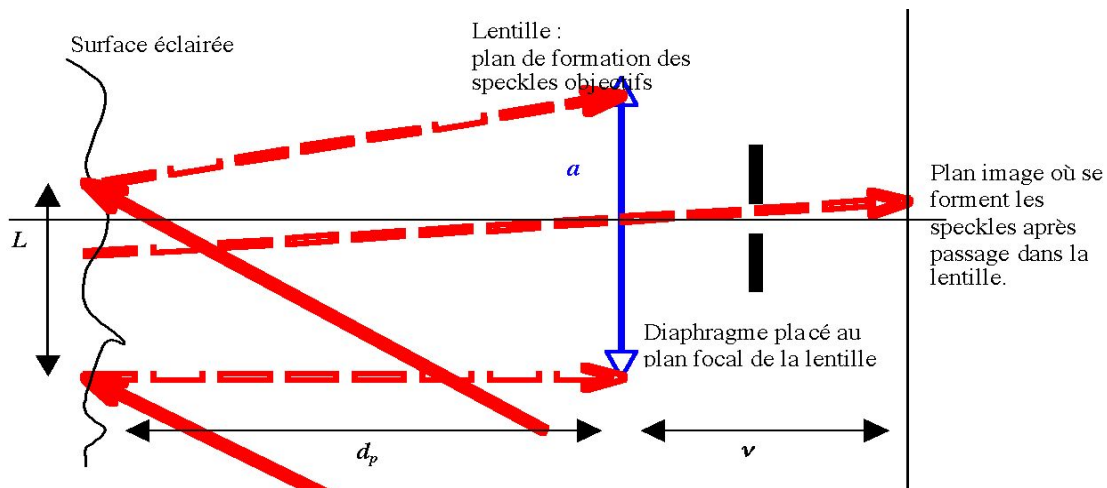


FIG. 2.21 – La taille des tavelures au niveau du diaphragme est entre celle des tavelures objectives formés sur la lentille et des tavelures formées sur le plan image.

une moyenne spatiale pertinente de l'intensité. Dans le cas contraire, l'intensité mesurée serait aléatoire et ne représenterait pas le signal attendu.

L'étude qui suit repose principalement sur la monographie de Jones et Wykes (1989).

Quand l'image d'un objet éclairé par une telle source est formée sur un plan, l'intensité de l'image varie aléatoirement. La taille moyenne des tavelures dépend de la distance au plan,  $d_p$ , et de la taille de la surface éclairée par la lumière incidente,  $L$ . C'est la taille objective des tavelures.

$$d_{1sp} = \frac{\lambda d_p}{L} \quad (2.24)$$

D'autre part, si on utilise un élément optique comme une lentille pour faire l'image, la taille des tavelures formées au plan image est donnée par :

$$d_{2sp} = \frac{2,4\lambda\nu}{a} \quad (2.25)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser,  $a$  le diamètre de l'ouverture de la lentille et  $\nu$  la distance entre la lentille et le plan image. Sachant que le diaphragme est situé au plan focal de la lentille, la taille des tavelures au moment où elles traversent le diaphragme est comprise entre les deux tailles limites déduites de ces formules (voir figure 2.21).

De plus, on peut tout de suite remarquer d'après ces deux formules qu'en théorie, il n'y a pas de dépendance avec le type de matériau diffusant utilisé.

### Dispositif d'ICAPS-PE

Le dispositif de l'expérience ICAPS-PE est représenté en figure 2.22. Les grains et leurs agrégats sont éclairés avec trois longueurs d'ondes distinctes. Le signal diffusé est ensuite analysé

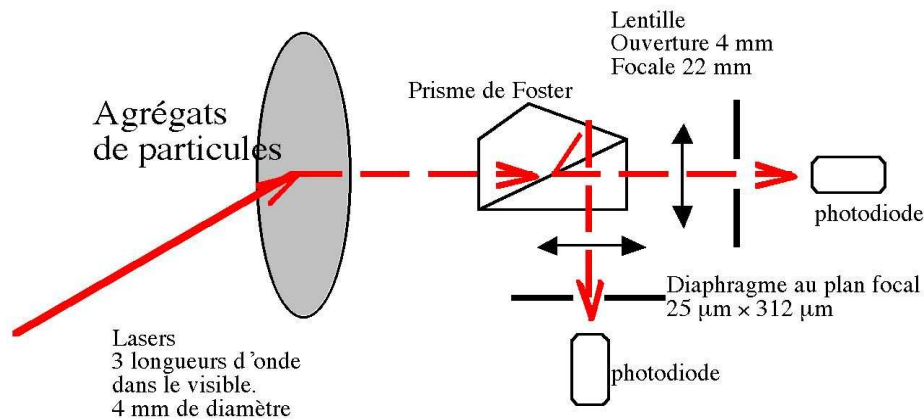


FIG. 2.22 – Schéma de l'expérience ICAPS-PE

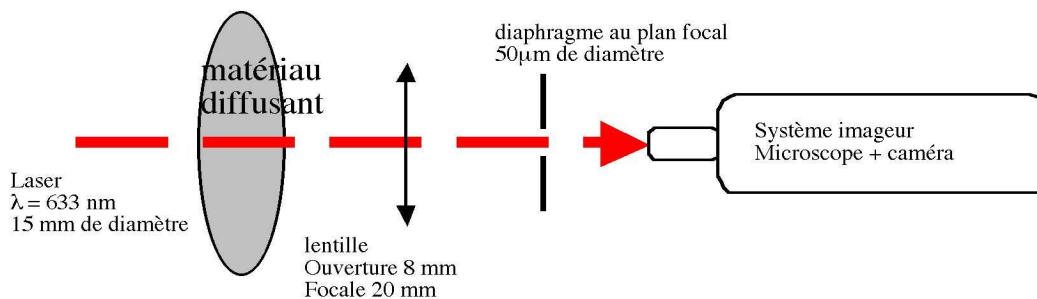


FIG. 2.23 – Montage expérimental d'étude des tavelures.

par un prisme séparateur, une lentille et un diaphragme dont la géométrie détermine l'angle solide observé par la photodiode. La lentille a une ouverture de 4 mm déterminée par le prisme et la géométrie de la chambre. Le diaphragme est rectangulaire de dimensions  $25 \mu\text{m} \times 312 \mu\text{m}$  comme déterminé dans le paragraphe précédent. La taille moyenne des tavelures formées au plan image de la lentille est entre 7 et  $13 \mu\text{m}$  de diamètre. Leur taille moyenne au niveau de la lentille est entre 6 et  $12 \mu\text{m}$  de diamètre. Théoriquement, suffisamment de tavelures (entre 80 et 300) devraient donc traverser le trou pour que la photodiode mesure une moyenne spatiale significative.

### Etude expérimentale

Afin de vérifier le raisonnement précédent, nous avons reproduit aussi fidèlement que possible la géométrie de la chaîne optique d'ICAPS-PE représentée en figure 2.23 avec une source laser

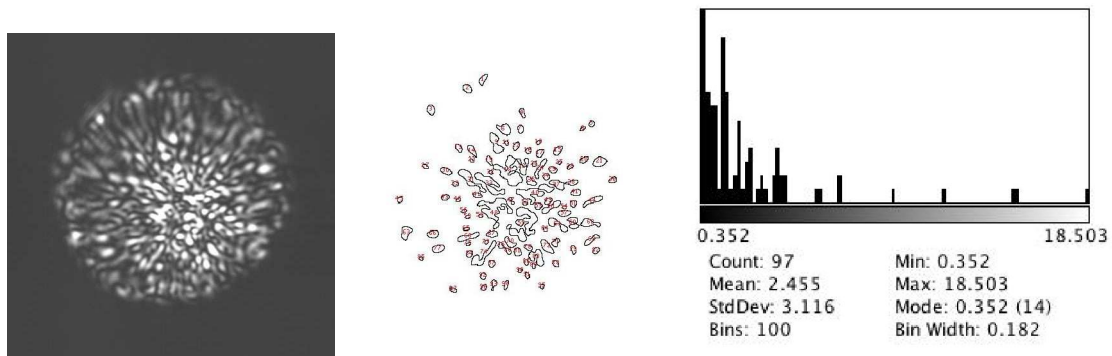


FIG. 2.24 – Image, traitement et histogramme des tavelures pour un diffuseur à  $5^\circ$

	Profil horizontal : nombre de pics=16
	Profil vertical : nombre de pics=14
	Profil $+45^\circ$ : nombre de pics=15
	Profil $-45^\circ$ : nombre de pics=16

TAB. 2.1 – Différents profils d'intensité et nombre de tavelures déterminé pour chaque profil.

de 633 nm. Après diffusion par le matériau, la lumière est collectée par une lentille d'ouverture de 8 mm et de 20 mm de focale. Au plan focal de cette lentille est placé un diaphragme de 50 nm de diamètre. Les tavelures sont imagées à travers le trou en utilisant un objectif de microscope suivi d'une caméra.

La taille attendue pour les tavelures obtenues avec ce dispositif expérimental est entre  $2,5 \mu\text{m}$  de diamètre à la lentille et  $6,5 \mu\text{m}$  de diamètre au plan image. Si la dimension des tavelures varie linéairement entre la lentille et le plan image, la taille des tavelures traversant le diaphragme est de l'ordre de  $5 \mu\text{m}$  et  $\approx 100$  taches lumineuses sont visibles.

Aucune dépendance sensible suivant le type de diffuseur utilisé (diffuseur de  $5^\circ$  à  $60^\circ$ , papier,

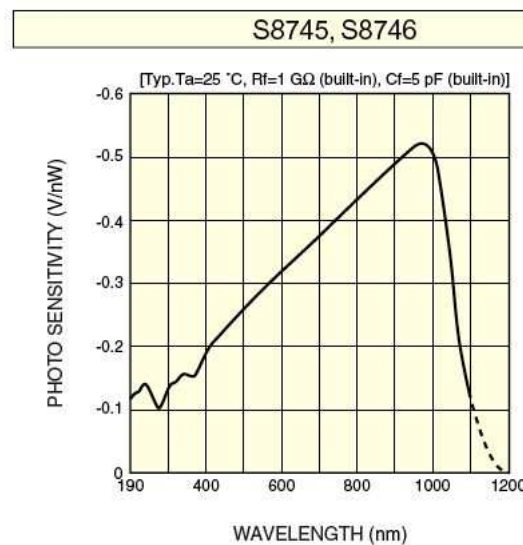


FIG. 2.25 – Spectre de détection des photodiodes (données Hamamatsu).

coton hydrophile...) n'a été mise en évidence. Ainsi, il est probable que les tests effectués ici soient valables en ce qui concerne les grains diffusants dans la chambre d'ICAPS-PE.

La figure 2.24 présente une image obtenue avec un diffuseur à  $5^\circ$ . Le nombre de tavelures détectées est effectivement aux alentours de 100. Cependant, du fait de la proximité des tavelures, il est difficile de les différencier et certaines d'entre elles ont fusionné durant le processus tandis que d'autres non significatives peuvent apparaître. La taille des tavelures est déterminée à partir des profils obtenus pour quatre diamètres séparés de  $45^\circ$  chacun. Il y a un peu plus de 15 tavelures par diamètre. Dans le plan focal, le diamètre moyen d'une tavelure est de  $\approx 3,2 \mu\text{m}$ . Ce n'est pas très éloigné de la valeur prévue par la théorie.

### Bilan de l'étude des tavelures

Grâce à cette simulation expérimentale, nous avons pu confirmer que l'effet des tavelures n'était a priori pas dépendant du type de matériau diffusant utilisé et ainsi valider la démarche utilisée pour définir la géométrie d'ICAPS-PE. Le nombre de tavelures d'interférence est proche de celui prévu par la théorie. Cela confirme donc que le nombre des tavelures est suffisant pour que le signal détecté soit significatif.

### 2.3.7 Récepteurs

Des photodiodes classiques ont été utilisées dans la première version de PROGRA<sup>2</sup> (Worms et al., 1999b). La version actuelle de l'instrument utilise des caméras CCD très sensibles pour l'imagerie (Leutron Vision LV65CE, Renard et al., 2002). Pour des raisons de disponibilités

et de rapidité de mise en œuvre, une galette de CCD (qualifiée spatiale pour l'instrument SPICAM de Mars Express) a été utilisée pour CODAG-SRE (Levasseur-Regourd et al., 1999b; Haudebourg, 2000). Une telle galette de CCD n'étant plus disponible actuellement, l'utilisation classique de photodiodes est envisagée.

Il serait possible d'utiliser des photodiodes à avalanche qui ont l'avantage d'amplifier de faibles signaux. Cependant, ces éléments imposent de fortes contraintes sur le contrôle en température et la tension utilisée, et consomment la plus grande partie de l'énergie électrique disponible pour le module, car il faut environ une cinquantaine de détecteurs pour l'ensemble du LSU. Cette solution n'est donc pas viable.

Il est donc logique de prévoir l'utilisation de photodiodes standard à semi-conducteurs. Les photodiodes S8745 de Hamamatsu ont été testées en laboratoire. Elles ont un large spectre de détection et une sensibilité élevée pour la gamme de longueurs d'onde considérée (voir figure 2.25). Elles ne sont pas sensibles à la polarisation de la lumière incidente, ce qui aurait été rédhibitoire car la lumière qui sort de l'analyseur est polarisée.

Deux photodiodes ont été testées de façon à déterminer leur réponse en fonction de l'intensité incidente et leur limite inférieure et supérieure de sensibilité. La loi de variation avec l'intensité incidente est bien représentée par une relation linéaire (moins de 0,1% d'écart).

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus pour les tests des photodiodes :

Longueur d'onde	450 nm	540 nm	830 nm
Minimum mesuré	190 bits = 33 ( $\pm 1$ ) pW	140 bits = 20 ( $\pm 1$ ) pW	160 bits = 30 ( $\pm 10$ ) pW
Gamme dynamique	$\approx 1050$	$\approx 1200$	

Les photodiodes étudiées sont donc suffisamment sensibles dans le visible et le proche infrarouge pour l'application scientifique ( $3 \times 10^{-11}$  W). Pendant les mesures, le bruit de fond était de l'ordre de 90 bits. A 450 nm, le nombre de bits pour mesurer 30 pW est de l'ordre de 170. L'écart-type par rapport à la valeur moyenne de la mesure est de l'ordre de 6 bits, ce qui donne un bruit d'environ  $6 \times \frac{100}{170-90} = 7,5$  %. Les valeurs sont approximativement les mêmes dans le cas d'une source à 540 nm.

### 2.3.8 Bilan

En conclusion de cette partie, la chaîne optique complète du module d'analyse de diffusion lumineuse pour l'expérience ICAPS-PE a été détaillée des sources lumineuses aux détecteurs. Les différentes contraintes ont été mises en évidence, et les solutions techniques retenues ont été décrites avec leur application dans le cadre de l'expérience finale.

Dans sa configuration actuelle, l'anneau de diffusion lumineuse incorpore des diodes lasers de 400 nm à 830 nm dont la lumière est polarisée circulairement par un prisme de Fresnel. La lumière diffusée par les particules est analysée pour 24 angles de phase de  $0^\circ$  à  $180^\circ$  par un prisme de Foster suivi de deux lentilles avec un diaphragme et de photodiodes très sensibles. La lumière non-diffusée est absorbée par un piège à lumière pour éviter la lumière parasite. Les tests en laboratoire ont validé la précision des éléments optiques et le concept global de l'instrument.

Dans le cadre de l'expérience, l'implémentation d'un nouveau concept de mesure des quatre paramètres de Stokes a été envisagé pour obtenir plus d'information sur les particules.

## 2.4 Etude d'un analyseur des paramètres de Stokes

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'état de polarisation de la lumière est complètement décrit par quatre paramètres (intensité totale, polarisation linéaire, polarisation à  $45^\circ$  et polarisation circulaire) qui forment un quadrivecteur dit vecteur de Stokes. La matrice de Mueller de particules aléatoirement orientées possède 6 paramètres indépendants (van de Hulst, 1957) directement reliés aux caractéristiques physiques des particules. La mesure du degré de polarisation de la lumière diffusée donne accès à deux paramètres indépendants de la matrice de Mueller ( $P_{11}(\alpha)$  et  $P_{12}(\alpha)$ ). Lorsque la lumière incidente est polarisée circulairement comme c'est le cas pour l'expérience ICAPS-PE, la mesure des quatre paramètres de Stokes donne accès directement à quatre paramètres indépendants de la matrice de Mueller. Cette partie est dédiée à l'étude d'un analyseur des paramètres de Stokes utilisable dans le cadre de l'expérience ICAPS-PE.

### 2.4.1 Cellules à cristaux liquides (LCVR)

Plusieurs configurations d'éléments optiques sont possibles pour mesurer les quatre paramètres de Stokes. Toutefois, la solution la plus intéressante pour une application spatiale devrait inclure des cellules à cristaux liquides (LCVR pour Liquid Crystal Variable Retarder) qui, en jouant le rôle de lames quart d'onde et demi-onde achromatiques, allient une faible consommation électrique, un faible encombrement, aucune partie mobile et une bonne précision des mesures que nous allons détailler dans cette section en nous appuyant sur de précédents travaux liés à l'étude de l'imagerie polarimétrique par LCVR (voir par exemple Liebling, 1999).



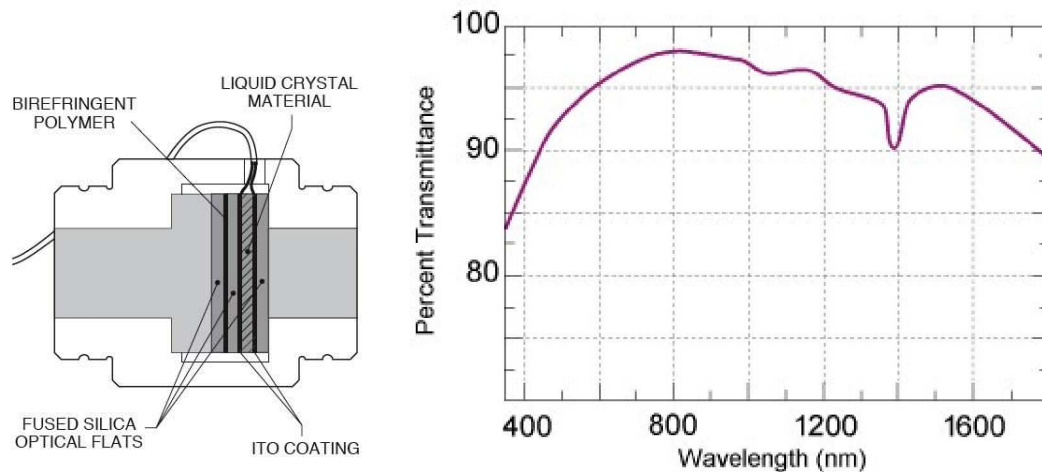


FIG. 2.26 – Description d'une LCVR (données Newport). Transmission d'une LCVR en fonction de la longueur d'onde (données Meadowlark).

### Achromatisme

Les cellules à retardance variable à cristaux liquides sont constituées d'une cellule de cristaux scellée entre deux fenêtres de verre avec des revêtements anti-réfléchissants; une lame polarisée biréfringente peut être insérée afin de compenser la polarisation résiduelle de la cellule à cristaux liquides lorsqu'aucune tension n'est appliquée (figure 2.26). Lorsqu'une tension est appliquée, les cristaux liquides, qui sont auparavant disposés aléatoirement, s'alignent, créant une assymétrie dans la cellule avec l'apparition de deux axes optiques principaux, créant ainsi le retard. La transmittance des cellules à cristaux liquides est assez élevée sur un large spectre comme présenté en figure 2.26.

Par conséquent, la seule limite à l'utilisation des LCVR est constituée par la retardance nécessaire pour faire les mesures de paramètres de Stokes, ainsi que de la précision souhaitée pour ces mesures. Puisque dans le cas de l'expérience IMPACT, nous envisageons d'utiliser des lasers ayant pour longueurs d'ondes 408, 635 et 830 nm, on voit immédiatement que si une LCVR remplit les conditions adéquates de retardance de  $\frac{\lambda}{4}$  et  $\frac{\lambda}{2}$  pour 830 nm, avec un bon étalonnage, elle pourra tout aussi bien servir pour 408 et 630 nm (car la retardance pour une tension nulle d'une LCVR compensée est nulle).

Il est également important de remarquer que la plupart des constructeurs proposent des LCVR permettant d'atteindre une retardance de  $\frac{3\lambda}{4}$ . L'application dans le cadre d'ICAPS-PE ne nécessite en fait qu'une retardance maximale de  $\frac{\lambda}{2}$ . Ainsi les LCVR disponibles dans le commerce qui atteignent des retardances de 0 à  $\frac{3\lambda}{4}$  dans le visible (de 400 à 700 nm données constructeur) permettent de faire les mesures voulues pour ICAPS-PE puisque  $3 \times 700/4 = 525 > 415$  nm qui

est égal à la retardance nécessaire pour la longueur d'onde la plus grande des sources utilisées qui est de 830 nm. Les LCVR disponibles dans le commerce pour le visible pourront donc être utilisées dans le domaine de longueurs d'onde d'ICAPS-PE.

### Etude des erreurs

Les erreurs introduites par l'utilisation de LCVR sont de trois types :

**Les erreurs aléatoires dues au bruit** Ces erreurs sont statistiques et le rapport signal sur bruit qui en dépend peut être augmenté en augmentant le nombre ou la durée des mesures effectuées.

**Les erreurs non compensables** Ce peut être par exemple les erreurs de fabrication sur la LCVR, comme des non uniformités de la surface ou des problèmes de propreté sur les fenêtres d'observation.

Il y a également l'erreur minimale d'un bit résiduel à la numérisation de l'intensité mesurée par le détecteur. Ces erreurs sont dites non compensables car l'étalonnage ne nous permet pas de diminuer leur effet.

**Les erreurs systématiques** Celles-ci sont intrinsèques au système et peuvent être compensées en partie par un bon étalonnage de départ.

D'une part, le positionnement des LCVR comme tout élément optique entraîne des erreurs. Les erreurs sont dues à l'influence de l'angle d'entrée du faisceau dans la LCVR (voir l'estimation de l'erreur dans la partie suivante), et à la précision de l'angle relatif des deux LCVR et du polariseur entre eux (en général  $\approx 1^\circ$ ).

D'autre part, le retard introduit par les LCVR est très sensible aux changements de température (-0,4% de la retardance (en nm) par degré Celsius - données Meadowlark). Une expérience telle qu'ICAPS-PE peut avoir des variations de température de 10 à 20 °C entre son état au repos et l'état stable de fonctionnement. Par ailleurs, l'habitacle de la station spatiale n'est pas censé subir des variations de température supérieures à 10 °C (information sur la température fournie par Kayser-Threde GmbH). Il sera cependant essentiel de munir les LCVR d'un contrôle en température. Avec ce type de dispositif, la température ne devrait pas varier de plus d'un degré, ce qui nous donne une erreur d'environ 1% en retardance. Sachant que la retardance en degré s'exprime comme  $\delta(^{\circ}) = 360 \times \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 360 \times 1\% = 3,6^{\circ}$ . Nous ferons une estimation plus précise du contrôle en température nécessaire dans la partie suivante.

Enfin, il y a l'erreur sur le retard introduit par la tension appliquée aux bornes de l'élément optique. Cette erreur peut être corrigée par un bon étalonnage de la LCVR, c'est-à-dire par une bonne détermination de la courbe de retard en fonction de la tension, comme nous l'avons dit dans la remarque précédente.

## 2.4.2 Principe de mesure des paramètres de Stokes

### Généralités

Plusieurs façons de mesurer les paramètres de Stokes en utilisant les cellules à cristaux liquides sont possibles. Plus nous faisons de mesures, plus la précision sur les paramètres de Stokes est grande. D'un autre côté, les mesures doivent rendre compte d'un phénomène rapidement évolutif et le temps de réponse des LCVR est relativement lent ( $\approx 30$  ms), il faut donc faire le plus petit nombre possible d'observations pour trouver un vecteur de Stokes significatif. Un compromis doit être trouvé pour adapter ces éléments au cadre de l'expérience ICAPS-PE.

Quatre mesures d'intensité utilisant deux LCVR et un polariseur sont suffisantes pour déterminer le vecteur de Stokes complet d'un rayon lumineux en mesurant successivement l'intensité totale, le degré de polarisation linéaire, le degré de polarisation à  $45^\circ$  et le degré de polarisation circulaire. Cependant, l'encombrement d'un tel appareil devient non négligeable et les erreurs introduites par la température et la tension se retrouvent pour chaque LCVR.

Pour diminuer le nombre de paramètres entrant dans la chaîne optique, il vaut mieux se limiter à une seule LCVR au lieu de deux. Par ailleurs, pour permettre de faire autant, voire plus, de mesures pendant le même temps d'observation, au lieu d'utiliser un simple polariseur en sortie, l'utilisation du prisme de Foster peut permettre d'obtenir une aussi bonne précision achromatique dans la séparation des deux composantes polarisées (voir 2.3.4) et permet de mesurer ces deux composantes simultanément. Nous faisons donc plus de mesures, et la précision au niveau de la détermination de l'intensité totale, par exemple, sera beaucoup plus importante que dans le cas précédent.

Le paragraphe suivant montre qu'il existe une position de ces deux éléments optiques qui permet de mesurer avec redondance les quatre paramètres de Stokes en trois mesures consécutives.

### Nouveau concept de mesure des paramètres de Stokes

Il faut quantifier les intensités mesurées en fonction des trois paramètres des éléments optiques pour déterminer quel est le positionnement optimal pour la mesure des paramètres de Stokes. Les paramètres du système sont, comme indiqué sur la figure 2.27 :  $\rho$ , l'angle entre le polariseur et les axes optiques ( $x$  et  $y$ ),  $\beta$ , l'angle entre la LCVR et les axes optiques, enfin,  $\delta$ , est la retardance de la LCVR. Les matrices de Mueller des différents éléments optiques s'expriment

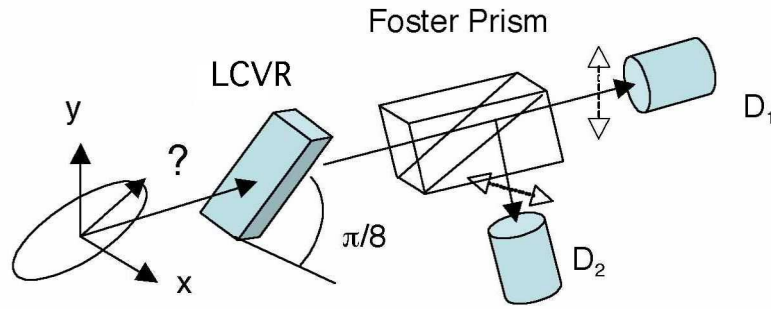


FIG. 2.27 – Schéma de principe de fonctionnement de la mesure des quatre paramètres de Stokes.

donc de la façon suivante :

$$M_{\text{polariseur}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\rho) & \sin(2\rho) & 0 \\ \cos(2\rho) & \cos^2(2\rho) & \sin(2\rho)\cos(2\rho) & 0 \\ \sin(2\rho) & \sin(2\rho)\cos(2\rho) & \sin^2(2\rho) & 0 \\ 1 & \cos(2\rho) & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

On peut noter que l'effet du prisme de Foster est exactement le même que l'utilisation simultanée de deux polariseurs à  $90^\circ$  l'un de l'autre puisque nous mesurons au niveau des photodiodes le signal de la polarisation linéaire suivant  $y$  et suivant  $x$  ;  $\rho$  vaut donc soit  $0$  soit  $90^\circ$  dans l'expression de la matrice précédente, qui correspond à la matrice d'un polariseur idéal (Bohren et Huffman, 1983). Voici l'expression de la matrice de Mueller pour la LCVR :

$$M_{\text{LCVR}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\beta) + \sin^2(2\beta)\cos(\delta) & \cos(2\beta)\sin(2\beta)(1 - \cos(\delta)) & -\sin(2\beta)\sin(\delta) \\ 0 & \cos(2\beta)\sin(2\beta)(1 - \cos(\delta)) & \sin^2(2\beta) + \cos^2(2\beta)\cos(\delta) & \cos(2\beta)\sin(\delta) \\ 0 & \sin(2\beta)\sin(\delta) & -\cos(2\beta)\sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

Ici apparaissent les deux derniers paramètres :  $\beta$  est l'angle entre la LCVR et les axes optiques ( $x$  et  $y$ ), et par conséquent est constant dans le temps. Sa valeur sera déterminée pour optimiser les mesures. Enfin, la retardance,  $\delta$ , de la LCVR, vaut typiquement  $0$ ,  $\frac{\pi}{2}$  (pour  $\frac{\lambda}{4}$ ) et  $\pi$  (pour  $\frac{\lambda}{2}$ ).

On peut donc mesurer de façon classique 6 intensités selon les 6 valeurs que peut prendre le triplet  $(\rho, \beta, \delta)$  :

$$\begin{aligned} I_M &= \frac{1}{2}(I + Q \times [\cos(2\beta)\cos(2(\beta - \rho)) + \cos(\delta)\sin(2\beta)\sin(2(\beta - \rho))] \\ &\quad + U \times [\sin(2\beta)\cos(2(\beta - \rho)) + \cos(\delta)\cos(2\beta)\sin(2(\rho - \beta))] \\ &\quad + V \times [\sin(\delta)\sin(2(\rho - \beta))]) \end{aligned} \quad (2.28)$$

On voit que prendre  $\beta = 0^\circ$  rend le terme en  $U$  nul (puisque  $\rho$  vaut  $0^\circ$  ou  $90^\circ$ ), et prendre  $\beta = \frac{\pi}{4}$  rend de la même façon le terme en  $Q$  nul. Pour mesurer les quatre paramètres de Stokes, il faut prendre  $\beta = \frac{\pi}{8}$ .

En effet, on a alors :

$$\begin{aligned}
I_1(0, \frac{\pi}{8}, 0) &= \frac{1}{2} \times (I + Q) \\
I_2(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{8}, 0) &= \frac{1}{2} \times (I - Q) \\
I_3(0, \frac{\pi}{8}, \frac{\pi}{2}) &= \frac{1}{2} \times (I + \frac{Q}{2} + \frac{U}{2} - V \frac{\sqrt{2}}{2}) \\
I_4(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{8}, \frac{\pi}{2}) &= \frac{1}{2} \times (I - \frac{Q}{2} - \frac{U}{2} + V \frac{\sqrt{2}}{2}) \\
I_5(0, \frac{\pi}{8}, \pi) &= \frac{1}{2} \times (I + U) \\
I_6(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{8}, \pi) &= \frac{1}{2} \times (I - U)
\end{aligned} \tag{2.29}$$

ce que l'on peut exprimer en termes de vecteur de Stokes incident ( $I, Q, U, V$ ) en fonction des intensités mesurées :

$$\begin{aligned}
I &= I_1 + I_2 = I_3 + I_4 = I_5 + I_6 \\
Q &= I_1 - I_2 \\
U &= I_5 - I_6 \\
V &= \sqrt{2} \times (I_5 + I_1 - 2I_3) = \sqrt{2} \times (2I_4 - I_2 - I_6)
\end{aligned} \tag{2.30}$$

On voit tout de suite que la précision sera plus importante rien que du fait de la redondance des mesures sur les paramètres  $I$  et  $V$ . Le montage est donc plus précis et plus simple à mettre en place car il repose sur 3 paramètres seulement (deux angles à fixer seulement). Il est à noter que le prix reste sensiblement le même puisque nous avons remplacé une LCVR par un prisme de Foster dont la gamme de prix est équivalente.

### 2.4.3 Etalonnage expérimental

#### Montage expérimental

Afin de valider le concept expérimental de l'instrument, nous commençons par faire une étude détaillée de la précision et des variations selon les conditions expérimentales de la retardance de la LCVR Newport fonctionnant dans le visible et le proche infrarouge utilisée pour les tests. Nous utilisons un montage expérimental, illustré en figure 2.28, constitué d'une source lumineuse laser (à 830 nm) dont nous contrôlons la température. Puis la lumière de sortie est collimatée afin d'avoir un faisceau lumineux cylindrique. Deux polariseurs placés avant et après

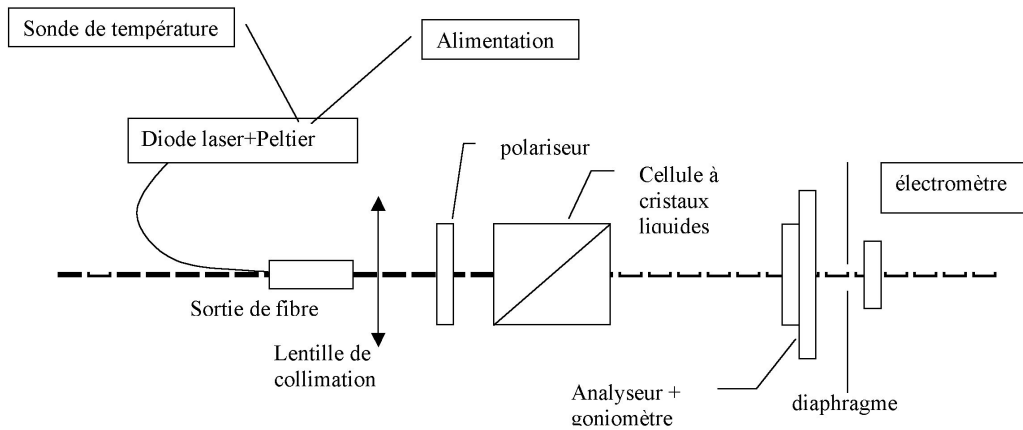


FIG. 2.28 – Montage expérimental d'étude de la précision d'une LCVR.

la LCVR nous permettent de tester la circularisation du faisceau lumineux pour déterminer les axes optiques de la LCVR et de tester la retardance de la LCVR. Enfin une photodiode nous permet de mesurer l'intensité en sortie du montage optique.

### Dépendance de la retardance avec la tension appliquée

L'intensité mesurée par la photodiode est liée au déphasage  $\delta$  de la LCVR par la relation suivante :

$$I = \frac{(I_{\max} - I_{\min})}{2} \times (1 - \cos(\delta(\mathcal{V}))) + I_{\min} \quad (2.31)$$

Or, il faut connaître la relation qui lie le retard  $\delta$  et la tension  $\mathcal{V}$  aux bornes de la LCVR. Pour cela, il faut inverser la relation précédente :

$$\delta(\mathcal{V}) = \arccos \left( 1 - 2 \frac{I - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}} \right) + n\pi \quad (2.32)$$

où le paramètre  $n\pi$  permet de retrouver le déphasage perdu dans l'opération précédente. Vue la forme simple de la fonction mesurée, ce déphasage est facile à déduire.

Dans la figure ci-dessus, nous avons représenté le retard introduit par la LCVR en fonction de la tension  $\mathcal{V}$ . On remarque, tout de suite, le fait que la LCVR a une tension seuil de fonctionnement à environ 1,20 V. Puis, une pente importante qui s'amenuise avec la tension, reflétant la saturation du nombre de molécules alignées dans le champ électrique. A priori, les LCVR seront utilisées dans la partie la plus à gauche de cette courbe et où se situent les fonctionnements en lame quart d'onde (retard de  $\frac{\pi}{2}$ ) et en lame demi-onde (retard de  $\pi$ ).

A partir de cette courbe, nous pouvons en déduire la pente de relation quasi-linéaire entre la tension et le retard induit sur ce domaine. Celle-ci nous donne en fonction de l'erreur introduite sur la détermination de la tension, l'erreur de retard induite au niveau de la LCVR. Ici, avec

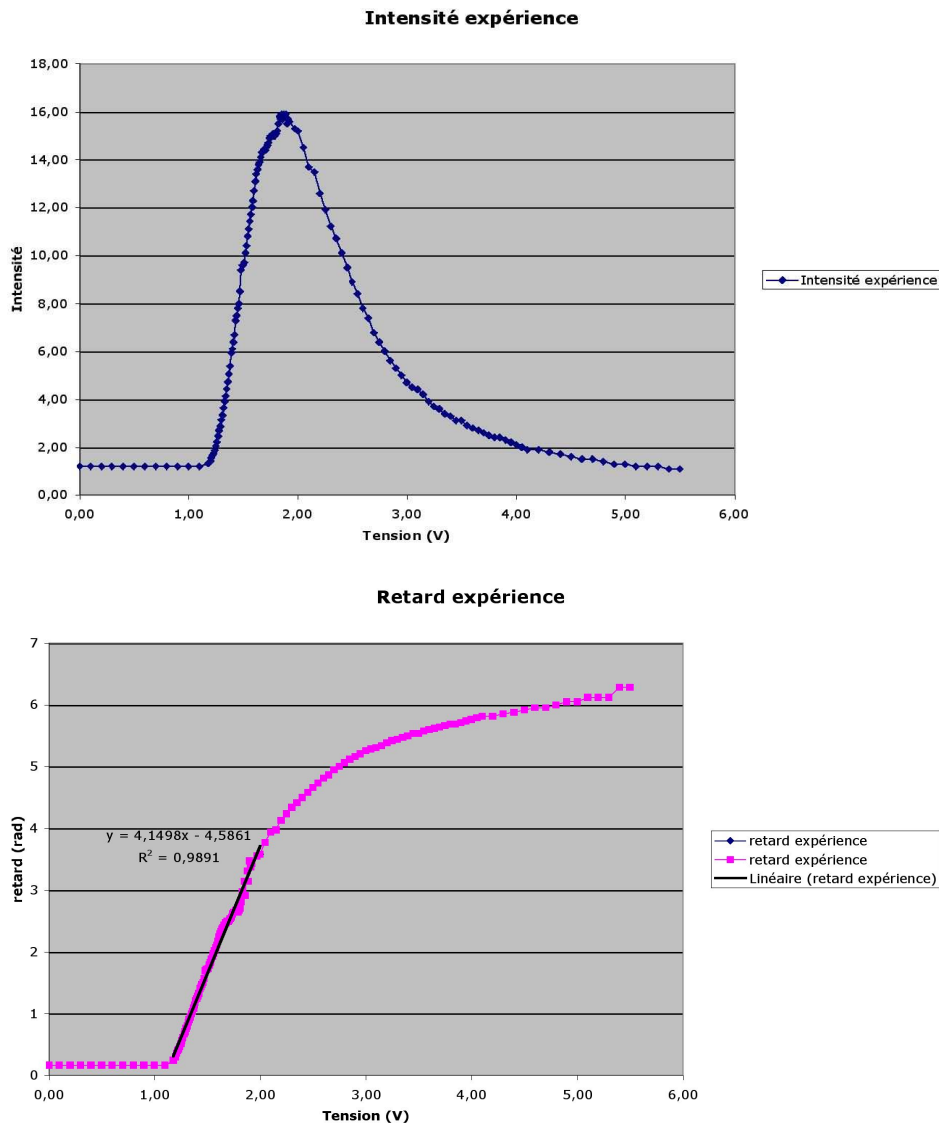


FIG. 2.29 – Intensité mesurée et retardance déduite pour la LCVR newport.

une pente de  $4,15 \text{ radV}^{-1}$  et une imprécision de  $10 \text{ mV}$  pour la tension appliquée, on en déduit une erreur de  $2,38^\circ$ .

### Erreur introduite par l'imprécision sur l'angle d'incidence

On reprend le même schéma optique que précédemment, mais ici la cellule à cristaux liquides fixée sur un goniomètre peut être orientée horizontalement. Ceci nous permet de déterminer l'influence de l'angle d'incidence sur la précision de la mesure.

Pour chaque orientation de la LCVR, nous avons procédé aux mesures suivantes :

- tout d'abord, une recherche de la tension de lame quart d'onde ( $\approx 1,50 \text{ V}$ , déterminée par

- la constance de l'intensité en fonction de l'angle de l'analyseur de sortie, voir figure 2.28)
- ensuite une mesure de l'intensité de sortie en fonction de la tension aux bornes dans la configuration habituelle des deux polariseurs perpendiculaires.

Les configurations de la cellule à cristaux liquides ont été modifiées par pas de 30 minutes d'arc, à partir d'une position arbitraire.

Il est à noter que la position de départ de la cellule à cristaux liquides est arbitraire, mais que les positions successives passent d'un angle d'incidence négatif à un angle d'incidence positif. Cela se remarque bien sur la figure 2.30 où sont représentées les courbes d'intensité en fonction de l'angle de l'analyseur aux différentes positions. On voit que nous passons de courbes sinusoïdales à d'autres courbes sinusoïdales en passant par des courbes pratiquement constantes. A chaque fois, nous avons cherché pour ces mesures la tension d'entrée de la cellule pour laquelle l'intensité de sortie variait le moins possible. Nous pouvons estimer la précision nécessaire pour avoir un comportement proche d'une lame quart d'onde à environ  $1^\circ$  dans l'alignement optique, ce qui est l'ordre de précision usuel des alignements optiques.

Ensuite, nous avons évalué l'influence de l'angle d'incidence sur l'erreur en tension induite sur la retardance de la LCVR. Pour cela, nous reprenons le calcul fait précédemment d'inversion de courbe d'intensité en fonction de la tension aux bornes. Comme montré dans la figure 2.29 où sont représentées les différentes courbes de retardance en fonction de la tension aux bornes et selon l'orientation de la LCVR, cette influence n'a pas l'air de modifier sensiblement la valeur de cette pente.

Voici un tableau des pentes calculées ainsi que de leur équivalent en erreur sur la retardance :

Orientation	Erreur initiale (V)	Pente ( $\text{radV}^{-1}$ )	Erreur ( $^\circ$ )
$0^\circ 00'$	0,01	4,3268	2,48
$0^\circ 30'$	0,01	4,2916	2,46
$1^\circ 00'$	0,01	4,309	2,47
$1^\circ 30'$	0,01	4,3456	2,49
$2^\circ 00'$	0,01	4,4189	2,53
$2^\circ 30'$	0,01	4,4557	2,55
$3^\circ 00'$	0,01	4,4448	2,55
$3^\circ 30'$	0,01	4,4563	2,55

Ceci confirme bien notre première estimation de l'erreur introduite par l'erreur sur la tension, de l'ordre de  $2,5^\circ$ .



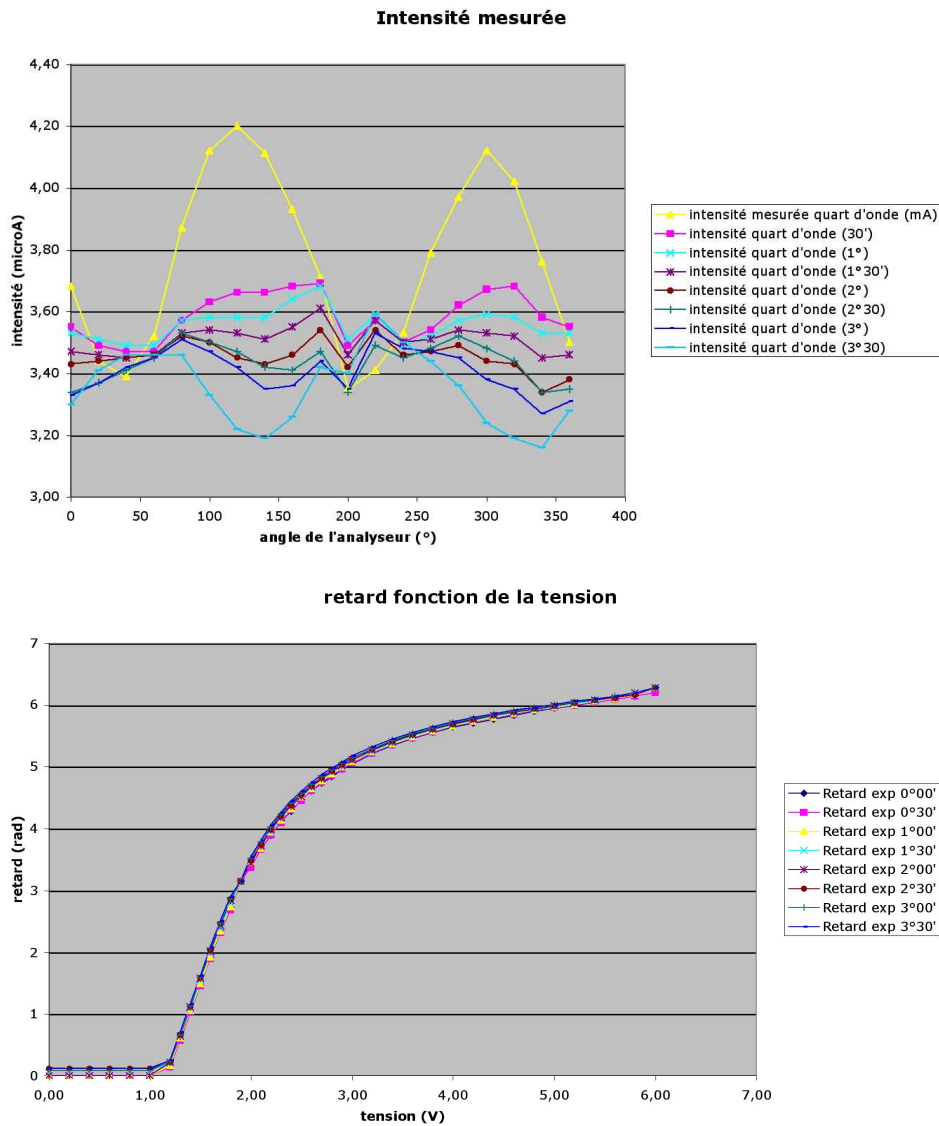


FIG. 2.30 – Intensité mesurée et retardance déduite pour la LCVR Newport.

#### 2.4.4 Estimation des contraintes

Afin d'avoir une bonne précision de mesure des paramètres de Stokes par cet instrument, nous modélisons les erreurs introduites par le système optique de mesure, liées d'une part, à l'imprécision du placement des différents éléments et d'autre part, à l'imprécision de la retardance de la LCVR.

Le paramètre de Stokes  $V$  est toujours de l'ordre de quelques centièmes de l'intensité lumineuse totale. Par ailleurs, il n'y a pas de différences notables entre les valeurs obtenues pour une sphère simple ou pour une distribution gaussienne de sphère, mais la valeur de  $V$  est plus élevée dans le cas gaussien. La précision dépend de la longueur d'onde et diminue quand la

longueur d'onde devient plus petite. En effet, la valeur de  $V$  est la plus faible dans ce cas, ce qui entraîne plus d'imprécision.

Si on veut atteindre une précision de 1% de la valeur de l'intensité totale sur la mesure du paramètre  $V$ , la simulation donne les conditions maximales sur la retardance suivantes :  $\pm 3^\circ$  d'imprécision sur la retardance pour le cas d'une distribution gaussienne de sphères et  $\pm 2^\circ$  d'imprécision sur la retardance pour le cas d'une sphère simple.

En utilisant les relations entre la retardance et la précision électronique et en température nécessaire (la retardance d'une LCVR décroît avec la température de  $-0,4\%$  par  $^\circ\text{C}$ , données Meadowlark) on obtient les contraintes suivantes :

Dans le cas d'une sphère simple, on prend la valeur de  $\pm 2^\circ$  pour contrainte, cela donne une erreur de  $\pm 1^\circ$  pour l'alimentation et le réglage de la tension et  $\pm 1^\circ$  pour le contrôle en température.

**Contrôle en température erreur maximale admise  $\pm 0,69^\circ\text{C}$ .**

**Contrôle en tension erreur maximale admise  $\pm 4,2 \times 10^{-3}\text{ V}$ .**

Dans le cas d'une distribution gaussienne de sphères, on prend la valeur de  $\pm 3^\circ$  pour contrainte, cela donne une erreur de  $\pm 1,5^\circ$  pour l'alimentation et le réglage de la tension et  $\pm 1,5^\circ$  pour le contrôle en température.

**Contrôle en température erreur maximale admise  $\pm 1,04^\circ\text{C}$ .**

**Contrôle en tension erreur maximale admise  $\pm 6,3 \times 10^{-3}\text{ V}$ .**

C'est une évaluation des contraintes à imposer à l'expérience afin de faire des mesures exploitables. De plus, il faut bien remarquer la faible valeur du coefficient  $V$  pour 408 nm (environ 1% de la valeur de l'intensité totale). A cette longueur d'onde, l'erreur sera aussi grande que la valeur que l'on cherche à mesurer.

### 2.4.5 Validation du concept sur banc optique

Nous avons validé sur banc optique le concept de l'expérience. Nous avons utilisé deux longueurs d'onde (540 et 635 nm) en faisant une statistique sur 64 mesures d'intensité à chaque fois. Nous introduisons une lumière polarisée dont le vecteur de Stokes est connu, et nous cherchons à déduire ses caractéristiques à partir des 6 intensités mesurées sur les deux photodiodes successivement pour une retardance nulle, et égale à  $\frac{\lambda}{4}$  et  $\frac{\lambda}{2}$ . Les mesures d'intensité se font en «bit counts» (entre 0 et 65536), et ont été normalisées entre les deux photodiodes.

L'intensité totale est mesurée trois fois de manière indépendante, et vaut l'intensité de la première photodiode plus l'intensité de la seconde photodiode corrigée du facteur d'étalonnage qui existe entre les deux photodiodes. On a remarqué que les erreurs introduites sont assez

importantes (de l'ordre de 10%) et que le paramètre le plus sensible à ces erreurs est le paramètre  $V$  (celui qui nous intéresse le plus pour les comparaisons avec les observations cométaires récentes en polarisation circulaire).

### 2.4.6 Bilan

Au cours de ces expériences, nous avons validé le concept en ce qui concerne la mesure des paramètres de Stokes. La précision moyenne de l'instrument pour le moment peut être estimée à  $\pm 5\%$  de la valeur effective du paramètre de Stokes (notamment le paramètre  $V$  dont les mesures présentent le plus d'incertitudes).

Ces résultats nous ont donné confiance dans le concept de l'appareil. De nouveaux tests devraient nous permettre de montrer la faisabilité de mesures plus précises (moins de 1% d'erreur relative) avec le nouvel instrument.

## 2.5 Conclusions et perspectives

Nous avons présenté les résultats de notre participation à la définition et aux premiers étalonnages de la phase B de l'unité de diffusion lumineuse de l'expérience ICAPS-PE.

- o L'expérience analysera la variation de la diffusion lumineuse au cours de l'aggrégation de particules et avec la longueur d'onde pour trois valeurs différentes du visible au proche infrarouge (typiquement de 408, 635 et 830 nm). Un modèle de Mie, adapté à l'étude des analyseurs de diffusion lumineuse pour ICAPS-PE, permet de déterminer les dynamiques de détection, le nombre de détecteurs (au moins 24) et la précision des angles de phase ( $\leq 0,1^\circ$ ). Le signal minimal attendu sur les détecteurs est de l'ordre de  $10^{-10}$  W.
- o Les différents composants optiques de l'expérience (diodes laser, rhomboèdre de Fresnel, prisme de Foster, photodiodes, LCVR) ont été choisis et testés. Leur achromaticité et leur précision ont été vérifiées. Une simulation expérimentale a montré que les tavelures ne gênent pas les mesures.
- o Un nouveau concept de mesure des quatre paramètres de Stokes a été élaboré et validé pour atteindre une précision de 1%. Ce nouveau type d'instrument est parfaitement adapté à l'imagerie polarimétrique pour de futures expériences physiques en micropesanteur et aussi pour de futures missions spatiales d'observation et d'analyse in situ de particules solides et de régolithes.

Le projet fut d'autant plus intéressant à suivre qu'il s'inscrit dans le cadre de l'élaboration d'une expérience sélectionnée par l'ESA pour fonctionner à bord de la Station Spatiale Internationale (IMPACT-ISS) à l'horizon 2008-2010. De nombreuses observations et mesures de laboratoire

vont également pouvoir tirer parti des résultats obtenus par ICAPS dans la détermination des propriétés des particules solides astrophysiques ou des régolithes astéroïdaux. Les résultats de l'expérience seront ainsi très utiles pour la préparation du rendez-vous de la sonde européenne Rosetta avec la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko prévu pour 2014.



# Chapitre 3

## Mesures expérimentales et modèle de particules sphériques avec manteau

Afin de valider la double approche des simulations numériques couplées aux simulations expérimentales, des études de particules ont été menées grâce à l'expérience en micropesanteur PROGRA<sup>2</sup> déjà évoquée au chapitre 2. Cette partie de mon travail présente et compare des résultats de simulations expérimentales et numériques obtenus par diffusion de la lumière sur des particules sphériques microniques (de 20 à 100 microns) peu absorbantes (verre, silice) recouvertes de matériaux non-absorbants ou de matériaux organiques absorbants (graphite colloïdal, peinture organique industrielle). La taille des particules a été choisie en fonction de la résolution de l'expérience PROGRA<sup>2</sup> pour vérifier qu'il n'y a pas d'interaction multiple entre la lumière et les particules. Ces comparaisons valident l'utilisation de l'étude de la diffusion de la lumière en polarimétrie pour la détermination des paramètres physiques des particules solides et sont tout particulièrement intéressantes pour l'interprétation des observations de lumière diffusée à distance de particules avec ou sans manteaux.

### 3.1 Introduction

La comparaison entre les simulations expérimentales et numériques est nécessaire pour valider les résultats utilisés pour interpréter les observations à distance de la lumière diffusée par de petites particules solides. Une telle approche a déjà été utilisée pour valider les modèles numériques de diffusion de la lumière pour des particules avec des mesures en laboratoire de particules sphériques (Renard et al., 2002), de particules polyédrales (Penttilä et al., 2003) et de particules cubiques (Mikrenska et al., 2006). Dans cette partie sont présentés des résultats obtenus en polarisation et en intensité pour la lumière diffusée par des sphères de taille micronique suivant approximativement une distribution en taille gaussienne, recouvertes de manteaux ab-

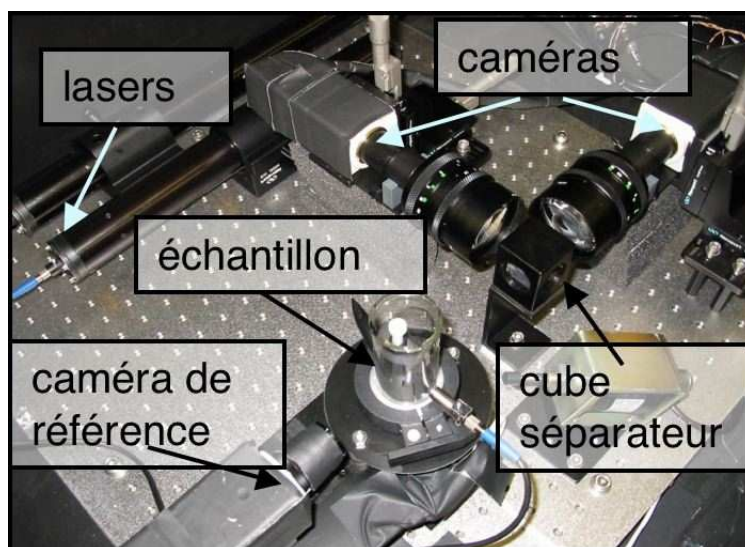


FIG. 3.1 – Schéma de l'instrument PROGRA<sup>2</sup> en configuration de vol. On voit les lasers en haut à gauche, la caméra de référence en bas à gauche pour visualiser les particules dans le champ de vue et normaliser l'intensité à 90°, l'échantillon dans la fiole au centre et le cube séparateur suivi des deux caméras pour l'imagerie polarimétrique en haut à droite (Renard et al., 2002).

sorbants. Des matériaux tels que silice, graphite et matériaux carbonés ont été choisis pour leurs propriétés relativement bien connues et leur présence probable dans les milieux astrophysiques.

## 3.2 Méthodes

### 3.2.1 Simulations expérimentales avec PROGRA<sup>2</sup>

Les mesures expérimentales ont été faites avec l'expérience en micropesanteur PROGRA<sup>2</sup> (PRopriétés Optiques des GRains Astronomiques et Atmosphériques) déjà évoquée au chapitre 2 et dédiée à l'étude des propriétés de diffusion lumineuse par des particules solides (voir par exemple, Worms et al., 1999b; Renard et al., 2002; Hadamcik et al., 2003; Renard et al., 2003). L'instrument comporte deux versions. Une version est dédiée aux mesures sur des particules en suspension lors de vols paraboliques ou soulevées par un faible souffle d'air (analogues de particules cométaires, Hadamcik et al., 2006), voir figure 3.1. Une autre version est dédiée aux mesures sur des particules déposées ou des simulants de régolithes.

L'instrument actuel est constitué d'un polarimètre imageur avec deux sources laser polarisées aléatoirement dans le vert (543,5 nm) et dans le rouge (632,8 nm). Il permet de mesurer la polarisation à des angles de phase compris entre 6° et 170°, et donc d'obtenir des courbes de phase pour une grande quantité d'échantillons. La possibilité d'imagerie de l'expérience permet de séparer les contributions des particules en fonction de leur taille (voir figure 3.2). Les

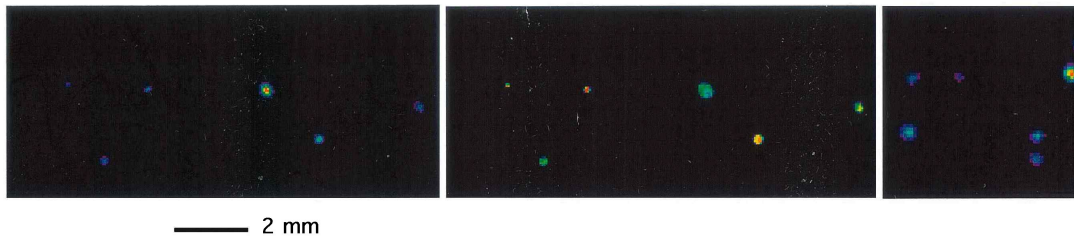


FIG. 3.2 – Images de billes de verre de  $100\ \mu\text{m}$  en suspension obtenues par PROGRA<sup>2</sup> lors de vols paraboliques. A gauche image en intensité à  $80^\circ$  (unités arbitraires, minimum en bleu et maximum en rouge) ; au centre, image en polarisation à  $80^\circ$  (minimum en bleu  $\approx 50\%$ , maximum en rouge  $100\%$ ) ; à droite, image de référence à  $90^\circ$  pour normaliser l'intensité (Renard et al., 2002).



FIG. 3.3 – L'équipe PROGRA2 des vols paraboliques de mars 2005 dans la salle de préparation des expériences de Novespace. De gauche à droite : Benoît Couté, Daniel Daugeron, Jérémie Lasue, Jean-Baptiste Renard, Bertrand Gaubicher.

courbes de phase en intensité sont normalisées par l'intensité mesurée à  $90^\circ$  d'angle de phase par la caméra de référence.

Les particules solides compactes sont mises en suspension grâce aux conditions de micro-pesanteur durant des campagnes de vols paraboliques. Les résultats présentés ici ont été obtenus pendant les campagnes de vols paraboliques du CNES de mars et septembre 2005 auxquelles j'ai participé (Figure 3.3).

### 3.2.2 Simulations numériques

Les particules sphériques avec un manteau sont simulées grâce à un modèle de sphères stratifiées (Toon et Ackerman, 1981). Le code initial a été adapté (Lasue et Levasseur-Regourd,



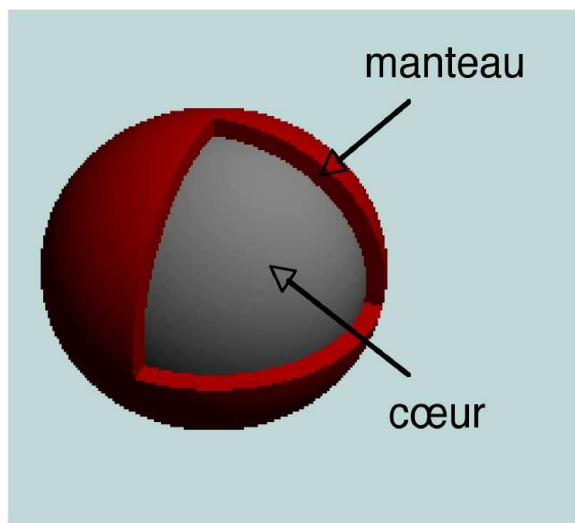


FIG. 3.4 – Schéma des particules considérées pour la modélisation numérique. Ce sont des sphères peu absorbantes (cœur) recouvertes d'un manteau fin.

2006b) pour prendre en compte la distribution en taille mesurée sur les images obtenues au microscope électronique, ainsi que certains paramètres spécifiques de l'expérience PROGRA<sup>2</sup> (e.g. moyenne sur 1° d'angle de phase). Les paramètres introduits dans le modèle sont la longueur d'onde de la lumière incidente, les indices optiques complexes des cœur et manteau de la sphère, la distribution en taille du cœur de la particule ainsi que l'épaisseur du manteau, comme présenté sur la figure 3.4. La distribution en taille ne prend pas en compte une possible variation de l'épaisseur du manteau car celle-ci se trouve être dans chaque cas beaucoup plus petit que le rayon du cœur de la particule.

### 3.3 Description des échantillons

#### 3.3.1 Billes de Swarcoflex<sup>®</sup>/Swarcolux<sup>®</sup>

Le premier échantillon est constitué de sphères industrielles de Swarcoflex<sup>®</sup>/Swarcolux<sup>®</sup> (Swarco Vestglas GmbH) avec un cœur de verre (Swarcoflex<sup>®</sup>) qui peut être recouvert d'un manteau augmentant la rétrodiffusion des particules (Swarcolux<sup>®</sup>) pour des applications dans la signalisation routière. La figure 3.5 présente l'image SEM obtenue pour cet échantillon de particules ainsi que la distribution en taille mesurée au sol. La distribution en taille des sphères suit approximativement une loi gaussienne avec un diamètre moyen de l'ordre de 80  $\mu\text{m}$ . L'indice optique des billes de verre donné par le fournisseur est de l'ordre de (1,52).

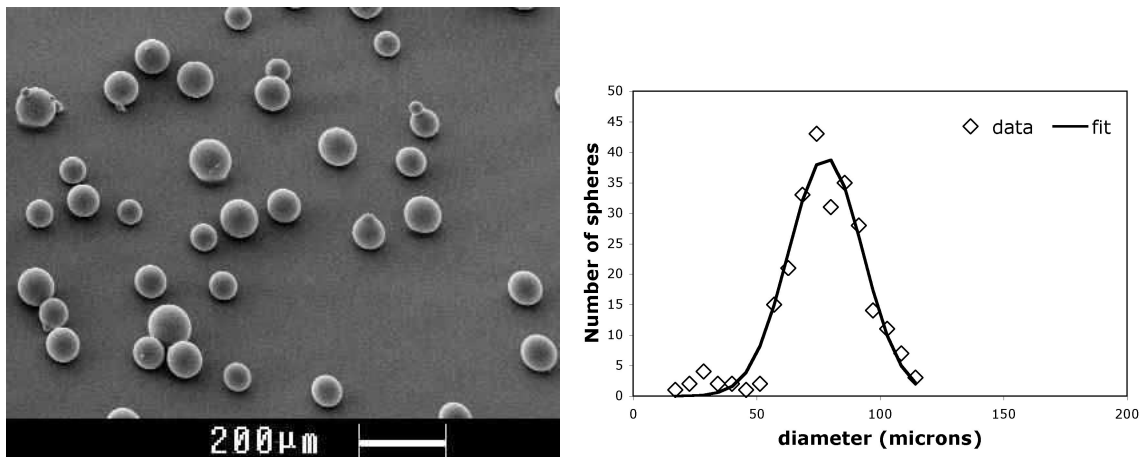


FIG. 3.5 – Image SEM de l'échantillon de billes de Swarcolux® (à gauche). La distribution en taille mesurée sur les images SEM ( $\diamond$ ) suit approximativement une loi gaussienne avec un diamètre moyen de l'ordre de 80  $\mu\text{m}$ .

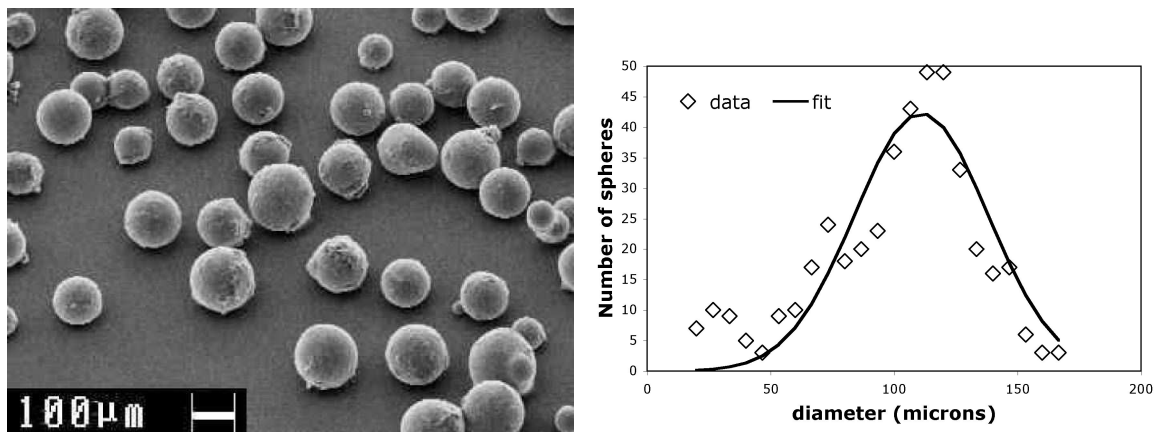


FIG. 3.6 – Image SEM de l'échantillon de billes de verre recouvertes de graphite (à gauche). La distribution en taille mesurée sur les images SEM ( $\diamond$ ) suit approximativement une loi gaussienne avec un diamètre moyen de l'ordre de 110  $\mu\text{m}$ .

### 3.3.2 Billes recouvertes de graphite

Le deuxième échantillon a été développé au Service d'aéronomie, à partir d'un échantillon de sphères de verre déjà étudié avec PROGRA<sup>2</sup> (Hadamcik et al., 2003) et recouvertes de fins manteaux de graphite colloïdal par évaporation d'une suspension dans l'eau. La figure 3.6 présente l'image SEM obtenue pour cet échantillon de particules ainsi que la distribution en taille mesurée au sol. La distribution en taille des sphères suit approximativement une loi gaussienne avec un diamètre moyen de l'ordre de 110  $\mu\text{m}$ . Le manteau obtenu est assez fin, avec une épaisseur inférieure au micron déduite des mesures de distribution en taille, mais sa régularité n'a pas pu être contrôlée. L'indice optique complexe du verre a été déterminé de

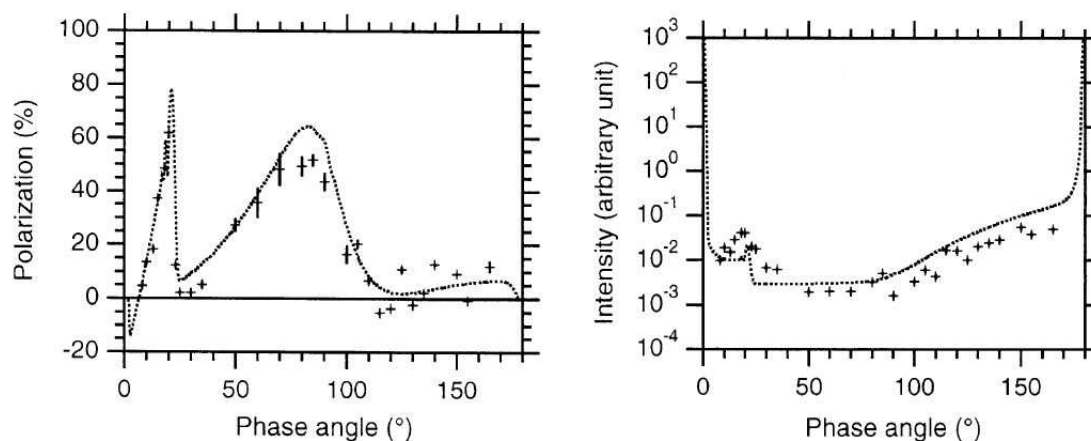


FIG. 3.7 – Courbes de phase en polarisation et intensité mesurées pour les billes de verre de diamètre  $\approx 100 \mu\text{m}$  à  $543,5 \text{ nm}$ . La courbe correspond au meilleur ajustement de Mie pour un indice de  $(1,52 + i6.10^{-4})$  (Hadamcik et al., 2003).

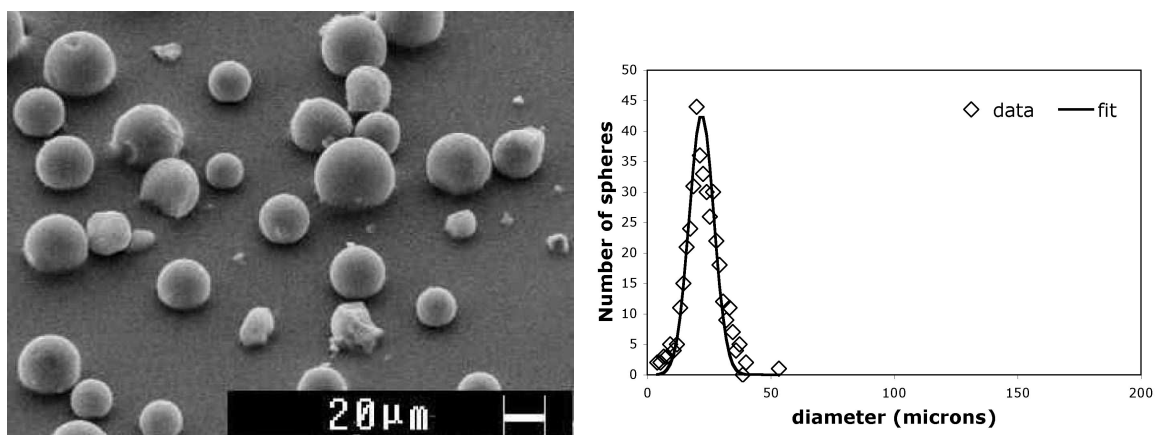


FIG. 3.8 – Image SEM de l'échantillon de billes de Sicastar-black® (à gauche). La distribution en taille mesurée sur les images SEM ( $\diamond$ ) suit approximativement une loi gaussienne avec un diamètre moyen de l'ordre de  $20 \mu\text{m}$ .

$(1,52 + i8,5.10^{-4})$  à  $632,8 \text{ nm}$  et de  $(1,52 + i6.10^{-4})$  à  $543,5 \text{ nm}$  par comparaison avec les courbes du modèle de Mie, présenté en figure 3.7 (Hadamcik et al., 2003).

### 3.3.3 Billes de Sicastar-black®

Le troisième échantillon est constitué de sphères industrielles de Sicastar-black® (Micro-mod GmbH) avec un cœur (peut-être creux) de silice recouvert d'un manteau de matériau organique noir. La figure 3.8 présente l'image SEM obtenue pour cet échantillon de particules ainsi que la distribution en taille mesurée au sol. La distribution en taille des sphères suit appro-

ximativement une loi gaussienne avec un diamètre moyen de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  et l'épaisseur du manteau est d'environ 50 nm (données fournisseur). L'indice optique complexe des sphères de silice a pu être estimé ( $1,48 + i10^{-4}$ ) à 632,8 nm (Hadamcik et al., 2006).

## 3.4 Comparaisons entre les simulations expérimentales et numériques

Des comparaisons entre les mesures PROGRA<sup>2</sup> et les simulations numériques du modèle de sphères avec manteau sont présentées afin de déterminer l'influence des différents manteaux autour de particules peu absorbantes.

### 3.4.1 Billes de Swarcoflex<sup>®</sup>/Swarcolux<sup>®</sup>

La figure 3.9 compare les résultats expérimentaux obtenus en rouge pour les billes de Swarcoflex<sup>®</sup> (sans manteau) et de Swarcolux<sup>®</sup> (avec manteau). Les courbes en polarisation et en intensité sont très proches l'une de l'autre. Ceci montre que la couche de matériau peu absorbant enrobant la bille joue un rôle presque indétectable par les études en diffusion lumineuse. Un modèle de sphères de Mie avec un indice réel de 1,52, rend bien compte de la diffusion lumineuse par ces sphères. Le faible accord entre le modèle et les mesures entre 40° et 100° peut être attribué à une possible agrégation des sphères ou des irrégularités de forme et de surface.

### 3.4.2 Billes recouvertes de graphite

La figure 3.10 compare les résultats expérimentaux obtenus pour les billes avec et sans manteaux aux deux longueurs d'onde. On voit clairement l'effet du manteau sur la courbe de phase en polarisation avec le pic à 20° qui diminue et la partie de la courbe entre 90° et 140° qui augmente, phénomènes qui indiquent une augmentation globale de l'absorption de la particule avec manteau. Avec un manteau absorbant, le pic à 20° également présent sur la courbe en intensité diminue et la courbe en intensité est plus monotone.

Pour comparer modèle théorique et points de mesure, un minimum de  $\chi^2$  est calculé pour les données en polarisation selon la formule :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{mes}}} \left| \frac{P_{\text{mes}}(\alpha_i) - P_{\text{modèle}}(\alpha_i)}{\sigma_P(\alpha_i)} \right|^2 \quad (3.1)$$

où  $N_{\text{mes}}$  est le nombre de points de mesure,  $\alpha_i$  l'angle de phase du  $i^{\text{ième}}$  point de mesure,  $P_{\text{mes}}(\alpha_i)$

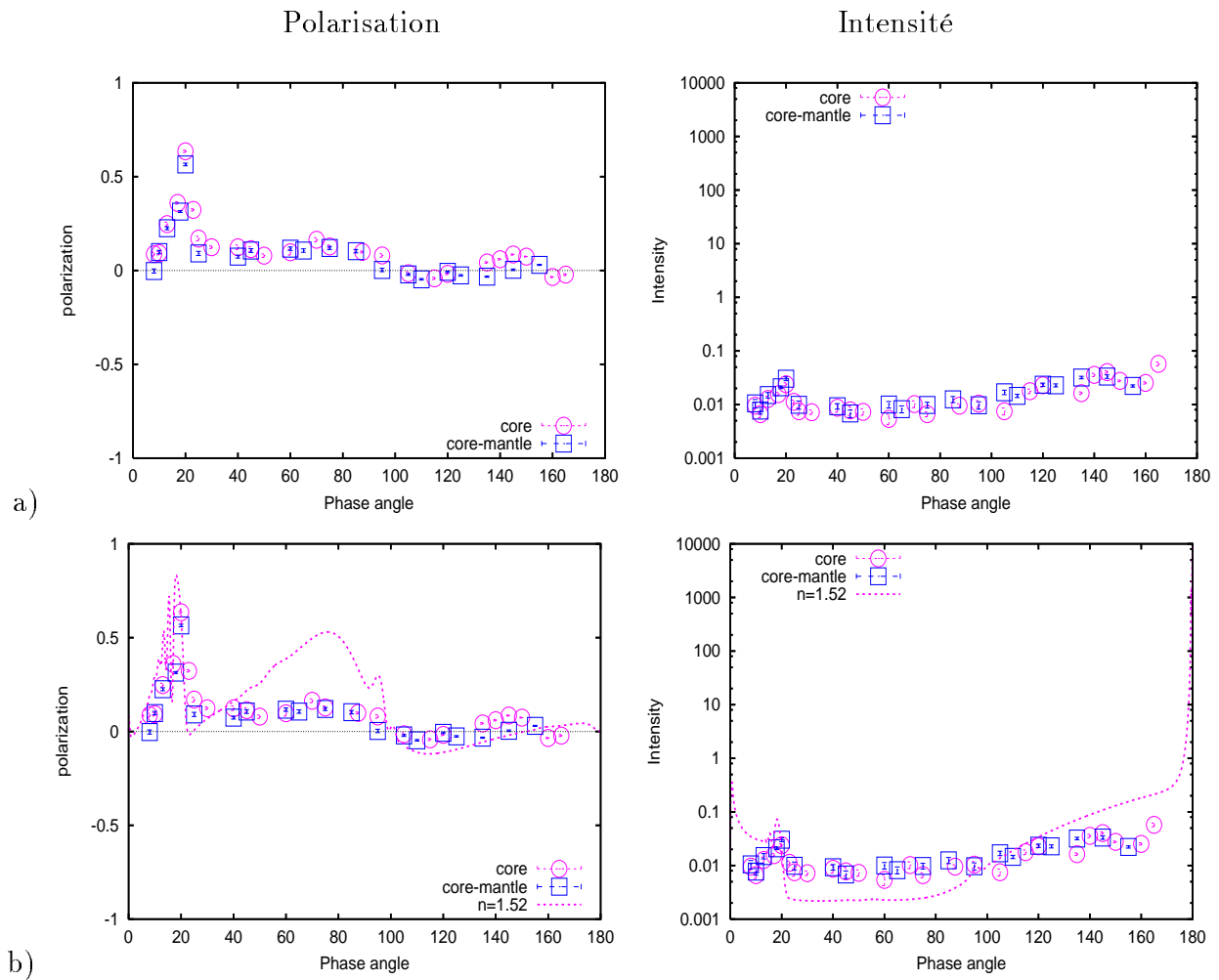


FIG. 3.9 – a) Comparaison entre les résultats expérimentaux des billes Swarcoflex<sup>®</sup> (O avec les barres d’erreur) et Swarcolux<sup>®</sup> qui possèdent un manteau (□ avec les barres d’erreur) b) Les points de mesure sont comparés au modèle de billes nues avec un indice réel de 1,52.

le degré de polarisation linéaire mesuré pour l’angle  $\alpha_i$ ,  $P_{\text{modèle}}(\alpha_i)$  la polarisation calculée avec le modèle pour l’angle  $\alpha_i$ , et  $\sigma_P(\alpha_i)$  l’erreur sur la polarisation mesurée pour l’angle  $\alpha_i$ .

Les études de  $\chi^2$  peuvent être présentées sous forme de cartes bidimensionnelles en fonction de deux des trois paramètres du manteau (partie réelle de l’indice complexe, partie imaginaire de l’indice complexe et épaisseur). Les courbes tracées sur les cartes correspondent à une augmentation de 10% de la valeur du minimum de  $\chi^2$  jusqu’à deux fois la valeur du minimum de  $\chi^2$  ce qui donne une idée de la confiance que l’on peut accorder au meilleur ajustement (Penttilä et al., 2003). Les figures 3.11 montrent que les valeurs les plus probables sont, pour la partie réelle, de l’ordre de 2 et pour l’épaisseur du manteau de graphite, d’environ 200 nm. Il est assez surprenant de voir que le meilleur ajustement serait obtenu pour une valeur de la partie imaginaire très faible, correspondant à un matériau peu absorbant, alors que les billes

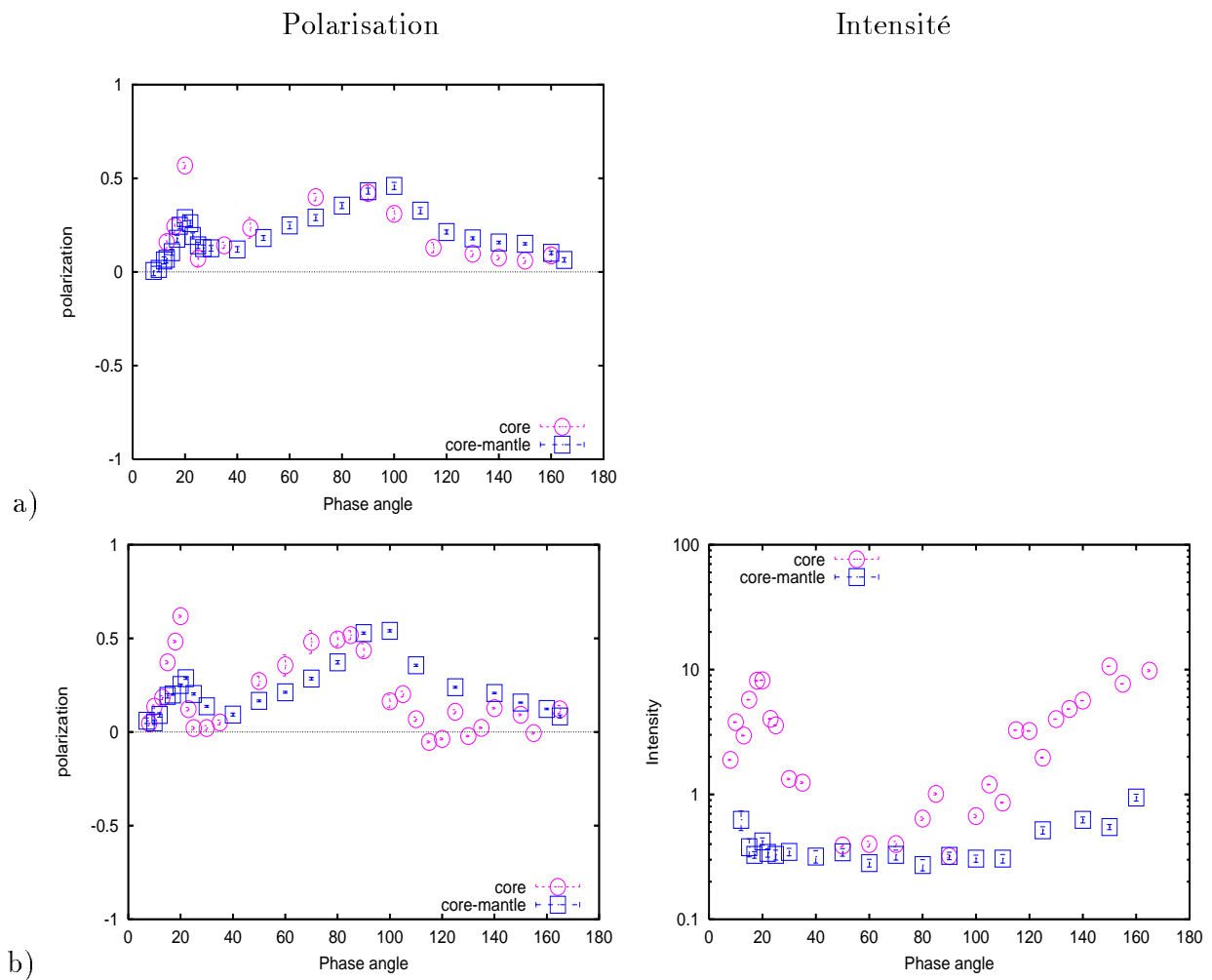
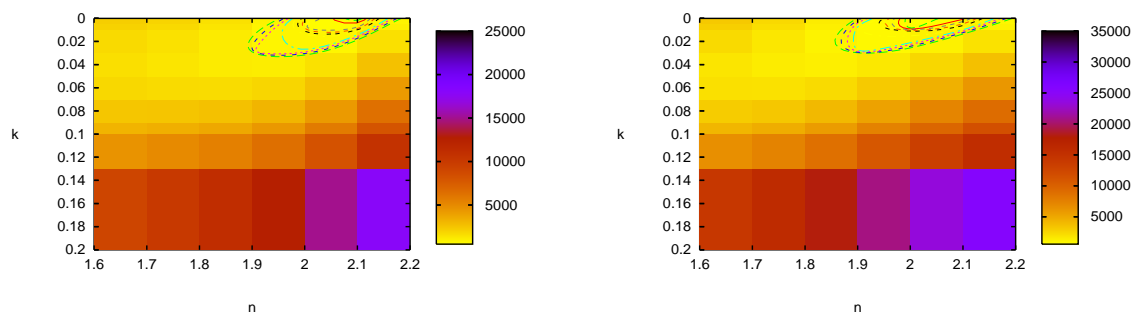


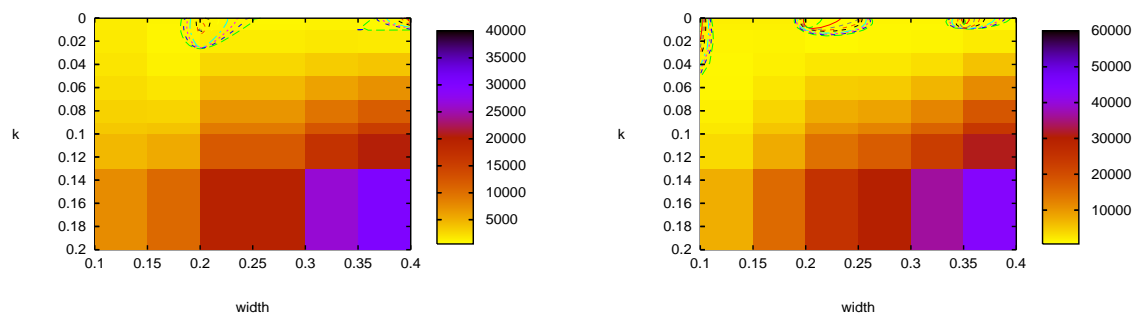
FIG. 3.10 – Comparaison entre les résultats expérimentaux pour les billes de verre non recouvertes de graphite (O avec les barres d'erreur) et les billes recouvertes d'une couche de graphite (□ avec les barres d'erreur). On voit clairement l'effet du manteau sur la courbe de phase en polarisation avec le pic à  $20^\circ$  qui diminue et la partie de la courbe entre  $90^\circ$  et  $140^\circ$  qui augmente. Avec un manteau absorbant, la courbe en intensité est plus monotone. A gauche, la polarisation et à droite, l'intensité normalisée à  $90^\circ$ . a) Mesures à 632,8 nm b) Mesures à 543,5 nm

ont un aspect très sombre à l'œil. Cependant le graphite est un matériau très brillant ce qui peut expliquer le résultat.

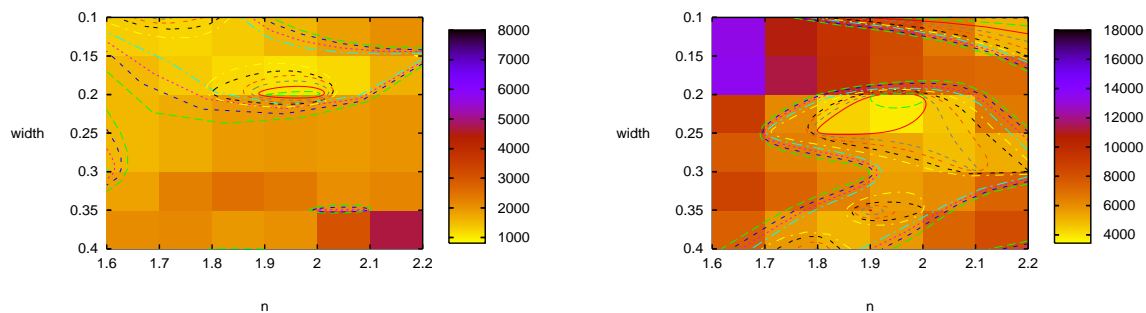
Toutefois, si on compare les courbes mesurées et calculées pour une distribution en taille de sphères stratifiées de verre et graphite, présentées en figure 3.12 pour 632,8 nm, et en figure 3.13 pour 543,5 nm, il apparaît que la forme de la courbe est mieux reproduite globalement (pics situés aux mêmes endroits, même forme générale) pour un indice optique complexe du manteau de  $(2,0 + i0,03)$  et une épaisseur de l'ordre de 200 nm.



a)



b)



c)

FIG. 3.11 – Cartes de  $\chi^2$  calculées pour les billes recouvertes d'un manteau de graphite en fonction de deux des trois paramètres du manteau. A gauche, calculs pour les données à 632,8 nm; à droite, calculs pour les données à 543,5 nm. a) carte en fonction de la partie réelle et imaginaire de l'indice optique (épaisseur fixée à 200 nm) b) carte en fonction de la partie imaginaire de l'indice optique et de l'épaisseur du manteau (partie réelle fixée à 2) c) carte en fonction de la partie réelle de l'indice optique et de l'épaisseur du manteau (partie imaginaire fixée à 0,03)

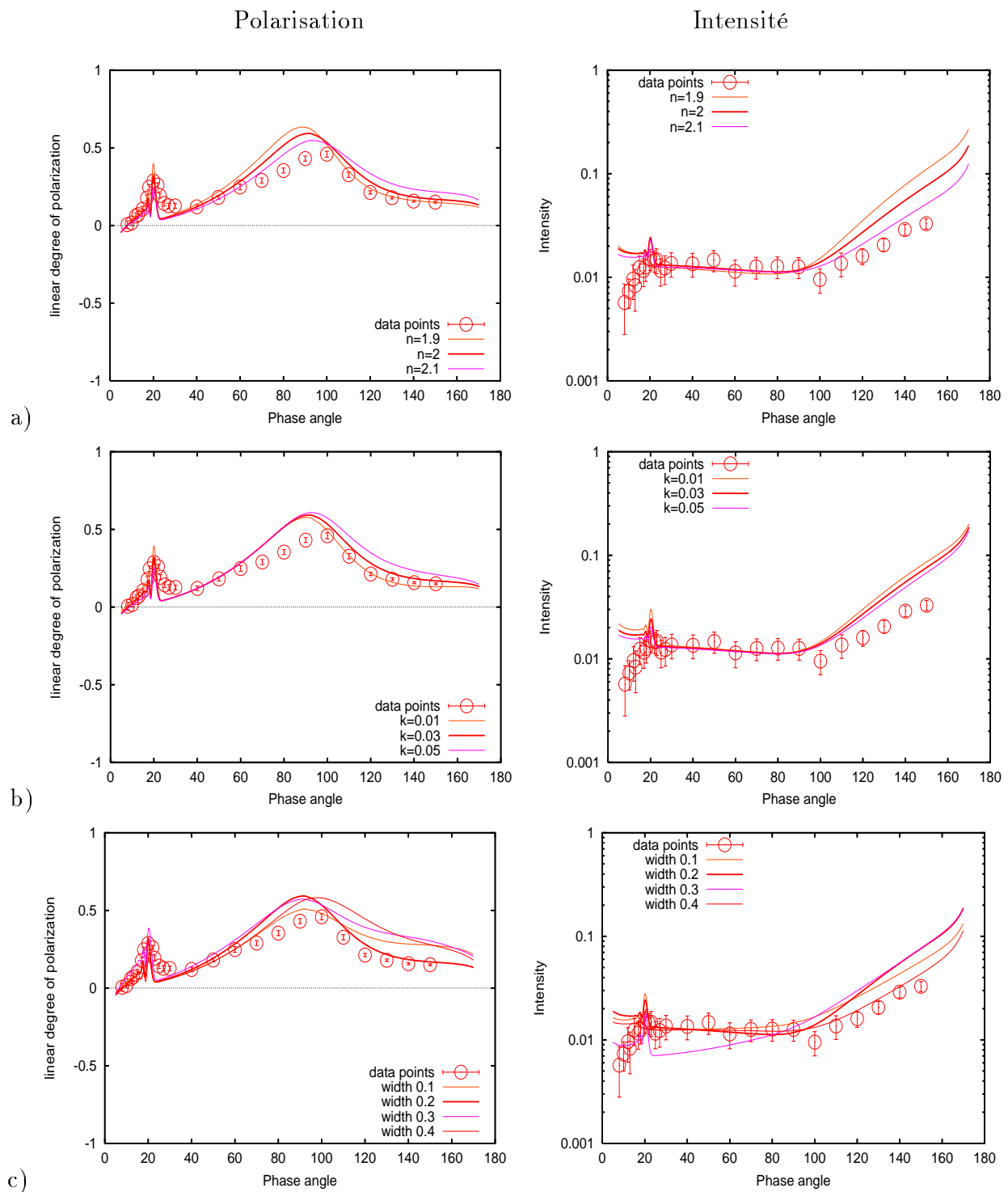


FIG. 3.12 – Comparaison entre les résultats expérimentaux (O avec les barres d'erreur) et le modèle (lignes) pour des billes stratifiées de verre et de graphite à 632,8 nm. a) la partie réelle de l'indice optique du manteau varie entre 1,9 et 2,1 ;  $k = 0,03$  et épaisseur = 0,2  $\mu\text{m}$ . b) la partie imaginaire de l'indice optique du manteau varie entre 0,01 et 0,05 ;  $n = 2$  et épaisseur = 0,2  $\mu\text{m}$ . c) l'épaisseur du manteau varie entre 100 nm et 400 nm ;  $n = 2$  et  $k = 0,03$ .



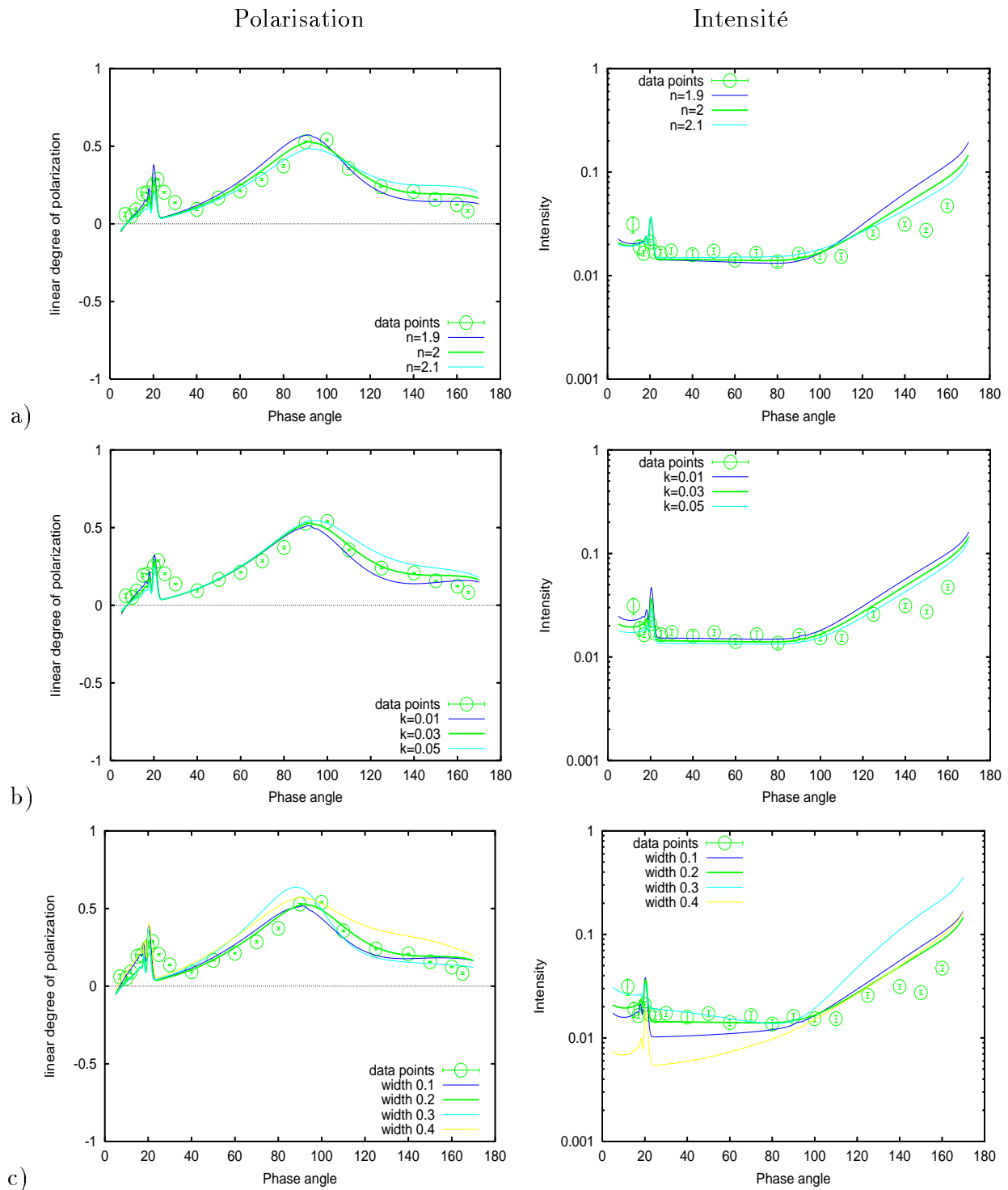


FIG. 3.13 – Comparaison entre les résultats expérimentaux (O avec les barres d'erreur) et le modèle (lignes) pour des billes stratifiées de verre et de graphite à 543,5 nm. a) la partie réelle de l'indice optique du manteau varie entre 1,9 et 2,1 ;  $k = 0,03$  et épaisseur = 0,2  $\mu\text{m}$ . b) la partie imaginaire de l'indice optique du manteau varie entre 0,01 et 0,05 ;  $n = 2$  et épaisseur = 0,2  $\mu\text{m}$ . c) l'épaisseur du manteau varie entre 100 nm et 400 nm ;  $n = 2$  et  $k = 0,03$ .

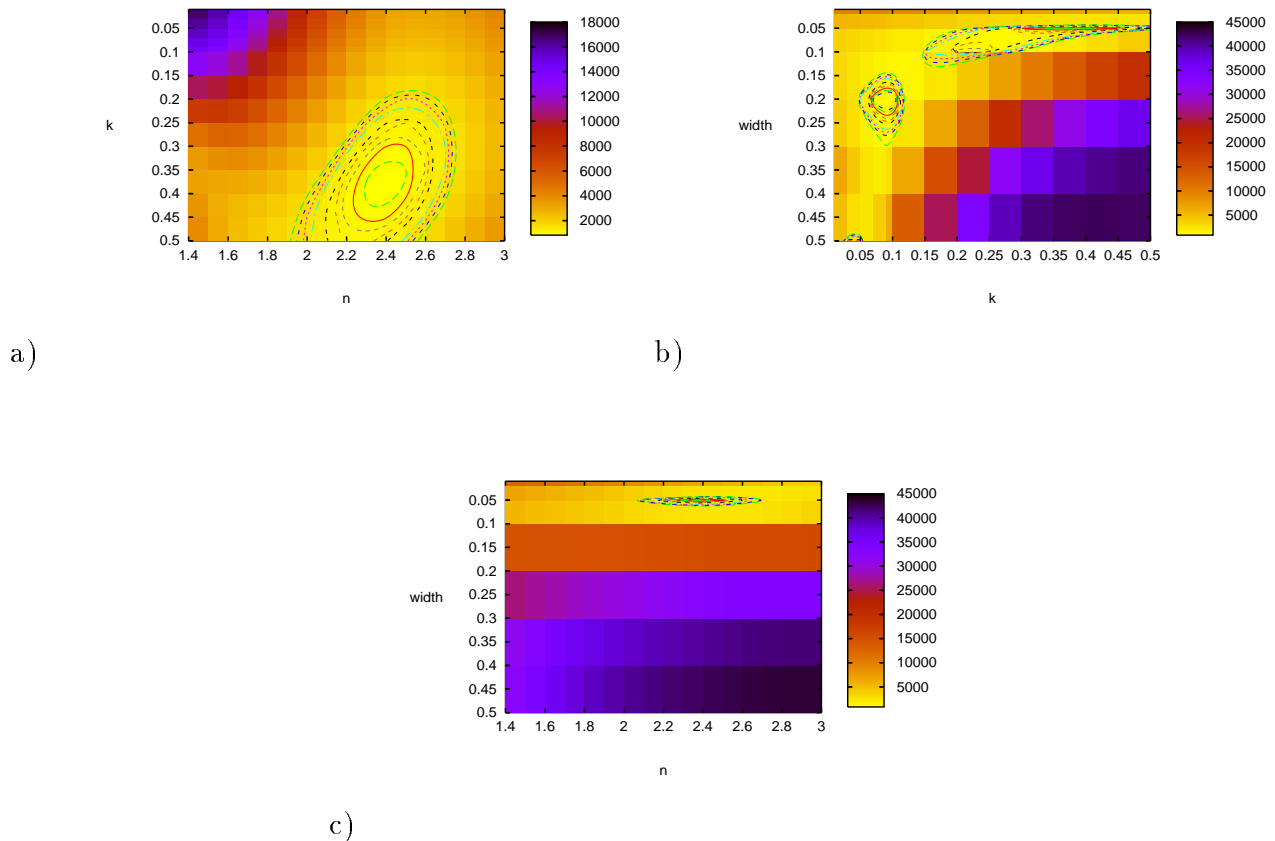


FIG. 3.14 – Cartes de  $\chi^2$  calculées pour les billes de silice recouvertes d'un manteau absorbant en fonction de deux des trois paramètres du manteau. a) carte en fonction de la partie réelle et imaginaire de l'indice optique (épaisseur fixée à 50 nm) b) carte en fonction de la partie imaginaire de l'indice optique et de l'épaisseur du manteau (partie réelle fixée à 2,4) c) carte en fonction de la partie réelle de l'indice optique et de l'épaisseur du manteau (partie imaginaire fixée à 0,4)

### 3.4.3 Billes de Sicastar-black®

Les billes de Sicastar-black® ont été étudiées à 632,8 nm. Les études de  $\chi^2$  sont présentées comme dans le paragraphe précédent en fonction de deux des trois paramètres du manteau (figure 3.14). La figure 3.14.b en fonction de l'épaisseur du manteau et de la partie réelle de l'indice complexe montre la présence de deux minima, l'un pour une épaisseur de 200 nm et l'autre pour 50 nm. Suivant les indications du fournisseur qui annonce une épaisseur de l'ordre de 50 nm, les valeurs des paramètres pour la meilleure approximation sont de 50 nm pour l'épaisseur du manteau avec un indice optique de l'ordre de  $(2,4 + i0,4)$ .

La figure 3.15 compare les résultats expérimentaux obtenus en rouge avec les courbes de

phase en polarisation calculées pour une distribution en taille de sphères stratifiées de silice et d'organiques. Une bonne approximation des mesures est obtenue avec un indice optique complexe du manteau de  $(2,4 + i0,4)$  et une épaisseur de 50 nm.

### 3.5 Discussion

L'étude des billes recouvertes d'un manteau très peu absorbant (Swarcolux®) montre que ce genre de manteau est très difficilement détectable par les techniques de diffusion lumineuse. Cela pourrait correspondre au cas de particules recouvertes de manteaux de glace dans le visible.

Les courbes de phase ont montré l'importance de la présence d'un manteau de matériaux absorbants sur la forme de la fonction de phase en polarisation. Les modèles ont également montré que le degré linéaire de polarisation dépend très fortement de l'absorption (partie imaginaire de l'indice optique complexe) et de l'épaisseur du manteau absorbant, notamment entre  $80^\circ$  et  $160^\circ$  d'angle de phase (figures 3.12, 3.13 et 3.15).

Dans le cas des billes de Sicastar-black®, et des billes de Swarcoflex®/Swarcolux®, la différence entre les points de données et le modèle entre les angles de phase vers  $20^\circ$  et entre  $60^\circ$  et  $100^\circ$  peut être interprétée par la formation d'agrégats de sphères au cours de la lévitation des particules, comme déduit des courbes de distribution en taille obtenues en cours de vol avec la caméra globale et dont la largeur à mi-hauteur est beaucoup plus grande que celle obtenue par les mesures sur les images SEM. L'agrégation de particules peut en effet expliquer le lissage de fonctions de phase en polarisation et la diminution des valeurs maximales de polarisation comme montré en figures 3.16 issues de précédentes études expérimentales (Renard et al., 2002; Hadamcik et al., 2003). Les études théoriques montrent également le même phénomène (Petrova et al., 2000; Lasue et Levasseur-Regourd, 2006b). Le fait qu'une loi gaussienne ne représente pas bien la distribution en taille des particules pourrait aussi jouer un rôle dans ce phénomène. L'indice optique déduit pour la peinture noire de Sicastar-black® peut être estimé de l'ordre de  $(2,4 + i0,4)$ .

Grâce au bon accord entre mesures et modèle pour les billes recouvertes de graphite, on peut déduire un indice optique complexe pour le manteau de graphite de l'ordre de  $(2,0 + i0,03)$ . Cet indice optique rend compte simultanément des mesures effectuées à 543,5 nm et à 632,8 nm, confirmant le fait que l'indice optique de matériaux carbonés varie peu avec la longueur d'onde dans le visible.

L'indice optique obtenu pour le graphite est de l'ordre de grandeur de valeurs mesurées pour des échantillons de graphite  $(1,75 + i0,1)$  (Papoular et al., 1993), mais assez différent d'autres valeurs que l'on peut trouver dans la littérature entre  $(2,34 + i0,26)$  et  $(2,74 + i1,56)$  (Draine et Lee, 1984) ou entre  $(2,3 + i1,53)$  et  $(2,84 + i1,66)$  (Wurm et al., 2004). La faible

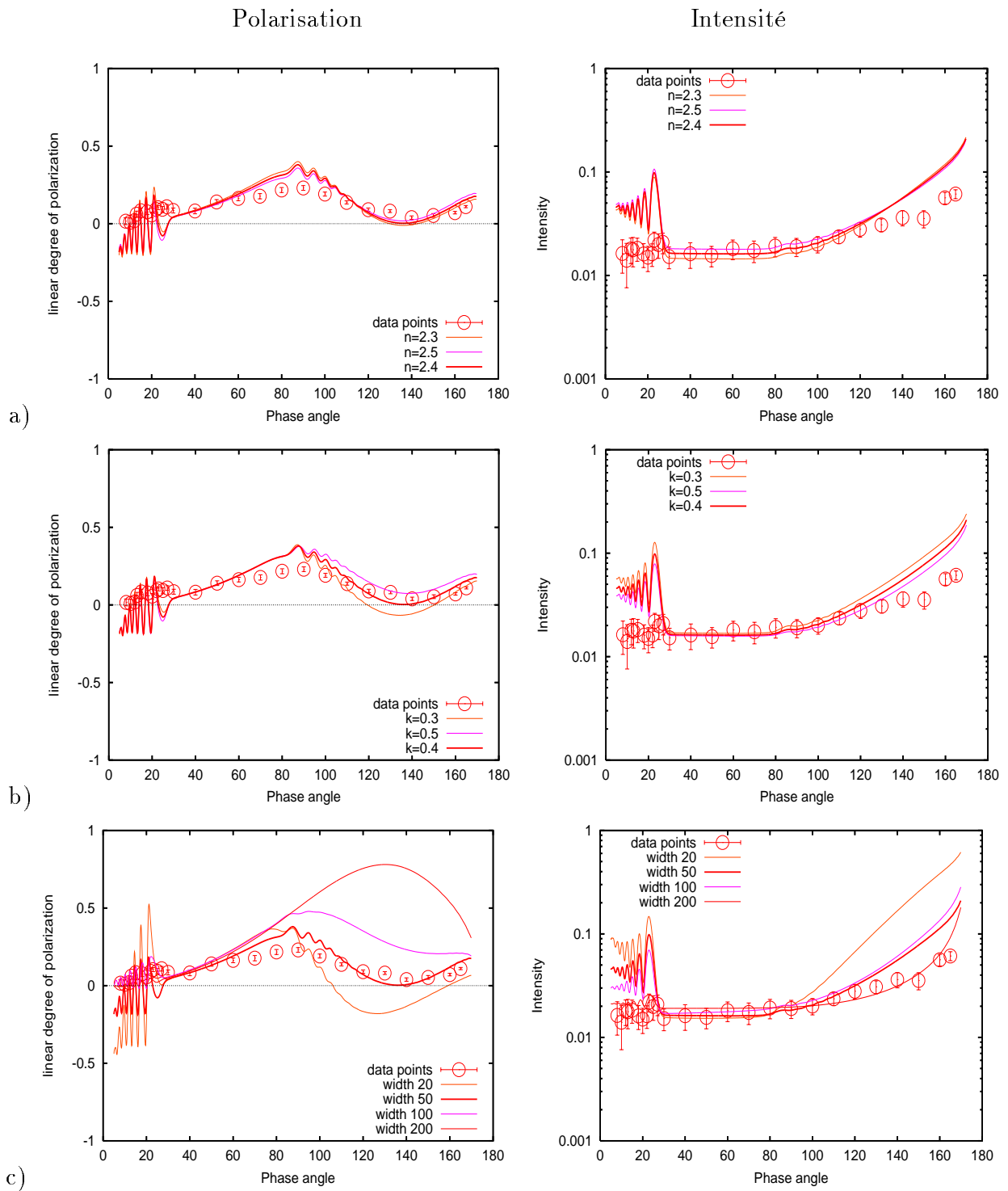


FIG. 3.15 – Comparaison entre les résultats expérimentaux (O avec les barres d'erreur) et le modèle (lignes) pour des billes stratifiées de silice recouvertes de Sicastar-black® à 632,8 nm. a) la partie réelle de l'indice optique du manteau varie entre 2,3 et 2,5;  $k = 0,4$  et épaisseur=50 nm. b) la partie imaginaire de l'indice optique du manteau varie entre 0,3 et 0,5;  $n = 2,4$  et épaisseur=50 nm. c) l'épaisseur du manteau varie entre 20 nm et 200 nm;  $n = 2,4$  et  $k = 0,4$ .

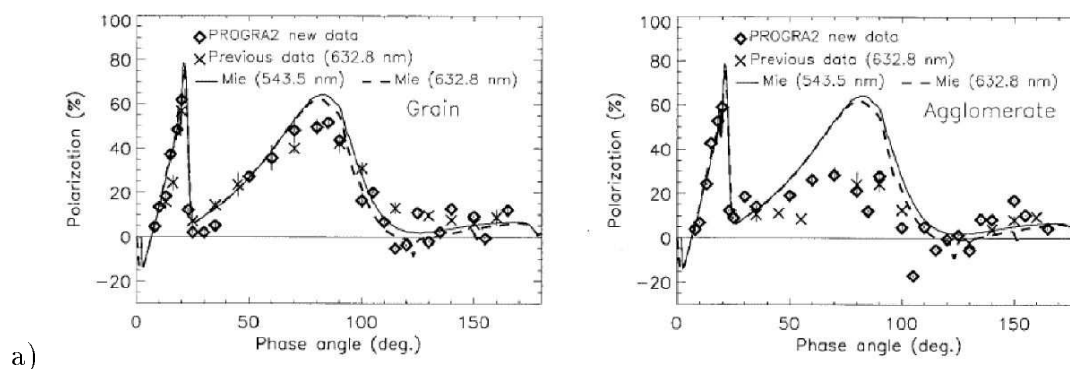


FIG. 3.16 – a) Courbes de phase pour des billes de verre de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre dans le rouge sans (à gauche) et avec agrégation (à droite) (Renard et al., 2002).

valeur de l'absorption obtenue par notre méthode peut s'expliquer par le fait que nous avons utilisé du graphite colloïdal (non cristallin), et aussi par le fait que les couches déposées ne sont pas régulières. La valeur de l'indice optique du composé carboné des billes de Sicastar-black® est de l'ordre de grandeur de valeurs pour le graphite présentées ci-dessus et aussi des valeurs données au chapitre 1 pour le carbone amorphe ( $1,88 + i0,71$ ) (Edoh, 1983) ou pour des glaces irradiées ( $1,6 + i0,1$ ) jusqu'à ( $1,88 + i0,4$ ) (Jenniskens, 1993).

Enfin, il est clair que les courbes de phase en intensité dépendent moins des paramètres du modèle que les courbes de phase en polarisation, ce qui confirme l'importance des mesures de polarisation pour déterminer les propriétés physiques de particules observées à distance.

### 3.6 Conclusions et perspectives

Nous avons étudié le comportement de la lumière diffusée par des sphères non absorbantes recouvertes de manteaux (absorbants ou non) en micropesanteur avec l'expérience PROGRA<sup>2</sup> et analysé les mesures grâce à un modèle de diffusion lumineuse par des particules sphériques avec un manteau régulier.

- o L'étude met en évidence l'influence des manteaux sur la façon dont les particules compactes diffusent la lumière : un manteau non absorbant modifie très peu les courbes de phase en polarisation et en intensité des billes sphériques, un manteau absorbant (même de faible épaisseur comparée au rayon de la bille sphérique) modifie significativement les courbes de phase en diminuant les pics de polarisation et en modifiant l'angle de phase des extrema.
- o L'indice optique complexe et l'épaisseur du manteau peuvent être déterminés en comparant un modèle de diffusion lumineuse par des particules sphériques stratifiées aux

données en polarisation mesurées.

- Le manteau de graphite peut être modélisé par une couche régulière d'épaisseur de 200 nm avec un indice optique de  $(2,0 + i0,03)$ .
- Le manteau de Sicastar-black® peut être modélisé par une couche régulière d'épaisseur de 50 nm avec un indice optique de  $(2,4 + i0,4)$ .
- o Ces résultats sont cohérents avec des ordres de grandeur raisonnables pour l'épaisseur et les indices des manteaux. Ils valident donc les procédures de simulations expérimentales et numériques.

Ces études se poursuivront dans le cadre de PROGRA<sup>2</sup>, d'ICAPS-PE et d'IMPACT pour l'étude de l'influence des matériaux notamment en couches sur la diffusion lumineuse par des particules submicroniques. L'utilisation de particules non sphériques, comme des agrégats de grains recouverts de manteaux d'organiques et de glaces, permettra d'aller plus loin dans l'interprétation des résultats. A plus petite échelle, ces résultats présentent aussi un intérêt pour l'interprétation des observations astronomiques de diffusion lumineuse en termes de formation et composition de particules solides avec manteaux (milieux interstellaire, interplanétaire...).



# Chapitre 4

## Diffusion lumineuse par des particules solides cométaires

Après une brève revue des modèles qui ont été proposés pour interpréter les observations polarimétriques, nous présentons un modèle de diffusion lumineuse par un nuage de particules solides irrégulières pour interpréter les observations polarimétriques cométaires en termes de propriétés physiques des particules solides de la chevelure. Le code de calcul développé est appliqué aux comètes actives et en particulier la comète C/1995 O1 Hale-Bopp (Lasue et Levasseur-Regourd, 2006b; Levasseur-Regourd et al., 2006c).

### 4.1 Simulations des propriétés de diffusion lumineuse des particules cométaires

#### 4.1.1 Théories et simulations numériques

Les théories exactes de la diffusion de la lumière sont limitées à la théorie de Mie élaborée au début du XX<sup>e</sup> siècle à partir des équations de Maxwell dans le cas de particules sphériques régulières (Mie, 1908) et à des développements dans des cas particuliers de sphéroïdes ou cylindres infinis ou non dans la deuxième moitié du XX<sup>e</sup> siècle (voir par exemple Bohren et Huffman, 1983).

Comme présenté au chapitre 1.3., le modèle de Mie donne une solution analytique exacte du champ électromagnétique diffusé par des sphères homogènes et isotropes. Pour des particules de rayon  $R$ , les résultats dépendent de deux paramètres : l'indice complexe  $m = n + ik$ , et le paramètre de taille  $X$  qui s'écrit en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ ,

$$X = 2\pi \times \frac{R}{\lambda}. \quad (4.1)$$



Comme présenté dans le chapitre 1.2.3., les particules cosmiques auxquelles nous nous intéressons sont irrégulières. De plus, dans les conditions de micropesanteur dans lesquelles elles évoluent, les mécanismes d'agglomération sont probablement invariants dans le temps, ce qui doit conduire à la formation d'agrégats fractals comme les agrégats BPCA et BCCA (voir chapitre 1.2.3). Pour déterminer les propriétés de la lumière qu'elles diffusent, il est nécessaire de faire appel à des approximations.

Parmi les plus utilisés de ces outils, citons l'approximation de dipôle discret (DDA pour Discrete Dipole Approximation) qui simule les propriétés d'un élément continu par celles d'un réseau de dipôles aux mailles plus ou moins serrées et a été développée par Purcell et Pennypacker (1973), et ultérieurement améliorée par Draine (1988) ainsi que Draine et Goodman (1993). Pour l'utilisation, on peut se référer à Lévassieur-Regourd et al. (1997); Lumme et al. (1997); Draine et Flatau (2002)<sup>1</sup>. D'autres méthodes incluent les calculs par T-matrice (Mishchenko et Mackowski, 1996; Mishchenko et Travis, 1998) qui sont très avantageux en temps de calcul pour de petites particules avec une symétrie axiale et l'approximation d'optique géométrique pour des particules ayant un grand paramètre de taille (Macke et Mishchenko, 1996; Macke et al., 1996; Penttilä et al., 2003).

Ces études sont limitées par les temps de calculs, mais également par la validité des approximations faites. Elles restent néanmoins un élément essentiel de prédiction vis-à-vis des résultats issus des expériences et d'interprétation pour les observations. Les codes de calculs seront décrits plus en détails dans la partie suivante.

#### 4.1.2 Modèles de diffusion lumineuse par des particules compactes

Divers auteurs ont cherché à déduire les propriétés physiques des particules solides diffusant la lumière grâce aux observations polarimétriques dans le visible et dans l'infrarouge en les comparant aux résultats de modèles numériques de diffusion de la lumière par des particules compactes.

##### Modèles sphériques

Les premiers modèles numériques de simulation des propriétés optiques des particules étaient basés sur les méthodes exactes de calcul de type Mie, pour des sphères ou des formes simples et ont été utilisés dans le cas de grains interstellaires et cométaires.

---

<sup>1</sup>Le programme entier (dernière version DDSCAT 6.1) et son guide de l'utilisateur (astro-ph/0409262 29 Dec 2004) sont disponibles gratuitement sur internet :  
<http://www.astro.princeton.edu/~draine/DDSCAT.html>

Mathis et al. (1977) ont utilisé des sphères et des cylindres de différentes compositions (graphite, enstatite, olivine, carbure de silice, fer et magnétite) contraintes par les abondances cosmiques pour en déduire la distribution en taille des grains interstellaires grâce aux observations de l’extinction et de la polarisation entre 0,11  $\mu\text{m}$  et 1  $\mu\text{m}$ . Ils obtinrent approximativement une loi de puissance,  $\Gamma(R) = R^s$ , de facteur,  $s$ , compris entre  $-3,3$  et  $-3,6$  avec des rayons pour des particules de graphite entre 0,005  $\mu\text{m}$  et 1  $\mu\text{m}$ , et une gamme de rayons plus étroite (0,025  $\mu\text{m}$  et 0,25  $\mu\text{m}$ ) pour les autres matériaux.

Un modèle de distribution de grains sphériques a été proposé par (Voshchinnikov et Krügel, 1999) pour décrire les observations polarimétriques du disque de débris de  $\beta$  Pictoris. Ils trouvent une distribution en taille avec un facteur  $s = -3,2$  comprise entre un rayon minimal de 0,075  $\mu\text{m}$  et un rayon maximal de 50  $\mu\text{m}$ . Les particules ont un indice dans le rouge de  $(1,152 + i 0,005)$  compatible avec des grains poreux constitués de 50% de glaces et 50% de vide, ou de façon équivalente, constitués de 24% de silicates et 76% de vide.

Mukai et al. (1987) réalisèrent une approximation des observations polarimétriques de la comète 1P/Halley en fonction de l’angle de phase et de la longueur d’onde, en utilisant une distribution en taille de sphères qui correspondait aux observations des sondes VeGa (Mazets et al., 1986) à savoir :

$$\begin{cases} \Gamma(R) \approx R^{-2} & \text{pour } R \leq 0,62 \mu\text{m}, \\ \Gamma(R) \approx R^{-2,75} & \text{pour } 0,62 \mu\text{m} \leq R \leq 6,2 \mu\text{m}, \\ \Gamma(R) \approx R^{-3,4} & \text{pour } 6,2 \mu\text{m} \leq R. \end{cases} \quad (4.2)$$

En faisant l’hypothèse de grains avec une densité égale à 1, ils en déduisirent un indice optique  $(1,392 + i 0,024)$  à  $\lambda = 0,365 \mu\text{m}$ ,  $(1,387 + i 0,031)$  à  $\lambda = 0,484 \mu\text{m}$ ,  $(1,385 + i 0,035)$  à  $\lambda = 0,62 \mu\text{m}$ ,  $(1,383 + i 0,038)$  à  $\lambda = 0,72 \mu\text{m}$ . On peut remarquer que ces indices varient peu avec la longueur d’onde. Les auteurs firent l’hypothèse que ces indices moyens pouvaient correspondre à des mélanges de glaces, de silicates et de matières organiques.

### Modèles sphériques avec manteau

Comme présenté au chapitre 1.1.1, les grains interstellaires présentent très probablement une structure avec une ou deux couches (d’organiques et de glaces). Aussi a-t-on cherché à expliquer les observations interstellaires grâce à des modèles sphériques en couches dont nous détaillons ici les paramètres.

Un calcul de diffusion lumineuse par des particules sphériques de graphite de rayon  $\approx 0,05 - 0,07 \mu\text{m}$  recouverts de glace jusqu’à deux fois leur propre rayon, avec une distribution en taille des manteaux recouvrant les cœurs permet de rendre compte des observations en extinction du milieu interstellaire (Wickramasinghe et al., 1966). Les indices optiques utilisés correspondent

à ( $\approx 1,8 + i1$ ) (Wickramasinghe et Guillaume, 1965) pour le graphite et 1,33 pour la glace d'eau.

Dempsey et Wickramasinghe (1975) ont montré, dans l'approximation de Rayleigh, qu'un rapport de l'épaisseur d'un manteau de glace sur le rayon d'un cœur de silicates de 1,3 donnait le meilleur ajustement pour l'extinction interstellaire pour l'objet de Becklin-Neugebauer dans Orion. Les indices optiques utilisés correspondent à de l'obsidienne, du basalte et de l'andésite pour les silicates (Pollack et al., 1973) et de la glace d'eau (Irvine et Pollack, 1968).

Les observations polarimétriques des nébuleuses proto-planétaires et planétaires peuvent être expliquées par une distribution en taille de grains de silicates de type interstellaire ( $s \approx -3,5$ ) recouverts d'une fine couche de glace (Scarrott et Scarrott, 1995). Les indices optiques utilisés correspondent à ( $1,63 + i0,05$ ) pour les silicates et ( $1,33 + i0,05$ ) pour la glace. Le meilleur ajustement est obtenu pour un rayon minimal de  $0,045 \mu\text{m}$ , un rayon maximal de  $2,0 \mu\text{m}$  et une épaisseur de couche de  $0,08 \mu\text{m}$ , donnant un rapport volumique de glace sur silicates d'environ 2 (Fullerton et Scarrott, 1996).

Enfin, Kolokolova et al. (2001a) ont utilisé un modèle d'agrégats très poreux, de sorte qu'il n'y ait pas d'interactions entre les grains, avec des grains ayant une structure en cœur et manteau d'organiques qui s'évapore pour expliquer les observations de chevelure cométaire. Une simulation de Mie avec des rayons de  $0,05$  à  $1 \mu\text{m}$  et des indices optiques entre ( $1,5 + i0,0$ ) et ( $1,5 + i0,5$ ) pour le cœur de silicates, et entre ( $1,3 + i0,0$ ) et ( $1,7 + i1,0$ ) pour le manteau d'organiques donne le meilleur ajustement. La composition du manteau est obtenue par la règle de mélange de Maxwell-Garnett (voir par exemple, Bohren et Huffman, 1983).

### Modèles de particules allongées avec manteaux

Greenberg et Li (1996); Li et Greenberg (1997) ont utilisé un modèle de grains interstellaires en trois couches déjà présenté au chapitre 1.1.1. La forme des grains est sphéroïdale ou cylindrique (grains allongés). Les indices des différents matériaux utilisés proviennent des auteurs suivants : Draine et Lee (1984) pour les silicates, Jenniskens (1993) pour les matériaux organiques, Hudgins et al. (1993) pour la glace d'eau. L'indice optique moyen est obtenu en utilisant la règle de mélange de Maxwell-Garnett entre le matériau et le vide en tenant compte de la porosité des particules que sont censés représenter ces grains. De plus les calculs sont faits en utilisant l'approximation de Rayleigh pour des paramètres de taille inférieurs à 1 et l'approximation géométrique pour des paramètres de taille supérieurs à 10. Ils purent approximer l'extinction et la polarisation interstellaire (région du Cygne) avec une distribution en taille gaussienne autour de la valeur moyenne de  $0,07 \mu\text{m}$  pour le rayon du cœur de silicates.

Ce même modèle de grains a été utilisé par Greenberg et Hage (1990) et par Li et Greenberg (1998a,b) pour déterminer les propriétés d'émission thermique des grains cométaires pour

respectivement les observations des comètes 1P/Halley, C/1995 O1 Hale-Bopp et 19P/Borrelly. Dans le cas de 1P/Halley, ils déduisirent une taille moyenne des grains constitutifs des particules cométaires avec  $0,075 \mu\text{m}$  pour le rayon du coeur de silicates. Ils utilisèrent la combinaison de deux lois de puissance en fonction de la masse des particules pour simuler l'émission thermique de ces comètes.

### Particules compactes irrégulières

Les techniques de calcul du type ray-tracing valables pour des particules nettement plus grandes que la longueur d'onde permettent de simuler l'interaction avec des particules très irrégulières dont la forme est approchée grâce à un ensemble de petits éléments de surfaces (typiquement des triangles). Des simulations de nuages de particules de formes très irrégulières, compactes et ayant une taille plus grande que la longueur d'onde, ont donc pu être menées.

Une étude statistique de l'influence des non-uniformités de surface des particules compactes est présentée par Muinonen et al. (1996); Muinonen (1998) pour un modèle de sphères gaussiennes. Les indices optiques considérés ont une partie réelle de 1,33; 1,55 et 2,0 ainsi qu'une partie imaginaire s'échelonnant entre 0,0 et 0,9.

Lumme et Rahola (1998) ont étudié la lumière diffusée par des sphères déformées de façon aléatoire, et montré que les propriétés optiques étaient plus proches de celles de sphéroïdes que de sphères. Par ailleurs, en utilisant une distribution en taille  $R^s$  de coefficient  $s$  entre  $-2$  et  $-4$ , ils obtinrent des courbes de polarisation similaires à celles des astéroïdes.

### Approche statistique

Finalement, Bohren et Huffman (1983) ont montré qu'une distribution en taille de sphéroïdes bien choisie pouvait présenter les mêmes caractéristiques optiques, en termes de coefficients d'absorption, de diffusion et d'extinction, qu'un ensemble quelconque de particules irrégulières. Cette méthode appelée «approche statistique» rend bien compte des observations spectrales dans l'infrarouge, où la taille des particules est petite par rapport à la longueur d'onde.

Le fait qu'une distribution en taille de sphères creuses présente la même propriété statistique a été utilisé par Min (2005) pour calculer des propriétés optiques d'absorption de grains cosmiques et cométaires, ainsi que pour rendre compte en même temps des observations polarimétriques (Min et al., 2005a,b). Avec leur modèle de sphères creuses, ils obtinrent dans le cas de C/1995 O1 Hale-Bopp une distribution en taille des sphères en loi de puissance de coefficient  $-3,48$  avec la composition suivante :

- carbone amorphe (24%,  $R_{\min} = 7 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 11,6 \mu\text{m}$ ),
- olivine amorphe (32%,  $R_{\min} = 0,01 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 93 \mu\text{m}$ ),

- pyroxène amorphe (20%,  $R_{\min} = 0,01 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 93 \mu\text{m}$ ),
- silice amorphe (1,9%,  $R_{\min} = 6,5 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 7,5 \mu\text{m}$ ),
- forstérite cristalline (3,1%,  $R_{\min} = 0,05 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 0,1 \mu\text{m}$ ),
- enstatite cristalline (1,2%,  $R_{\min} = 0,05 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 0,1 \mu\text{m}$ ),
- fer métallique (1,5%,  $R_{\min} = 0,2 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 0,3 \mu\text{m}$ ) et
- sulfure de fer (16,4%,  $R_{\min} = 0,8 \mu\text{m}$ ,  $R_{\max} = 4,3 \mu\text{m}$ ).

### 4.1.3 Modèles de particules poreuses

Cependant, autant les modèles de grains compacts peuvent être valables pour les particules du milieu interstellaire, interplanétaire ou dans les nébuleuses planétaires, autant, comme nous l'avons déjà vu, le cas des poussières cométaires requiert l'utilisation de modèles de calcul adaptés pour le cas de particules poreuses.

#### Porosité introduite dans les particules compactes

Comme on vient de le voir, Greenberg et Hage (1990) avaient introduit la porosité des grains dans le calcul de l'indice de la particule avec la relation de Maxwell-Garnett. Min et al. (2005b) considéraient que les particules creuses correspondaient à des particules poreuses par le rapport entre la matière et le vide. Enfin, Kolokolova et al. (2001a) ont supposé que les agrégats étaient tellement poreux, qu'il n'y avait aucune interaction entre grains. Ces modèles sont cohérents avec certaines approximations, mais ne semblent pas correctement représenter la forme physique des particules cométaires.

#### Agrégats de sphères

L'une des modélisations les plus utilisées pour simuler les particules cométaires est basée sur un modèle de particules poreuses qui sont des agrégats de petits grains, la taille des grains constitutifs étant de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde visibles et la taille des agrégats étant aussi grande que possible. De nombreuses études portent sur l'interaction de la lumière avec des agrégats de sphères homogènes calculés avec différents codes numériques (typiquement approximation par dipôles discrets, mais aussi calculs avec T-matrice). Les agrégats de sphères sont souvent créés par des processus d'agrégation de type fractal, représentatifs de certains phénomènes physiques (voir chapitre 1.2.3).

West (1991) a montré que la polarisation linéaire dépendait de la taille de l'agrégat et des grains constitutifs. Il calcula les propriétés de diffusion de la lumière pour des agrégats de sphère de dimension fractale  $\approx 2,5$ , formés par diffusion-limited aggregation (DLA) et constitués de 8 à 170 sphères. Les indices utilisés proviennent d'études liées aux tholines, que l'on pense

## 4.1 Simulations des propriétés de diffusion lumineuse des particules cométaires 29

être représentative des aérosols de Titan, sur un ensemble de longueurs d'onde des rayons X peu énergétiques aux micro-ondes ( $1,649 + i0,0009$ ); ( $1,7 + i0,0229$ ); ( $1,629 + i0,11$ ) et ( $1,681 + i0,21$ ) et l'influence de la partie imaginaire a été discutée. Le paramètre de taille des particules varie entre 1 et 3.

Nakamura et Okamoto (1999) ont étudié des agrégats de sphères grâce à une version modifiée de DDA (simplification au premier terme de Mie ce qui fait qu'on représente une sphère par un dipôle). Les agrégats sont formés par agrégation ballistique des grains. Les calculs sont effectués pour des grains de rayon  $0,03 \mu\text{m}$  à une longueur d'onde de  $500 \text{ nm}$ . La simplification des calculs a permis de considérer des agrégats contenant de  $8000$  à  $27000$  sphères. Les indices optiques correspondaient approximativement aux silicates interstellaires ( $1,72 + i0,029$ ) et à de l'olivine ( $1,69 + i0,00003$ ). Ils ont constaté une augmentation de l'intensité en rétrodiffusion et l'apparition d'une branche négative pour de faibles angles de phase avec un angle d'inversion autour de  $20^\circ$ . Ils ont également remarqué que les agrégats floconneux ont une section efficace plus grande que la sphère compacte de volume équivalent. Enfin ils ont remarqué que la taille de l'agrégat ne jouait pas un rôle essentiel pour la polarisation tant que le grain constitutif avait une taille plus petite que la longueur d'onde.

Petrova et al. (2000) ont également étudié des agrégats de sphères en vue de comparer leurs propriétés avec celles des particules cométaires. Les calculs sont effectués selon l'approche par T-matrice. Ils considèrent des agrégats irréguliers constitués d'un nombre restreint de sphères ( $< 50$ ) dont le paramètre de taille s'échelonne de  $1,3$  à  $1,65$ , ce qui correspond à un rayon de  $0,11$  à  $0,14 \mu\text{m}$  pour une longueur d'onde de  $550 \text{ nm}$ . L'indice optique choisi est proche de celui des silicates interstellaires avec une partie réelle de  $1,65$  et une partie imaginaire prise entre  $0,002$  et  $0,1$ . Leur étude montre que de tels agrégats présentent des courbes de polarisation proches de celles observées pour les comètes. Les particules compactes ont une branche négative plus prononcée que les autres. Cette branche négative diminue quand la longueur d'onde augmente, elle apparaît principalement à cause de la taille des grains, mais également en fonction du nombre de grains dans l'agrégat. Une augmentation de la seule partie imaginaire de l'indice augmente légèrement la polarisation. La présence de la branche négative est fortement liée à l'interaction avec un matériau peu absorbant. C'est également la première étude à considérer une distribution en taille des agrégats de sphères pour représenter un nuage similaire à celui attendu dans les comètes. De récents articles (Petrova et al., 2004; Tishkovets, 2004) reprennent de façon plus systématique ce type d'étude pour de plus grands agrégats en gardant sensiblement les mêmes conclusions. Ils mettent en avant le fait que les mesures devraient être menées pour tout le vecteur de Stokes afin d'avoir plus d'information sur les propriétés physiques des particules et étudient les interactions multiples à l'intérieur d'une particule. La dépendance de la polarisation avec les indices réels et imaginaires avait déjà été étudiée de façon systématique par Haudebourg

et al. (1999) dans le cas d'agrégats constitués de dipôles.

Enfin, Kimura (2001); Kimura et al. (2003); Kimura et Mann (2004); Mann et al. (2004) ont utilisé différentes techniques, approximation par dipôles discrets et T-matrice, pour calculer la diffusion de la lumière par des agrégats de sphères (BCCA et BPCA, jusqu'à 512 sphères) de différentes compositions. Ils montrent que la morphologie (BCCA ou BPCA) des particules joue un rôle peu important et que des matériaux peu absorbants produisent une rétrodiffusion ainsi que la branche négative (dans Kimura (2001), silicates ( $1,68 + i0,03$ ) et carbone ( $1,99 + i0,23$ ) avec des rayons de grains entre 10 et 150 nm) Dans Kimura et al. (2003); Mann et al. (2004), les agrégats considérés sont des mélanges de différents matériaux : carbone ( $1,95 + i0,79$ ); organiques ( $1,69 + i0,15$ ); silicates ( $1,69 + i0,03$ ); métal ( $2,59 + i2,77$ ) à 450 nm et carbone ( $2,14 + i0,81$ ); organiques ( $1,71 + i0,15$ ); silicates ( $1,68 + i0,03$ ); métal ( $2,9 + i3,02$ ) à 600 nm) Ils calculent ensuite les propriétés optiques des agrégats en utilisant un indice moyenné grâce à la loi de Maxwell-Garnett, qui donne pour les poussières cométaires : ( $1,88 + i0,47$ ) à 450 nm et ( $1,98 + i0,48$ ) à 600 nm. Pour des agrégats jusqu'à 256 sphères (ayant un rayon jusqu'à  $0,1 \mu\text{m}$ ) ils obtiennent des courbes en polarisation avec une très faible branche négative avec un angle d'inversion vers  $10^\circ$  et un maximum autour de 50% vers  $90^\circ$ . Ils concluent que la taille des grains doit être submicronique, que la dépendance en longueur d'onde peut s'expliquer par des matériaux plus absorbants dans le rouge que dans le bleu et que la présence de la branche négative indique que le rayon équivalent des agrégats doit être supérieur à  $0,6 \mu\text{m}$ .

### Agrégats de grains non-sphériques

Xing et Hanner (1997) ont étudié les propriétés de diffusion de la lumière par des agrégats de grains sphériques et tétraédraux et les ont comparées à celles des poussières cométaires. Les calculs sont effectués avec l'approximation des dipôles discrets. L'indice du carbone pur est pris comme ( $1,88 + i0,71$ ), et les silicates comme ( $1,65 + i0,01$ ). Le rayon équivalent des grains est de l'ordre de  $0,5 \mu\text{m}$  et l'agrégat contient une dizaine de grains qui peuvent se chevaucher plus ou moins. Ils calculèrent des absorptions ainsi que les températures d'équilibre des particules en fonction de leur distance au Soleil, montrant que les agrégats avaient une température d'équilibre plus faible que celle de la sphère de volume équivalent de même matériau. D'autre part les pentes des courbes de températures en fonction de la distance au Soleil sont plus faibles que celles du corps noir. Finalement ils montrèrent qu'un ensemble d'agrégats de silicates et carbone était nécessaire pour avoir une courbe proche de celles observées pour les comètes (rapport carbone/silicates=5,75).

Yanamandra-Fisher et Hanner (1999) ont étudié les propriétés de diffusion de la lumière par des agrégats de grains sphériques, cubiques, parallélépipédiques, cylindriques et tétraédraux et les ont comparées à celles des poussières cométaires, notamment la branche négative et

l'émission de silicates à  $11,2 \mu\text{m}$ . Les indices sont pris de  $(1,88 + i0,71)$  pour le carbone, et  $(1,65 + i0,00)$  pour les silicates. Différentes porosités et mélanges de carbone et silicates sont envisagés et modélisés par un indice moyen du matériau. Un matériau trop absorbant ne présente pas de branche négative.

Plus particulièrement, des études sur les régolithes en laboratoire ont amené des simulations numériques de diffusion multiple dans des couches composées de particules irrégulières comme, par exemple, les études de Stankevich et al. (2003); Stankevich et Shkuratov (2004); Shkuratov et Grynko (2005).

## 4.2 Codes de calcul

### 4.2.1 Calculs pour des sphéroïdes compacts

Comme présenté au chapitre 1.2.3., les particules compactes du milieu interstellaire et du milieu interplanétaire peuvent en général être simplement représentés par des sphéroïdes allongés de grand axe égal à deux fois le petit axe. Deux codes de calcul sont utilisés pour déterminer la diffusion lumineuse par de telles particules.

#### Calcul avec le formalisme de la T-matrice

Le code de calcul qui utilise le formalisme de la T-matrice (Mishchenko et Travis, 1998) permet des calculs rapides et exacts de la diffusion de la lumière par des particules de petits paramètres de taille. Nous utilisons ce code pour le calcul de la diffusion de la lumière par des sphéroïdes de paramètre de taille de la sphère équivalente inférieur à 20.

#### Approximation de l'optique géométrique (Ray-Tracing)

L'approximation de l'optique géométrique correspond à l'interaction des rayons lumineux avec une surface de dimensions plus grande que la longueur d'onde. Cette approximation peut donc être utilisée pour obtenir la diffusion lumineuse par des particules de grandes tailles non-sphériques. Macke et Mishchenko (1996) ont implémenté un logiciel de calcul de l'interaction lumineuse avec des particules sphéroïdales de grandes dimensions. Ce code est basé sur un traitement du trajet de rayons lumineux dans la particule considérée. Les rayons sont générés aléatoirement par un algorithme de Monte-Carlo. Macke et Mishchenko (1996) ont présenté des résultats de calculs pour des paramètres de taille aussi petits que 20. Le même algorithme a été utilisé avec succès pour interpréter les mesures polarimétriques effectuées par l'expérience PROGRA<sup>2</sup> pour des paramètres de taille entre 40 et 400 (Penttilä et al., 2003). Initialement utilisé pour des particules de glace d'eau, le code a été modifié selon les indications de Macke



(communication personnelle) pour être valable pour des particules d'absorption arbitraire. Nous utilisons ce code pour calculer l'interaction de la lumière avec des sphéroïdes de paramètre de taille de la sphère équivalente supérieur à 20. Nous avons vérifié que les deux programmes (ray-tracing et T-matrice) donnent des résultats cohérents autour de paramètres de taille de 20, tant au niveau de la section efficace de diffusion des particules que des courbes de phase en polarisation pour des angles de phase inférieurs à  $90^\circ$ .

### 4.2.2 Approximation par dipôles discrets (DDA)

Nous avons écrit une routine qui permet de créer des particules correspondant à des agrégats de sphères identiques, de sphères avec une distribution en taille gaussienne et de sphéroïdes aléatoirement orientés. Dans chaque cas, la position des centres de grains est gardée constante et seule leur forme change. Comme dans les calculs présentés par Xing et Hanner (1997) pour des agrégats de grains non sphériques, les grains de ces agrégats peuvent se chevaucher légèrement sans gêner les calculs, le programme prenant comme paramètre la taille totale de la particule fondue et non la taille d'un grain individuel. Ces particules correspondent donc à une approximation toujours plus réaliste (par la forme des grains, et leur léger chevauchement) des particules cométaires et qui complète bien les différentes approches prises par les auteurs précédents.

#### Contexte

Le programme DDA est un moyen efficace de calculer le rayonnement diffusé par des particules hétérogènes de forme irrégulière.

Le principe du programme repose sur une approximation de la particule diffusante, qui est un milieu continu, par un ensemble discret d'éléments de volume assimilables à des dipôles élémentaires disposés sur une grille tridimensionnelle. Le signal total de la lumière diffusée est ensuite obtenu par superposition des champs diffusés par chaque dipôle individuel (en tenant compte de l'interaction entre dipôles) et rend compte du signal globalement diffusé par la particule. On comprend donc bien que plus le nombre de dipôles représentant la particule est grand et plus le champ résultant après l'étape finale de l'approximation est proche du champ réellement diffusé par la particule.

Pour la simulation numérique de la lumière diffusée par des agrégats, nous considérons chaque agrégat constitué de grains sphériques. Ces particules qui correspondent à une première approximation des constituants élémentaires d'un grain de poussière cosmique ont été appelées monomères par de nombreux auteurs (Botet et al., 1995; Haudebourg, 2000). Ce terme n'a ici aucune signification chimique. Dans le cas particulier de l'expérience IMPACT, il correspond

aux sphères de silice utilisées. Le tableau 1.2 présenté dans le chapitre 1.2.3 représente de tels agrégats de sphères obtenus grâce à un programme simulant l'agglomération de particules écrit par Botet (communication personnelle).

### Approximation par dipôles discrets

La particule (agrégat ou simple grain) dont on cherche à calculer l'interaction avec la lumière est représentée par une matrice de  $N_{\text{dip}}$  dipôles localisés aux positions  $\mathbf{r}_i$  et ayant une polarisabilité  $\alpha_i$ . La polarisation de chaque dipôle vaut :

$$\mathbf{P}_i = \alpha_i \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_i) \quad (4.3)$$

et correspond à la réponse du dipôle au champ électrique total  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i)$  au point où se trouve le dipôle. Ce champ est la somme du champ électrique incident  $\mathbf{E}_{\text{inc},i}$  et de la contribution de tous les autres dipôles  $\mathbf{E}_{\text{dip},i}$  :

$$\mathbf{E}_{\text{inc},i} = \mathbf{E}_o \exp(i\mathbf{k}_o \cdot \mathbf{r}_i - i\omega t) \quad (4.4)$$

$$\mathbf{E}_{\text{dip},i} = - \sum_{j \neq i} \mathbf{A}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j \quad (4.5)$$

où pour ( $i \neq j$ )

$$\mathbf{A}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j = \frac{\exp(i\mathbf{k}_o \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^3} \left\{ k_o^2 \mathbf{r}_{ij} \cdot (\mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j) + \frac{(1 - i\mathbf{k}_o \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \times [r_{ij}^2 \mathbf{P}_j - 3\mathbf{r}_{ij} \cdot (\mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j)] \right\} \quad (4.6)$$

Avec  $\mathbf{k}_o$  le vecteur de propagation dans le vide tel que  $|\mathbf{k}_o| = \omega/c$  et  $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ . On obtient finalement l'équation linéaire suivante :

$$(\alpha_i)^{-1} \cdot \mathbf{P}_i + \sum_{j \neq i} \mathbf{A}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j = \mathbf{E}_{\text{inc},i} \quad (4.7)$$

Le problème de la diffusion de la lumière par une particule quelconque se réduit donc à la résolution de  $3 \times N_{\text{dip}}$  équations linéaires.

Les dipôles élémentaires sont disposés dans une grille parallélépipédique rectangle de maille élémentaire cubique ayant une dimension égale à  $d$ . On a décomposé en figure 4.1 un grain sphérique en dipôles élémentaires. On constate tout de suite que plus le nombre de dipôles est important et plus le résultat sera proche de la réalité. L'agrégat est ainsi décrit par le nombre  $N_m$  de grains le constituant, où chaque grain contient  $N_d$  dipôles élémentaires. Le rayon d'un grain  $r$  est défini à partir du rayon  $R_d$  d'un dipôle par la relation

$$r = \sqrt[3]{N_d} R_d. \quad (4.8)$$

La limitation principale de l'approximation par des dipôles élémentaires est due au grand nombre de dipôles nécessaire (et donc de la taille de la matrice à inverser) afin d'obtenir une

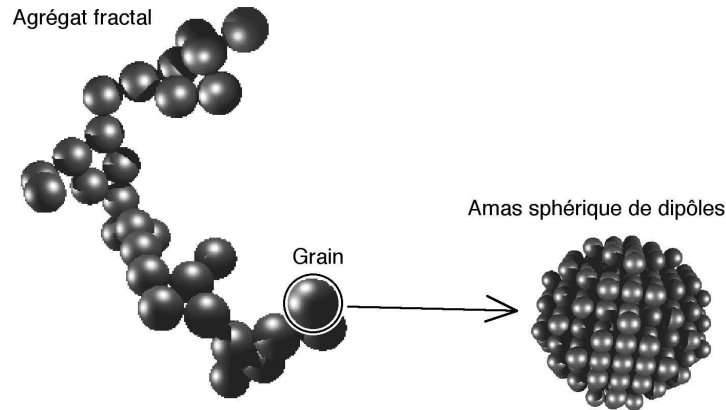


FIG. 4.1 – Agrégat fractal représenté par un ensemble de dipôles (tiré de Haudebourg, 2000)

précision suffisante pour la fonction de phase désirée. La condition de validité pour les calculs de section efficace de la particule est (Draine et Flatau, 2002)

$$\{|m|X_d\}_{\max} < 1, \quad (4.9)$$

où  $X_d = 2\pi R_d/\lambda$  est le paramètre de taille d'un dipôle. Cette condition devient plus drastique ( $< 0,5$ ) dans le cas de calculs de fonction de phase en polarisation. On peut de même définir le paramètre de taille d'un grain  $x = 2\pi r/\lambda$ . Les deux paramètres de taille se retrouvent ainsi liés par la même relation que les rayons :

$$x = \sqrt[3]{N_d} X_d. \quad (4.10)$$

L'augmentation du nombre de dipôles augmente le temps de calcul. Les résultats sont moyennés sur plus de 1500 orientations différentes de l'agrégat par rapport à la direction de l'onde incidente pour obtenir une courbe représentative de dispositions aléatoires de particules dans l'espace. Cela permet de rendre compte de la moyenne faite sur les intensités diffusées lors de mesures sur un nuage de particules. Cette valeur du nombre d'orientations est un compromis acceptable entre le temps de calcul nécessaire et la convergence des courbes obtenues pour des agrégats comportant jusqu'à 256 grains.

Nous avons déjà évoqué le fait que la taille d'un agrégat fractal peut être définie soit selon la masse de l'agrégat soit suivant une mesure de son rayon de giration. Pour une particule irrégulière, on peut donc définir un paramètre de taille correspondant soit à l'une, soit à l'autre des deux définitions.

Si nous considérons la sphère de volume équivalent à celui de la particule lorsqu'elle est entièrement fondue, ce qui correspond à la définition faisant référence à une masse équivalente,

le paramètre de taille de l'agrégat est alors  $X = 2\pi R/\lambda$ , lié au paramètre de taille des grains le constituant par la relation suivante (si tous les grains sont identiques) :

$$X = \sqrt[3]{N_m}x. \quad (4.11)$$

C'est la définition que nous reprendrons dans les calculs que nous présentons dans les paragraphes suivants.

## 4.3 Calculs pour des agrégats

Nous avons effectué des calculs de polarisation pour préparer l'expérience ICAPS-PE. En effet, les résultats de simulations numériques en polarisation sont assez rares dans la littérature. Dans cette première partie, les outils de calculs présentés sont utilisés pour déterminer des caractéristiques physiques qui pourront être mises en évidence par l'expérience ICAPS-PE. L'étude se développe autour de la variation de la polarisation avec l'agrégation de grains, avec la distribution en taille des grains et avec le matériau constitutif des grains.

### 4.3.1 Résultats pour des agrégats de dipôles

De premiers résultats sur la variation de la polarisation avec l'agrégation de grains peuvent être obtenus en utilisant des particules constituées uniquement de dipôles. L'agrégat, constitué de 512 et 1024 dipôles est de dimension fractale  $\approx 2$  ou  $\approx 3$  suivant son processus de formation (respectivement BCCA, BPCA) comme déjà indiqué dans le chapitre 1.2.3. L'indice de réfraction ( $1,385 + i0,035$ ) obtenu par Mukai et al. (1987) pour la polarimétrie de la comète 1P/Halley est une première approximation de l'indice moyen de particules cométaires. Le paramètre de taille équivalent de la particule est pris de 0,9 (diffusion Rayleigh) jusqu'à  $\approx 6$  (limite de précision du programme, voir formule 4.9)

La figure 4.2 présente en trait plein les courbes obtenues pour un agrégat BCCA de 1024 dipôles et en pointillés celles d'un agrégat BCCA de 512 dipôles. D'une part, les courbes de phase en intensité et en polarisation sont très similaires. Ceci montre que le nombre de dipôles utilisés ne joue pas un rôle important sur les courbes de phase à partir d'une certaine taille d'agrégat. D'autre part, même pour des paramètres de taille d'agrégats assez grands, la courbe de phase est très proche d'une courbe en cloche typique de l'approximation de Rayleigh par de petits grains avec un maximum vers  $90^\circ$ . Ce résultat montre que la diffusion lumineuse par un agrégat est dominée par la diffusion lumineuse individuelle des grains constituant l'agrégat, en accord avec de précédentes études (West, 1991). Enfin, les courbes de phase en polarisation pour des paramètres de taille entre 4,3 et 6 présentent une petite branche négative. Ce résultat

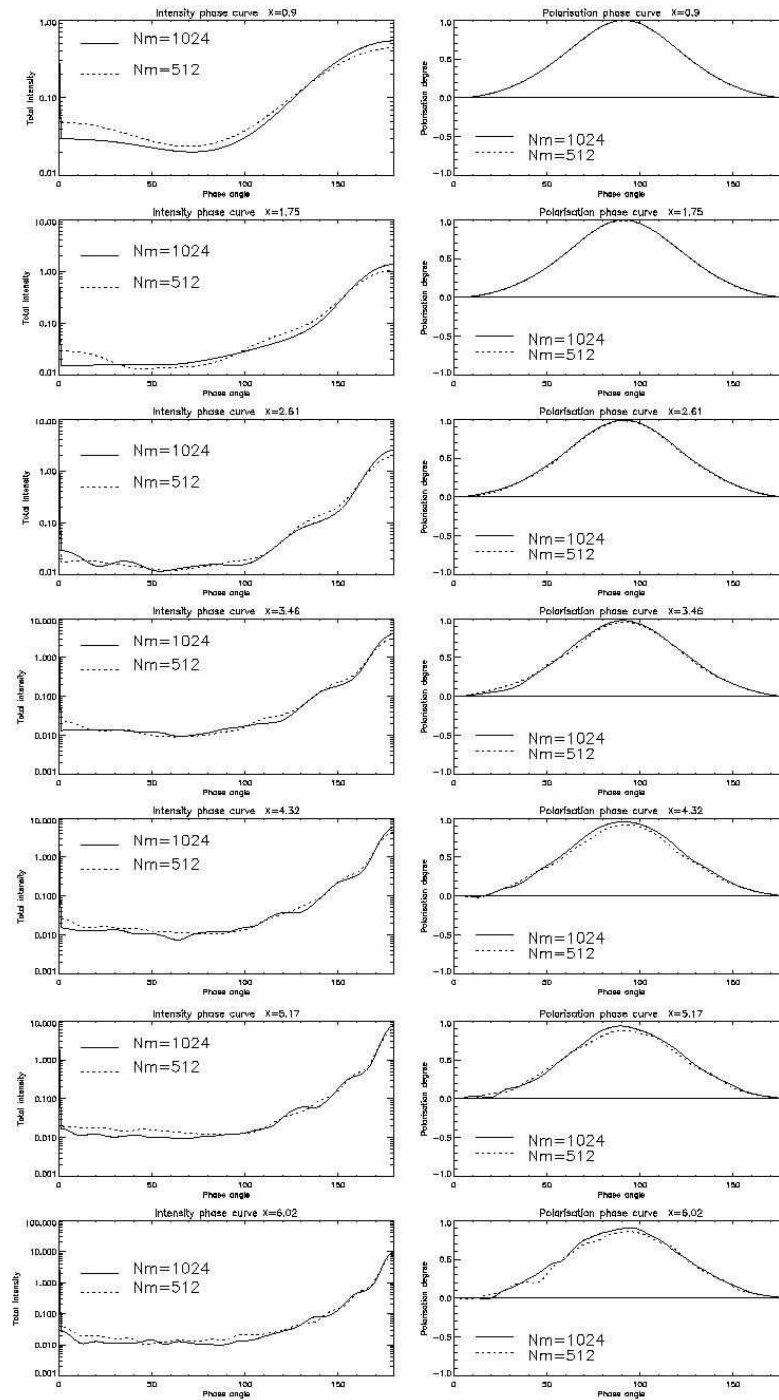


FIG. 4.2 – Fonctions de phase en intensité totale (à gauche) et en degré de polarisation (à droite) pour des agrégats BCCA de 1024 dipôles (trait plein) et 512 dipôles (pointillés). Le paramètre de taille est de 0,9 ; 1,75 ; 2,61 ; 3,46 ; 4,32 ; 5,17 ; 6,02 de haut en bas. Les courbes sont très similaires.

montre qu'à partir d'une certaine taille d'agrégats et une certaine taille de grains constituant l'agrégat, des effets de diffusion multiple sont visibles. Les courbes de phase obtenues sont

cohérents avec des calculs précédents utilisant les mêmes hypothèses ce qui justifie la démarche (Levasseur-Regourd et al., 1997; Kimura, 2001; Kimura et al., 2003).

Dans le cadre de l'expérience ICAPS-PE, nous nous attendons donc à ce que les agrégats de grandes dimensions qui seront créés aient des propriétés de diffusion lumineuse différentes de celles des grains individuels qui pourront être mis en évidence. De plus la taille des grains étant du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, ces effets seront certainement plus sensibles à la taille des agrégats et à la longueur d'onde.

### 4.3.2 Résultats pour des agrégats de sphères

#### Simulations pour les agrégats d'ICAPS-PE

Pour mieux simuler le signal diffusé par les agrégats formés dans la chambre d'ICAPS-PE, nous considérons le cas d'agrégats constitués de grains sphériques de verre ou de silice. Le nombre de grains dans un agrégat suit une loi de puissance de deux, représentative de l'évolution temporelle d'un processus d'agrégation. Les sphères constituant l'agrégat ont les mêmes propriétés que celles qui ont déjà été utilisées pour les calculs du chapitre 2.2.1. Le rayon proposé pour les grains étant  $\approx 0,6 \mu\text{m}$  et les longueurs d'onde du LSU étant entre  $\approx 400 \text{ nm}$  et  $\approx 830 \text{ nm}$ , il faut explorer des paramètres de taille de grains jusqu'à 10 pour simuler la diffusion lumineuse. La condition de validité de la formule 4.9 donne une valeur minimale de 25 dipôles sur un diamètre de grain, soit environ 8200 dipôles pour décrire un grain. Les courbes sont donc présentées pour des particules constituées jusqu'à 8 grains et pour 20 valeurs du paramètre de taille de chaque grain de 0,5 à 10 par pas de 0,5. Nos résultats sont cohérents avec des publications précédentes pour des paramètres de taille restant inférieurs à 4 (Haudebourg et al., 1999; Kimura, 2001; Kimura et al., 2003).

#### Effet de la taille des agrégats

Pour  $N_m = 1$  figure 4.3, la courbe de phase du grain (en trait plein) est comparée au résultat exact tiré de la théorie de Mie (en pointillés). Les deux résultats sont cohérents. Le nombre de dipôles par grain est donc satisfaisant.

Pour  $N_m = 2$  figure 4.4, la courbe de phase de bisphères (en trait plein) est comparée au résultat exact tiré de la théorie de Mie (en pointillés). L'évolution des courbes de phase en polarisation se traduit par une diminution de l'amplitude des oscillations. Comme l'avaient déjà présenté Mishchenko et al. (1995) avec des calculs utilisant la T-matrice, la courbe moyennée sur toutes les orientations garde une forme exactement semblable à celle de la solution pour une sphère simple, notamment en gardant les positions des maxima et minima identiques. Seules les valeurs extrêmes des oscillations diminuent, effet que l'on pourrait qualifier de «dépolarisant».

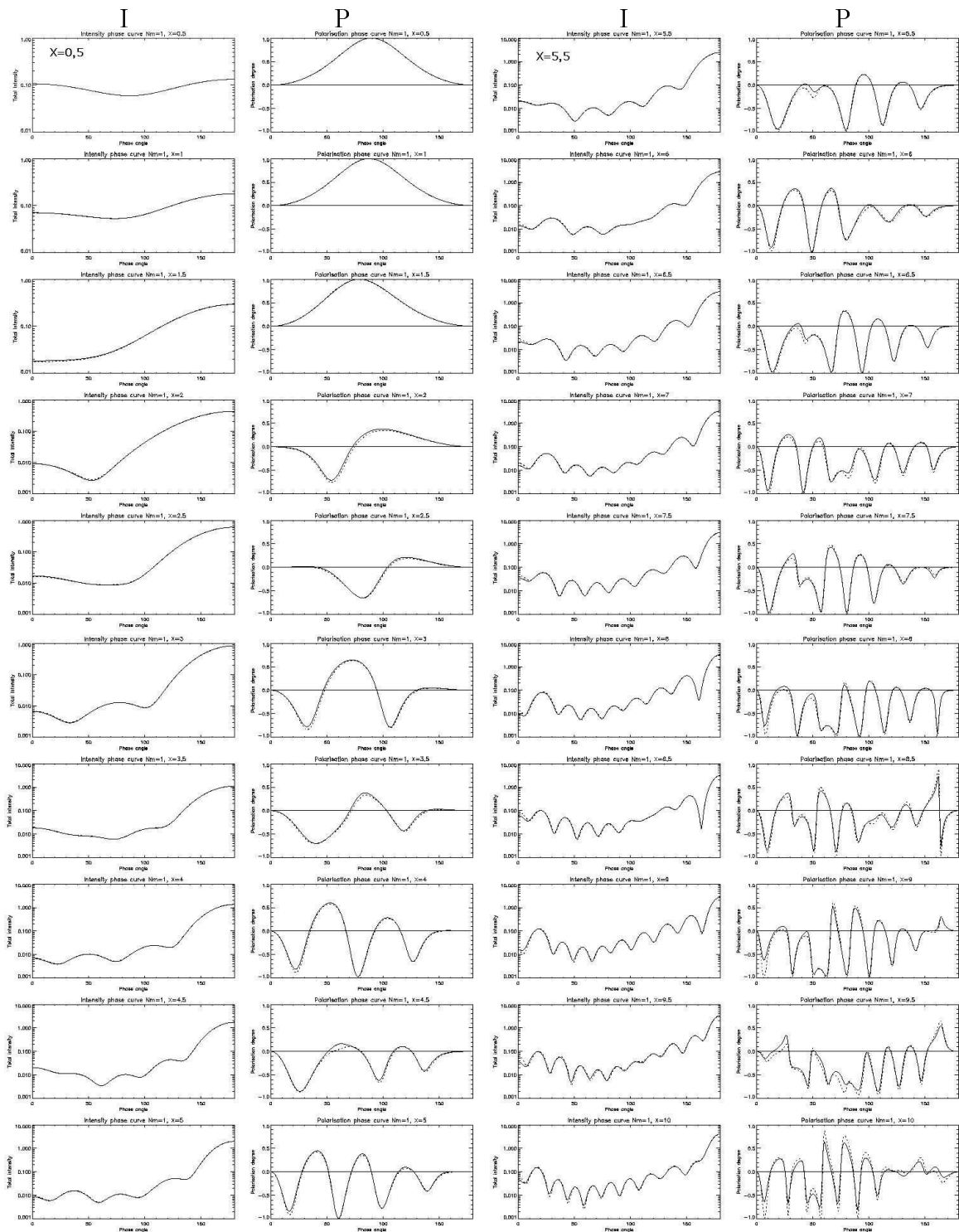


FIG. 4.3 – Fonctions de phase en intensité totale et en degré de polarisation pour une sphère avec DDA (traits pleins) et avec la théorie de Mie (pointillés). Le paramètre de taille va de 0,5 à 10 par pas de 0,5 (de haut en bas pour les colonnes 1–2 puis 3–4).

On peut également remarquer que les courbes obtenues pour l'intensité totale gardent la même forme (et surtout la même gamme dynamique) que celle donnée par la théorie de Mie, avec un minimum du signal vers  $90^\circ$  et quatre ordres de grandeur entre minimum et maximum.

La similitude entre les différents résultats est encore plus frappante si on les compare sous forme de carte à deux dimensions. En figure 4.5 sont représentées les valeurs en degré de polarisation selon deux axes. L'axe des abscisses correspond à l'angle de phase et l'axe des ordonnées correspond au paramètre de taille d'un grain, variant de 0 à 10. Pour des paramètres de taille inférieurs à 1,5 on se trouve dans l'approximation de Rayleigh avec une courbe en cloche typique de maximum égal à 1 à  $90^\circ$ . Les figures 4.5a, 4.5b, 4.5c et 4.5d pour la théorie de Mie et les agrégats BCCA jusqu'à 8 grains sont toutes très similaires, les points extrema se situant aux mêmes angles de phase, tandis que la polarisation a tendance à s'atténuer. L'atténuation est plus prononcée quand le nombre de grains dans l'agrégat augmente.

Ces simulations confirment donc que la diffusion lumineuse d'agrégats de grains de taille proche de la longueur d'onde est dominée par la diffusion lumineuse d'un grain seul. On retrouve cependant un effet dépolarisant induit par la diffusion multiple des grains dans l'agrégat qui se traduit par une diminution des valeurs extrémales des courbes de phase en polarisation.

### Effet du processus d'agrégation

La figure 4.6 présente les cartes correspondant aux agrégats de 4 et 8 grains formés grâce aux processus BCCA et BPCA. Les cartes sont proches les unes des autres. L'intégralité des courbes de fonctions de phase obtenues est représentée sous forme de tableau en figure 4.7 et 4.8. On peut observer l'évolution avec le temps lors d'une agrégation de particules de la courbe de phase en degré de polarisation en regardant les colonnes correspondant à des agrégats constitués respectivement de 1, 2, 4 et 8 grains (de haut en bas). Pour les agrégats constitués de 1 et 2 grains (sphère et bisphère), la courbe en pointillés représente la théorie exacte de Mie pour le cas d'une sphère ayant le même paramètre de taille qu'un grain. Pour les agrégats constitués de 4 et 8 grains, la comparaison entre les courbes obtenues pour des particules fractales BCCA (trait plein) avec celles BPCA (pointillés) permet d'observer de faibles différences entre les deux processus de formation. La précision d'ICAPS-LSU devrait permettre de mettre en évidence les processus de formation. Les agrégats qui doivent se former dans la chambre seront plus grands et présenteront certainement de plus grandes différences.



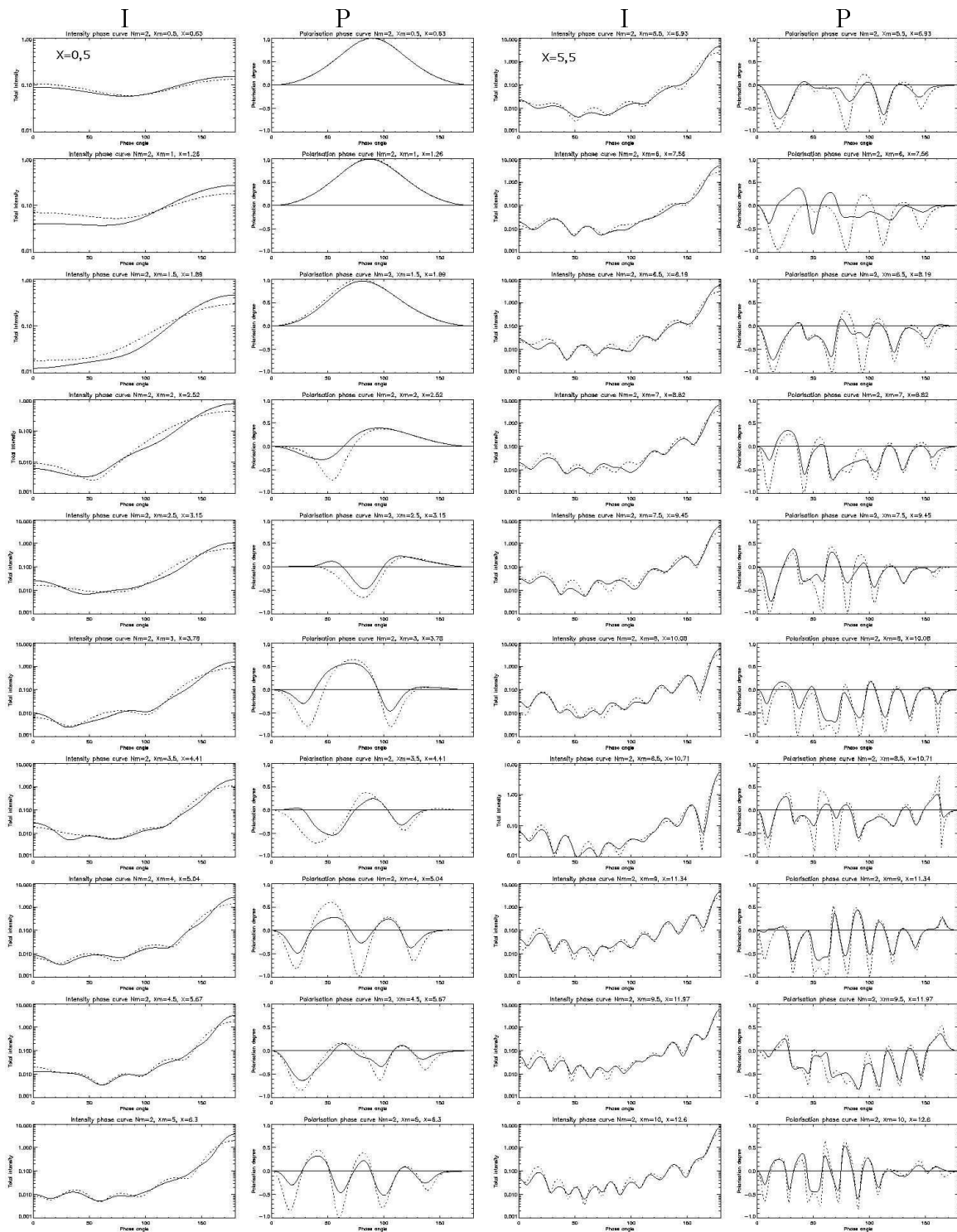


FIG. 4.4 – Fonctions de phase en intensité totale et en degré de polarisation pour un agrégat de deux sphères avec DDA (traits pleins) comparé avec la théorie de Mie pour un grain le constituant (pointillés). Le paramètre de taille d'un grain va de 0,5 à 10 par pas de 0,5 (de haut en bas pour les colonnes 1-2 puis 3-4).

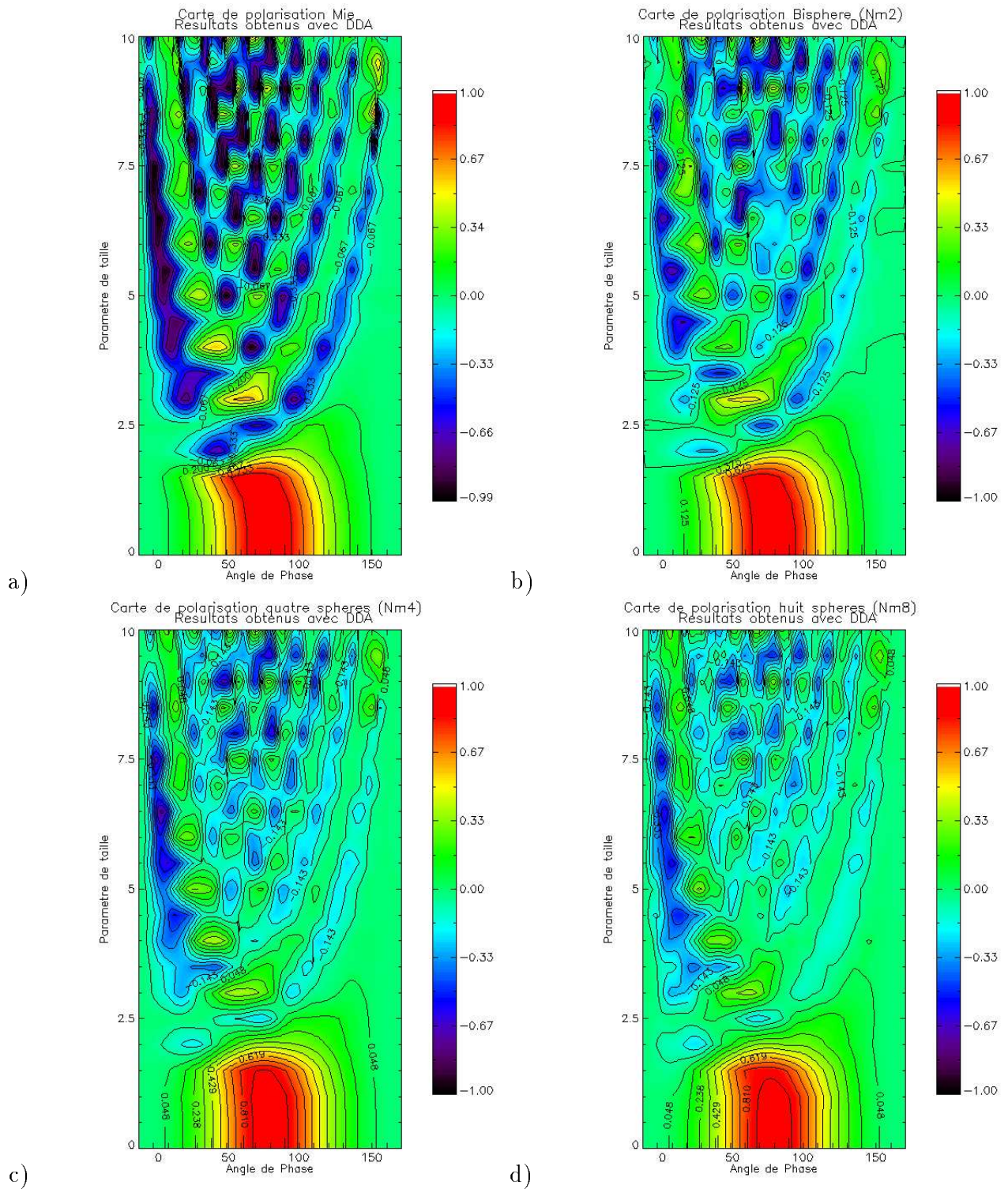


FIG. 4.5 – Cartes en deux dimensions du degré de polarisation. En abscisse, l'angle de phase,  $\alpha$ , par pas de  $0,1^\circ$  et en ordonnée, le paramètre de taille d'un grain vaut  $0 \leq x \leq 10$  par pas de  $0,5$ . Les figures a), b), c) et d) correspondent à des agrégats BCCA de respectivement 1, 2, 4 et 8 grains. Les formes caractéristiques de la courbe de Mie d'un grain sont visibles pour tous les agrégats.



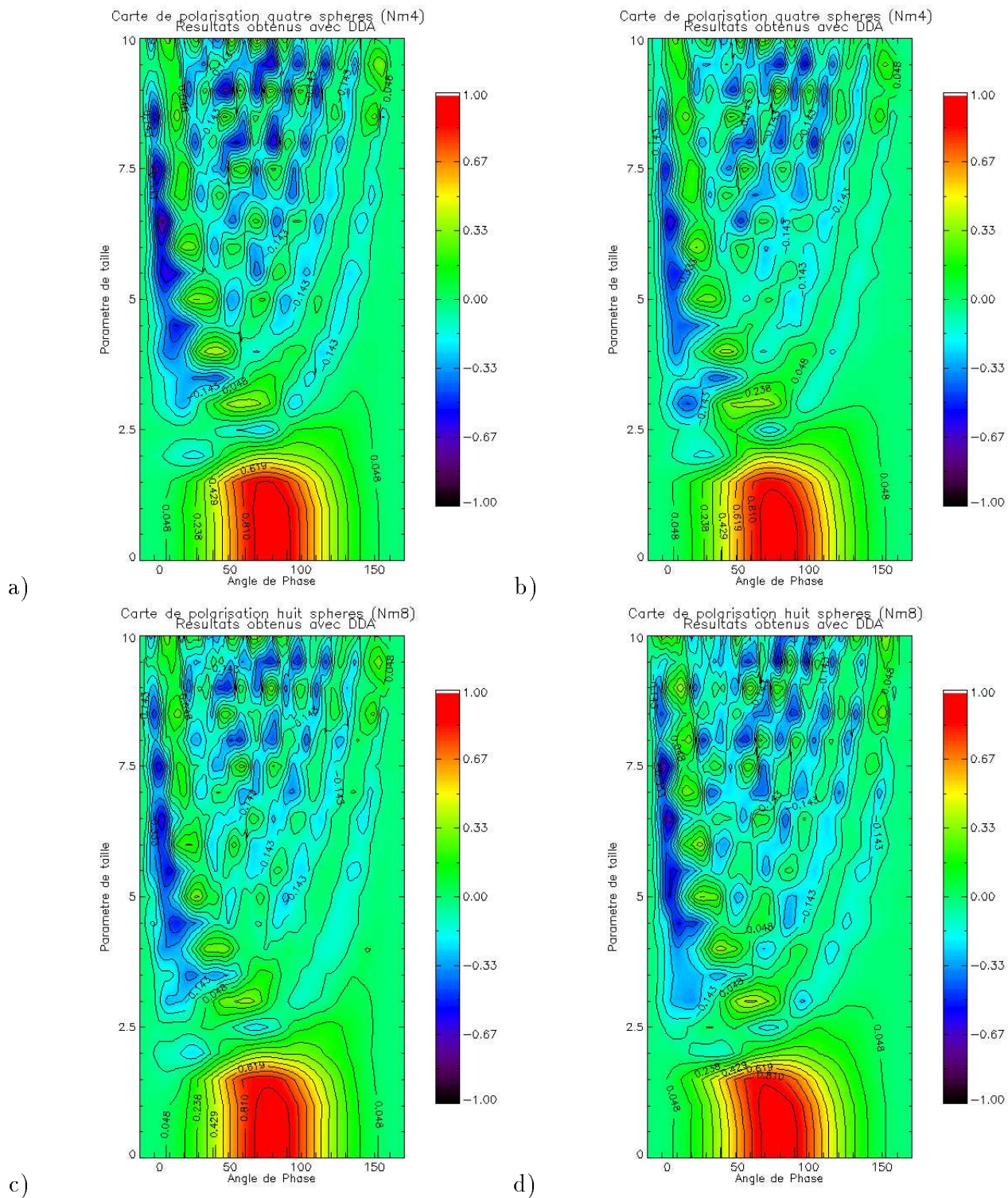


FIG. 4.6 – Cartes en deux dimensions du degré de polarisation. Agrégats BCCA (à gauche) et BPCA (à droite) de 4 grains (en haut) et 8 grains (en bas).

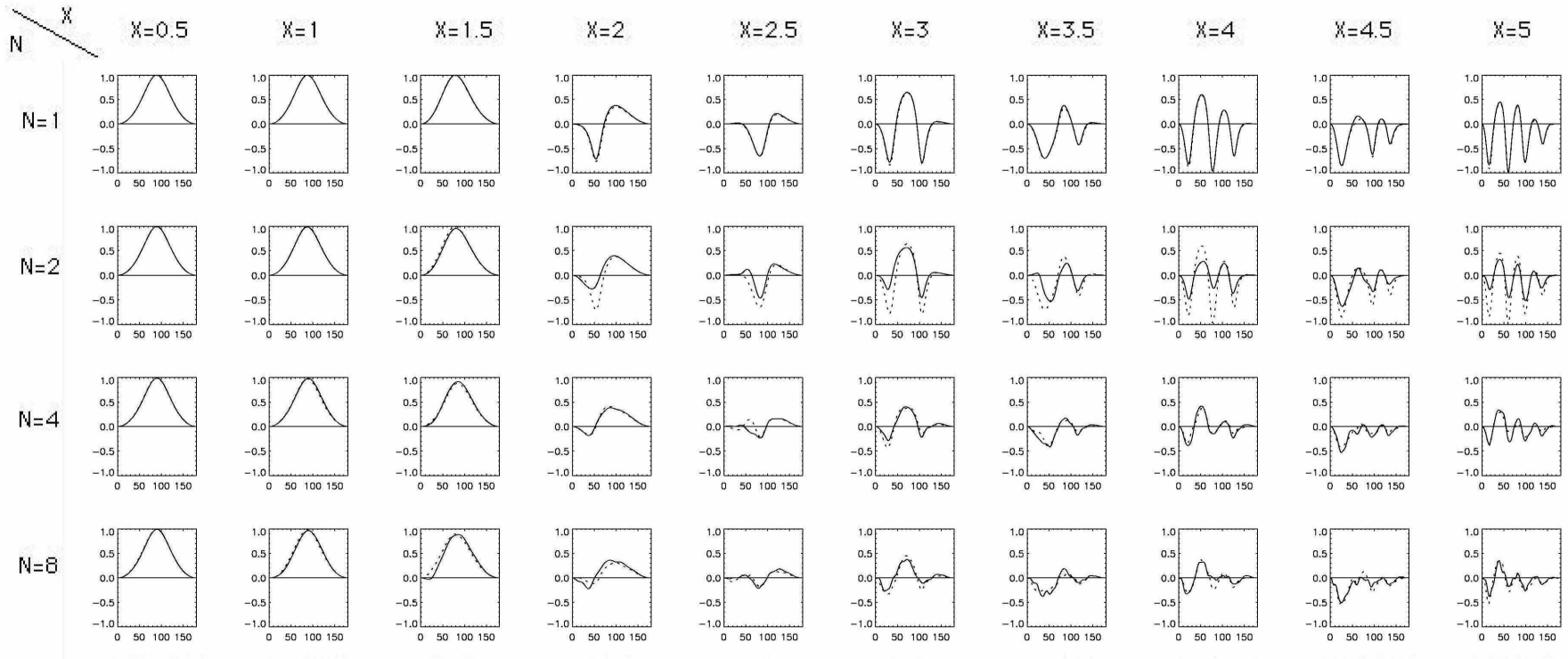


FIG. 4.7 – Courbes de phase en degré de polarisation. De gauche à droite, le paramètre de taille d'un grain augmente de 0,5 à 5 par pas de 0,5. De haut en bas, le nombre de grains dans l'agrégat augmente de 1 à 8. Pour les agrégats de 1 et 2 grains, la théorie de Mie est en pointillés. Pour les agrégats de 4 et 8 grains, les courbes BCCA (trait plein) et BPCA (pointillés) sont présentées.

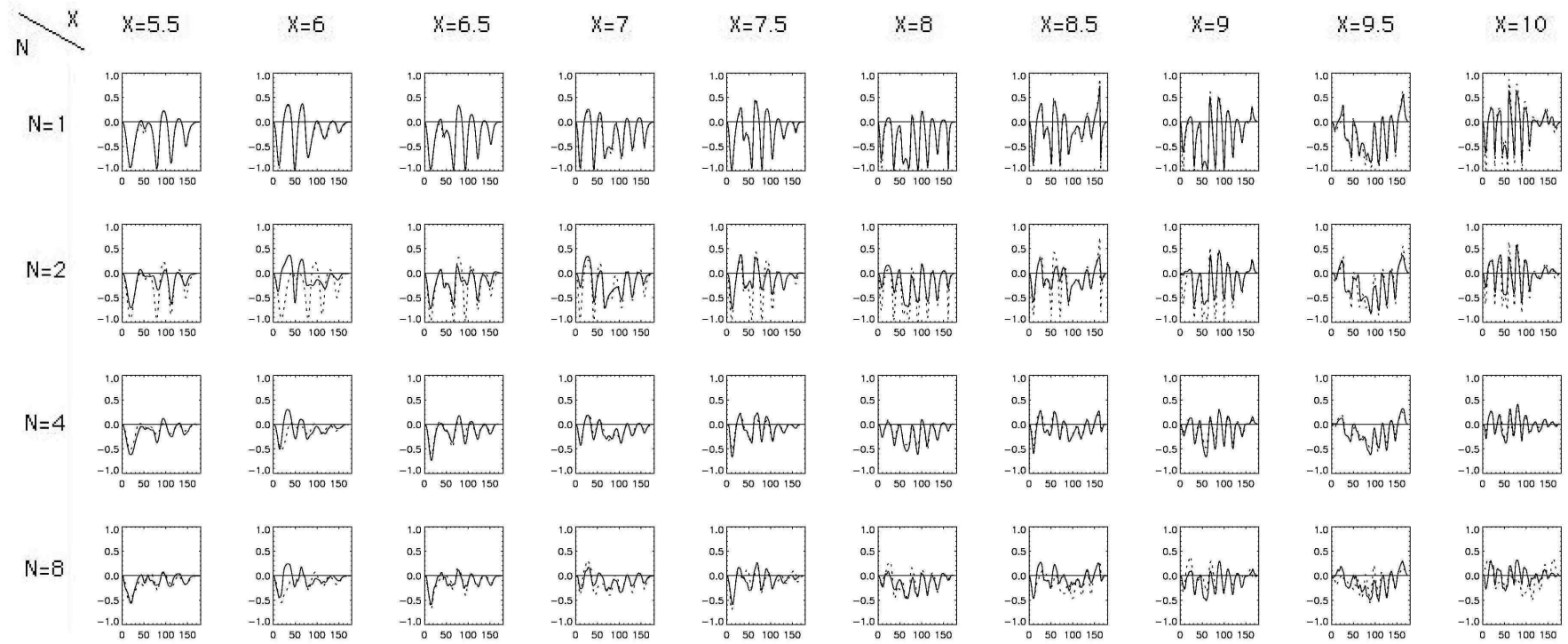


FIG. 4.8 – Courbes de phase en degré de polarisation. De gauche à droite, le paramètre de taille d'un grain augmente de 5,5 à 10 par pas de 0,5. De haut en bas, le nombre de grains dans l'agrégat augmente de 1 à 8. Pour les agrégats de 1 et 2 grains, la théorie de Mie est en pointillés. Pour les agrégats de 4 et 8 grains, les courbes BCCA (trait plein) et BPCA (pointillés) sont présentées.

### 4.3.3 Prise en compte de la distribution en taille

Dans le cas de bisphères constituées de sphères identiques, le calcul déjà effectué est tout aussi valable. En effet, seul le paramètre de taille, proportionnel au rayon des grains, joue un rôle dans la forme de la courbe de phase. Si les grains sphériques ont une variation typique de leur rayon d'environ 10%, la variation du paramètre de taille est également de 10%. Les courbes ne sont donc pas trop modifiées par une distribution en taille de bisphères.

Ensuite, les fonctions de phase pour des bisphères constituées de deux particules de tailles différentes est présenté. La figure 4.9 compare les courbes de phase de bisphères constituées de sphères identiques (traits pleins) avec celles calculées pour des bisphères dont l'une des deux sphères a un rayon plus petit de 10% et celles calculées pour des bisphères dont l'une des deux sphères a un rayon plus grand de 10%. Le paramètre de taille correspond à celui de la sphère dont le rayon n'est pas modifié. La figure 4.10 présente ces résultats sous la forme de cartes de polarisation en fonction de l'angle de phase et du paramètre de taille de la sphère dont la taille n'est pas modifiée.

Ces résultats indiquent une forte dépendance de la courbe de phase en polarisation avec les tailles respectives des grains constituant l'agrégat. Contrairement au cas précédent, les extrêmes des oscillations de la courbe de phase peuvent être significativement déplacés (parfois de plus de 20°) par rapport à ceux des courbes obtenues pour des bisphères de deux sphères identiques. L'expérience ICAPS-LSU pourrait donc mettre en évidence des variations de distribution en taille de grains dans les agrégats. Avec la distribution en taille de grains que l'on attend pour l'expérience ICAPS-PE, il est très probable que les courbes de phase en polarisation subiront un phénomène «dépolarisant» très prononcé.

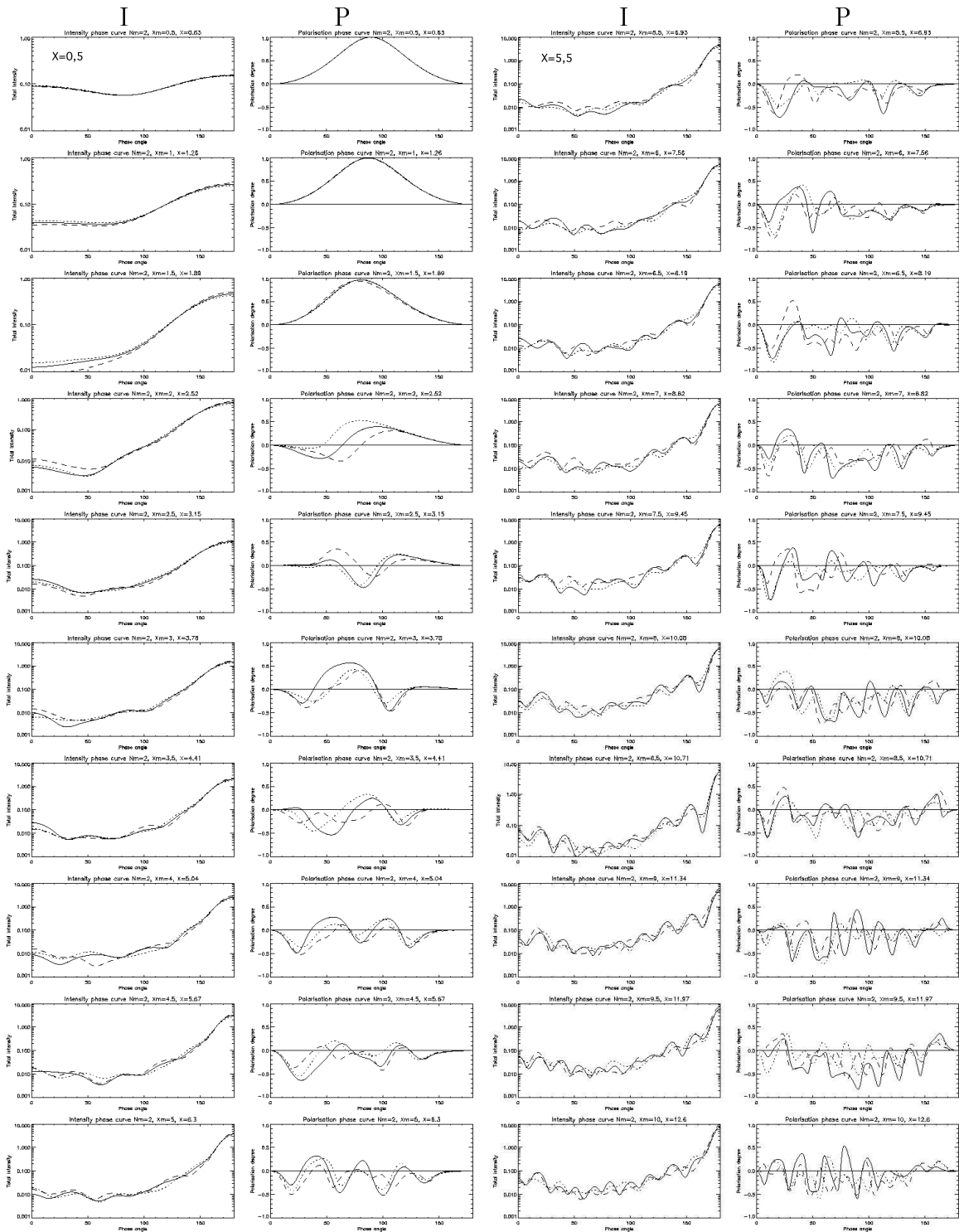


FIG. 4.9 – Fonctions de phase en intensité totale et en degré de polarisation pour des bisphères de deux sphères identiques (traits pleins) comparées avec des bisphères dont l'un des grains a un rayon plus petit de 10% (pointillés) et avec des bisphères dont l'un des grains a un rayon plus grand de 10% (tirets). Le paramètre de taille augmente de 0,5 à 10 par pas de 0,5 (de haut en bas pour les colonnes 1-2 puis 3-4).



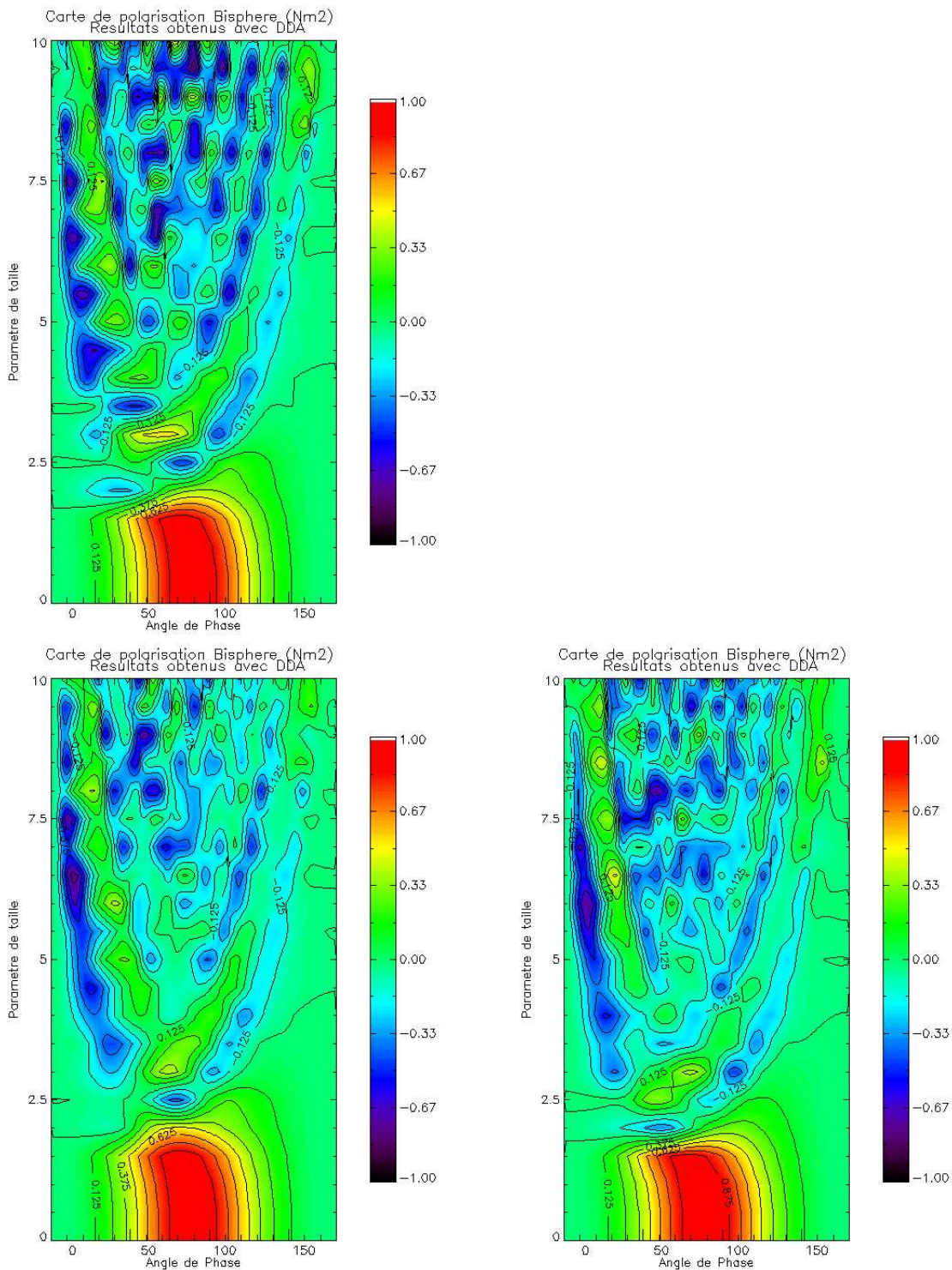


FIG. 4.10 – Carte en deux dimensions du degré de polarisation. En haut, bisphère avec deux grains de même taille. En bas à gauche, bisphère ayant une sphère de rayon plus petit de 10%. En bas à droite, bisphère ayant une sphère de rayon plus grand de 10%.



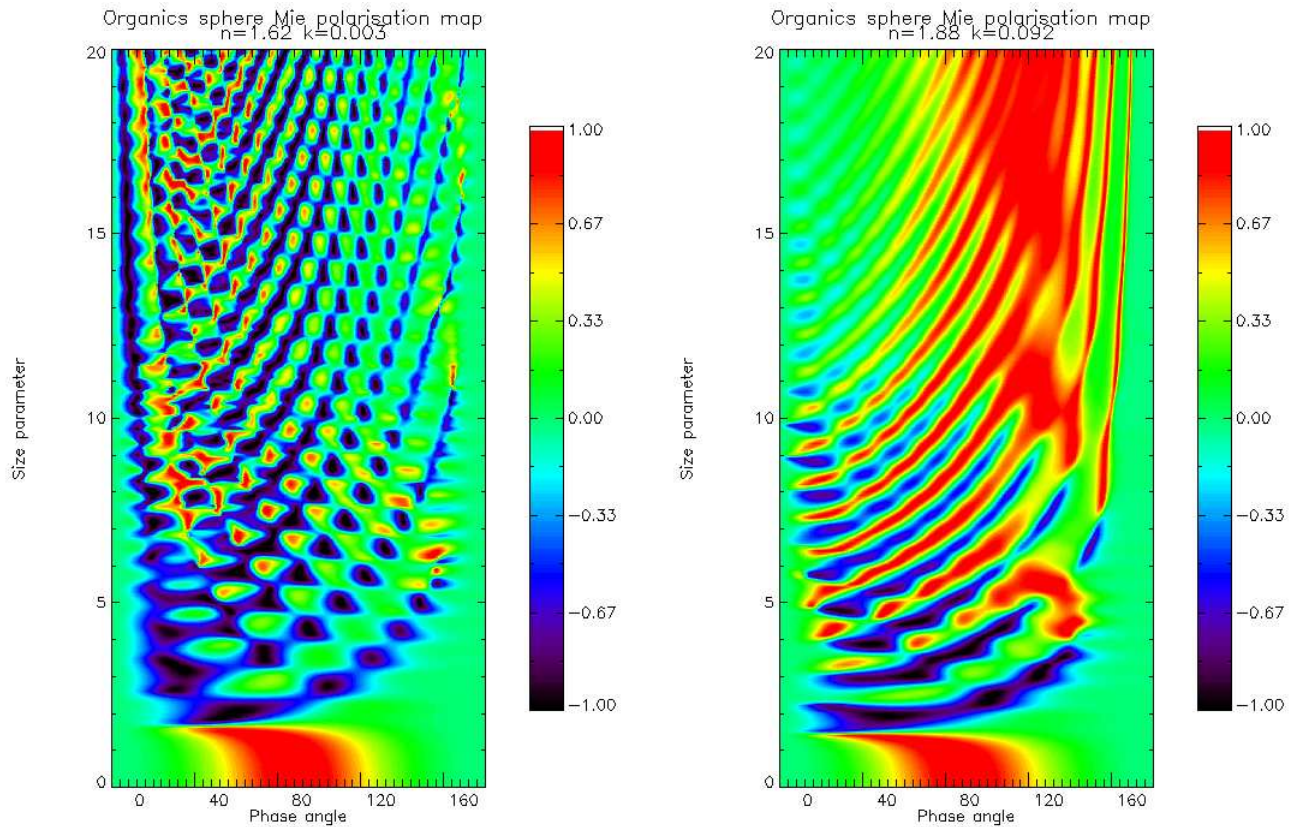


FIG. 4.11 – Cartes de polarisation pour une sphère de silicates ( $1,62 + i0,003$ ) à gauche et une sphère de matière organique ( $1,88 + i0,1$ ) à droite.

#### 4.3.4 Variation du signal avec le matériau

Nous reprenons les paramètres précédents, mais nous considérons désormais des sphères constituées de matériau plus absorbant, qui seront également injectées dans la chambre, comme envisagé au chapitre 2.2.1. La figure 4.11 représente les cartes de polarisation pour une sphère de silicates ( $1,62 + i0,003$ ), à gauche et une sphère de matière organique ( $1,88 + i0,1$ ), à droite, pour un paramètre de taille entre 0 et 20. On voit une différence notable dans le comportement du signal en polarisation avec des oscillations sensibles et une polarisation globalement négative pour des sphères peu absorbantes ( $X > 5$ ), mais une atténuation des oscillations et une valeur de polarisation nettement positive pour des sphères absorbantes avec un maximum de polarisation vers  $120^\circ$  ( $X > 5$ ).

On peut donc s'attendre à un changement de signal très important après l'injection des particules absorbantes dans la chambre, avec très certainement une augmentation sensible du degré linéaire de polarisation mesuré.

### 4.3.5 Bilan

Cette partie de notre travail montre l'utilité des mesures en polarisation dans le cadre de l'expérience ICAPS-PE pour mettre en évidence des variations de paramètres physiques comme l'agrégation des grains, la variation suivant la distribution en taille des grains et également suivant le matériau constitutif des grains (variation de l'indice optique). En effet, avec 24 détecteurs à différents angles de phase, environ 1% de précision sur les mesures en polarisation et trois longueurs d'onde d'éclairage différentes du visible au proche infrarouge, ICAPS-PE est en mesure de différencier les courbes de phase de grains et de leurs agrégats (même petits de huit grains). L'expérience pourra différencier les différents types de matériau, plus ou moins absorbant. Enfin, elle sera également capable de mettre en évidence des variations de distribution en taille des grains comme des agrégats.

De ce fait, les études prévues au cours de l'expérience en micropesanteur ICAPS-PE permettront d'en apprendre plus sur le lien entre les paramètres physiques des particules observées et la variation de la polarisation mesurée, que nous pourrons ensuite utiliser afin de déterminer un modèle réaliste de particules de poussières dans le système solaire et découvrir par ce moyen de nouveaux indices sur la formation du système solaire.

La suite de ce chapitre est à présent dédiée à l'élaboration d'un modèle de diffusion lumineuse par un nuage de particules solides pour interpréter les observations polarimétriques cométaires.

## 4.4 Diffusion de la lumière par des agrégats cométaires

### 4.4.1 Grains avec cœur de silicates et manteau d'organiques

#### Composition et taille des grains

Comme cela a déjà été présenté au chapitre 1.1, les observations interstellaires et les modèles de formation des grains proto-solaires suggèrent une structure en couches avec un cœur de silicates, un manteau d'organiques et probablement un manteau de glaces. Les indices optiques moyens de ces matériaux vers 550 nm utilisés pour les simulations suivantes sont pris de l'ordre de  $(1,62 + i0,003)$  pour les silicates riches en magnésium et de l'ordre de  $(1,88 + i0,1)$  pour les matériaux organiques, comme justifié au chapitre 1.2.2.

Afin de donner un ordre de grandeur des dimensions respectives des différents manteaux, avec les valeurs de fraction de masse et de densité pour chaque matériau (contraints avec les abondances proto-solaires) données dans Greenberg et Hage (1990), on peut déduire les rayons effectifs successifs de chaque couche constituant le grain fondu comme indiqué dans la table 4.1. Pour un rayon du cœur de silicates de  $r_1 = 0,07 \mu\text{m}$  (correspondant à une bonne approximation

Matériau	Densité (g.cm <sup>-3</sup> )	Fraction de masse (%)	Fraction de volume (%)	Rayon cumulé (μm)
silicates	3,5	51	35	0,072
organiques	1,8	49	65	0,102

TAB. 4.1 – Densité et fraction de masse pour les matériaux constitutifs du nuage protosolaire (Greenberg et Hage, 1990) ainsi que les fractions de volume et le rayon effectif cumulé des grains précométaires.

des observations interstellaires), le rayon total du grain avec manteau d’organiques serait de  $r_2 = 0,1 \mu\text{m}$ , ce qui est proche de la valeur moyenne donnée dans Li et Greenberg (1997) et correspond à un paramètre de taille  $\approx 1,1$  à une longueur d’onde de 550 nm. Les simulations suivantes considéreront principalement des paramètres de taille des grains entre 1 et 2.

Afin de faire des simulations les plus réalistes possibles, des agrégats de grains sphériques avec une distribution en taille et des agrégats de grains sphéroïdaux ont été considérés pour les calculs avec DDA. La distribution en taille des grains sphériques est prise comme une distribution gaussienne avec un écart-type de 10% de la valeur du rayon moyen. Les sphéroïdes correspondent à des sphères allongées dans une direction choisie aléatoirement parmi 10 directions équidistribuées dans l’espace.

### Lumière diffusée par des grains sphériques avec manteau

Les figures 4.12 et 4.13 illustrent la diffusion de la lumière par les grains constitutifs de poussière cométaire composés d’un cœur de silicates et d’un manteau d’organiques. Les courbes de phase en polarisation de sphères avec manteau sont comparées avec celles de sphères homogènes de silicates et d’organiques. Les calculs ont été effectués avec la théorie de Mie pour des sphères stratifiées déjà mise à profit dans le chapitre 3.

Les deux cartes de polarisation ont une forme sensiblement identique. Une comparaison montre que pour des diamètres inférieurs à  $0,5 \mu\text{m}$  et pour des diamètres supérieurs à  $3,5 \mu\text{m}$ , les courbes de phase en polarisation sont très proches (compte tenu des oscillations dues à la présence du manteau dans le cas de sphères de grand diamètre).

Les courbes de polarisation présentées en figure 4.13 pour des sphères avec manteau suivent presque exactement le comportement de celles des sphères homogènes d’organiques pour des paramètres de taille entre 1 et 2, ce qui correspond aux tailles typiques des grains constitutifs de particules cométaires (de  $0,18$  à  $0,35 \mu\text{m}$  à une longueur d’onde de 550 nm). Ces tailles sont également de l’ordre de grandeur de la taille moyenne des grains constituant les IDPs floconneuses comme indiqué au chapitre 1.2.1. L’effet du manteau sur la diffusion lumineuse apparaît

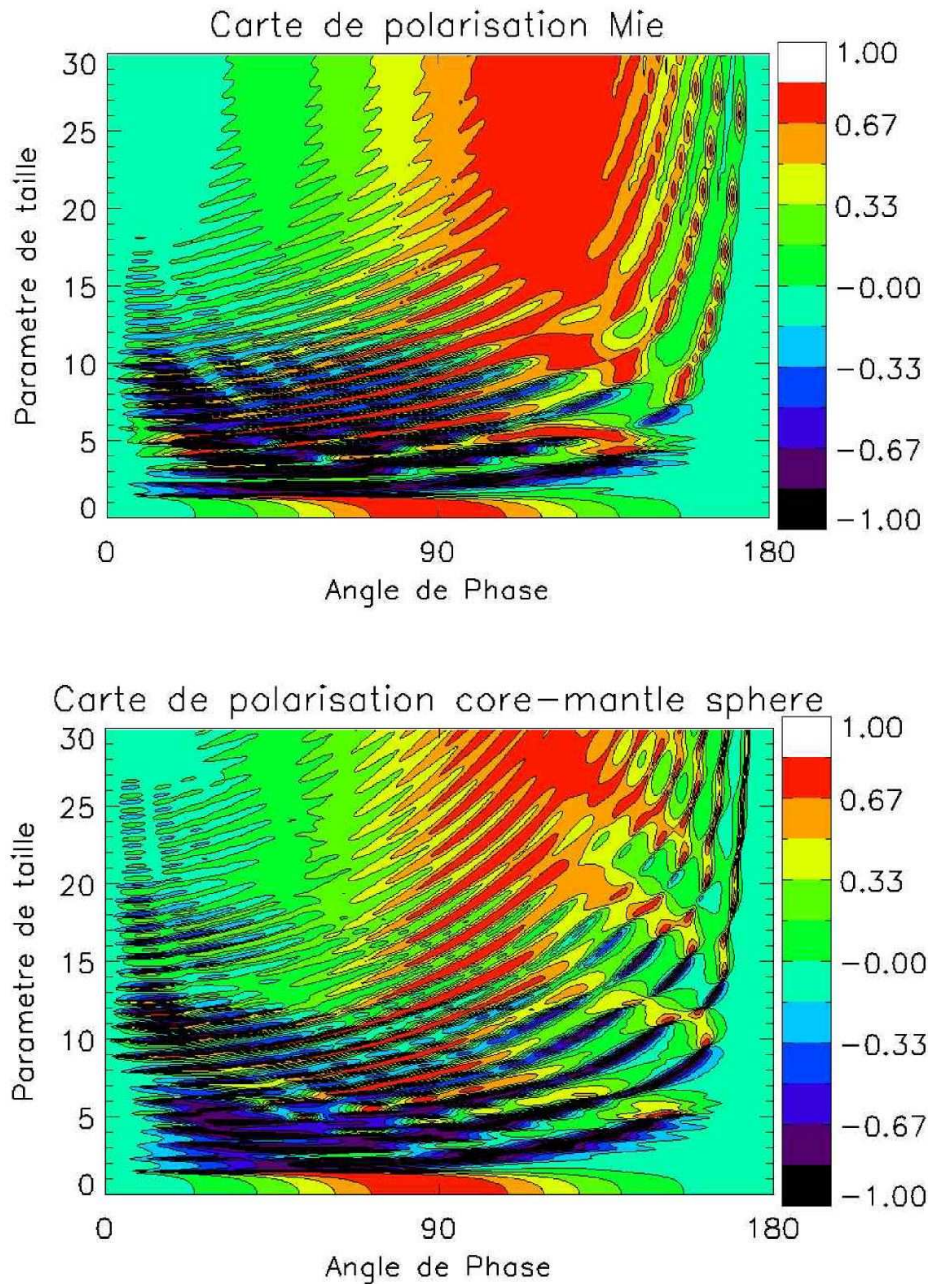


FIG. 4.12 – Cartes de polarisation en fonction de l'angle de phase (de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ , axe des ordonnées) et du paramètre de taille de la sphère jusqu'à 30 (à 550 nm, ce qui correspond à un rayon de  $2,6 \mu\text{m}$ ). En haut sphère homogène d'organiques, en bas sphère de silicates recouverte d'un manteau d'organiques dans les proportions données par le tableau 4.1, le paramètre de taille correspond à la sphère totale.

très clairement en comparant la figure 4.12 avec la figure 4.11 pour des sphères homogènes de silicates peu absorbants. Le rayon du cœur et l'épaisseur du manteau sont du même ordre de

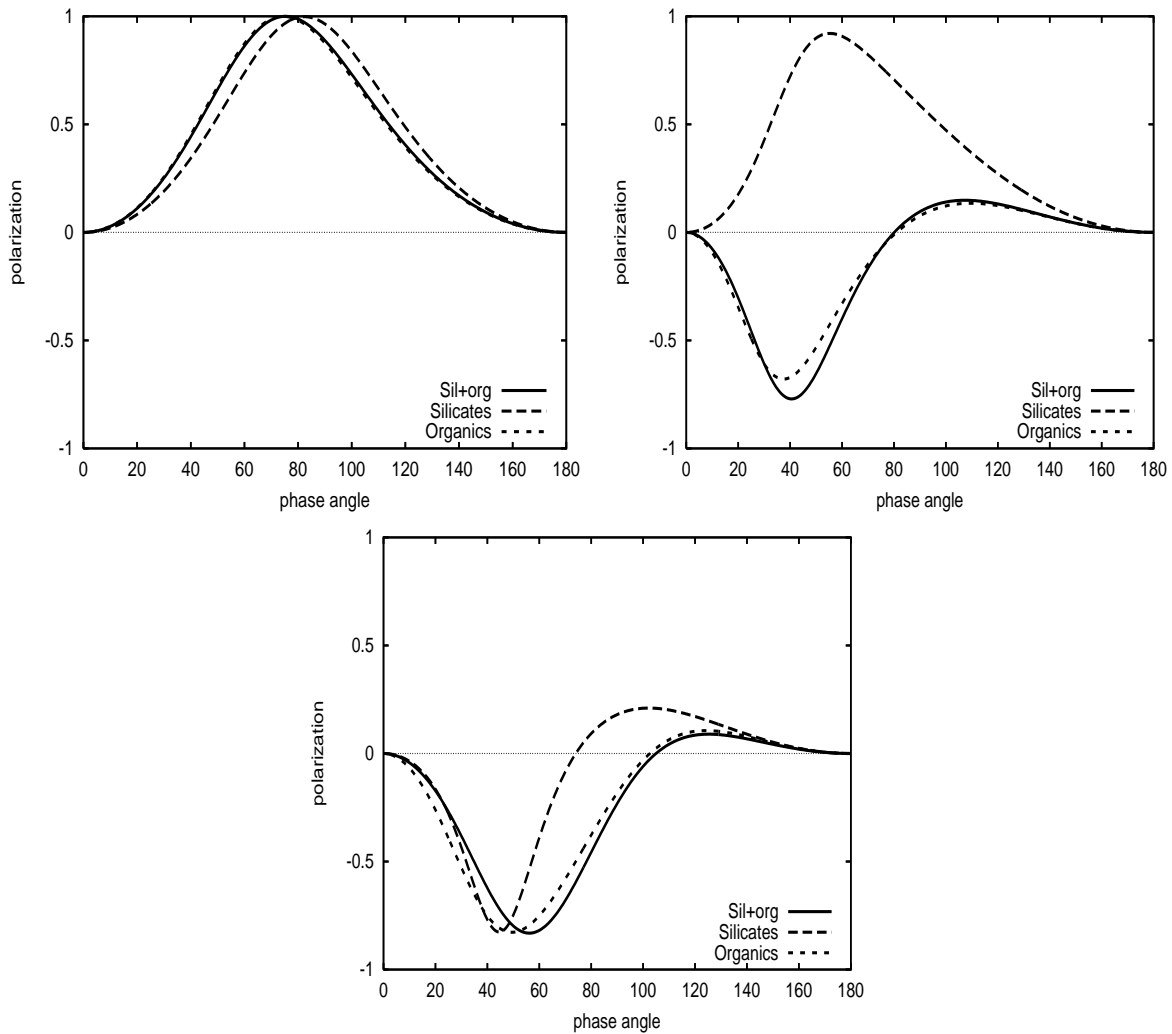


FIG. 4.13 – Courbes de phase en polarisation pour des sphères à cœur de silicates et manteau d’organiques (ligne) et des sphères homogènes de silicates (tirets) et d’organiques (pointillés). Les résultats sont présentés pour des paramètres de taille de 1,2; 1,5 et 1,7 qui correspondent respectivement à des tailles de  $0,21 \mu\text{m}$ ;  $0,26 \mu\text{m}$  et  $0,3 \mu\text{m}$  à la longueur d’onde de  $550 \text{ nm}$ .

grandeur et les silicates étant beaucoup moins absorbants que les organiques dans le visible, les organiques dominent l’interaction entre la lumière et le grain, cachant en quelque sorte à l’observateur la partie centrale de silicates.

### Lumière diffusée par des grains sphéroïdaux avec manteau

Les figures 4.14 et 4.15 illustrent la diffusion de la lumière par des grains sphéroïdaux relativement représentatifs de grains interstellaires constitutifs de particules cométaires et composés d’un cœur de silicates et d’un manteau d’organiques. Les courbes de phase en polarisation de sphéroïdes avec manteau sont comparées avec celles de sphéroïdes homogènes de silicates

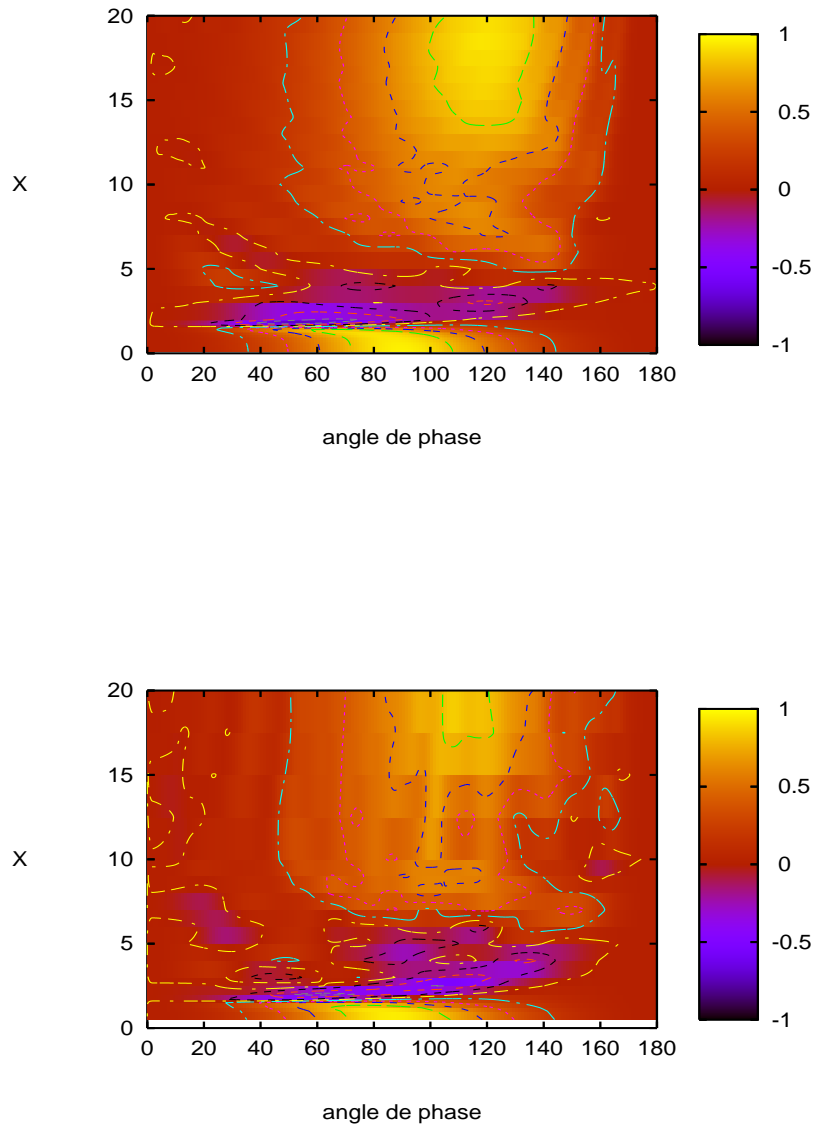


FIG. 4.14 – Cartes de polarisation en fonction de l'angle de phase (de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ , axe des ordonnées) et du paramètre de taille de la sphère de volume équivalent au sphéroïde jusqu'à 20 (à 550 nm, ce qui correspond à un rayon de  $1,75 \mu\text{m}$ ). En haut sphéroïde homogène d'organiques, en bas sphéroïde de silicates recouvert d'un manteau d'organiques dans les proportions données par le tableau 4.1.

et d'organiques. Les calculs ont été effectués avec l'approximation de dipôle discret pour un sphéroïde stratifié sur 800 orientations différentes.

Les deux cartes de polarisation ont une forme semblable. Une comparaison montre que pour des diamètres inférieurs à  $0,5 \mu\text{m}$  et pour des diamètres supérieurs à  $1,4 \mu\text{m}$ , les courbes de phase en polarisation sont très proches (compte tenu ici aussi des oscillations dues à la présence du manteau dans le cas de sphéroïdes de grand diamètre équivalent).

Les courbes de polarisation présentées en figure 4.15 pour des sphéroïdes avec manteau suivent correctement le comportement de celles des sphéroïdes homogènes d'organiques pour des paramètres de taille entre 1 et 2, ce qui correspond aux tailles typiques des grains constitutifs de particules cométaires. Le rayon du cœur et l'épaisseur du manteau sont du même ordre de grandeur et les silicates étant beaucoup moins absorbants que les organiques dans le visible, les organiques dominent l'interaction entre la lumière et le grain, cachant en quelque sorte à l'observateur la partie centrale de silicates.

Les calculs de diffusion de la lumière pour des agrégats seront donc présentés pour des grains homogènes de silicates et d'organiques respectivement, en gardant présent à l'esprit le fait que les grains dits "d'organiques" peuvent cacher une partie non négligeable de silicates.

### **Agrégats de sphéroïdes avec et sans manteau**

Afin de vérifier l'hypothèse précédente, des cartes de polarisation pour des agrégats de grains homogènes d'organiques et de grains de silicates recouverts d'un manteau d'organiques ont été calculées avec l'approximation du dipôle discret. Les calculs ont été effectués pour des grains sphériques (figure 4.16) et sphéroïdaux allongés aléatoirement orientés dans l'agrégat (figure 4.17). Les cartes de polarisation sont pratiquement superposables, ce qui valide la démarche d'assimiler les grains de silicates recouverts d'un épais manteau d'organiques à des grains d'organiques homogènes pour les calculs d'agrégats avec des paramètres de taille de grains entre 1 et 2,2.

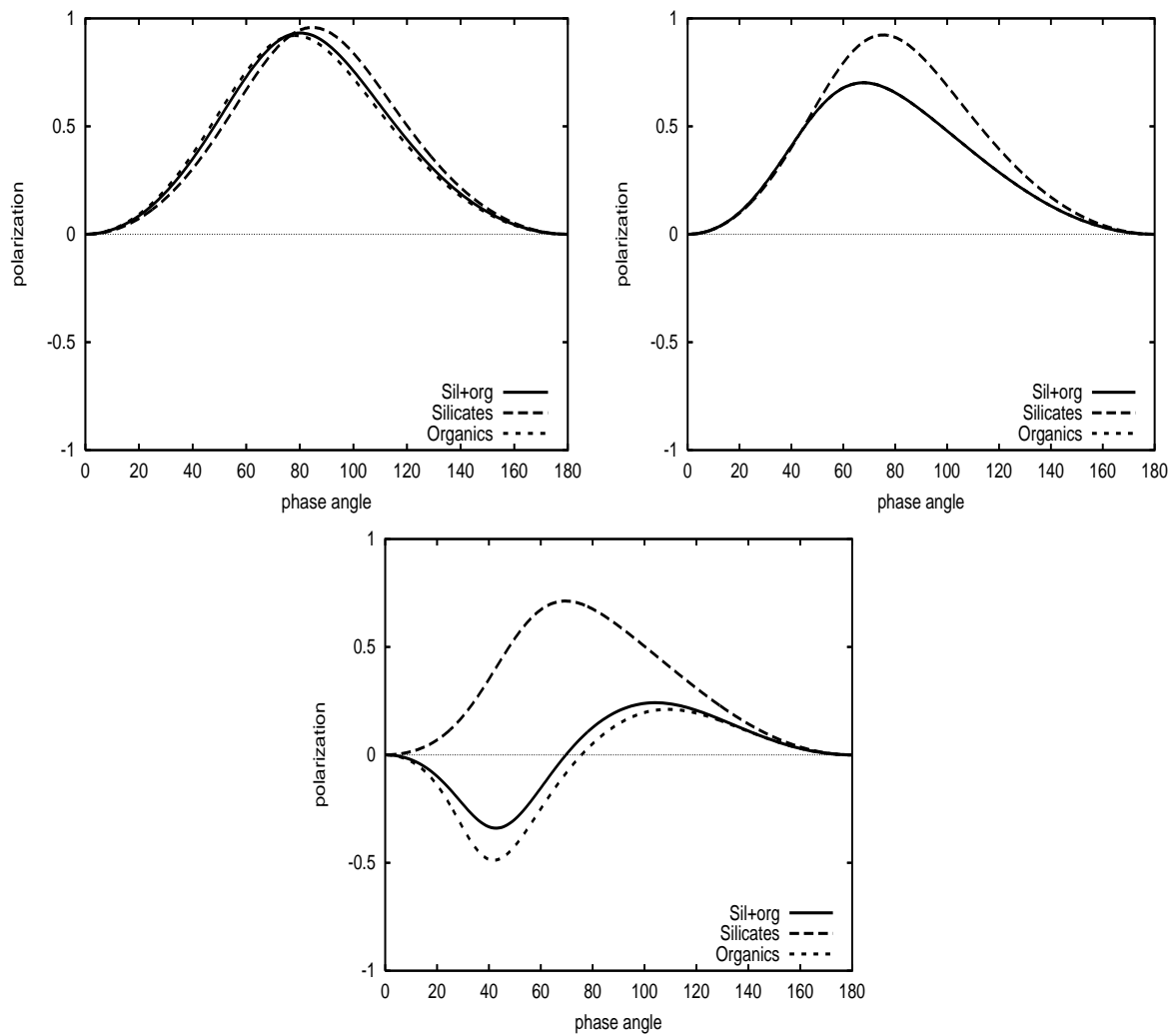


FIG. 4.15 – Courbes de phase en polarisation pour des sphéroïdes à cœur de silicates et manteau d’organiques (ligne) et des sphéroïdes homogènes de silicates (tirets) et d’organiques (pointillés). Les résultats sont présentés pour des paramètres de taille de 1,2 ; 1,5 et 1,7 qui correspondent respectivement à des tailles de 0,21  $\mu\text{m}$  ; 0,26  $\mu\text{m}$  et 0,3  $\mu\text{m}$  à la longueur d’onde de 550 nm.



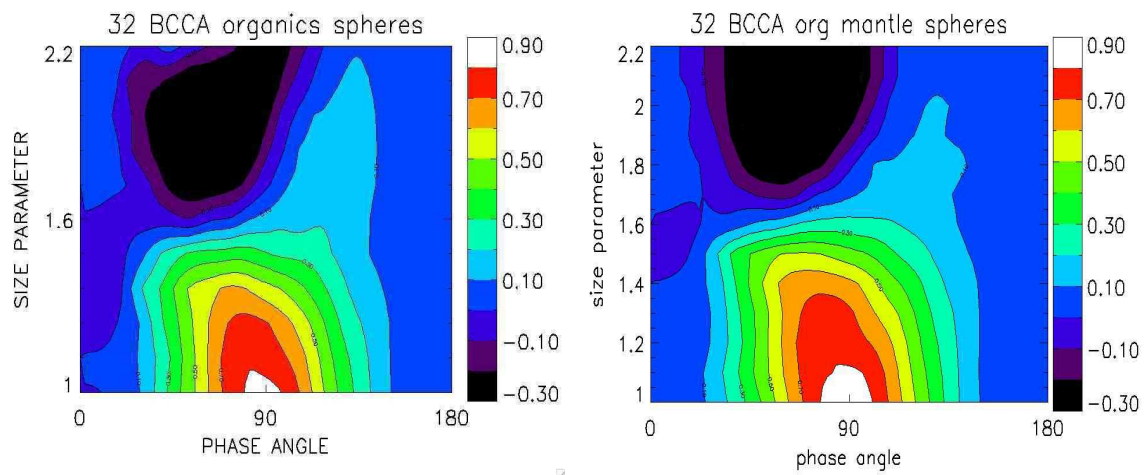


FIG. 4.16 – Cartes de polarisation pour un agrégat BCCA de 32 sphères homogènes d'organique (à gauche) et de 32 sphères de silicates recouvertes d'un manteau d'organique (à droite). La polarisation est présentée en fonction de l'angle de phase (de  $0^\circ$  à  $180^\circ$ , axe des abscisses) et du paramètre de taille des sphères constitutives de l'agrégat (de 1 à 2, axe des ordonnées).

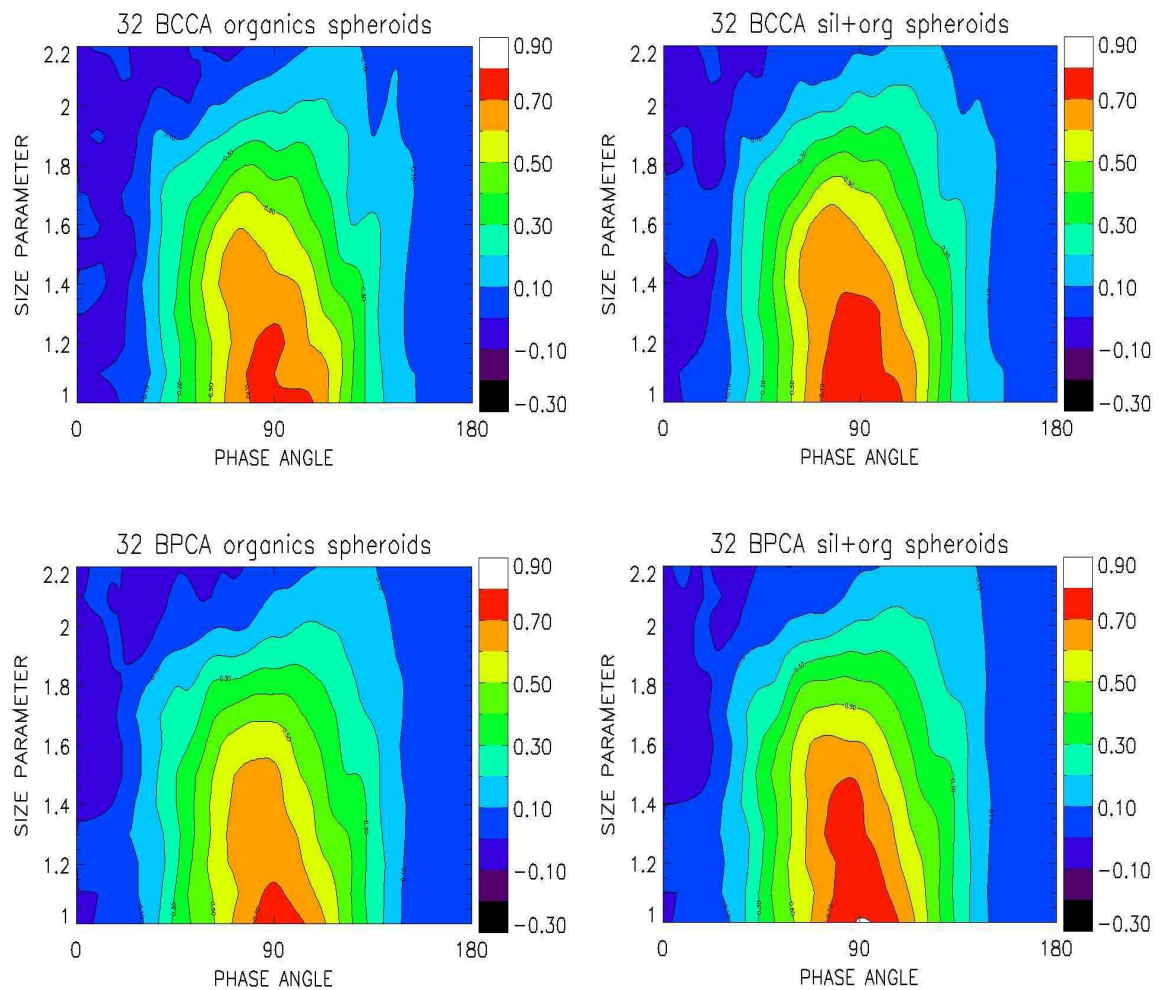


FIG. 4.17 – Cartes de polarisation pour un agrégat BCCA (en haut) et BPCA (en bas) de 32 sphéroïdes homogènes d'organique (à gauche) et de 32 sphéroïdes de silicates recouvertes d'un manteau d'organique (à droite).

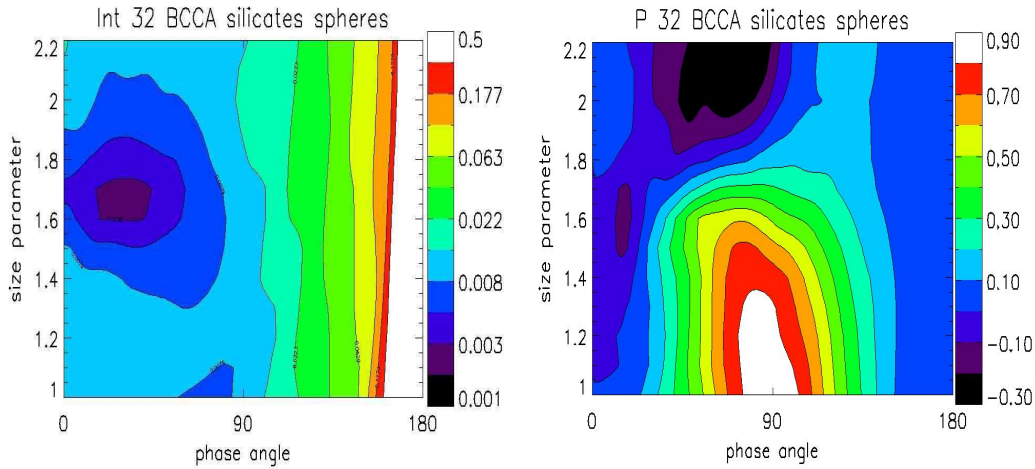


FIG. 4.18 – Cartes en intensité (à gauche) et en polarisation (à droite) présentées en fonction de l’angle de phase (abscisse) et du paramètre de taille des grains (ordonnées) pour un agrégat BCCA de 32 sphères de silicates.

#### 4.4.2 Cartes d’intensité et de polarisation

Les cartes d’intensité et de polarisation ont déjà été introduites dans les paragraphes précédents lors d’études portant sur des sphères seules et des petits agrégats. Nous allons voir à présent que ce sont des outils très puissants pour comparer les différentes propriétés des agrégats.

Les cartes se présentent désormais de la façon suivante : l’intensité (normalisée à 1 sur tout l’espace) est représentée en échelle logarithmique et la polarisation en échelle linéaire. Les valeurs sont tracées en fonction de l’angle de phase (axe des abscisses) avec un pas de  $2^\circ$  entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  et du paramètre de taille du grain (sur l’axe des ordonnées) avec un pas de 0,1 pour des valeurs comprises entre 1 et 2,2.

En figure 4.18 sont présentées des cartes d’intensité et de polarisation typiques pour un agrégat BCCA de 32 sphères de silicates. On remarque immédiatement sur la carte en intensité une faible augmentation de l’intensité en rétrodiffusion ainsi qu’une augmentation plus importante pour la diffusion vers l’avant.

L’albedo de la particule à  $0^\circ$  qui peut être défini comme le rapport entre les coefficients de rétrodiffusion et d’extinction,  $Q_{\text{back}}/Q_{\text{ext}}$ , a une valeur de l’ordre de 0,03, en accord avec à la fois les calculs précédents faits sur des agrégats de sphères (Kimura et al., 2003) et les observations in situ de la comète 1P/Halley (Fulle et al., 2000).

En ce qui concerne la carte de polarisation, une petite branche négative apparaît dès que  $x$  est supérieur à environ 1,1, pour des angles de phase inférieurs à  $\approx 20^\circ$ . Cette branche négative

devient très importante pour des paramètres de taille plus grands que 1,8. Ce phénomène est certainement lié aux branches négatives qui apparaissent dans les courbes de Mie pour des sphères ayant un paramètre de taille de l'ordre de 2 (voir figure 4.11). Le maximum de polarisation,  $P_{\max}$ , très élevé pour de petits  $x$  (comportement semblable aux particules dans l'approximation de Rayleigh), décroît progressivement quand  $x$  croît jusqu'à au moins 1,8. La région intéressante pour les comparaisons avec les observations cométaires, avec  $\alpha_o \approx 20^\circ$  et  $P_{\max} \leq 40\%$ , reste limitée à des valeurs de  $x$  comprises entre 1,6 et 1,8.

Dans les paragraphes suivants, des résultats relativement similaires sont obtenus pour des agrégats constitués de plus de grains, des agrégats plus compacts et des agrégats constitués de matériau plus absorbant.

On peut ajouter que la polarisation circulaire calculée pour ces simulations reste très faible ( $< 0,1\%$ ). Ceci est en accord avec les observations (valeurs inférieures à 2%) qui peuvent résulter de diffusion multiple entre particules alignées dans la chevelure, ou d'inhomogénéités au sein même des particules (Kolokolova et al., 2004).

Nous nous concentrerons désormais sur les valeurs en polarisation qui dépendent principalement des propriétés physiques des particules de poussière, afin de mettre en évidence les effets respectifs de la taille, de la porosité et de la composition des particules.

### 4.4.3 Résultats en polarisation

#### Effet de la taille de l'agrégat

La figure 4.19 présente les cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 32, 64, 128 et 256 sphères de silicates. Les figures sont très semblables, avec la branche négative apparaissant généralement pour des paramètres de taille du grain  $x$  supérieurs à 1,1. Le paramètre principal permettant de décrire et comparer les courbes de phase d'agrégats constitués de petits grains n'est donc pas le paramètre de taille total de l'agrégat mais bien le paramètre de taille du grain constitutif.

On peut cependant remarquer que  $P_{\max}$  décroît légèrement quand le nombre de grains de l'agrégat augmente. Ce phénomène, que l'on pourrait qualifier de «dépolarisation», est très probablement induit par la diffusion multiple à l'intérieur de l'agrégat dont la taille augmente. En conséquence, l'ensemble des paramètres de taille pour lesquels les courbes de phase sont comparables aux observations cométaires est plus large pour de grands agrégats que pour de plus petits, avec par exemple  $1,4 \leq x \leq 1,8$  pour l'agrégat de 256 sphères (soit  $0,12 \mu\text{m} \leq r \leq 0,16 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 550 \text{ nm}$ ).

Si on choisit par exemple la valeur de  $x = 1,7$  (ou  $r = 0,15 \mu\text{m}$ ), il est possible de comparer l'influence de la taille de l'agrégat sur la courbe de phase. La figure 4.21 l'illustre en superposant

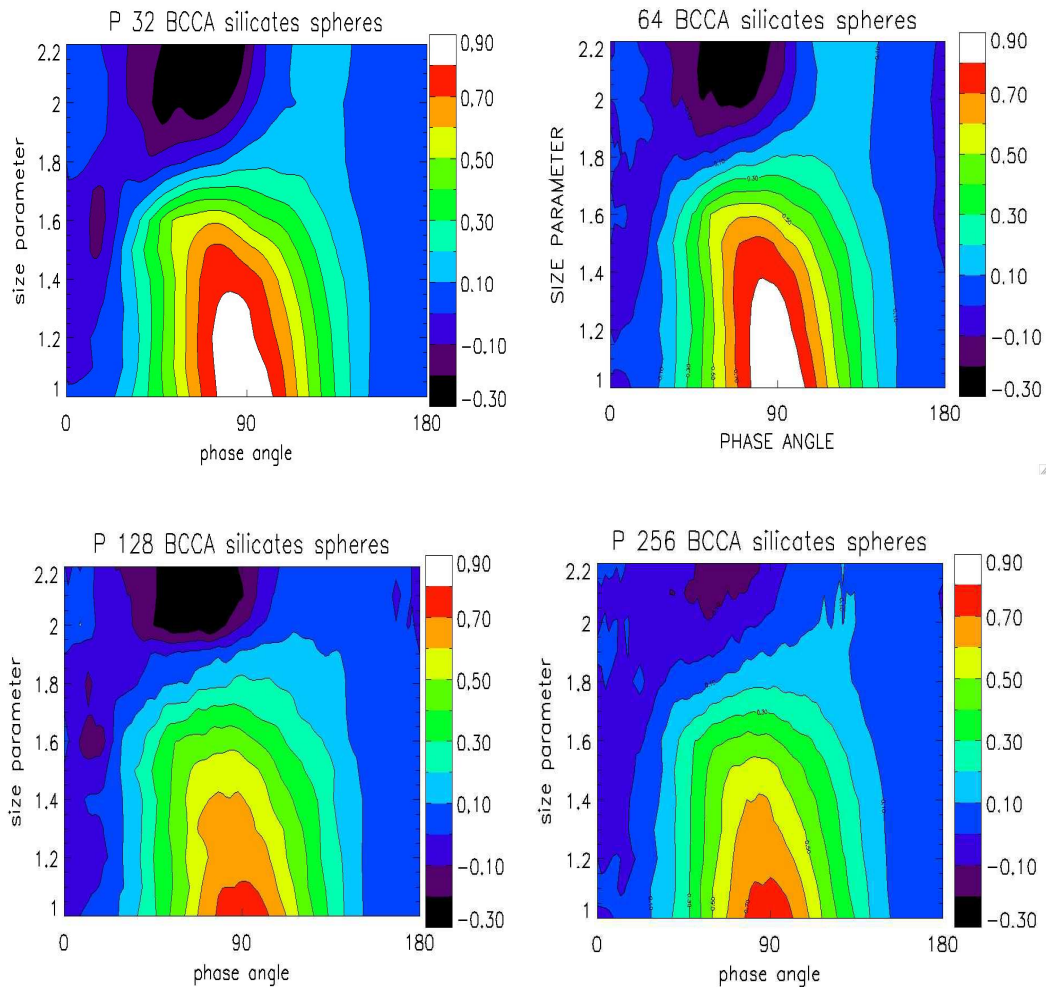


FIG. 4.19 – Cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 32, 64, 128 et 256 sphères de silicates (de gauche à droite et de haut en bas).

les courbes de phase pour des agrégats de 2, 32, 64, 128 et 256 grains. Pour de grands angles de phase ( $> 120^\circ$ ), la polarisation reste stable, tandis que des différences significatives apparaissent pour de plus petits angles de phase. L'angle d'inversion,  $\alpha_0$ , décroît quand le nombre de grains dans l'agrégat augmente et tend vers une valeur entre  $20^\circ$  et  $30^\circ$ , et le minimum de polarisation,  $P_{\min}$ , est moins négatif. On observe donc globalement une diminution de la branche négative. On peut également remarquer que les courbes de phase des agrégats semblent converger vers une forme stable pour un nombre de grains,  $N$ , supérieur à 32. La forme de cette courbe asymptotique correspond bien aux courbes de phase observées pour les comètes et correspond en général à la diffusion lumineuse par des particules irrégulières de taille proche de la longueur d'onde. Les résultats suivants seront donc présentés pour des agrégats de 128 ou 256 grains.

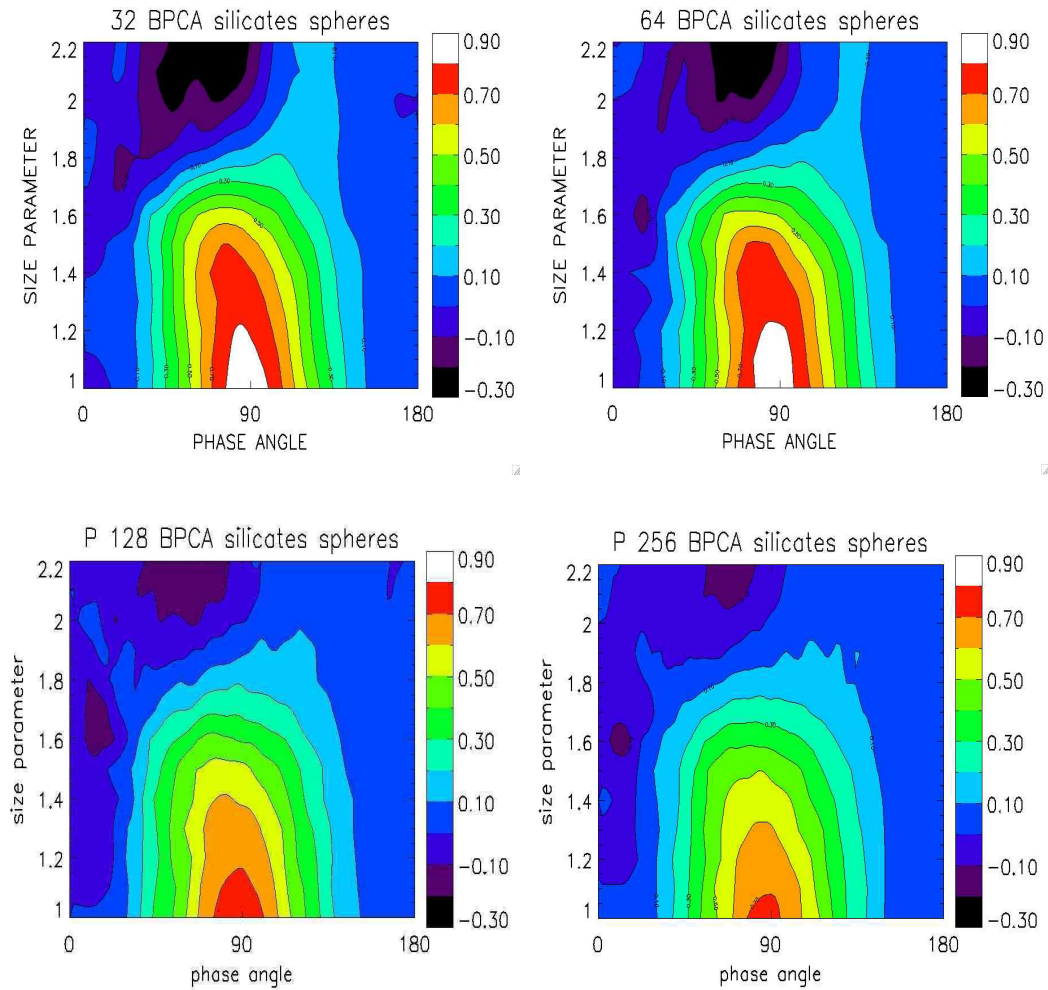


FIG. 4.20 – Cartes de polarisation pour des agrégats BPCA de 32, 64, 128 et 256 sphères de silicates (de gauche à droite et de haut en bas).

### Effet de la porosité de l'agrégat

Soit deux processus distincts d'agrégation des grains : BCCA et BPCA, avec des dimensions fractales respectivement de  $\approx 1,7$  et  $2,9$  pour des agrégats de 256 grains, correspondant au fait que les particules résultant d'un processus BCCA sont plus poreuses que les particules BPCA (voir chapitre 1.2.3). La figure 4.22 représente sous forme de tableau les particules utilisées. Le tableau suivant donne en fonction du nombre de grains,  $N$ , de la dimension fractale,  $D$ , du rayon de giration,  $R_g$ , des indications sur la porosité des agrégats :

BCCA						BPCA					
$N$	16	32	64	128	256	$N$	16	32	64	128	256
$D$	1,4	2	1,4	1,5	1,7	$D$	1,4	1,4	2,8	2,9	2,9
$1 - N^{\frac{D-3}{D}}$	0,958	0,823	0,991	0,992	0,986	$1 - N^{\frac{D-3}{D}}$	0,958	0,981	0,257	0,154	0,174
$R_g$ ( $\mu\text{m}$ )	0,362	0,484	1,026	1,208	1,691	$R_g$ ( $\mu\text{m}$ )	0,433	0,506	0,619	0,783	1,005

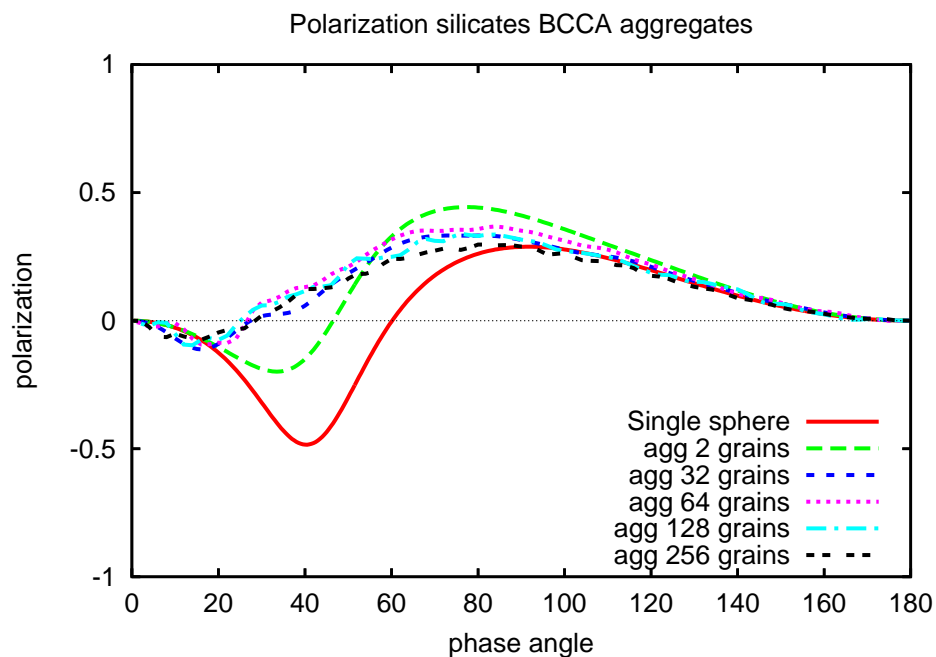


FIG. 4.21 – Courbes de phase en polarisation calculées pour des agrégats BCCA de grains de silicates avec un paramètre de taille  $x = 1,7$  jusqu'à des agrégats de 256 grains.

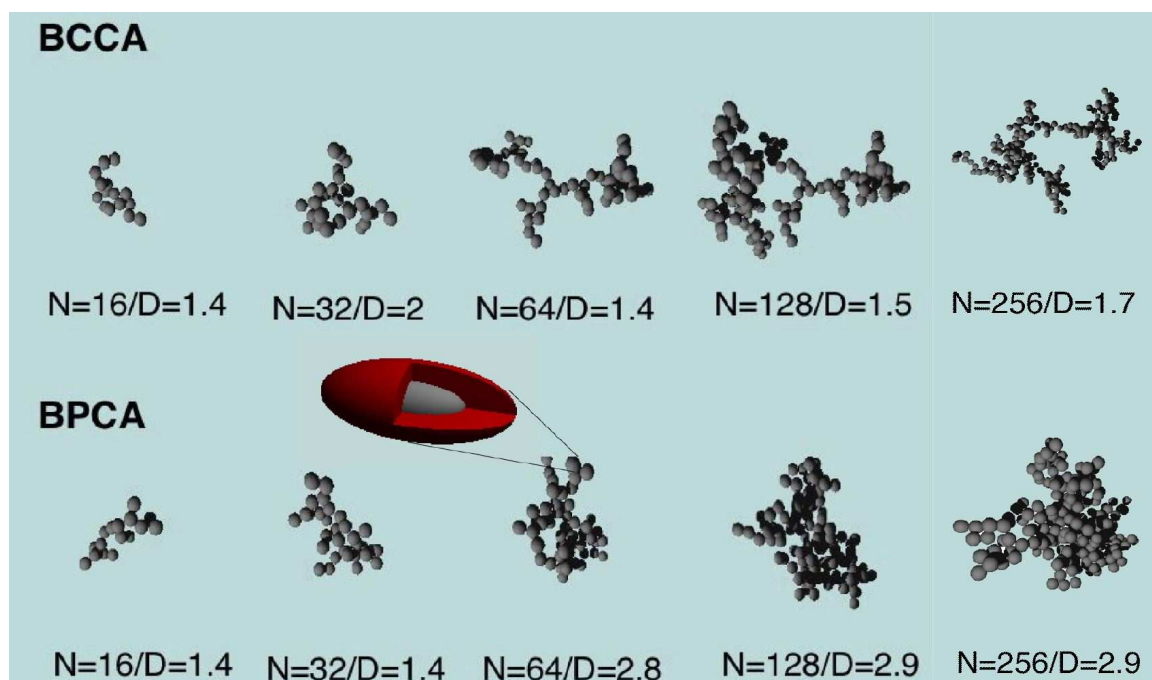


FIG. 4.22 – Schémas tridimensionnels représentant l'agrégation selon les processus BCCA et BPCA. La valeur de la dimension fractale  $D$  est donnée en-dessous de chaque agrégat. Les grains, peuvent être des sphères (avec une distribution en taille) ou des sphéroïdes.

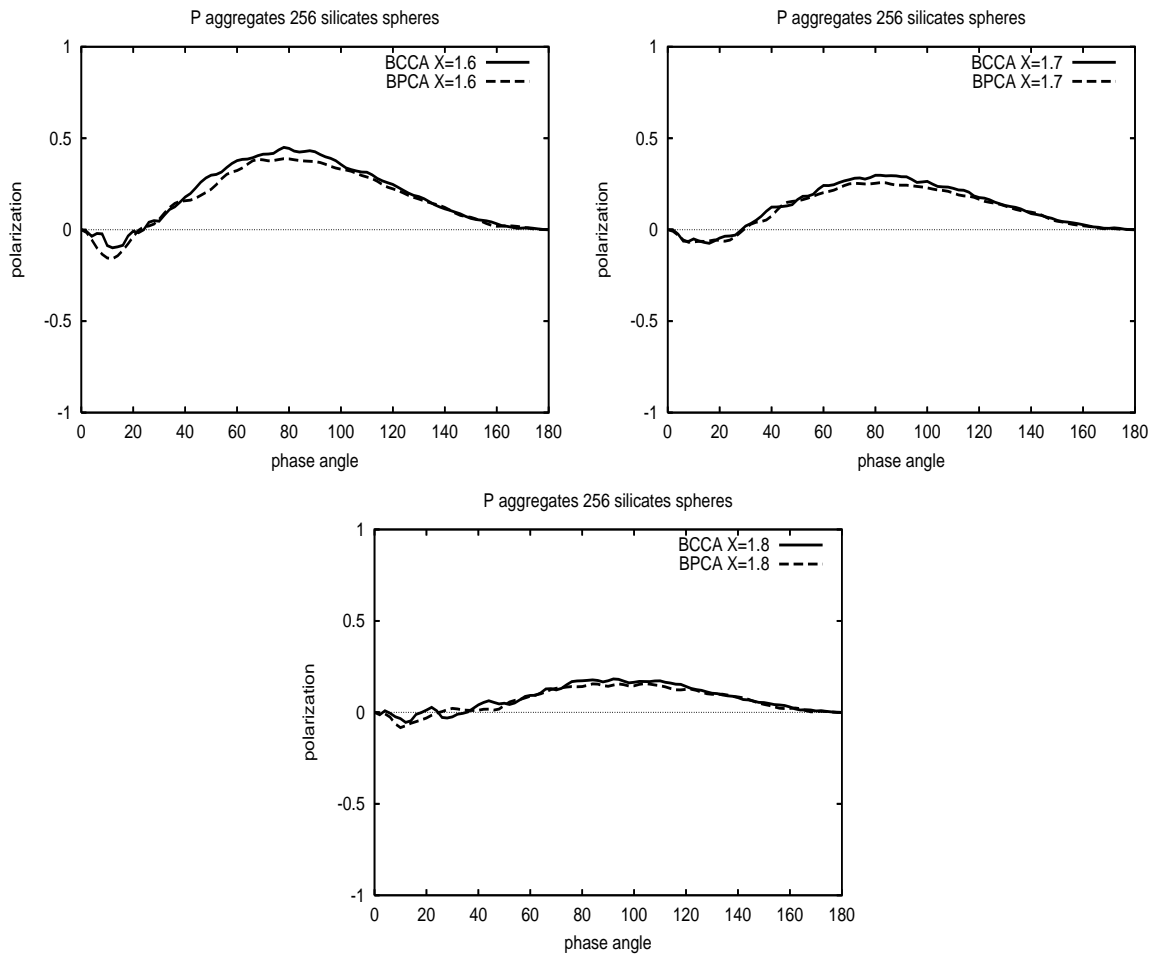


FIG. 4.23 – Comparaison des courbes de polarisation pour des agrégats de 256 sphères de silicates issus de BCCA (trait fin) et BPCA (pointillés) pour  $x = 1,6$ ;  $1,7$  et  $1,8$ .  $P_{\max}$  est plus faible de  $\approx 3\%$  pour BPCA que pour BCCA. Les valeurs de  $\alpha_o$  et  $P_{\min}$  ne sont pas significativement modifiées.

Les différences entre les courbes de phase obtenues dans l'un et l'autre cas ne sont pas très importantes, comme l'illustre la figure 4.23. Les particules plus compactes présentent généralement une valeur de  $P_{\max}$  plus faible d'environ  $3\%$  par rapport aux particules plus poreuses. Les valeurs de  $P_{\min}$  et  $\alpha_o$  ne sont pas significativement modifiées entre agrégat BCCA et BPCA pour une taille donnée des grains. Ces résultats semblent indiquer que la dimension fractale et la porosité des particules ne joue pas un rôle déterminant dans la forme des courbes de phase (au moins jusqu'à des agrégats de 256 grains).

#### Effet de la composition des grains dans l'agrégat

Principalement, deux types de matériaux ont été considérés : des silicates et des organiques, comme précisé dans le chapitre 1.2.2.



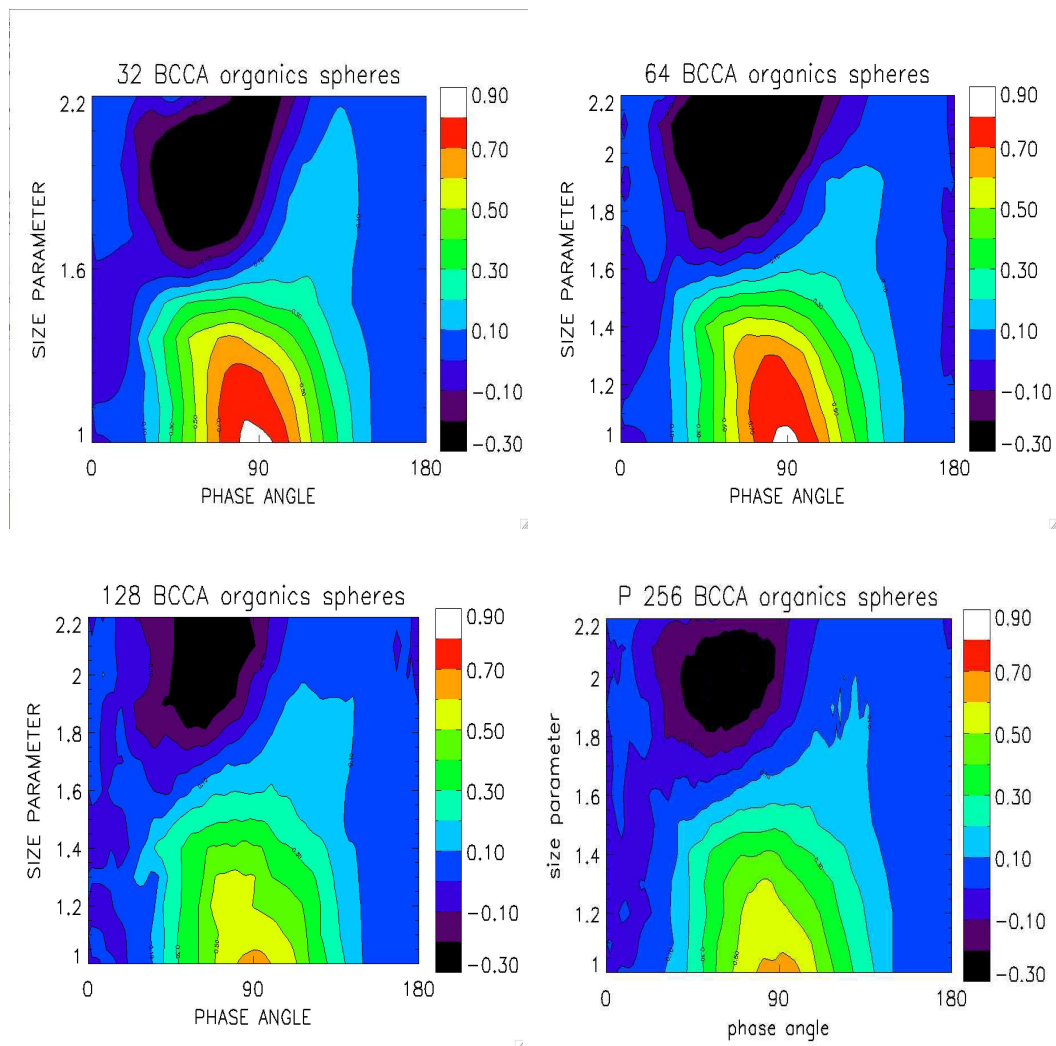


FIG. 4.24 – Cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 32, 64, 128 et 256 sphères d’organiques (de gauche à droite et de haut en bas).

Les figures 4.24 et 4.25 présentent des cartes similaires aux cartes des figures 4.19 et 4.20 pour des agrégats de matériaux organiques. La figure 4.26 compare les cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 128 et 256 sphères homogènes de silicates et d’organiques. L’aspect global de la carte n’est pas changé significativement par un changement de composition des grains. Cependant la carte de silicates semble décalée vers les paramètres de taille les plus grands par rapport à la carte pour les organiques. La région intéressante pour une comparaison entre les observations cométaires reste à peu près de la même largeur, mais ses valeurs extrêmes sont plus basses que dans le cas précédent :  $1,2 \leq x \leq 1,6$ . Ces constatations peuvent être faites de façon générale pour toutes les cartes présentées.

D’une part, cela implique que dans la zone de paramètres de taille considérés, la valeur de  $P_{\max}$  est plus petite de 20% pour les organiques que pour les silicates. D’autre part, la valeur

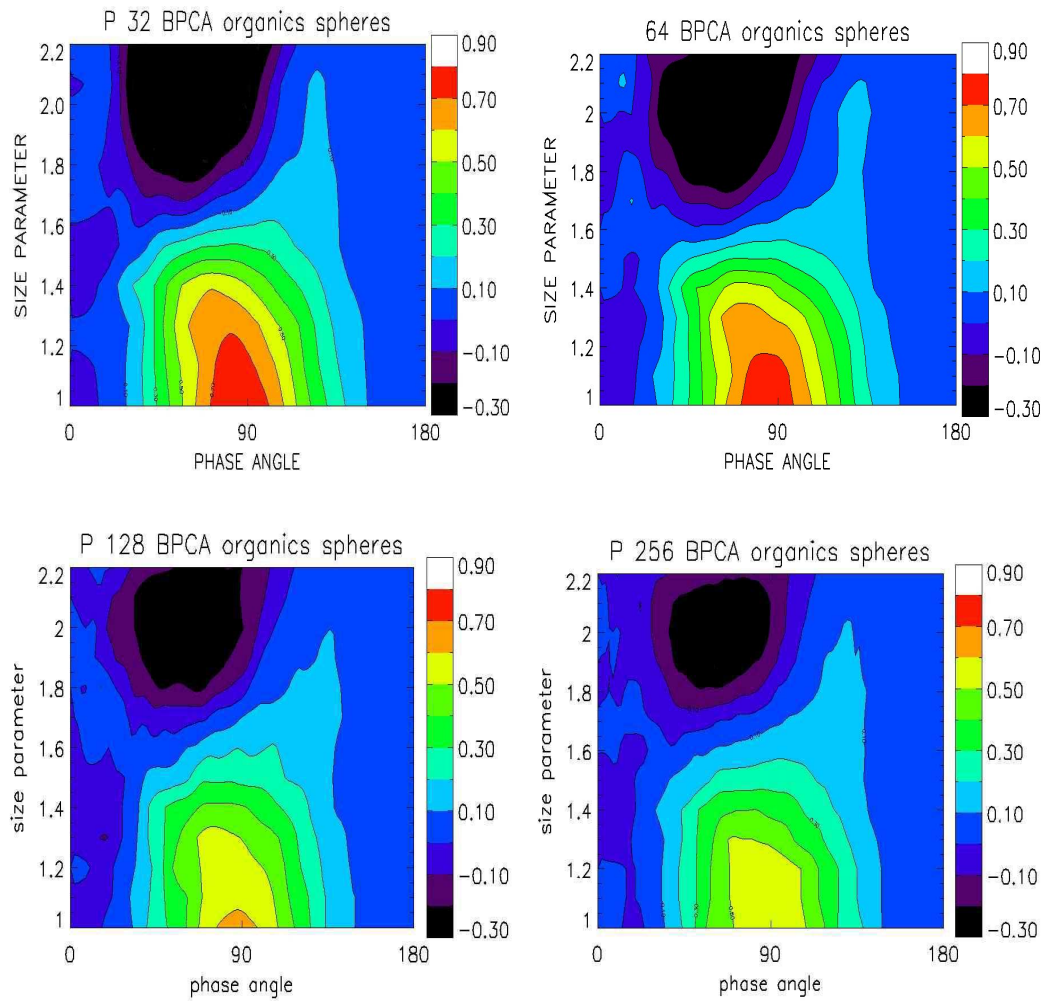


FIG. 4.25 – Cartes de polarisation pour des agrégats BPCA de 32, 64, 128 et 256 sphères d’organiques (de gauche à droite et de haut en bas).

de  $P_{\min}$  est moins négative d’environ 5% que dans le cas des organiques. On peut remarquer que la valeur de  $\alpha_o$  n’est pas significativement modifiée par le changement de composition et reste de l’ordre de  $20^\circ$  dans les deux cas.

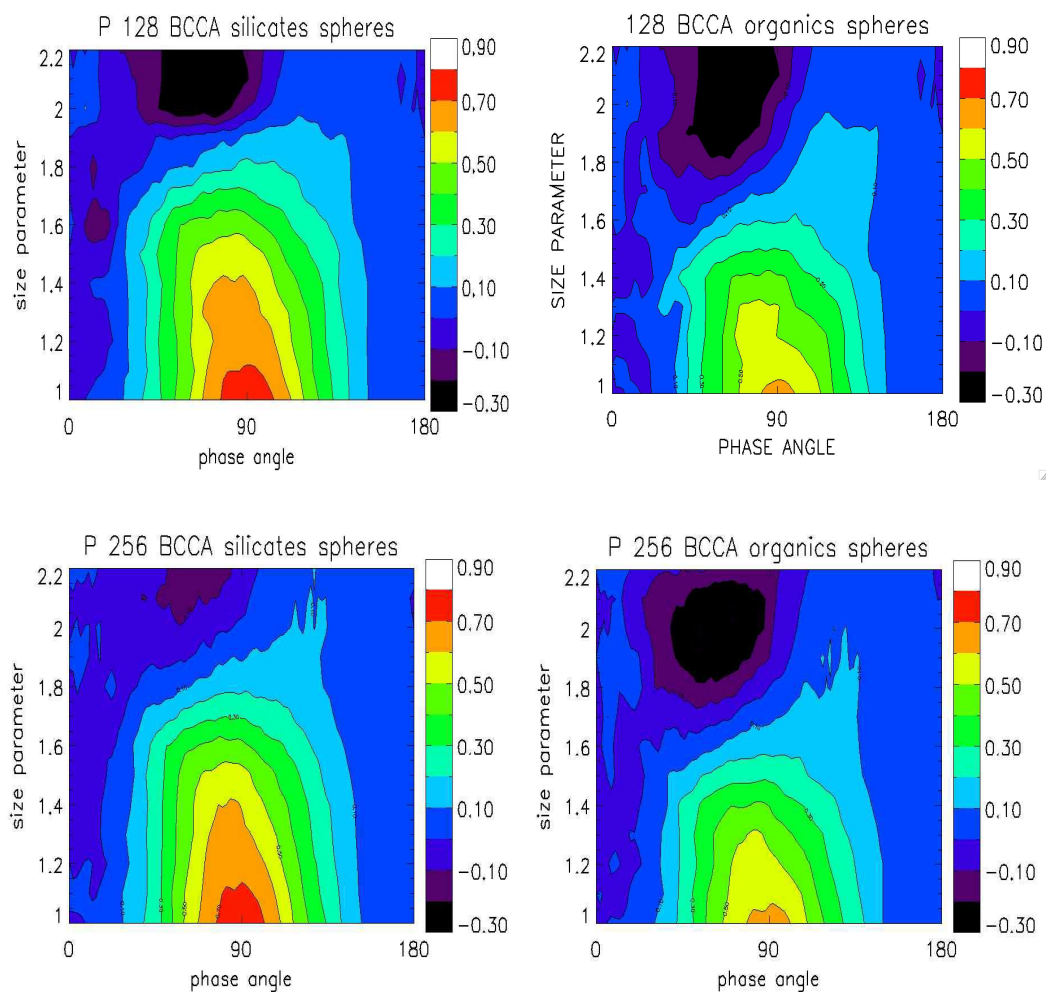


FIG. 4.26 – Cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 128 (en haut) et 256 (en bas) sphères de silicates (à gauche) et d’organiques (à droite). Le degré de polarisation est plus important pour des silicates que pour des organiques au même paramètre de taille.

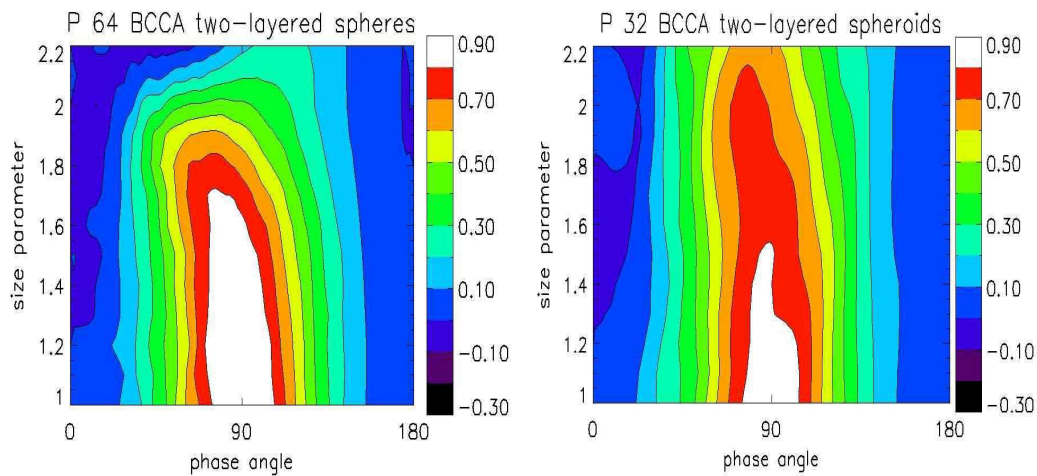


FIG. 4.27 – Cartes de polarisation pour un agrégat BCCA de 64 sphères de silicates recouvertes d’une couche d’organiques et d’une couche supplémentaire de glace d’eau (à gauche). Même carte pour un agrégat BCCA de 32 sphéroïdes dont les grains ont la même structure en couche (à droite).

La figure 4.27 présente les cartes de polarisation obtenues dans le cas d’agrégats BCCA de sphères avec un cœur de silicates, un premier manteau d’organiques et un deuxième manteau de glace d’eau (d’indice  $m = 1,31$  à 550 nm, voir chapitre 1.2.2). Le degré linéaire de polarisation est significativement plus important que pour des agrégats de grains de silicates ou de grains d’organiques. La branche négative apparaît pour des paramètres de tailles de même ordre de grandeur que ceux déterminés précédemment ( $1,5 \leq x \leq 2$ ). L’angle d’inversion de la branche négative reste sensiblement le même, avec une valeur autour de  $20^\circ$ .

### Effet de la forme des grains dans l’agrégat

Des calculs de diffusion lumineuse ont été effectués pour estimer l’effet de la distribution en taille des grains et de la forme des grains sur la polarisation. La figure 4.28 présente les cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 128 sphères de silicates avec une distribution en taille gaussienne (largeur à mi-hauteur d’environ 40% du rayon moyen) et pour des agrégats de sphéroïdes orientés aléatoirement (rapport des axes de 2). La polarisation dépend moins de  $x$  que dans le cas des sphères uniformes. Par conséquent, la région de paramètres de taille, pour laquelle la forme de la courbe de phase est similaire aux observations, est agrandie jusqu’à environ 1,2–2,0 pour les sphères de silicates avec une distribution en taille gaussienne, et jusqu’à environ 1,5–2,2 pour des sphéroïdes de silicates. La valeur de  $P_{\max}$  est plus faible que celle obtenue dans le cas d’agrégats de sphères uniformes de 15% pour des paramètres de taille

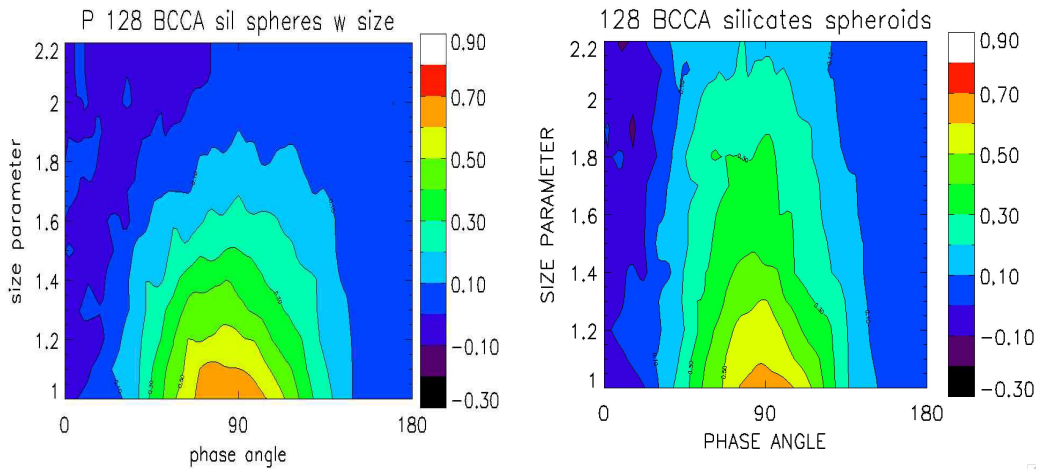


FIG. 4.28 – Carte de polarisation pour des agrégats de 128 sphères de silicates avec une distribution en taille gaussienne des grains (à gauche) et pour 128 sphéroïdes de silicates orientés de façon aléatoire (à droite). La dépendance de la courbe de phase avec le paramètre de taille est moins prononcée pour des grains sphéroïdaux que pour des grains sphériques avec une distribution en taille.

autour de 1, mais elle est plus grande d'environ 15% pour des paramètres de taille plus grands (autour de 2).  $P_{\min}$  est en général moins négatif que dans le cas de sphères uniformes avec une valeur typique autour de  $-6\%$ . La valeur de l'angle d'inversion  $\alpha_0$  n'est pas significativement modifiée et reste entre  $20^\circ$  et  $25^\circ$ .

Des résultats similaires sont obtenus pour des grains plus absorbants d'organiques dans la région de 1,0–1,8 pour des sphères avec une distribution en taille et dans la région 1,2–2,0 pour des sphéroïdes.

Les résultats obtenus pour des agrégats BCCA de 128 ou 256 sphères avec une distribution en taille ou de sphéroïdes seront donc utilisés pour les études qui suivent.

#### 4.4.4 Dépendance en longueur d'onde de la polarisation linéaire

Mise à part la forme très spécifique de la courbe de phase en polarisation observée pour les comètes, la dépendance quasi-linéaire de la polarisation avec la longueur d'onde pour des angles de phase entre  $30^\circ$  et  $70^\circ$  est une autre contrainte sur les modèles numériques (voir chapitre 1.4.2). L'augmentation de la polarisation avec  $\lambda$ , qui a un gradient plus important pour des angles de phase plus grands, semble disparaître dans le domaine infrarouge (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b).

A partir des cartes de polarisation, une coupe verticale donne la dépendance en  $\lambda$  de  $P$

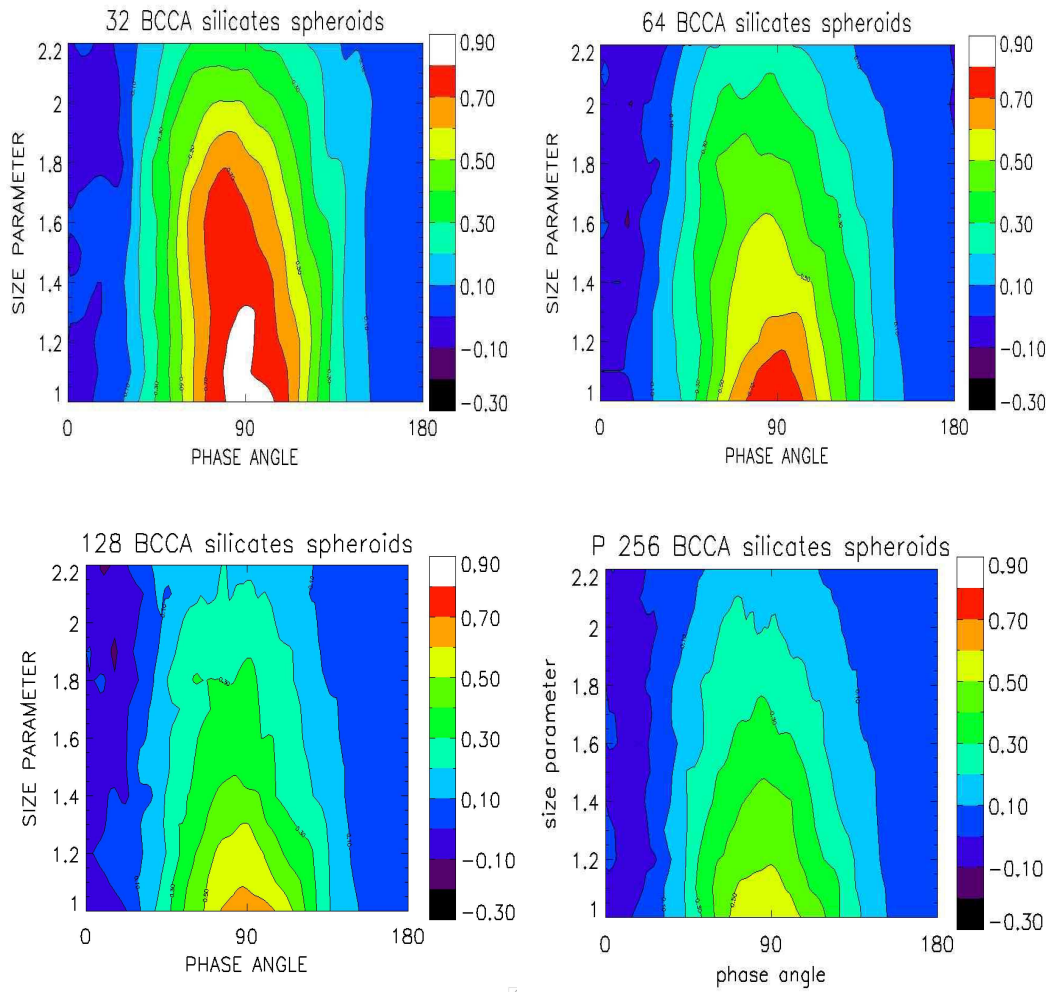


FIG. 4.29 – Cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 32 à 256 sphéroïdes de silicates orientés aléatoirement.

pour un angle de phase donné et un rayon des particules fixé. Ceci est vrai si l'on fait en plus l'hypothèse que l'indice du matériau ne varie pas sur l'ensemble des longueurs d'onde considérées, ce qui est en général le cas dans le domaine visible entre 400 et 700 nm (voir chapitre 1.2.2). Les résultats présentés ici correspondent à un paramètre de taille  $x = 1,7$ , c'est-à-dire  $r = 0,15 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 550 \text{ nm}$ .

La figure 4.31a présente  $P_\alpha(\lambda)$  obtenu dans le cas d'un agrégat BCCA de 128 sphères de silicates pour des angles de phase fixés à  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $50^\circ$ . L'effet de couleur rouge de la polarisation et l'obtention d'un gradient plus important pour des angles de phase plus grands sont tout de suite visibles. Cependant le gradient de ces courbes est d'environ  $2 \mu\text{m}^{-1}$ , ce qui est beaucoup trop important comparé aux observations qui correspondent plutôt à un gradient de l'ordre de  $0,1 \mu\text{m}^{-1}$ . Les mêmes valeurs de gradient sont obtenues dans le cas d'agrégats de



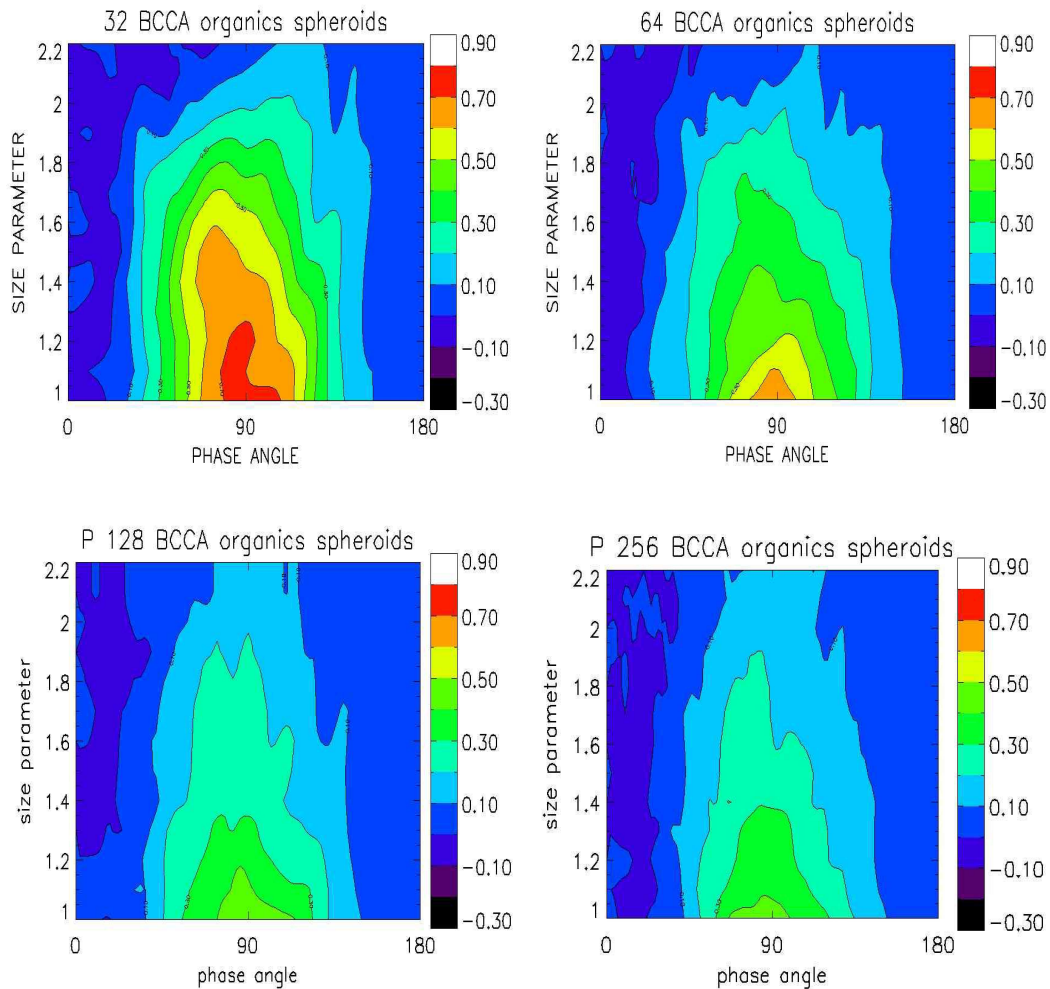


FIG. 4.30 – Cartes de polarisation pour des agrégats BCCA de 32 à 256 sphéroïdes d’organiques orientés aléatoirement.

grains d’organiques.

La figure 4.31b présente les mêmes résultats dans le cas d’un agrégat de 128 sphères de silicates avec une distribution en taille gaussienne des grains. Le gradient de la polarisation en fonction de la longueur d’onde est moins important que dans le cas de sphères uniformes. Cependant, dans ce cas, les valeurs de la polarisation sont sensiblement plus grandes que celles obtenues par observations, spécialement pour  $40^\circ$  et  $50^\circ$ , tandis que dans le cas des particules d’organiques,  $P$  aurait des valeurs plutôt inférieures aux observations. De ce fait, on déduit qu’un mélange de particules de silicates (peu absorbantes) et d’organiques (plus absorbantes) permettrait de faire un ajustement des variations de la polarisation observées.

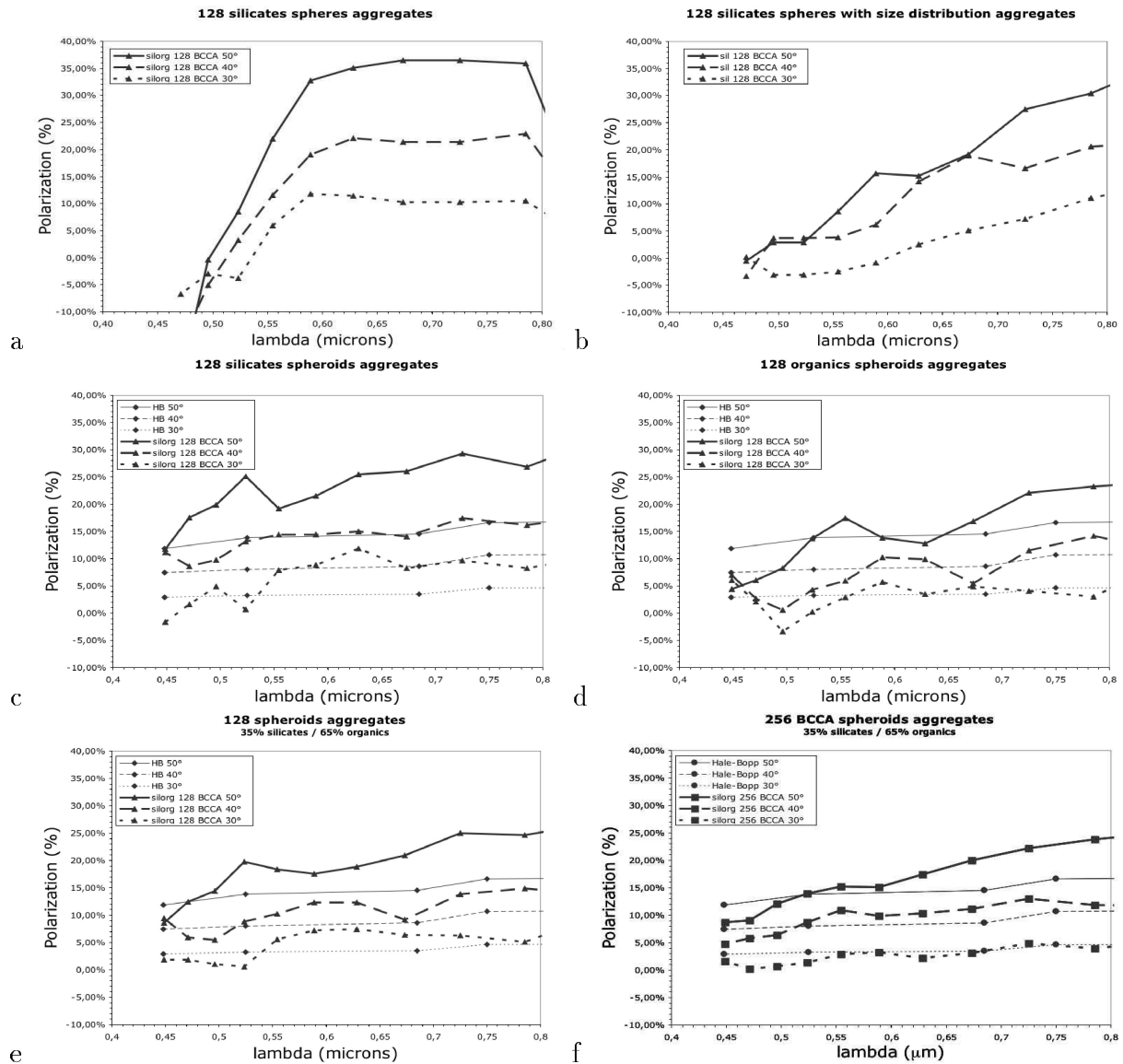


FIG. 4.31 – Degré linéaire de polarisation en fonction de la longueur d’onde calculé pour des agrégats BCCA de 128 sphères (a), de 128 sphères avec une distribution en taille gaussienne (b), des agrégats de sphéroïdes de silicates (c), d’organiques (d) et d’un mélange de 35% silicates–65% organiques (e), et enfin un agrégat de 256 sphéroïdes d’un mélange de 35% silicates–65% organiques (f). Les lignes correspondent aux données d’observations pour la comète C/1995 O1 Hale-Bopp (références dans Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b).

#### 4.4.5 Ajustement aux observations de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp

##### Ajustement de la variation en longueur d’onde par des agrégats

De nombreuses données polarimétriques ont été obtenues pour la comète C/1995 O1 Hale-Bopp dans le rouge et le vert et pour un grand nombre d’angles de phase entre 5° et 50° (voir



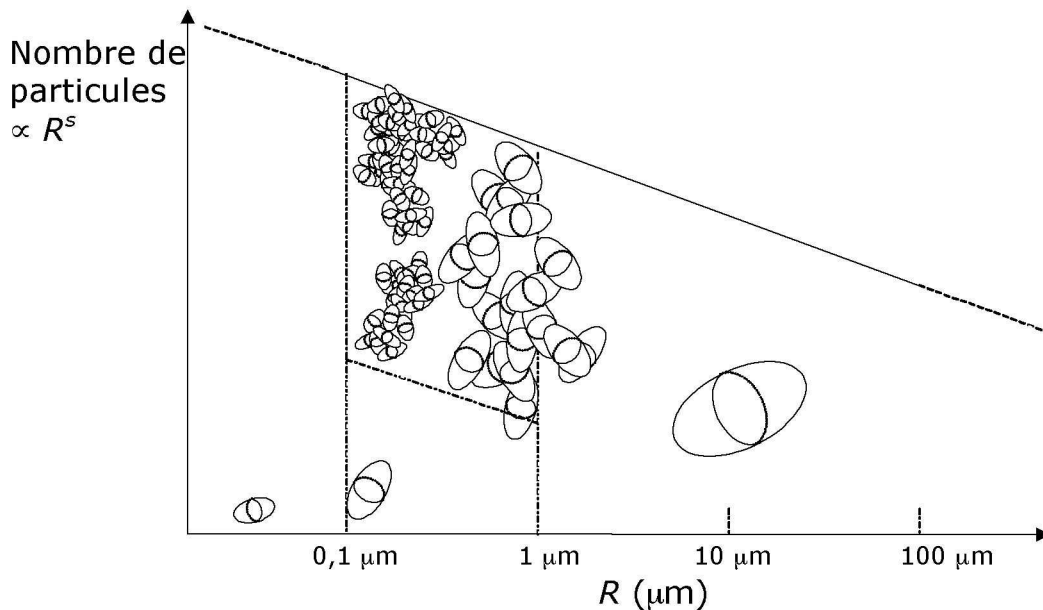


FIG. 4.32 – Distribution en taille de sphéroïdes oblongs (de  $R = 0,1 \mu\text{m}$  à  $R = 100 \mu\text{m}$ ) et de leurs agrégats (jusqu'à 256 sphéroïdes de  $R = 0,1 \mu\text{m}$  à  $R = 1 \mu\text{m}$ ).

par exemple, Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b; Kiselev et Velichko, 1997). Il est possible de comparer notre modèle aux observations, tout en gardant à l'esprit que plusieurs types de particules ou de distributions en taille peuvent reproduire les courbes de phase observées et que les propriétés optiques des grains de silicates recouverts de manteaux organiques (comme défini dans la table 4.1), sont similaires à celles des grains organiques homogènes limitant les conclusions à propos du rapport de masse des deux éléments.

La figure 4.31e et 4.31f compare les données observationnelles de C/1995 O1 Hale-Bopp avec les résultats de simulations correspondant à un mélange d'agrégats BCCA de 128 et 256 sphéroïdes avec 35% de silicates et 65% d'organiques. Ces valeurs de mélange correspondent à la meilleure approximation du gradient de  $P$  en fonction de  $\lambda$  observé pour chaque angle. Cela permet de déduire un ordre de grandeur de la composition d'un nuage cométaire. En considérant qu'une partie des grains de silicates sont en fait recouverts de matériaux organiques et donc inaccessibles aux observations, on déduit de la table 4.1 que le volume des silicates est de l'ordre de 30% à 60% tandis que le volume des organiques correspond à la valeur complémentaire. Il est important de noter que des résultats similaires seraient obtenus dans le cas d'agrégats BPCA.

### Modèle de nuage de particules

Un ajustement plus précis des observations peut être obtenu avec une distribution en taille de particules sphéroïdales agrégées ou seules. En effet, il est possible d'évaluer la courbe de

phase en polarisation d'un ensemble d'agrégats BCCA de grains sphéroïdaux (de 32 à 256 grains) tels qu'ils ont été présentés avec DDA, complété avec des sphéroïdes compacts de même taille ou plus grands que les agrégats. La limitation en taille des particules des calculs que l'on peut effectuer avec l'approximation des dipôles discrets nous limite à de petits agrégats (typiquement de paramètres de taille  $X \leq 14$ ), et nous complétons avec des sphéroïdes pour avoir une distribution en taille réaliste, comme montré en figure 4.32. Comme précisé au début de ce chapitre, les calculs pour de petits sphéroïdes ( $X \leq 20$ ) sont effectués avec le code de T-matrice, et calculs pour de grands sphéroïdes ( $X \geq 20$ ) sont effectués avec l'approximation de l'optique géométrique.

Comme présenté au chapitre 1.2.1, la distribution en taille des particules solides de la chevelure cométaire peut en première approximation être représentée par une simple loi de puissance :  $\Gamma(R) = R^s$ . L'intensité diffusée,  $I_{\text{diff}}$  et ses deux composantes polarisées sont calculées par intégration de l'intensité incidente  $I_{\text{inc}}$  sur la distribution en taille,  $\Gamma(R)$ , des particules et leur section efficace de diffusion  $\sigma_{\text{sca}}(R, \alpha, \lambda)$  à un angle de phase  $\alpha$  donné.

$$I_{\text{diff}}(\alpha, \lambda) = \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} I_{\text{inc}}(\lambda) \sigma_{\text{sca}}(R, \alpha, \lambda) \Gamma(R) dR \quad (4.12)$$

Ce modèle de nuage cométaire présente donc 5 paramètres libres :

1. le coefficient  $s$  de la distribution en taille en loi de puissance,
2. le rayon minimal effectif  $R_{\text{min}}$  de la distribution en taille,
3. le rayon maximal effectif  $R_{\text{max}}$  de la distribution en taille,
4. le rapport des agrégats aux particules sphéroïdales compactes,
5. le rapport des silicates (matériaux peu absorbants) sur les organiques (matériaux absorbants).

Il est important de noter que la diffusion lumineuse par les agrégats n'ayant pu être calculée pour de très grandes tailles de particules, la valeur obtenue ne correspond qu'à une première estimation de la limite inférieure du nombre de particules solides floconneuses. D'autre part le rapport entre les silicates et les organiques correspond à une estimation de la limite supérieure d'organiques puisque les grains d'organiques peuvent présenter une structure en couche recouvrant un noyau de silicates comme présenté au chapitre 4.4.1.

### Résultats du modèle de chevelure cométaire

La figure 4.33 présente une comparaison entre les observations polarimétriques dans le rouge de 650 nm à 760 nm et dans le vert de 484,5 nm à 526 nm (Ganesh et al., 1998; Hadamcik et al., 1997; Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b; Kiselev et Velichko, 1997; Manset et Bastien,

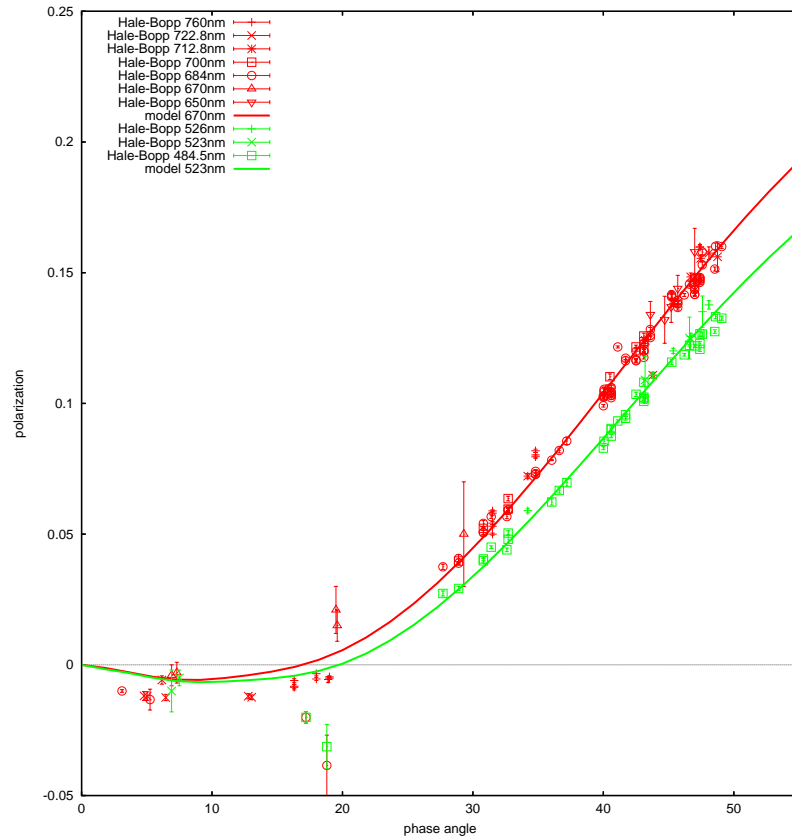


FIG. 4.33 – Courbes de phase calculées en rouge et vert pour un mélange d’agrégats jusqu’à 128 grains et des sphéroïdes avec 25% silicates–75% organiques rapport en volume. La distribution en taille suit  $R^{-3}$  avec le rayon seuil minimal de l’ordre de  $0,1 \mu\text{m}$  et le rayon maximal seuil vers  $20 \mu\text{m}$ . Points de données obtenues pour C/1995 O1 Hale-Bopp (Ganesh et al., 1998; Hadamcik et al., 1997; Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b; Kiselev et Velichko, 1997; Manset et Bastien, 2000).

2000) et le modèle de mélanges d’agrégats de sphéroïdes et de sphéroïdes à 670 nm et à 523 nm pour la comète C/1995 O1 Hale-Bopp (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b). Un très bon ajustement de  $25^\circ$  à  $50^\circ$  est obtenu pour une distribution en taille avec un exposant de  $-3$ , ce qui correspond à la valeur théorique de la distribution en taille d’équilibre collisionnel de grains (Hellyer, 1970), une valeur seuil inférieure des rayons de l’ordre de  $0,1 \mu\text{m}$  et une valeur seuil supérieure des rayons de l’ordre de  $20 \mu\text{m}$ . Le modèle rend également bien compte de l’existence d’une branche négative. Cette partie de la courbe est moins contrainte à cause du petit nombre de points de mesure disponibles aux petits angles de phase.

Dans la figure 5.5, Le  $\chi^2$  entre le modèle et les points de données est calculé selon :

$$\chi_{\text{pol}}^2 = \sum_i \left| \frac{P_{\text{obs}}(\alpha_i) - P_{\text{model}}(\alpha_i)}{\sigma_P(\alpha_i)} \right|^2 \quad (4.13)$$

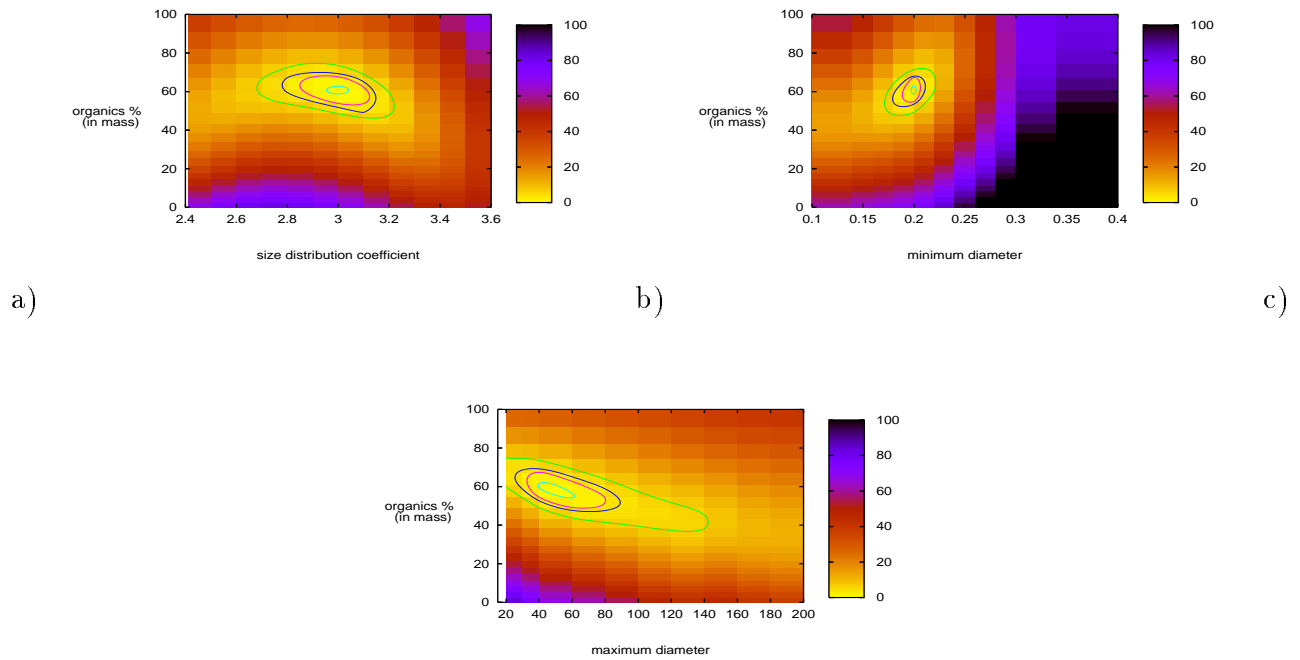


FIG. 4.34 – Cartes de  $\chi^2$  entre modèle et données observationnelles pour la courbe de phase en polarisation tracée en fonction du pourcentage maximal d’organiques (en masse) et des paramètres de la distribution en taille (coefficient de la loi de puissance a); rayon minimal b) et rayon maximal c)). Les courbes de confiance à 70%, 90%, 95% et 99% sont représentées.

avec  $\alpha_i$ , le  $i^{\text{ème}}$  angle de phase observés,  $P_{\text{obs}}$ , la polarisation observée,  $\sigma_P$ , l’erreur sur le point d’observation et  $P_{\text{model}}$ , la polarisation calculée par le modèle. Les valeurs de  $\chi^2$  sont présentées sous la forme de cartes bidimensionnelles en fonction du pourcentage en masse maximal d’organiques du nuage, et des autres paramètres principaux du modèle (coefficient de la distribution en taille des petits grains et rayons seuils de la distribution en taille). La première carte montre la variation du  $\chi^2$  avec le coefficient de la distribution en taille avec un minimum autour de  $-3 \pm 0,1$ . Le pourcentage d’organiques en masse est autour de  $60\% \pm 5\%$ . Le deuxième graphe présente la dépendance en fonction du rayon seuil minimal. Il montre que le minimum est obtenu pour un rayon minimal de l’ordre de  $0,1 \pm 0,005 \mu\text{m}$ . Enfin le troisième graphe présente les courbes de  $\chi^2$  en fonction du rayon maximal de la distribution en taille dont la valeur est de l’ordre de  $20 \mu\text{m}$  à  $40 \mu\text{m}$ .

Les valeurs de mélange obtenues pour notre modèle confirment la forte présence des organiques puisqu’il n’y a qu’entre 25% et 51% de silicates en volume, en tenant compte de la possibilité que des silicates soient recouverts d’organiques. L’estimation inférieure de la quantité

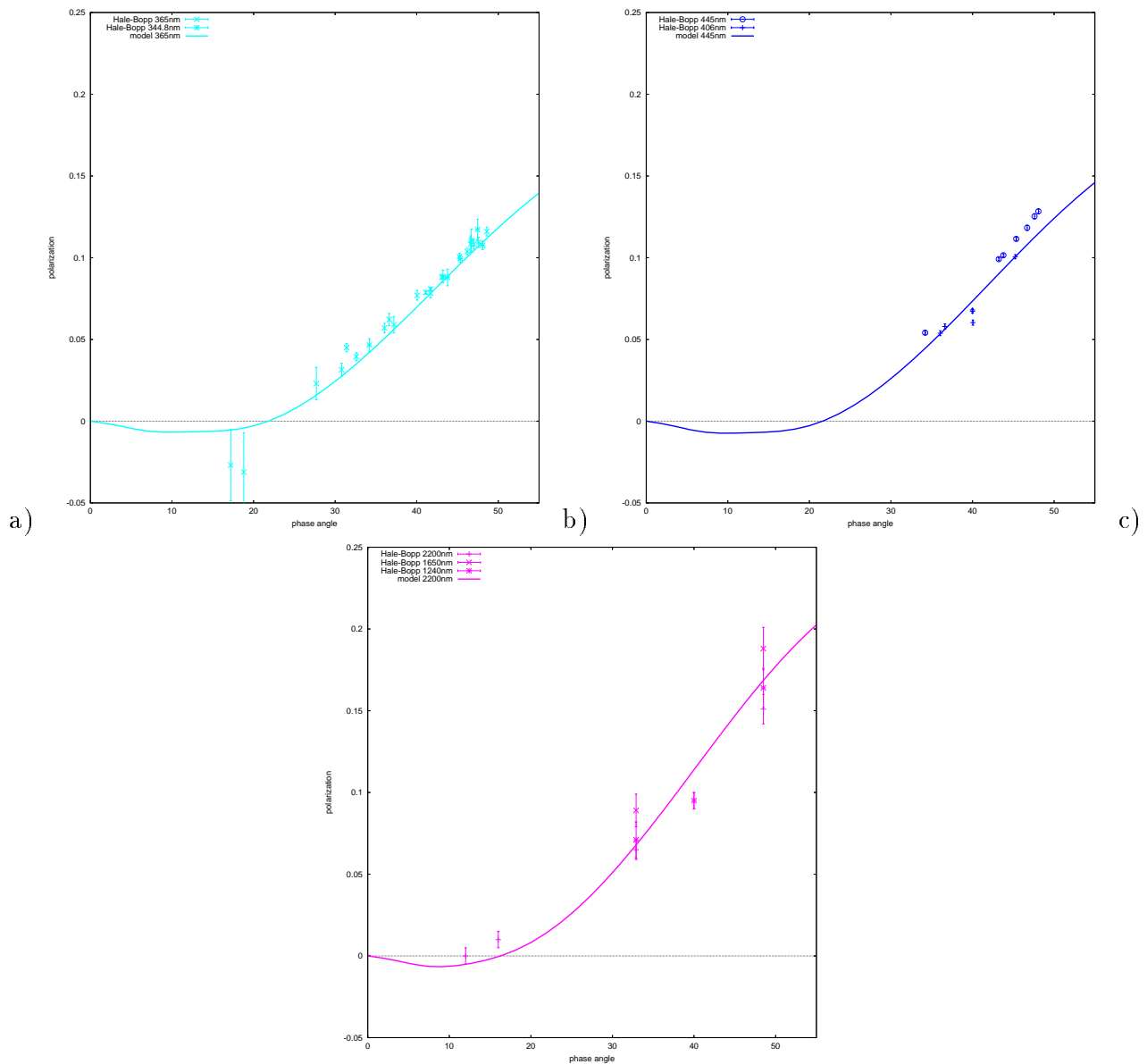


FIG. 4.35 – Courbes de phase prévues par le précédent modèle dans l’UV a) de 345 à 365 nm ; dans le bleu b) de 406 à 445 nm et dans l’infrarouge c) de 1240 à 2200 nm. Comparaison avec les points de données obtenus par différents observateurs dans le bleu-UV (Ganesh et al., 1998; Kiselev et Velichko, 1997; Manset et Bastien, 2000) et dans l’infrarouge (Hasegawa et al., 1997; Jones et Gehrz, 2000).

d’agrégats est de l’ordre de 10% en masse.

La couleur en intensité totale peut aussi être déduite des calculs et se révèle être légèrement rouge avec une pente de l’ordre de 5% pour 100 nm, après normalisation à 580 nm. Une telle valeur correspond bien à la valeur de 5% observée dans la chevelure de C/1995 O1 Hale-Bopp (Bellucci, 1999).

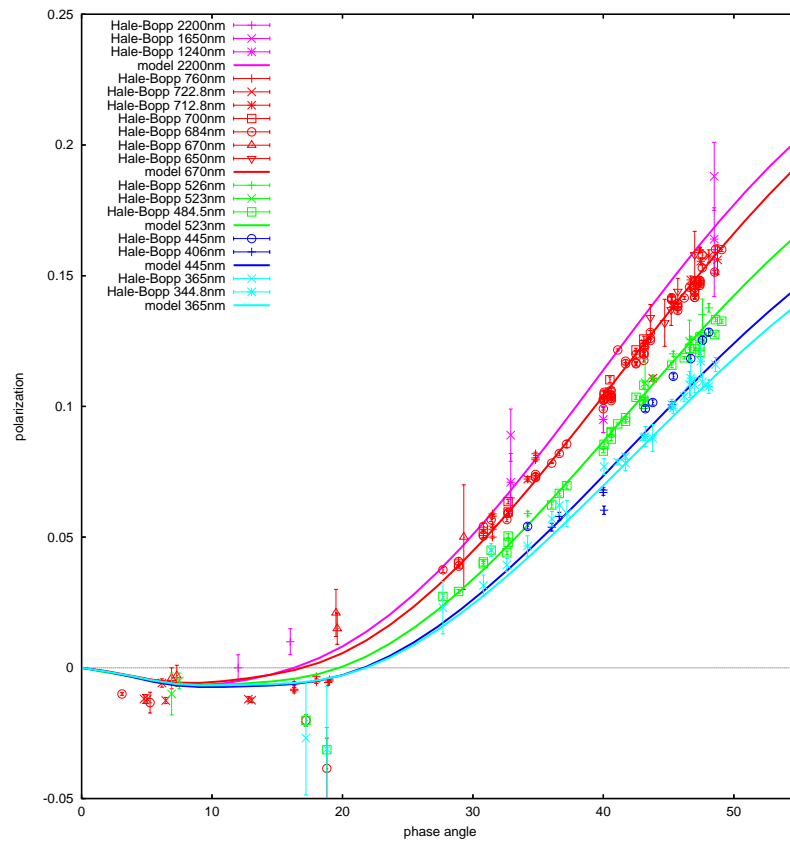


FIG. 4.36 – Points de données d’observations polarimétriques de Hale-Bopp comparés aux modèles de l’UV à l’infrarouge. L’effet de couleur est clairement visible et bien reproduit par le modèle.

Ce même modèle avec les mêmes paramètres peut rendre compte assez précisément des observations à d’autres longueurs d’onde, notamment dans le proche UV, de 344.8 nm à 365 nm, dans le bleu, de 406 nm à 445 nm (Ganesh et al., 1998; Kiselev et Velichko, 1997; Manset et Bastien, 2000) et le proche infrarouge, de 1240 nm à 2200 nm par Jones et Gehrz (2000) et avec une plus grande barre d’erreur pour Hasegawa et al. (1997) comme présenté en figures 4.35 et 4.36.

D’autre part, notre modèle reproduit également la pente plus faible de la polarisation avec la longueur d’onde observée dans l’infrarouge (Hadamcik et Levasseur-Regourd, 2003b). Ceci se voit dans les figures 4.35 et 4.36 par comparaison des courbes de modèle à 760 nm et 2200 nm. On peut remarquer que certaines mesures obtenues dans l’UV et l’infrarouge ont des barres d’erreur importantes.

### 4.4.6 Jets cométaires

L'augmentation du degré linéaire de polarisation observée dans les jets cométaires (voir chapitre 1.4.2) peut être interprétée dans le cadre de ce modèle en terme de variation des différents paramètres.

En ce qui concerne les paramètres liés à la distribution en taille des particules, une augmentation de la polarisation linéaire peut provenir d'une augmentation de la quantité des petits grains (approximation de Rayleigh pour  $x \leq 1$ , voir figure 4.5) ou de grandes particules solides compactes. Dans ce dernier cas, les particules absorbantes d'organiques de grande taille jouent un rôle plus important pour l'augmentation de la polarisation que les particules moins absorbantes comme présenté en figure 4.11.

Par ailleurs, une évaporation totale de la couche d'organiques susceptible de recouvrir les grains de silicates se traduit par une variation de composition, mais surtout par une variation en taille des particules importante ( $r$  est divisé par deux, voir tableau 4.1). Vu l'importance du paramètre de taille, une telle évolution des particules doit être prise en compte pour des interprétations de l'évolution temporelle de la polarisation observée au cours du temps.

Une augmentation de polarisation pourrait également provenir d'une augmentation de la quantité d'agrégats de petits grains.

De futures observations de l'activité cométaire seront susceptibles de mieux contraindre ces paramètres et les caractéristiques des jets cométaires.

## 4.5 Discussion

### 4.5.1 Bilan

Un grain possédant un manteau absorbant d'organiques présente le même comportement polarimétrique qu'un grain homogène d'organiques. Ce résultat est en accord avec les calculs effectués pour des particules avec un mélange de silicates et de matériaux carbonés (Mann et al., 2004). En effet, les observations optiques ne donnent pas de preuve directe de rapports de masse ou de volume des éléments. Les propriétés de diffusion de la lumière dépendent principalement des propriétés du manteau extérieur, tant qu'il est suffisamment épais.

Le principal paramètre déterminant la forme globale d'une carte de polarisation est le paramètre de taille du grain constitutif d'un agrégat. Les résultats obtenus sont en accord avec des calculs d'autres auteurs (Petrova et al., 2000; West, 1991; Nakamura et Okamoto, 1999; Haudebourg et al., 1999). Ils sont aussi en accord avec les mesures faites sur des agrégats floconneux de sphères en laboratoire (Gustafson et Kolokolova, 1999; Hadamcik et al., 2002a). De plus nous étendons les résultats dans le cas d'agrégats de sphères qui peuvent être recouvertes d'un

manteau et qui peuvent avoir une distribution en taille et dans le cas d'agrégats de sphéroïdes qui peuvent être recouverts d'un manteau et sont aléatoirement orientés, pour rendre compte de comportement de particules plus réalistes.

La dimension fractale des agrégats qui modifie la taille apparente des particules avec un rayon de giration  $R_g$  (défini au chapitre 1.2.3) autour de  $1,2 \mu\text{m}$  pour l'agrégat BCCA de 128 grains avec un rayon équivalent de l'ordre de  $0,1 \mu\text{m}$ , ne semble pas jouer un rôle très significatif sur la forme de la courbe de phase en polarisation (au moins jusqu'à 256 grains). Ce résultat est cohérent avec de précédents calculs obtenus pour des agrégats de sphères homogènes avec un code adapté de la théorie de la T-matrice, aussi bien en ce qui concerne les résultats en polarisation que les résultats en intensité (Mann et al., 2004).

Un point crucial de toute simulation numérique de la diffusion de la lumière est le choix de l'indice de réfraction qui est lié à la composition chimique de la particule. Les résultats obtenus avec nos deux matériaux sont en accord avec les calculs effectués avec des indices relativement similaires par Kimura (2001) et par Petrova et al. (2004) pour une gamme de parties réelles et imaginaires de l'indice beaucoup plus grande. Le fait que les organiques absorbants ont des parties réelle et imaginaire de leur indice plus importantes que les silicates pourrait expliquer le fait que la valeur de  $P$  décroît quand on passe des silicates aux organiques (pour de petits paramètres de taille). La branche négative plus faible obtenue dans le cas d'organiques absorbants pourrait être liée au fait que des agrégats très absorbants ne présentent pas du tout de branche négative (Kimura, 2001).

Comme  $P$  présente des valeurs plus importantes pour les silicates que pour les organiques à un paramètre de taille donné, un mélange d'agrégats de sphéroïdes de grains absorbants (organiques, de 49% à 79% en volume en absence de grains recouverts, soit de 34% à 60% en masse) et moins absorbants (silicates, de 25% à 51% en volume) donne une très bonne approximation de  $P_\lambda(\alpha)$  observé pour la comète C/1995 O1 Hale-Bopp. Notamment, ce modèle peut rendre compte des observations polarimétriques obtenues du proche UV jusqu'au proche infrarouge par les observateurs (voir figures 4.35 et 4.36).

### 4.5.2 Comparaison avec les travaux précédents

Il est intéressant de comparer ces résultats (distribution en taille avec un coefficient de l'ordre de  $-3$ ; rayon seuil minimal vers  $0,1 \mu\text{m}$ ; rayon seuil maximal vers  $20 \mu\text{m}$ ) avec de précédentes modélisations de particules de poussières de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp.

Min et al. (2005b) ont utilisé une approche statistique avec des sphères creuses pour approximer les observations spectroscopiques ainsi que la polarisation linéaire. Ils ont obtenu une distribution en loi de puissance avec un indice de  $-3,48$ , un seuil minimal entre  $0,01$  et  $0,6 \mu\text{m}$



et un seuil maximal allant jusqu'à  $38 \mu\text{m}$ , selon la composition des particules. Ils ont également trouvé des rapports en masse des différents matériaux correspondants à 24% de carbone amorphe, 54% de silicates amorphes (olivine, pyroxène, silice), 4% de silicates cristallins (ferroterite, enstatite), et 18% de matériaux métalliques (fer, sulfure de fer). Kolokolova et al. (2003) ont déterminé, sans contraindre la forme des particules (sphères, sphéroïdes, agrégats...), une valeur de l'indice de distribution en taille de  $-3,15$  avec un seuil de rayon minimal entre  $0,08$  et  $0,15 \mu\text{m}$ .

De plus, des indices de distribution en taille entre  $-3,4$  et  $-3,7$  ont été obtenus par Harker et al. (2002) avec une distribution en taille de Hanner modifiée (voir chapitre 1.2.1) à partir du spectre infrarouge proche de la comète entre  $7,6 \mu\text{m}$  et  $13,2 \mu\text{m}$ . La valeur maximale de leur distribution en taille est obtenue pour des grains de taille  $0,2 \mu\text{m}$  avec une dominance des grains de taille inférieure au micron pour le signal mesuré. Des indices de distribution en taille de  $-3,3 \pm 0,3$  à  $3,9$  UA, de  $-3,4 \pm 0,3$  à  $2,9$  UA et de  $-3,6 \pm 0,3$  à  $2,8$  UA ont été obtenus par Moreno et al. (2003) avec une distribution en taille en loi de puissance entre  $\approx 0,1 \mu\text{m}$  et  $\approx 6 \mu\text{m}$  (approximation DDA) à partir des observations infrarouge d'ISO (Infrared Space Observatory) entre  $8 \mu\text{m}$  et  $45 \mu\text{m}$ .

Le modèle de nuage de poussière qui vient d'être présenté reste cohérent avec les études précédentes et fournit une estimation des paramètres de la distribution en taille en loi de puissance (indice, tailles seuils) et du rapport en masse des particules absorbantes (organiques) et moins absorbantes (silicates) pour des particules ayant des formes réalistes, incluant des agrégats de sphéroïdes.

## 4.6 Conclusions et perspectives

La polarisation de la lumière par des particules solides irrégulières a été calculée numériquement en fonction de l'angle de phase et du paramètre de taille.

- o Les résultats ont été présentés pour des agrégats fractals (BCCA et BPCA) jusqu'à 256 grains en fonction du paramètre de taille des grains constitutifs de l'agrégat et de leur forme (sphérique, sphérique avec une distribution en taille gaussienne ou sphéroïdale orientée aléatoirement).
  - La taille, l'indice optique (lié à la composition) et la forme des grains dans les agrégats sont des paramètres essentiels pour la diffusion lumineuse.
  - La gamme de paramètres de taille pour lesquels la courbe de phase obtenue est proche des observations cométaires et plus grande pour des agrégats de grains sphériques avec distribution en taille gaussienne ou sphéroïdaux. Elle est estimée entre environ  $1,3$  à  $2,1$  pour les silicates (soit de  $0,11$  à  $0,18 \mu\text{m}$ ) et environ  $1,0$  à  $1,9$  pour les organiques

- (soit de 0,09 à 0,17  $\mu\text{m}$ ).
- Plus le nombre de grains dans l'agrégat est grand et moins la polarisation varie vite avec la taille des grains.
  - Le processus d'agrégation ballistique (BCCA ou BPCA) ne joue pas un rôle majeur.
  - o Les variations de la polarisation en fonction de l'angle de phase et de la longueur d'onde peuvent être très bien approximées pour la comète C/1995 O1 Hale-Bopp avec une distribution en taille en  $R^{-3}$  d'agrégats de grains sphéroïdaux et de particules compactes sphéroïdales. Le meilleur ajustement est obtenu pour un rayon seuil minimal vers 0,1  $\mu\text{m}$ , un rayon seuil maximal vers 20  $\mu\text{m}$  et un mélange de 60% d'organiques en masse (seulement 34% si ces grains ont des cœurs de silicates) et 40% de silicates (jusqu'à 66%). La présence des deux types de matériaux (absorbants et non absorbants) est nécessaire pour reproduire les observations.
  - o Ce modèle a été récemment appliqué avec succès pour l'interprétation des données de la comète de Halley avec une distribution en taille en  $R^{-2,8}$  dans laquelle les petites particules sont moins nombreuses (Alcouffe, 2006). Les résultats qui seront déterminés pour la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko seront de la première importance pour la préparation du rendez-vous de la mission spatiale internationale Rosetta.

En conclusion, cette étude valide les modèles suggérant que la composante solide de la chevelure cométaire est constituée de particules floconneuses qui peuvent être issues de l'agrégation fractale de grains submicroniques de silicates ou d'organiques avec des rapports volumiques du même ordre de grandeur (et peut-être plus important pour les organiques). Nous soulignons le fait que la forme et la taille des grains et le mélange des matériaux sont essentiels pour l'interprétation des observations polarimétriques cométaires et donnent des indices sur la composition et les propriétés physiques des particules.

De futures versions du modèle tâcheront de calculer l'interaction lumineuse par des particules compactes plus irrégulières, et des agrégats de plus grands grains (collaboration avec l'équipe de T. Mukai au Japon). Il sera également intéressant de voir les résultats obtenus pour d'autres distributions en taille comme celle de Hanner (voir chapitre 1.2.1).



# Chapitre 5

## Modèle de nuage de particules solides interplanétaires

Le modèle de diffusion lumineuse par un nuage de particules solides utilisé avec succès pour la comète Hale-Bopp au chapitre 4.4.5 est à présent appliqué au cas du nuage interplanétaire. Un ajustement des données observationnelles en lumière diffusée est présenté et interprété dans ce cadre.

Des calculs d'équilibre thermique de particules sont ensuite présentés pour valider les résultats obtenus par l'analyse de la lumière diffusée, et plus encore pour déterminer les propriétés physiques des particules qui traversent l'atmosphère terrestre et qui ont pu jouer un rôle dans l'origine de la vie sur Terre.

### 5.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment un modèle de diffusion lumineuse par un ensemble réaliste de particules constituées d'un mélange de sphéroïdes et d'agrégats de petits sphéroïdes a pu être utilisé pour déduire des informations sur la composition et la distribution en taille (rayon minimal, rayon maximal, coefficient de la loi de puissance de la distribution en taille, proportion de matériaux absorbants et non-absorbants, proportion d'agrégat) d'un nuage de particules cométaires, et en particulier pour le cas de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp (Lasue et Levasseur-Regourd, 2006b).

Comme cela a été présenté au chapitre 1.1, les particules cométaires sont probablement une des sources principales, avec les résidus d'impacts astéroïdaux, des particules solides du milieu interplanétaire. Un des intérêts de notre méthode d'étude des nuages de particules solides appliquée aux particules du milieu interplanétaire est de pouvoir estimer la quantité de particules floconneuses du nuage de particules. Cette estimation permettrait de contraindre les apports

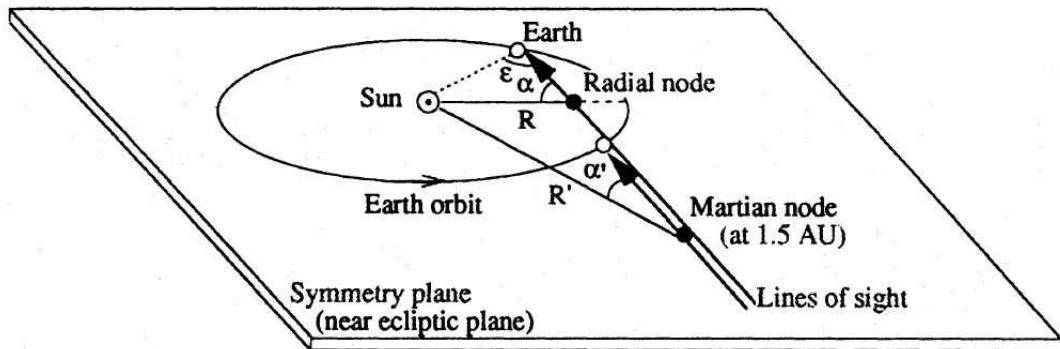


FIG. 5.1 – Géométrie des observations du milieu interplanétaire. Les nœuds de moindre incertitude (nœud radial et nœud martien) sont visibles par les petits cercles noirs (Renard et al., 1995).

cométaires et astéroïdaux au nuage, et de déterminer quelles contributions sont majoritaires comme cela est discuté dans la littérature (voir par exemple Dermott et al., 1996; Fechtig et al., 2001).

## 5.2 Propriétés locales déduites des observations

L'analyse des propriétés physiques des particules interplanétaires (morphologie, porosité, distribution en taille et albédo) donne des indices importants quant à leur origine et leur évolution. Les informations physiques proviennent essentiellement d'un petit nombre d'études in situ (voir par exemple Jessberger et al., 2001) et de l'observation à distance de l'intensité et de la polarisation diffusée (dans le domaine visible) et de l'émissivité (dans le domaine infrarouge) (voir par exemple Levasseur-Regourd et al., 1999a). Les mesures photométriques intègrent sur la ligne de visée toutes les contributions locales émises et diffusées (figure 5.1). En conséquence, des techniques d'inversion, comme l'étude par les noeuds de moindre incertitude, sont nécessaires pour déduire des observations les propriétés locales des particules (voir par exemple Dumont et Levasseur-Regourd, 1988; Levasseur-Regourd et al., 1991; Renard, 1992, et leurs références). Toutes les valeurs données par la suite correspondent à des valeurs moyennes sur des volumes élémentaires d'observations déduites de ces méthodes.

### 5.2.1 Albédo et degré de polarisation locaux

L'albédo local,  $A$ , de la poussière suit approximativement une loi puissance dans le plan de symétrie en fonction de la distance au Soleil  $A = (0,07 \pm 0,03) D^{-0,34 \pm 0,05}$  entre 0,5 et 1,5 UA

comme déduit des observations d'intensité dans le visible (Dumont et Levasseur-Regourd, 1988; Levasseur-Regourd et al., 1991, 2001).

Le degré de polarisation local,  $P$ , ne peut pas être estimé pour tous les angles de phase et toutes les distances au Soleil. Grâce à la méthode des nœuds de moindre incertitude, deux zones peuvent être décrites (figure 5.1). Le nœud radial donne des informations sur la polarisation à  $90^\circ$  d'angle de phase avec une distance au Soleil qui varie, tandis que le nœud martien localisé à 1,5 UA du Soleil permet d'obtenir la variation de  $P$  avec l'angle de phase (Dumont et Levasseur-Regourd, 1988). La courbe de phase qui s'en déduit (voir figure 1.28 au chapitre 1.4.3) présente des points communs avec les courbes de phase observées pour les comètes et d'autres milieux poussiéreux du système solaire, avec la forme typique de l'interaction de la lumière avec des particules irrégulières de taille comparable à la longueur d'onde (voir par exemple Levasseur-Regourd et Hadamcik, 2003). La courbe de phase est en effet lisse avec une petite branche négative pour des angles de phase inférieurs à l'angle d'inversion,  $\alpha_0 \approx 15^\circ \pm 2^\circ$  et une grande branche positive, avec une valeur maximale  $P_{90^\circ} \approx 30\% \pm 3\%$  comme décrit par Levasseur-Regourd et al. (2001).

A partir des données observationnelles, aucune variation significative de  $P$  avec la longueur d'onde,  $\lambda$ , n'a pu être clairement mise en évidence (Leinert et al., 1998, voir aussi figure 1.29). Toutefois, une dépendance du degré de polarisation local à  $90^\circ$ ,  $P_{90^\circ}$ , avec la distance au Soleil entre 0,5 et 1,5 UA a été déduite des observations (Levasseur-Regourd et al., 2001, voir aussi figure 1.28) :

$$P_{90^\circ} = (0.30 \pm 0.03) D^{0.5 \pm 0.1} \quad (5.1)$$

Ceci montre que soit les caractéristiques physiques des particules sources change avec la distance héliocentrique, soit les particules évoluent avec la distance au Soleil.

### 5.2.2 Température d'équilibre locale

Les températures observées étant difficiles à étalonner, la température absolue à 1 UA n'est pas nécessairement connue de façon précise, mais la variation de la température locale,  $T$ , du nuage interplanétaire avec la distance au Soleil,  $D$ , est bien contrainte. Cette variation suit presque exactement la loi puissance :

$$T = (250 \pm 10 \text{ K}) D^{-0,36 \pm 0,03} \quad (5.2)$$

avec  $D$  la distance au Soleil en UA, valable d'environ 0,5 à 1,5 UA (Dumont et Levasseur-Regourd, 1988; Levasseur-Regourd et al., 1991, 2001). Cette loi de variation permet une première contrainte des propriétés physiques des particules solides. En effet, le gradient de la loi est moins important que celui attendu pour un corps noir qui donne  $T$  proportionnel à  $\frac{1}{\sqrt{D}}$ .

## 5.3 Propriétés physiques des particules

Le nuage interplanétaire autour de 1 UA provient d'au moins trois sources de particules différentes : des particules floconneuses et fragiles d'origine cométaire (voir par exemple Whipple, 1951), des particules compactes provenant de collisions astéroïdales (voir pour une revue, Jessberger et al., 2001) et dans une moindre mesure des grains interstellaires allongés submicroscopiques qui traversent le système solaire et ne sont pas liés a priori aux grains primordiaux qui ont formés le système solaire (Grün et al., 1993).

### 5.3.1 Distribution en taille des particules

La distribution en taille de particules compactes ou floconneuses issues d'un équilibre collisionnel entre particules suit une loi de puissance  $R^s$ . Les valeurs de  $s$  déterminées de façon théorique ou expérimentale sont de l'ordre de  $-3$  (voir chapitre 1.2.1). Des mesures in situ du milieu interplanétaire suggèrent des valeurs de  $s$  de l'ordre de  $-4,4$  pour des particules ayant une taille plus grande que  $20 \mu\text{m}$  et d'environ  $-3$  pour des particules plus petites comme présenté sur la figure 1.8 (Grün et al., 2001).

La taille typique des poussières interplanétaires (IDPs) collectées dans la stratosphère (voir chapitre 1.2.1, et la figure 1.7) s'échelonne de  $5 \mu\text{m}$  à  $25 \mu\text{m}$ . Les IDPs que l'on pense d'origine cométaire présentent une structure agrégée dont les grains constitutifs ont une taille moyenne de l'ordre de  $0,3 \mu\text{m}$ . Les micrométéorites plus grosses, collectées dans la glace des régions polaires ou au fond des océans, ont une taille s'échelonnant de  $20 \mu\text{m}$  à  $1 \text{mm}$ . Ces particules de matériau extraterrestre ayant une taille plus importante que les IDPs, elles sont généralement compactes suite à une fonte partielle subie lors de leur entrée dans l'atmosphère terrestre (Engrand et Maurette, 1998; Jessberger et al., 2001).

### 5.3.2 Constantes optiques des particules

Nous avons déjà vu dans le chapitre 1.2.2 que les particules du milieu interplanétaire sont principalement constituées de silicates et de matériaux organiques (Engrand et Maurette, 1998). Les indices optiques utilisés dans le cas des comètes peuvent donc également être utilisés pour l'étude en polarimétrie du nuage interplanétaire. En ce qui concerne les calculs de température pour lesquels la variation de l'indice optique sur une grande partie du spectre électromagnétique est nécessaire (du visible, là où l'émission solaire est la plus importante à une centaine de microns, là où l'émission thermique des particules est maximale) des indices synthétiques de silicates interstellaires (Draine et Lee, 1984), d'organiques (Li et Greenberg, 1997), ainsi que des courbes obtenues par des mesures en laboratoire de silicates riches en magnésium (Dorschner

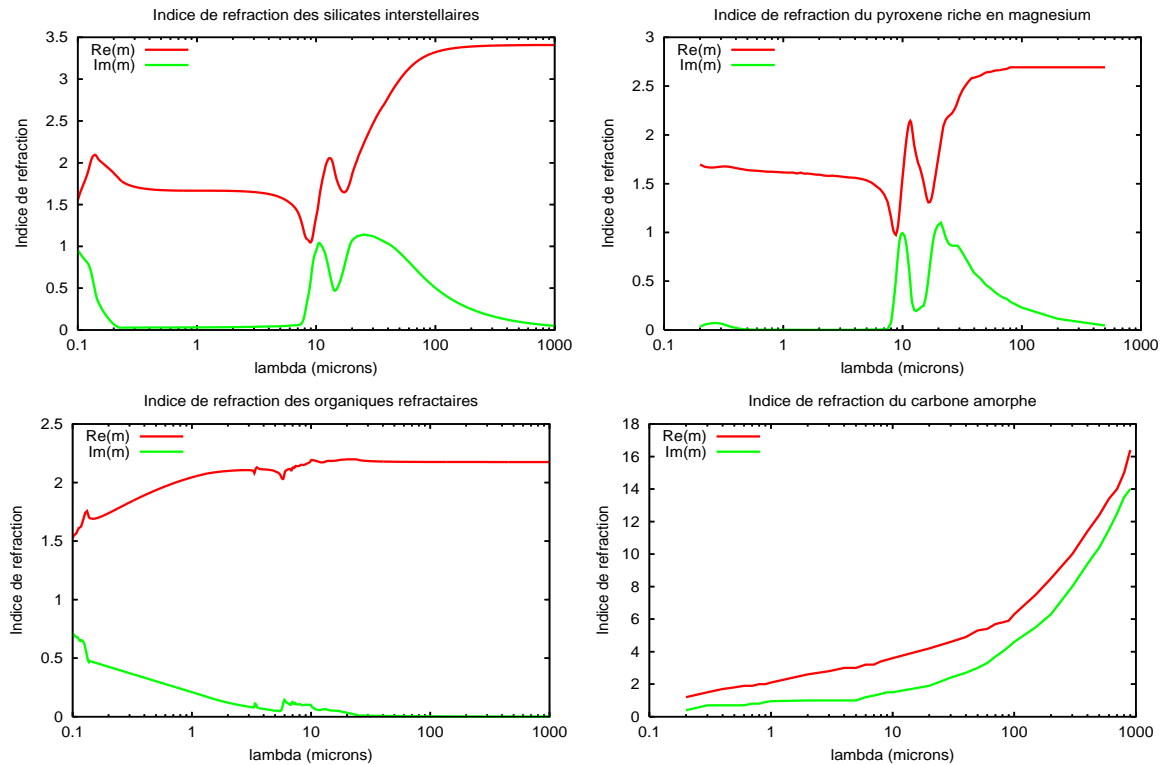


FIG. 5.2 – Partie réelle (en rouge) et imaginaire (en vert) des indices de silicates interstellaires, de pyroxènes riches en magnésium, d’organiques réfractaires et de carbone amorphe (adapté respectivement de Draine et Lee, 1984; Dorschner et al., 1995; Li et Greenberg, 1997; Edoh, 1983). Le domaine de longueurs d’onde considéré couvre le visible et l’infrarouge (de  $\approx 0,1 \mu\text{m}$  à  $\approx 1000 \mu\text{m}$ ).

et al., 1995) et de carbone amorphe (Edoh, 1983) peuvent être utilisés (voir figure 5.2). Les particules de grande dimension (de l’ordre de  $100 \mu\text{m}$ ), comme par exemple les micrométéorites recueillies sur Terre, renferment généralement des matériaux silicatés inclus dans une matrice de matériaux absorbants.

Les formes caractéristiques de grains sphéroïdaux pour les particules compactes et d’agrégats fractals pour les particules solides floconneuses déjà présentées au chapitre 1.2.3 seront réutilisées de la même façon dans le présent chapitre.

### 5.3.3 Principe de l’étude

Les variations des propriétés locales du nuage interplanétaire sont en particulier le résultat d’évolutions spatiales et temporelles des particules, les petites particules se trouvant éjectées loin du Soleil par la pression de radiation et les plus grandes spiralant lentement vers le Soleil sous l’influence de l’effet Poynting-Robertson (voir par exemple Dermott et al., 2001).



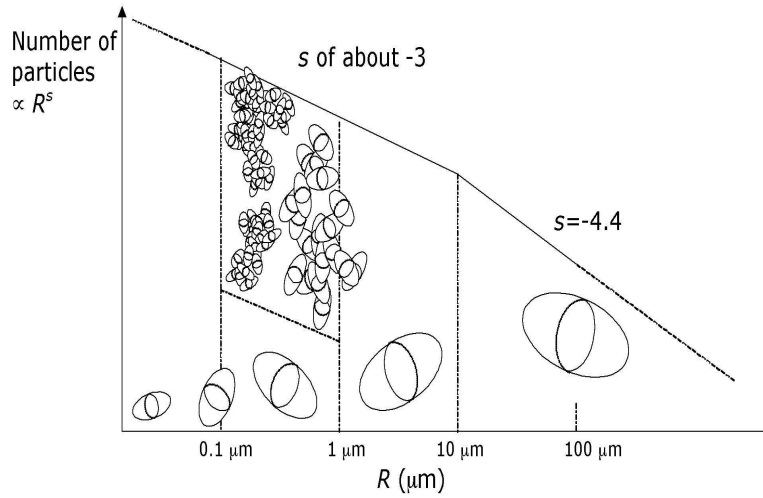


FIG. 5.3 – Distribution en taille de sphéroïdes oblongs (de  $R = 0,1 \mu\text{m}$  à  $R = 100 \mu\text{m}$ ) et de leurs agrégats (jusqu'à 128 sphéroïdes de  $R = 0,1 \mu\text{m}$  à  $R = 1 \mu\text{m}$ ).

La suite de cette étude s'efforce d'interpréter les résultats des observations de lumière émise et diffusée par les particules en termes de propriétés physiques selon un modèle du milieu interplanétaire incluant un mélange de particules floconneuses et compactes composées de silicates et de matériaux organiques plus absorbants.

## 5.4 Simulation de la lumière diffusée

### 5.4.1 Principe du calcul

Les calculs de diffusion de la lumière sont effectués pour une distribution en taille de sphéroïdes allongés et d'agrégats de tels grains comme décrits dans le chapitre 4.4.5. On considère comme approximation de la distribution en taille de Grün une distribution en taille en loi de puissance avec deux pentes : l'une variable autour de  $-3$  pour des rayons effectifs des particules plus petits que  $10 \mu\text{m}$  (puisque les modèles présentent plusieurs pentes dans ce domaine, voir figure 1.8) et l'autre fixée à  $-4,4$  pour des rayons effectifs plus grands. La figure 5.3 résume et illustre une telle distribution en taille et le mélange de particules utilisé.

L'intensité diffusée,  $I_{\text{diff}}$ , et ses deux composantes polarisées sont calculées par intégration de l'intensité incidente,  $I_{\text{inc}}$ , sur la distribution en taille,  $\Gamma(R)$ , des particules et leur section efficace de diffusion,  $\sigma_{\text{sca}}(R, \alpha, \lambda)$ , à un angle de phase  $\alpha$  donné.

$$I_{\text{diff}}(\alpha, \lambda) = \int_0^{\infty} I_{\text{inc}}(\lambda) \sigma_{\text{sca}}(R, \alpha, \lambda) \Gamma(R) dR \quad (5.3)$$

De même que pour l'étude cométaire, l'approximation des données observationnelles en

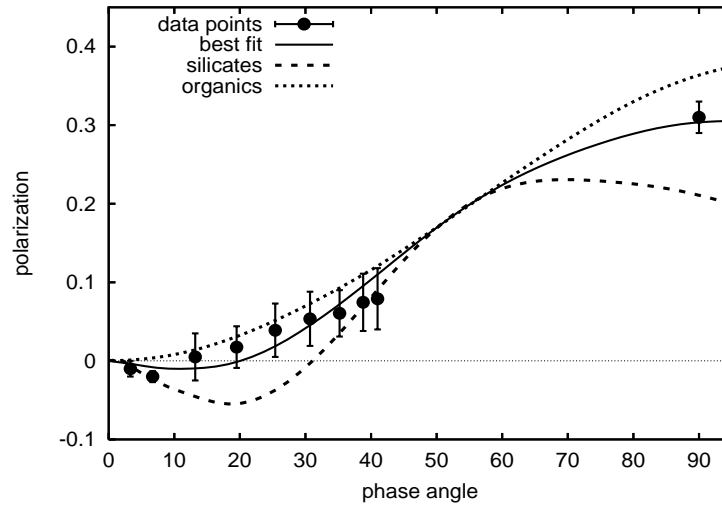


FIG. 5.4 – Meilleure ajustement de la courbe de phase en polarisation (●) autour de 1,5 UA dans l'écliptique. Les courbes sont tracées pour une distribution en taille réaliste des particules interplanétaires composées de silicates (tirets), d'organiques (pointillés) et d'un mélange avec  $\approx 40\%$  d'organiques en masse (ligne continue) (Lasue et Levasseur-Regourd, 2006b).

termes de rapport de mélange silicates-organiques permet d'estimer la quantité de matériau organique en masse dans le milieu interplanétaire, tout en prenant en compte le fait que ces particules peuvent en fait inclure des matériaux silicatés.

Les indices optiques retenus sont les mêmes que ceux utilisés pour le cas cométaire, ce qui correspond à une première approximation des matériaux constituant le milieu interplanétaire et est compatible avec les études menées au sujet de la température du nuage dans la suite du chapitre.

### 5.4.2 Résultats du modèle de nuage interplanétaire

La figure 5.4 présente les courbes de phase calculées. Les courbes de phase obtenues dans les cas de particules de silicates ou d'organiques sont significativement différentes l'une de l'autre et ne reproduisent pas bien les points de données même si ceux-ci sont assez mal déterminés (méthode d'inversion, observations pour une seule longueur d'onde). La courbe obtenue pour des particules organiques a une valeur de  $P_{90^\circ}$  vers 38% et ne présente aucune branche négative, en accord avec des calculs précédents sur des agrégats absorbants (Kimura, 2001), tandis que la courbe obtenue pour les particules de silicates a une valeur de  $P_{90^\circ}$  vers 20% et une valeur de l'angle d'inversion,  $\alpha_0$ , proche de  $30^\circ$ .

Une contribution des deux types de matériaux (peu absorbant et plus absorbant) est donc nécessaire pour rendre compte de la composition du nuage interplanétaire autour de 1,5 UA.

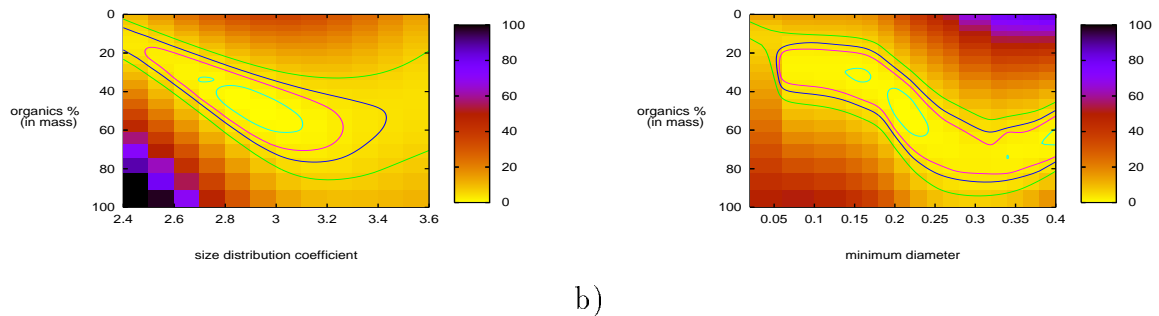


FIG. 5.5 – Cartes de  $\chi^2$  entre modèle et données observationnelles pour la courbe de phase en polarisation tracée en fonction du pourcentage maximal d’organiques et des paramètres de la distribution en taille (coefficient de la distribution en taille des petits grains a) et rayon minimal b)). Les courbes de confiance à 70%, 90%, 95% et 99% sont représentées. Le modèle est beaucoup moins contraint que dans le cas cométaire.

Comme indiqué dans la figure 5.4, une bonne approximation des données déduites des observations vers 1,5 UA est obtenue pour la distribution en taille donnée précédemment avec un coefficient de loi de puissance égal à  $-3$  pour les particules de petite taille. De plus, le rayon minimal est d’environ  $0,11 \mu\text{m}$  et le rayon maximal est de l’ordre de  $100 \mu\text{m}$ . Le mélange silicates–organiques contient environ 50% en masse d’organiques (entre 40% et 60% en tenant compte des barres d’erreur des données observationnelles, voir figure 5.5). En tenant également compte de la présence possible de particules avec une structure en cœur–manteau, la quantité de matériaux organiques peut être estimée comme étant comprise entre 20% et 60% en masse. La quantité de particules d’agrégats (particules probablement d’origine cométaire) est de l’ordre de 20% en masse.

Dans la figure 5.5, le  $\chi^2$  entre le modèle et les points de données calculé selon l’équation 4.13 est présenté sous la forme de cartes bidimensionnelles en fonction du pourcentage en masse maximal d’organiques du nuage, et des deux autres paramètres principaux du modèle (coefficient de la distribution en taille des petits grains et rayons seuils de la distribution en taille). La première carte montre que le coefficient de la distribution en taille pour les petits grains (rayon entre  $0,1$  et  $10 \mu\text{m}$ ) est un paramètre important de la courbe de phase en polarisation, avec un minimum autour de  $-2,95 \pm 0,15$ , ce qui correspond à une distribution en taille de particules plus proche des modèles tirés des mesures de microcratères lunaires de Grün que des modèles de type plus interplanétaire. Le pourcentage d’organiques en masse est autour de 50%. Le deuxième graphe présente la dépendance en fonction du rayon seuil minimal et du pourcentage d’organiques. Il montre que le minimum est obtenu pour un rayon minimal de

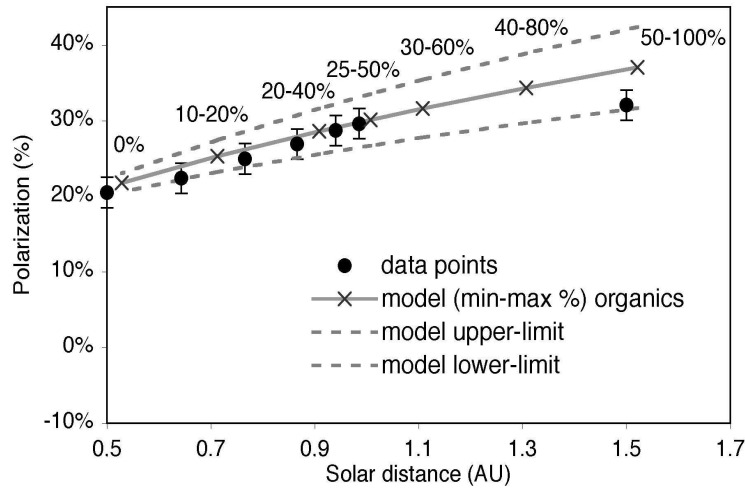


FIG. 5.6 – Variation de la dépendance de  $P_{90^\circ}$  avec  $D$  comparée au modèle. Les points de données ( $\bullet$ ) sont comparés au modèle de nuage interplanétaire avec une composition en silicates–organiques ( $\times$ ) (indiquée en pourcentage en masse d’organiques) qui varie avec la distance au Soleil. Les pourcentages prennent en compte la présence possible de particules avec un cœur de silicates.

l’ordre de  $0,11 \mu\text{m}$ . Les variations importantes de la fonction vers les grandes valeurs du rayon seuil minimal montrent la grande importance des petits grains dans la forme finale de la courbe de phase. Cependant, de trop grandes valeurs du rayon minimal ne sont pas réalistes compte tenu du fait que les études d’IDPs ont montré que la taille moyenne des grains constitutifs des poussières interplanétaires se trouvait entre  $0,1$  et  $0,3 \mu\text{m}$ .

Dans la figure 5.6, la variation de  $P_{90^\circ}$  avec  $D$  déduite des observations (formule 5.1) est comparée au modèle de particules obtenu avec un pourcentage de matériaux organiques variant avec la distance au Soleil de 50–100% à 0% comme indiqué sur le graphe. Ces valeurs correspondent aux quantités de matériaux organiques nécessaires pour reproduire la variation du meilleur ajustement des observations (variation donnée par la formule 5.1 plus appropriée vers 1 UA que vers 1,5 UA). Pour une distance au Soleil  $D$  donnée, la gamme de pourcentages indiquée correspond à la possibilité que toutes les particules organiques contiennent un cœur de silicates. Une perte significative d’organiques est nécessaire pour expliquer la décroissance de  $P_{90^\circ}$  de 1,5 UA à 0,5 UA. Ainsi cette décroissance peut être directement reliée à une modification dans la composition du nuage interplanétaire. Cependant d’autres paramètres de la distribution en taille (comme les rayons seuils ou les gradients) peuvent aussi être modifiés, particulièrement quand on considère les petites distances au Soleil (de 0 à 0,5 UA) où un changement drastique de la polarisation est observé (voir figure 1.28).

### 5.4.3 Discussion

L'étude en polarisation indique la présence des deux types de matériaux (typiquement des silicates peu absorbants et des organiques plus absorbants) qui peuvent être présents dans le nuage interplanétaire sous la forme de particules monodisperses ou avec un cœur de silicates et un manteau d'organiques. Cela confirme les études précédentes qui ont montré qu'une part importante du milieu interplanétaire autour de 1 UA provient de particules solides éjectées par les comètes dans lesquelles ces deux matériaux sont majoritairement observés (voir chapitre 1.2.2). Ce résultat est aussi en accord avec les observations infrarouge qui présentent des bandes d'émission de silicates (voir par exemple Reach et al., 1996; Leinert et al., 2002) et avec l'analyse au sol des IDPs collectées dans la stratosphère et des micrométéorites collectées dans les glaces polaires (voir, pour une revue, Jessberger et al., 2001).

Les résultats de simulations de lumière diffusée montrent également qu'un changement de la composition du nuage interplanétaire (avec une diminution du pourcentage des organiques en masse quand la distance au Soleil décroît) peut rendre compte de la décroissance des valeurs de polarisation  $P_{90^\circ}$  entre 1,5 et 0,5 UA. Cette interprétation est cohérente avec les données obtenues par l'étude de la couronne solaire F et de la lumière zodiacale qui semblent indiquer une zone de sublimation de matériaux organiques loin du soleil (Mann et al., 1994) qui peut aller au moins jusqu'à 1,8 UA (Mukai, 1996). Ce résultat est aussi en accord avec de récentes observations du spectre proche infrarouge qui semblent indiquer une décroissance des bandes d'émission de silicates avec la distance au Soleil (Reach et al., 2003). Enfin il peut correspondre également au fait que l'albédo local des particules, déduit des observations, décroît avec la distance héliocentrique (Levasseur-Regourd et al., 2001).

Cependant, la figure 5.6 montre que même si la variation de la valeur de  $P_{90^\circ}$  peut être bien reproduite entre 1,5 et 0,5 UA grâce à un changement de composition du nuage interplanétaire, d'autres processus physiques sont nécessaires pour expliquer plus en détail la variation drastique observée pour des distances au Soleil inférieures à 0,5 UA (voir figure 1.28). Dans cette région, les processus de sublimation de couches d'organiques et de collisions influencent certainement la distribution en taille des particules et peut induire une augmentation de la quantité de petites particules près du Soleil.

La quantité d'agrégats utilisée dans le modèle est d'environ 20% en masse. Cela peut être lié au fait que les agrégats (d'origine cométaire) constituent au moins 20% du nuage interplanétaire. Ce résultat est une limite inférieure étant donné que toutes les particules cométaires ne sont pas forcément sous forme d'agrégats. Un tel résultat correspond raisonnablement avec de précédentes estimations des rapports de matière astéroïdale aux matières cométaires déduites de l'évolution collisionnelle des astéroïdes (au moins un tiers des particules solides du nuage

interplanétaire est d'origine astéroïdale selon Dermott et al., 1996) et de l'analyse des impacts lunaires (deux tiers des particules solides du nuage interplanétaire est d'origine astéroïdale selon Fechtig et al., 2001).

## 5.5 Température d'équilibre des particules

### 5.5.1 Principe du calcul

La température,  $T$ , des particules de poussière en équilibre thermique à une distance solaire,  $D$ , typiquement entre 0,5 et 1,5 UA, est calculée en égalant les énergies incidentes et émises sur le spectre visible et infrarouge, d'environ 0,1 à 1000  $\mu\text{m}$  :

$$D^{-2} \int_0^{\infty} B(\lambda, T_S) Q_{\text{abs}}(R, \lambda) d\lambda = \varsigma \int_0^{\infty} B(\lambda, T) Q_{\text{abs}}(R, \lambda) d\lambda \quad (5.4)$$

où  $B(\lambda, T)$  est la fonction de Planck,  $T_S$  la température de surface du Soleil,  $\varsigma$  le rapport de la surface d'émission sur  $\pi R^2$  et  $Q_{\text{abs}}(R, \lambda)$  le coefficient d'absorption d'une particule avec un index optique,  $m(\lambda)$ , donné (Kolokolova et al., 2004). Comme la valeur absolue de la température  $T$  du milieu interplanétaire à 1 UA n'est pas connue avec une grande précision, nous discuterons principalement de la variation de  $T$  avec  $D$ .

Comme dans le cas de la diffusion lumineuse, les calculs ont été effectués pour différentes formes : des sphères avec ou sans manteau absorbant, des sphéroïdes avec ou sans manteau absorbant et des agrégats fractals BCCA et BPCA de tels grains.

### 5.5.2 Température d'équilibre de particules isolées

En figure 5.7 sont présentées les variations de la température d'équilibre avec la distance héliocentrique entre 0,5 et 1,5 UA pour respectivement des sphères, des sphéroïdes allongés de 0,75  $\mu\text{m}$  de rayon effectif et des agrégats BCCA et BPCA de 64 sphères (de 0,75  $\mu\text{m}$  de rayon effectif soit des grains de 0,19  $\mu\text{m}$  de rayon) constitués de silicates, d'organiques ou de carbone amorphe. Les courbes sont systématiquement comparées à la variation de la température (équation 5.2) déduite des observations (trait épais) et à la variation héliocentrique de la température d'un corps noir (trait fin). Le gradient en échelle log-log est approximativement égal à  $-0,36$  pour les organiques, à  $-0,37$  pour le carbone amorphe et à  $-0,53$  pour les silicates sur le domaine considéré. Ceci suggère que les matériaux absorbants constituent une partie non négligeable du milieu interplanétaire autour de 1 UA.

Le gradient héliocentrique de la température n'est pas significativement modifié par la forme des particules considérées (sphères, sphéroïdes ou agrégats) et se trouve être plutôt défini par le

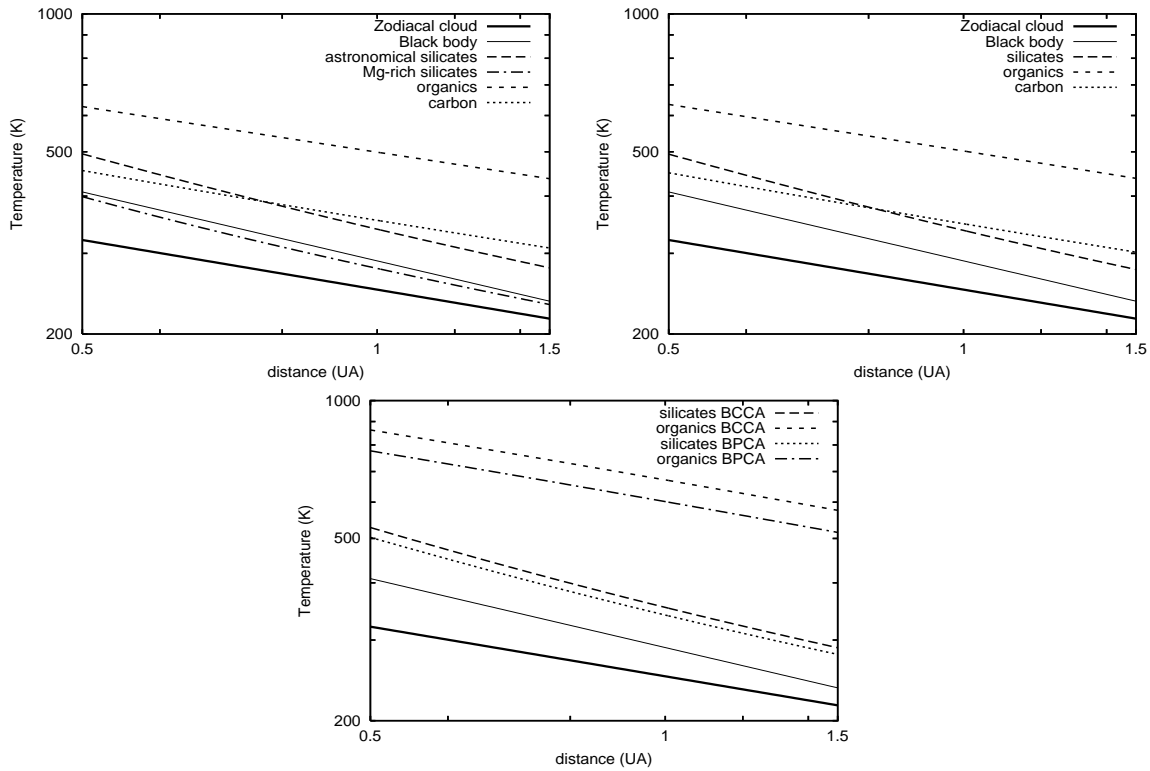


FIG. 5.7 – Comparaison des températures de particules dans l'écliptique. Température déduite des observations (ligne épaisse), température d'un corps noir (ligne fine) et température calculée pour des sphères (en haut à gauche), des sphéroïdes (en haut à droite) et des agrégats BCCA et BPCA de 64 sphères (en bas) de  $0,75 \mu\text{m}$  de rayon effectif. Un gradient satisfaisant est obtenu dans le cas des matériaux absorbants (organiques et carbone amorphe).

diamètre effectif et le matériau constituant la particule. La variation du gradient héliocentrique de la température avec la taille des particules n'est pas bien connue, mais doit tendre vers le comportement d'un corps noir lorsque le rayon effectif des particules augmente.

La figure 5.8 montre la comparaison entre les gradients de températures déduites des observations (avec la barre d'erreur estimée représentée par une zone hachurée) et celles calculées pour des sphères et des sphéroïdes en fonction du rayon effectif des particules. On remarque qu'à partir d'un rayon de  $10 \mu\text{m}$ , les particules ont une température d'équilibre qui varie en fonction de la distance héliocentrique comme un corps noir.

Dans la figure 5.7, de plus grandes valeurs de la température sont obtenues pour les matériaux plus absorbants (organiques et carbone) que pour les matériaux moins absorbants (silicates) autour de 1 UA et pour une même taille de particules. Cela correspond au fait que les organiques ou les carbones absorbent plus que les silicates dans le visible et le proche infrarouge, mais émettent moins dans l'infrarouge, comme on peut le voir sur la figure 5.9 qui représente le coefficient d'absorption pour les particules sphériques de rayon  $0,75 \mu\text{m}$ .

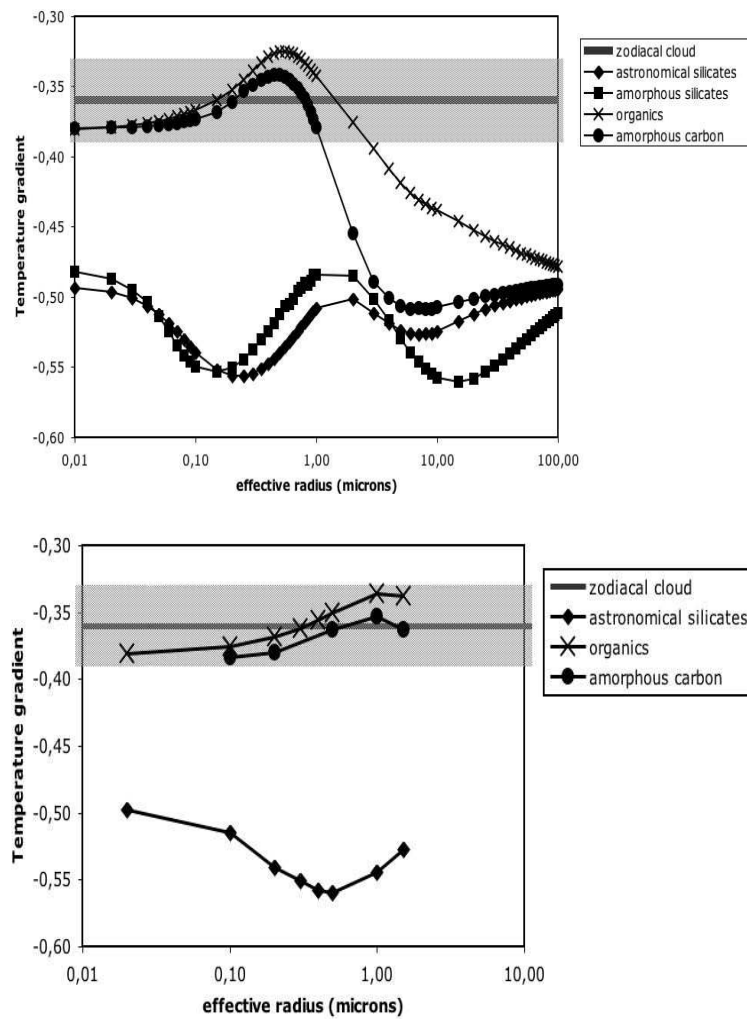


FIG. 5.8 – Comparaison entre gradients de la température dans l'écliptique. Gradient de température déduit des observations (ligne épaisse avec zone hachurée pour la barre d'erreur) entre 0,5 et 1,5 UA comparés aux gradients de température calculés pour des sphères (en haut) et des sphéroïdes (en bas) en fonction de leur rayon effectif. Les calculs sont présentés pour des silicates ( $\blacklozenge$ ,  $\blacksquare$ ) et des matériaux absorbants comme les organiques ( $\times$ ) et le carbone amorphe ( $\bullet$ ).

Des températures plus importantes sont aussi obtenues pour des particules plus floconneuses (agrégats BCCA comparés aux agrégats BPCA ; agrégats comparés aux sphères et sphéroïdes de même volume équivalent). Cela indique la grande importance de la taille et de la compacité des particules sur leur température d'équilibre.



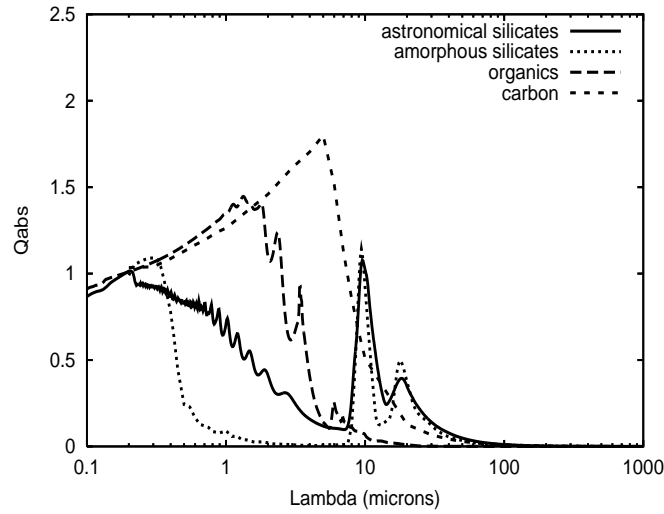


FIG. 5.9 – Comparaison des coefficients d’absorption,  $Q_{\text{abs}}$ , pour des sphères de différents matériaux en fonction de la longueur d’onde pour un rayon effectif de  $0,75 \mu\text{m}$ .

### 5.5.3 Température d’équilibre d’un nuage de particules sphériques

#### Principe du calcul de l’émissivité des particules

On peut calculer l’émissivité,  $\varepsilon_\lambda$ , d’un nuage de particules de différentes compositions à une longueur d’onde donnée et à une distance donnée du Soleil en faisant la somme des contributions de Planck de chaque particule (avec une température,  $T$ , et un coefficient d’absorption,  $Q_{\text{abs}}$ , dépendant de la taille). Cela se résume en la formule suivante tirée de Reach et al. (2003) :

$$\varepsilon_\lambda = \sum_i \int \frac{dn^{(i)}}{dR} B_\lambda(T^{(i)}(R)) 4\pi R^2 Q_{\text{abs}}^{(i)}(R, \lambda) dR \quad (5.5)$$

où la somme sur  $i$  correspond à la somme sur les différents matériaux constituant le nuage,  $R$  est le rayon effectif des particules et  $B_\lambda(T^{(i)}(R))$  est la valeur de la courbe de Planck d’un corps noir à une température  $T^{(i)}(R)$  et pour une longueur d’onde  $\lambda$  donnée. De façon à pouvoir comparer l’émissivité aux courbes de Planck, l’intégrale ci-dessus est normalisée :

$$\langle \varepsilon_\lambda \rangle = \sum_i \frac{\int \frac{dn^{(i)}}{dR} B_\lambda(T^{(i)}(R)) 4\pi R^2 Q_{\text{abs}}^{(i)}(R, \lambda) dR}{\int \frac{dn^{(i)}}{dR} 4\pi R^2 Q_{\text{abs}}^{(i)}(R, \lambda) dR} \quad (5.6)$$

$\langle \varepsilon_\lambda \rangle$  dépend également de la distance du nuage au Soleil puisque la température des particules varie selon ce paramètre.

#### Coefficient d’absorption des particules

On voit en figure 5.10 la variation du coefficient d’absorption en fonction de la longueur d’onde pour différentes tailles de sphères et différents types de matériaux. Il apparaît clairement que les particules de rayon inférieur à  $0,1 \mu\text{m}$  absorbent et émettent peu, les coefficients

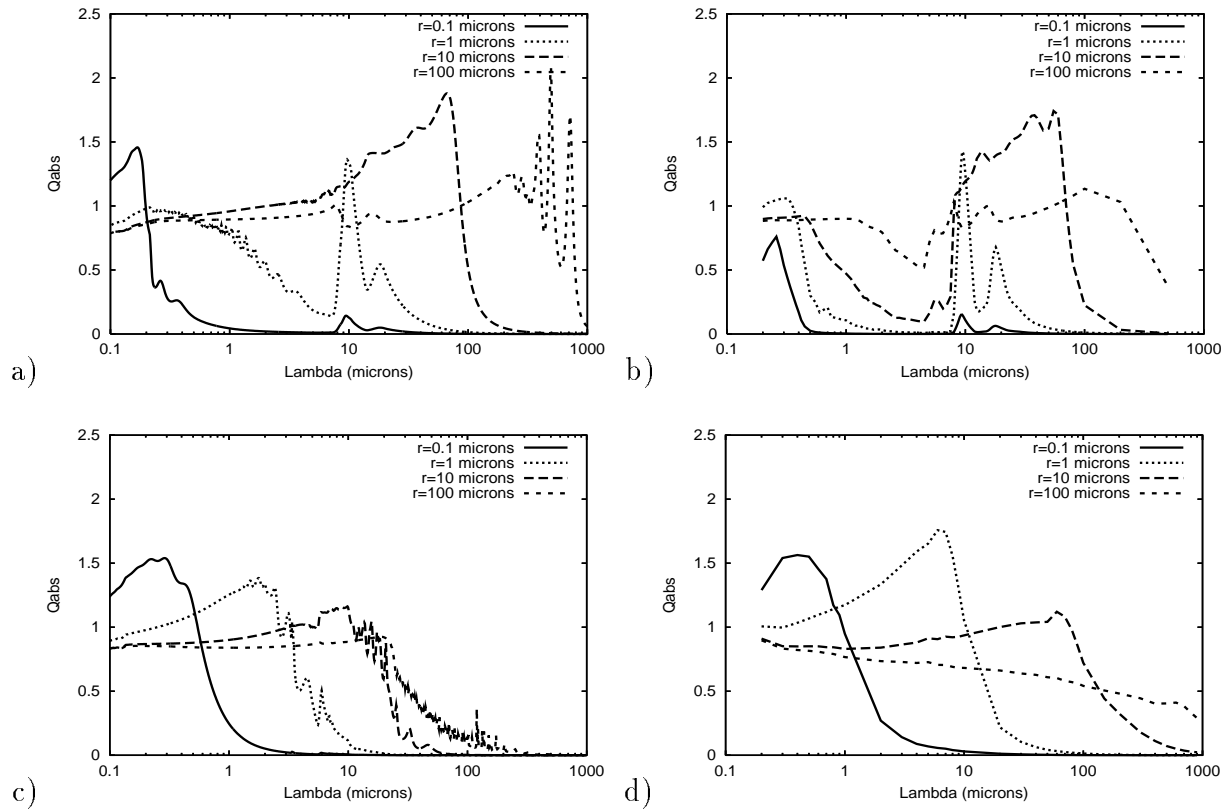


FIG. 5.10 – Comparaison des coefficients d'absorption,  $Q_{\text{abs}}$ , pour des sphères en fonction de la longueur d'onde et du rayon effectif des particules. Les matériaux considérés correspondent respectivement à a) silicates interstellaires de Draine et Lee (1984), b) pyroxène amorphe de Dorschner et al. (1995), c) matériaux organiques de Li et Greenberg (1997) et d) carbone amorphe de Edoh (1983)

d'absorption et d'émission étant identiques selon la loi de Kirchhoff. Ces particules contribuent donc assez peu à la fonction d'émissivité. Quant aux particules ayant une taille de l'ordre du micron, elles absorbent beaucoup de rayonnement dans le visible, mais émettent peu dans l'infrarouge, ce qui explique qu'elles ont généralement une température d'équilibre plus élevée. On peut également remarquer que ce sont ces particules qui contribuent aux raies d'émission des silicates qui sont bien visibles vers  $10 \mu\text{m}$  de longueur d'onde. Enfin quand le rayon dépasse les  $10 \mu\text{m}$ , le coefficient d'absorption tend à être presque constant sur tout le domaine spectral. Les particules auront donc une émissivité proche d'un corps noir.

Ce comportement, déjà visible dans les courbes de gradient de température en fonction de la distance héliocentrique présentées en figure 5.8, se trouve confirmé dans la figure 5.11 qui montre la variation de la température d'équilibre de sphères en fonction de leur rayon à une distance héliocentrique donnée (0,5, 1 et 1,5 UA). On voit que les particules de rayon inférieur à  $1 \mu\text{m}$  ont les températures les plus élevées et qu'au-delà de  $10 \mu\text{m}$  les températures sont proches

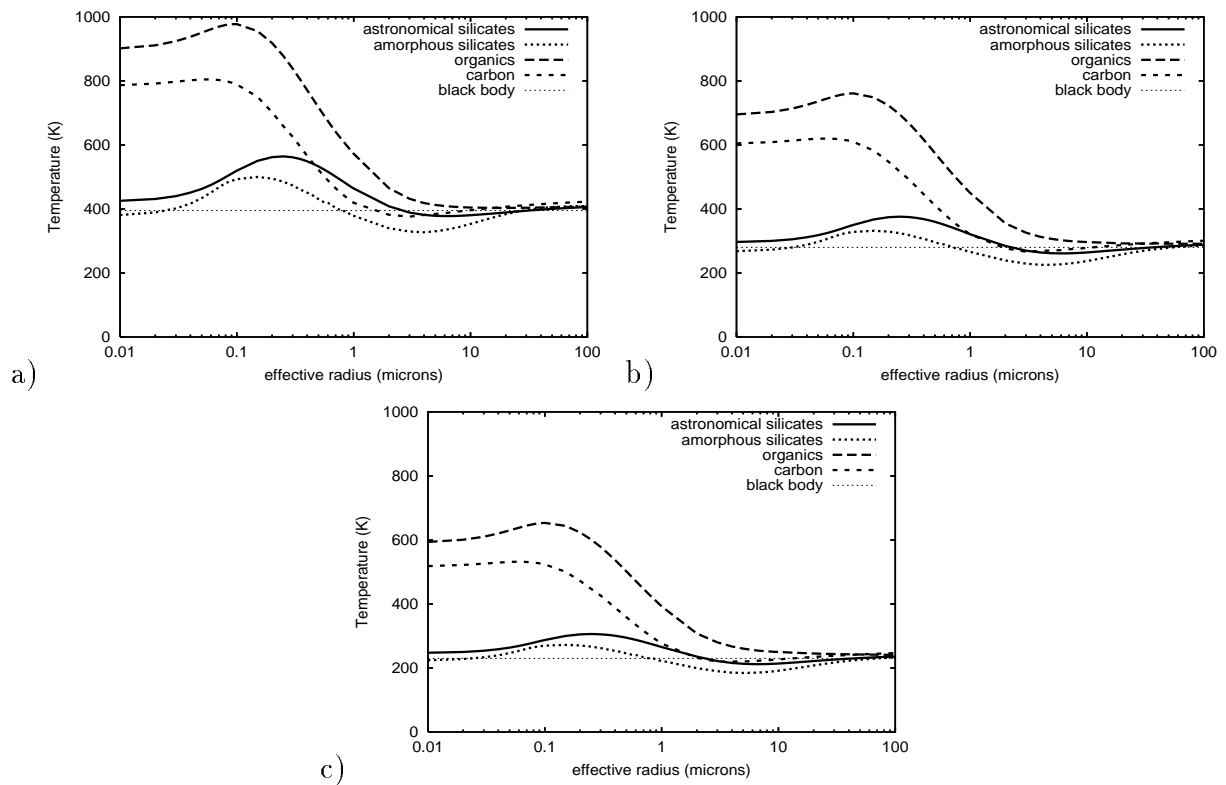


FIG. 5.11 – Température d'équilibre de sphères en fonction de leur rayon et de leur matériau constitutif. Les courbes ont été obtenues pour un équilibre thermique à différentes distances héliocentriques (a) 0,5 UA ; b) 1 UA ; c) 1,5 UA).

de celles d'un corps noir.

### Gradient de température du nuage

#### *b) Courbe de Planck normalisée*

L'approximation de la fonction d'émissivité  $\langle \varepsilon_\lambda \rangle$  par une courbe de Planck sur tout le spectre visible et proche infrarouge (de  $\approx 0,1 \mu\text{m}$  à  $\approx 1000 \mu\text{m}$ ) permet d'obtenir l'équivalent d'une température de brillance du nuage de particules qui correspond à la température du corps noir qui approxime le mieux le spectre du nuage de particules. Cette température calculée à différentes distances du Soleil donne accès au gradient de température du nuage de particules.

D (UA)	silicates astronomiques	silicates amorphes	organiques	carbone
0,5	414 K	371 K	524 K	471 K
1	295 K	255 K	388 K	351 K
1,5	243 K	210 K	327 K	299 K

Gradient de température	silicates astronomiques	silicates amorphes	organiques	carbone
0,5–1 UA	–0,49	–0,54	–0,43	–0,43
1–1,5 UA	–0,48	–0,49	–0,42	–0,39
0,5–1,5 UA	–0,48	–0,52	–0,43	–0,41

La variation de la température de brillance avec la distance au Soleil dépend du matériau. Ces calculs confirment les résultats obtenus pour de petites particules avec un comportement proche d'un corps noir pour les silicates et une variation de la température moins prononcée pour les matériaux absorbants, notamment le carbone.

Les résultats de température de brillance d'un mélange de silicates et d'organiques entre 0,5 UA et 1,5 UA montrent qu'un mélange de 70% en volume d'organiques et 30% de silicates permet d'expliquer un comportement en température différent de celui d'un corps noir avec un gradient de l'ordre de  $-0,44$ .

#### *b) Courbe de Planck avec un facteur correctif*

Cependant, les courbes d'émissivité  $\langle \varepsilon_\lambda \rangle$  des organiques et du carbone ne sont pas bien approximées par la courbe de Planck normalisée. Une nouvelle approximation utilisant une courbe de Planck avec un paramètre multiplicatif variable permet de mieux rendre compte du pic des courbes d'émission des matériaux absorbants. Ces nouveaux résultats en température et en gradient de température sont résumés dans les tableaux suivants :

D (UA)	silicates astronomiques	silicates amorphes	organiques	carbone
0,5	402 K	374 K	912 K	733 K
1	296 K	272 K	674 K	567 K
1,5	253 K	230 K	553 K	491 K

Gradient de température	silicates astronomiques	silicates amorphes	organiques	carbone
0,5–1 UA	–0,44	–0,46	–0,44	–0,37
1–1,5 UA	–0,38	–0,42	–0,49	–0,36
0,5–1,5 UA	–0,42	–0,44	–0,45	–0,37

Les températures déduites par cette approximation pour les matériaux absorbants sont plus élevées que dans le cas précédent.

Les gradients de température ont des valeurs sensiblement proches de celles trouvées précédemment. La valeur du gradient est moins élevée pour les silicates car cette méthode approxime mieux la bande d'émission à 10  $\mu\text{m}$ . Ces nouveaux calculs confirment les résultats obtenus pour de petites particules avec un comportement proche d'un corps noir pour les silicates et une variation de la température moins prononcée pour les matériaux absorbants, notamment le carbone.

Les résultats de température de brillance d'un mélange de silicates et d'organiques entre 0,5 UA et 1,5 UA montrent qu'un mélange de 30% en volume d'organiques et 70% de silicates permet d'expliquer un comportement en température différent de celui d'un corps noir avec un gradient de l'ordre de  $-0,38$ .

#### 5.5.4 Discussion

Le gradient de température en fonction de la distance au Soleil,  $D$ , déduit des observations est différent de celui d'un corps noir. Il est possible que les particules qui émettent sont sans doute petites et irrégulières, car dans ce cas l'approximation du corps noir ne peut être utilisée. Les calculs montrent que le gradient de température ne varie pas significativement avec la forme de la particule (sphérique, sphéroïdale ou agrégat) et est principalement défini par son rayon effectif et son matériau constitutif, ce qui est en accord avec des calculs déjà présentés pour le carbone amorphe (Xing et Hanner, 1997). La température d'équilibre obtenue pour les particules de silicates décroît plus rapidement avec  $D$  que pour des particules absorbantes, ce qui est sans doute dû à la présence de bandes d'émission de silicates dans l'infrarouge (Mann et al., 1994). Le fait que les silicates présentent une température plus basse que les matériaux absorbants découle probablement aussi de ce fait.

En accord avec Xing et Hanner (1997), la température obtenue pour des agrégats de grains est plus faible que celle obtenue pour un grain constitutif de l'agrégat, mais est plus importante que la température d'équilibre de la sphère de volume équivalent. La température et la polarisation ont donc des comportements distincts puisque la température d'un agrégat de petits grains est proche de celle de la sphère de volume équivalent, tandis que la polarisation de l'agrégat est

dominée par celle des grains constitutifs (avec peut-être de la diffusion multiple), comme l'ont montré les simulations numériques (West, 1991, et aussi le chapitre 4.3.2) et les simulations expérimentales (Wurm et al., 2004).

Les travaux de Reach (1988) et Reach et al. (2003) utilisent différentes distributions en taille de sphères (loi de puissance, distributions interplanétaires de Grün, distribution cométaire de Hanner, définies au chapitre 1.2.1) et des matériaux similaires à ceux que nous avons présentés ici (silicates astronomiques, andésite, obsidienne, olivine amorphe et cristalline, pyroxène amorphe et cristallin, carbone...). Les auteurs obtiennent un meilleur accord avec les observations pour un mélange avec 10% de carbone et 90% de silicates et la distribution en taille "interplanétaire" de Grün qui donne plus de poids aux particules de dimension entre 10 et 100  $\mu\text{m}$ . Contrairement à leur travail, nous avons présenté des calculs de variation de température du nuage avec la distance héliocentrique.

### 5.5.5 Bilan

Les calculs de température effectués pour des particules sphériques, sphéroïdales et agrégées de rayon effectif de l'ordre du micron permettent de montrer que la variation de la température pour les matériaux absorbants (organiques, carbone amorphe) est proche de la loi en  $D^{-0,36\pm 0,01}$  issue des observations. La température des petites particules de silicates varie approximativement comme un corps noir  $D^{-0,5}$ . Les matériaux absorbants sont donc certainement une composante importante du nuage interplanétaire entre 0,5 et 1,5 UA.

Les calculs de température effectués pour une distribution en taille de sphères suivant une loi de puissance approximant la distribution en taille des poussières interplanétaires (voir figure 1.8) montrent qu'un mélange comprenant des silicates et des organiques dans approximativement les mêmes proportions permet d'obtenir également une variation de la température en  $D^{-0,4}$ , proche de celle déduite des observations et différente d'un corps noir. Ceci confirme les caractéristiques du nuage calculées avec les données polarimétriques du milieu interplanétaire.

## 5.6 Entrée dans l'atmosphère des particules interplanétaires

Les calculs de température d'équilibre atteinte par les particules sphériques et irrégulières peuvent avoir d'autres applications, notamment dans le cadre de l'étude de l'entrée des particules dans l'atmosphère envisagée à présent.

### 5.6.1 La question de l'apparition de la vie sur Terre

L'une des questions non résolues de la science actuelle reste l'apparition de la vie sur Terre (et sur d'autres astres ?). Les recherches d'existence d'autres formes de vie dans notre système solaire se poursuivent avec d'autant plus d'effort que les missions spatiales se donnent pour cible des astres abritant ou ayant pu abriter des formes primitives de vie (Mars, Titan, Europe...), ou liés à l'apparition de la vie sur Terre (comètes). Enfin, avec les quelques 200 exoplanètes découvertes à ce jour, la question de nos origines et de la possible apparition de la vie dans un autre système planétaire se pose avec d'autant plus de force.

Il est désormais admis que les matériaux extraterrestres sont principalement apportés sur Terre par le biais des particules interplanétaires (d'origine cométaire ou astéroïdale, Chyba et Sagan, 1992). Elles ont en particulier pu apporter des matériaux organiques susceptibles de faciliter la chimie prébiotique initiale sur la Terre primitive (Engrand et Maurette, 1998; Bada, 2004). Pierazzo et Chyba (1999) ont même pu déterminer que la survie de matériaux organiques complexes (acides aminés) lors d'impacts cométaires sur la Terre primitive pouvait dépasser la quantité d'acides aminés créés par les processus de synthèse de Miller-Urey.

Deux mille fois plus de matériaux sont susceptibles d'être apportés sur Terre par les micro-météorites que par les météorites (Engrand et Maurette, 1998). Il est donc essentiel de savoir si les petites particules ont pu permettre l'arrivée intacte de molécules organiques complexes à la surface de la Terre. Les théories de calcul d'abrasion des particules durant leur entrée dans l'atmosphère ont montré que des particules sphériques d'un rayon inférieur à 4  $\mu\text{m}$  atteignent le sol terrestre pratiquement intactes (Jones et Kaiser, 1966). Cette approche peut être utilisée pour déduire le comportement de particules sphéroïdales et surtout d'agrégats fractals. Ces dernières particules peuvent être freinées beaucoup plus efficacement par l'atmosphère et permettre à une quantité de matériau prébiotique significativement plus importante d'arriver intacte à la surface terrestre (Levasseur-Regourd et al., 2006b).

### 5.6.2 Principe du calcul

Jones et Kaiser (1966) ont présenté une théorie de l'ablation des particules entrant dans l'atmosphère en utilisant l'ablation classique des particules avec les molécules de l'atmosphère terrestre à une altitude de l'ordre de 70 km. De façon générale, l'équilibre thermique d'une particule solide entrant dans l'atmosphère est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{1}{2} \Lambda \rho_a v^3 A_{\text{proj}} = A_{\text{tot}} \epsilon \sigma_S (T_s^4 - T_e^4) + \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_m c_s \frac{dT_m}{dt} \quad (5.7)$$

où les variables correspondent à :

$\Lambda$	= le coefficient de transfert de chaleur entre atmosphère et particule	
$\rho_a$	= la densité de l'atmosphère	$\text{kgm}^{-3}$
$v$	= la vitesse d'entrée de la particule	$\text{ms}^{-1}$
$A_{\text{proj}}$	= la surface projetée de la particule ( $\pi R^2$ pour une sphère)	$\text{m}^2$
$A_{\text{tot}}$	= aire totale de la particule	$\text{m}^2$
$\epsilon$	= l'émissivité de la particule	
$\sigma_S$	= la constante de Stefan	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$
$T_s$	= la température de surface de la particule	K
$T_e$	= la température de l'environnement (atmosphère)	K
$R$	= le rayon équivalent de la particule (le volume de la particule vaut $\frac{4}{3}\pi R^3$ )	m
$\rho_m$	= la densité de la particule	$\text{kgm}^{-3}$
$c_s$	= la chaleur spécifique du matériau	$\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{K}^{-1}$
$T_m$	= la température moyenne de la particule	K
$t$	= le temps	s

L'équation 5.7 comprend donc trois termes distincts : celui de gauche correspond au taux de transfert de chaleur de l'atmosphère à la particule, le deuxième terme correspond à l'émission de la particule et le dernier terme correspond à l'énergie utilisée pour chauffer la particule. Cette expression se simplifie en

$$\frac{1}{2}\Lambda\rho_a v^3 = 4\epsilon\sigma_S (T_s^4 - T_e^4) + \frac{4}{3}R\rho_m c_s \frac{dT_m}{dt} \quad (5.8)$$

dans le cas d'une particule sphérique.

### 5.6.3 Résultats pour des particules de petite taille

#### Particules sphériques non décélérées

Le coefficient de transfert de chaleur,  $\Lambda$ , et l'émissivité de la particule,  $\epsilon$ , peuvent être estimés de l'ordre de 1 (Jones et Kaiser, 1966). Si la particule a un rayon suffisamment petit (inférieur à une dizaine de microns), la température de la particule est toujours uniforme (Murad, 2001), et le troisième terme de l'équation 5.8, proportionnel au rayon  $R$ , disparaît. Il suffit alors de ne considérer que le terme de rayonnement pour obtenir une relation directe entre la température de fusion du matériau, la vitesse d'entrée de la particule et la densité de l'atmosphère (l'altitude) à partir de laquelle la particule s'évapore, en appelant  $T_b$  la température d'évaporation de la



particule et  $\rho_{a1}$  la densité de l'atmosphère à partir de laquelle la particule s'évapore :

$$\rho_{a1} \approx \xi \times \frac{\sigma_S (T_b^4 - T_e^4)}{v^3} \approx \xi \times \frac{\sigma_S T_b^4}{v^3} \quad (5.9)$$

avec  $\xi = A_{\text{tot}}/A_{\text{proj}}$ , qui est le rapport entre l'aire totale de la particule et l'aire projetée et vaut 4 dans le cas de particules sphériques.

Dans le cas d'une particule sphérique dont la température d'évaporation  $T_b$  vaut  $2,1 \cdot 10^3$  K (Öpik, 1958), l'évaporation commence vers 101 km d'altitude pour une vitesse,  $v$ , d'entrée dans l'atmosphère de  $30 \text{ kms}^{-1}$  (Jones et Kaiser, 1966).

### Particules sphéroïdales non décélérées

Le paramètre  $\xi$  est estimé pour une particule sphéroïdale compacte de demi-petit axe  $b$  et demi-grand axe  $a$ . On fait l'hypothèse que lors de son entrée dans l'atmosphère, la particule présente assez rapidement sa surface minimale de  $\pi b^2$ . La surface totale d'un sphéroïde allongé est donnée par :

$$A_{\text{tot}} = 2\pi b^2 \left[ 1 + \frac{a}{b} \frac{\arcsin(e)}{e} \right] \quad (5.10)$$

avec  $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$ , l'excentricité de l'ellipse de demi-grand axe  $a$  et demi-petit axe  $b$ . Si on prend le rapport typique de  $a/b = 2$  (voir chapitre 1.2.3), on obtient :

$$\xi = 2 \left[ 1 + 2 \frac{\arcsin(\sqrt{3/4})}{\sqrt{3/4}} \right] \approx 6,84 \quad (5.11)$$

Le facteur  $\xi$  est environ 1,7 fois celui d'une sphère pour une particule compacte sphéroïdale. La densité de l'atmosphère nécessaire pour atteindre la température d'évaporation sera donc 1,7 fois celle des sphères, ce qui permet à des sphéroïdes de masse plus importante d'atteindre le sol intacts. Dans le cas d'une particule dont la température d'évaporation est la même que ci-dessus, l'évaporation commence vers 97 km d'altitude pour une vitesse,  $v$ , d'entrée dans l'atmosphère de  $30 \text{ kms}^{-1}$ .

Ce résultat est cohérent avec le fait que pour une même masse de matériau, les sphéroïdes présentent une surface plus grande que les sphères.

### Particules poreuses non décélérées

Si on considère maintenant une particule poreuse comme celles probablement d'origine cométaire, typiquement fractale BCCA, il faut à nouveau déterminer le coefficient  $\xi$ . Meakin et Donn (1988) ont montré que la surface projetée (équivalent de  $A_{\text{proj}}$ ) des agrégats BCCA divisée

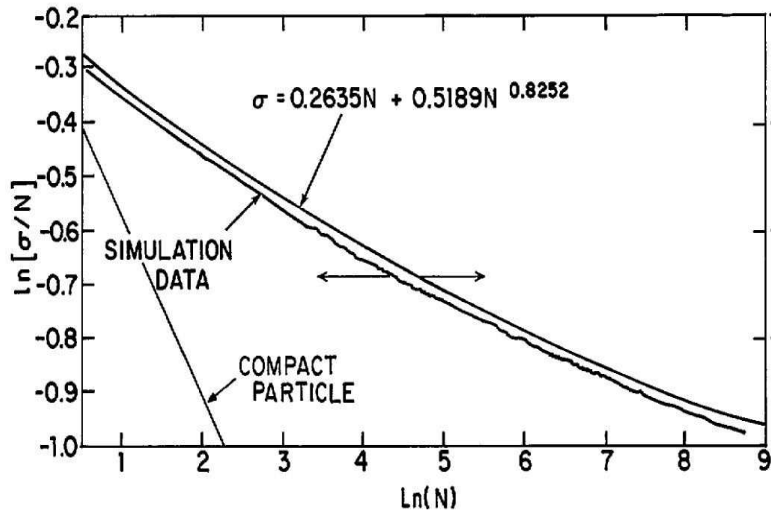


FIG. 5.12 – Section projetée,  $\sigma$ , d'agrégats fractals en fonction du nombre  $N$  de grains de l'agrégat. Pour des agrégats fractals,  $\sigma/N \rightarrow 0,24$ . Pour des particules compactes, la courbe décroît sans limite. Les deux courbes pour les agrégats fractals sont espacées de 0,025 verticalement pour des raisons de visibilité, (figure tirée de Meakin et Donn, 1988).

par le nombre de grains tend vers une constante quand le nombre de grains tend vers l'infini selon la formule :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{A_{\text{proj}}}{N} = 0,24 \quad (5.12)$$

en considérant que chaque grain sphérique ait un diamètre de 1 (voir figure 5.12). De ce fait, l'aire totale de la particule est de l'ordre de :

$$A_{\text{tot}} = 4\pi r^2 N = 4\pi \left(\frac{1}{2}\right)^2 N = \pi N \quad (5.13)$$

Ceci implique pour  $\xi$  :

$$\xi \geq \frac{A_{\text{tot}}}{A_{\text{proj}}} = \frac{\pi}{0,24} \approx 4\pi \quad (5.14)$$

Une particule fractale BCCA constituée d'un grand nombre de sphères a un rapport  $\xi$  au moins  $\pi$  fois supérieur à celui d'une particule sphérique. La densité de l'atmosphère nécessaire pour atteindre la température d'évaporation,  $T_b$ , de la particule peut être jusqu'à  $\pi$  fois plus importante dans le cas d'une particule fractale BCCA que dans le cas d'une particule sphérique compacte. Ceci donne en utilisant les valeurs de Jones et Kaiser (1966) une altitude de l'ordre de 93 km (avec l'hypothèse d'une atmosphère isotherme  $\rho_a \propto e^{-h/H}$  avec  $H$  la hauteur de l'atmosphère terrestre  $\approx 7$  km).

Les altitudes de début d'abrasion des particules solides peuvent être recalculées en fonction des vitesses d'entrée typiques dans l'atmosphère. Si on prend le cas d'une distribution de vitesse bimodale vers  $v_1 = 15 \text{ kms}^{-1}$  et  $v_2 = 60 \text{ kms}^{-1}$  pour les particules orbitant dans le sens direct

ou rétrograde dans l'écliptique, comme dans Murad (2001), le cas sphérique donne les altitudes respectives  $h_1 = 86$  km et  $h_2 = 116$  km. Le cas d'un agrégat fractal BCCA donne des altitudes respectives de  $h_1 = 78$  km et  $h_2 = 108$  km qui sont donc significativement plus faibles.

Ainsi, les petites particules fractales commencent à être abrasées plus bas dans l'atmosphère terrestre que les particules compactes sphériques et sphéroïdales de même masse.

### 5.6.4 Résultats pour des particules de grande taille

#### Particules sphériques non décélérées

Si on prend le cas de particules de grande taille, le terme de rayonnement peut alors être négligé. L'équation 5.8 se simplifie donc en :

$$\frac{1}{2}\Lambda\rho_a v^3 = \frac{4}{3}R\rho_m c_s \frac{dT_m}{dt} \quad (5.15)$$

Cette équation ne fait plus apparaître les paramètres géométriques des particules. Si le réchauffement de la particule se fait de façon homogène, la température de surface sera égale à la température moyenne et il n'y aura pas d'évaporation avant que cette température n'atteigne la valeur de  $T_b$ . L'intégration de cette égalité donne une relation directe entre rayon, température d'équilibre, hauteur  $H$  de l'atmosphère et vitesse d'entrée des particules, ce qui permet de définir un rayon critique  $R_c$  au-dessous duquel le rayonnement des particules est dominant. Avec les valeurs des paramètres telles que :  $\rho_m = 4$  gcm<sup>-3</sup>,  $T_b = 2,1.10^3$  K,  $T_e = 200$  K,  $\Lambda \approx 1$ ,  $c_s = 10^4$  Jg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>,  $H = 7$  km, Jones et Kaiser (1966) obtiennent les valeurs suivantes :

- $R_c = 0,1$  mm pour une vitesse de 30 kms<sup>-1</sup>
- $R_c = 0,05$  mm pour une vitesse de 15 kms<sup>-1</sup>
- $R_c = 0,2$  mm pour une vitesse de 60 kms<sup>-1</sup>

Ces valeurs montrent que les particules compactes les moins abrasées sont des particules de rayon plus petit que quelques dizaines de microns.

#### Particules sphéroïdales non décélérées

Si on considère désormais le cas de particules sphéroïdales de grandes tailles en supposant qu'elles présentent leur plus petite section efficace pendant leur entrée dans l'atmosphère, l'équation 5.8 se simplifie en :

$$\frac{1}{2}\Lambda\rho_a v^3 = \frac{4}{3}a\rho_m c_s \frac{dT_m}{dt} \quad (5.16)$$

avec  $a$  le demi-grand axe de la particule.

De la même façon que précédemment, un demi-grand axe critique,  $a_c$ , de la particule peut être défini au-dessous duquel le rayonnement est le phénomène dominant. Les valeurs de ce

demi-grand axe critique correspondent exactement aux valeurs de rayon critique trouvées précédemment pour les sphères.

On peut donc remarquer que dans le cas de grosses particules compactes sphéroïdales, seule la dimension d'élongation joue un rôle critique et donne des résultats comparables aux sphères, mais une prédominance du rayonnement pour une quantité de matériaux moindre.

### Particules poreuses non décélérées

Si on considère désormais le cas de particules fractales BCCA de grandes tailles constituées de grains de rayon  $r$ , la relation entre l'aire projetée  $A_{\text{proj}}$  et le rayon des grains pour un nombre de grains  $N$  tendant vers l'infini est (Meakin et Donn, 1988) :

$$A_{\text{proj}} = 0,24 \times 4 \times r^2 N \approx r^2 N \quad (5.17)$$

Sachant que  $R = N^{1/3}r$ , l'équation 5.8 se simplifie donc en :

$$\frac{1}{2} \Lambda \rho_a v^3 = \frac{4}{3} (r \times \pi) \rho_m c_s \frac{dT_m}{dt} \quad (5.18)$$

De la même façon que précédemment, un rayon critique,  $r_c$ , des grains constitutifs de la particule peut être défini au-dessous duquel le rayonnement est le phénomène dominant. On obtient avec les hypothèses précédentes :

- $r_c = 0,032$  mm pour une vitesse de  $30 \text{ kms}^{-1}$
- $r_c = 0,016$  mm pour une vitesse de  $15 \text{ kms}^{-1}$
- $r_c = 0,064$  mm pour une vitesse de  $60 \text{ kms}^{-1}$

Ces valeurs sont intéressantes car elles montrent que les particules les moins abrasées sont constituées de grains dont les rayons ne dépassent pas quelques dizaines de microns, or c'est probablement le cas des particules cométaires selon l'hypothèse de formation par agrégation de grains interstellaires.

#### 5.6.5 Prise en compte de la décélération

Un dernier paramètre jouant un rôle important dans l'abrasion des particules lors de leur entrée dans l'atmosphère est la décélération subie par les particules au cours de la traversée de l'atmosphère. En faisant l'hypothèse que les molécules d'air piégées à la surface de la particule lui transmettent toute leur quantité de mouvement, la particule intercepte une quantité  $\pi R^2 v \rho_a$  de molécules d'air par seconde de sorte que la quantité de mouvement perdue par seconde vaut  $\pi R^2 v^2 \rho_a$ . La conservation de mouvement entraîne

$$\frac{dv}{dt} = - \frac{3 \rho_a v^2}{4 R \rho_m} \quad (5.19)$$

Par intégration, cette équation donne :

$$v = v_{\infty} \exp\left(-\frac{3H\rho_a}{4R\rho_m \cos(\chi)}\right) \quad (5.20)$$

avec  $\chi$  l'angle que fait la trajectoire de la particule avec le zénith et  $v_{\infty}$  la vitesse d'entrée dans l'atmosphère de la particule. Par substitution dans l'équation 5.7 et en négligeant le terme d'échauffement de la particule, on trouve

$$T_s^4 - T_e^4 = \frac{1}{\xi} \times \frac{\Lambda\rho_a v_{\infty}^3}{8\epsilon\sigma_S} \exp\left(-\frac{9H\rho_a}{4R\rho_m \cos(\chi)}\right) \quad (5.21)$$

l'évaporation commence pour  $T_s = T_b$ , or comme  $T_e^4 \ll T_b^4$ , on trouve que l'évaporation commencera pour une densité de l'atmosphère,  $\rho_a$ , égale à :

$$\rho_a \exp\left(-\frac{9H\rho_a}{4R\rho_m \cos(\chi)}\right) = \rho_{a1} \quad (5.22)$$

où  $\rho_{a1}$  est donnée par l'équation 5.9. Le rayon,  $R < R_c$  d'une particule qui commence à s'évaporer pour une densité atmosphérique  $\rho_a$  est donc déterminé par

$$R = \frac{9H\rho_a}{4\rho_m \cos(\chi) \ln(\rho_a/\rho_{a1})}. \quad (5.23)$$

Cette expression permet de déterminer en fonction des paramètres précédents la densité atmosphérique au commencement de l'évaporation des particules en fonction du rayon des particules solides. La figure 5.13 montre les résultats obtenus dans le cas de particules compactes sphériques ayant une vitesse d'entrée de  $30 \text{ kms}^{-1}$  et une trajectoire zénithale.

Pour les particules qui n'atteignent pas la température d'évaporation, la dérivée de l'équation 5.21 donne la valeur de  $\rho_a$  pour laquelle la température maximale est atteinte :

$$\rho_a = \frac{4R\rho_m \cos(\chi)}{9H} \quad (5.24)$$

ce qui permet d'obtenir l'expression de la température maximale :

$$T_{\max}^4 = \frac{1}{\xi} \times \frac{4\Lambda R\rho_m v_{\infty}^3 \cos(\chi)}{18\epsilon\sigma_S \epsilon H} \quad (5.25)$$

avec  $e$  la base naturelle des logarithmes népériens. Cette dernière équation donne donc le rayon limite,  $R_{c2}$ , pour lequel une particule atteindra ou non la température de fusion. Les particules de rayon inférieur traverseront l'atmosphère sans ablation car elles auront été suffisamment freinées par l'atmosphère pour ne jamais dépasser la température de fusion.

Pour une vitesse d'entrée dans l'atmosphère  $v_{\infty} = 30 \text{ kms}^{-1}$ , le rayon seuil des particules sphériques ( $\xi = 4$ ) est de l'ordre de  $4 \mu\text{m}$  (Jones et Kaiser, 1966). Pour les particules fractales BCCA considérées précédemment, le rayon seuil  $R_{c2}$  peut être jusqu'à  $\pi$  fois plus grand que

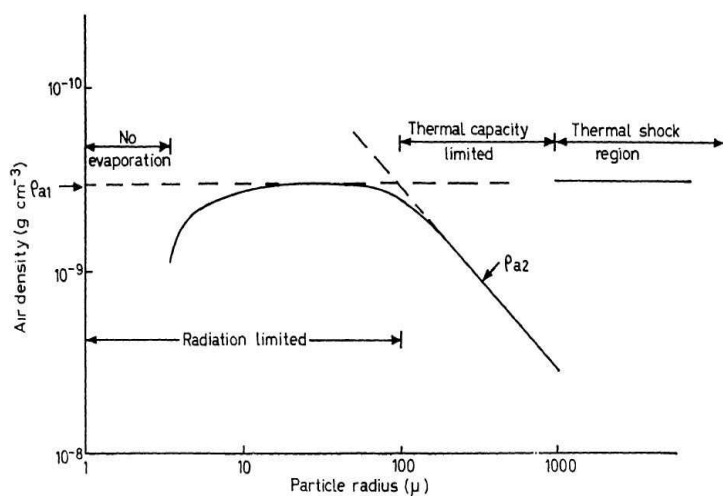


FIG. 5.13 – Valeurs théoriques de la densité de l'air au commencement de l'évaporation en fonction du rayon du météore pour une vitesse d'entrée de la particule de  $30 \text{ km s}^{-1}$  (Jones et Kaiser, 1966).

celui d'une sphère, la température maximale atteinte pour un même rayon étant divisée par  $\sqrt[4]{\pi} \approx 1,33$ . Des particules fractales d'un rayon équivalent à  $12,6 \mu\text{m}$  pourront donc atteindre intactes le sol terrestre. Si la vitesse est de l'ordre de  $15 \text{ km s}^{-1}$ , le rayon seuil sera multiplié par 8 et des particules d'un rayon équivalent à  $100 \mu\text{m}$  pourront donc atteindre intactes le sol terrestre. Cette valeur sera également modifiée selon l'angle d'approche de la particule et le processus d'agrégation fractale de la particule.

### 5.6.6 Discussion

Avec un modèle utilisant également des sphères, Love et Brownlee (1991) ont trouvé que les particules d'un diamètre inférieur ou égal à  $70 \mu\text{m}$  pouvaient atteindre le sol terrestre (en prenant en compte des conditions particulières comme un angle d'incidence et une vitesse relative faibles). Les particules sphéroïdales sont jusqu'à 1,7 fois plus grandes ( $119 \mu\text{m}$ ) que les particules sphériques. Les particules floconneuses fractales BCCA sont jusqu'à  $\pi$  fois plus grandes ( $220 \mu\text{m}$ ) que les particules sphériques. Chyba et Sagan (1992) ont montré que les IDPs arrivant intactes sur le sol de la Terre primitive ont des tailles entre  $0,6$  et  $60 \mu\text{m}$  et que la quantité de matériaux organiques apportée par ce moyen est plusieurs ordres de grandeur plus important que les apports dus aux impacts cométaires et météoritiques. Ces estimations de tailles de particules montrent la validité de l'approche précédente.

### 5.6.7 Bilan

Le calcul présenté montre que des particules fractales BCCA d'une taille jusqu'à  $\approx \pi$  fois plus grande que les particules compactes sphériques peuvent atteindre intactes le sol terrestre. Chaque particule poreuse cométaire peut donc apporter jusqu'à  $\approx \pi^3 \approx 30$  fois plus de matériau qu'une particule compacte. Ce résultat conforte l'hypothèse relative à l'arrivée massive de matériaux organiques complexes sur Terre par l'intermédiaire de particules du milieu interplanétaire floconneuses de petites dimensions probablement d'origine cométaire. Les IDPs d'origine cométaire ont donc très certainement joué un rôle essentiel dans l'apparition de la vie sur Terre.

## 5.7 Conclusions et perspectives

- Les propriétés physiques du nuage de particules du milieu interplanétaire ont pu être déterminées par l'analyse des observations de la lumière diffusée à partir de notre modèle de nuage de particules irrégulières.
  - La présence des deux types de matériaux, les silicates peu absorbants et les organiques plus absorbants, est nécessaire pour expliquer les valeurs locales de polarisation déduites des observations, ainsi que leur variation avec la distance héliocentrique.
  - Une très bonne approximation de la courbe de phase en polarisation vers 1,5 UA est obtenue pour une distribution interplanétaire (de pente environ  $-3$  pour des particules de rayon inférieur à  $10 \mu\text{m}$  et de pente  $-4,4$  pour des particules plus grandes) de rayon compris entre  $0,1$  et  $100 \mu\text{m}$  et pour un mélange de silicates et d'organiques avec entre  $20$  et  $60\%$  d'organiques en masse. Le rayon seuil maximal est peu contraint et la présence la présence de particules de grandes dimensions ne peut pas être exclue.
  - La décroissance de  $P_{90^\circ}$  avec la distance héliocentrique entre  $1,5$  et  $0,5$  UA peut être interprétée par la sublimation des matériaux organiques absorbants quand on s'approche du Soleil.
- Ce modèle permet également d'expliquer les valeurs locales et la variation avec la distance héliocentrique de la température.
  - La variation de température avec la distance au Soleil pour les matériaux absorbants est plus proche des observations que celle des matériaux non-absorbants. Ce comportement est principalement dû aux particules de rayon inférieur à  $1 \mu\text{m}$ .
  - Les agrégats BCCA et BPCA diffusent la lumière comme les grains qui les constituent, mais ont une température d'équilibre proche de celle de la sphère de volume équivalent.

- La même distribution en taille que celle utilisée pour l’ajustement de la polarisation permet de rendre compte d’une variation de la température d’un nuage de particules sphériques en  $D^{-0.4}$ , différente de celle d’un corps noir et proche des observations.
- o Les calculs des températures atteintes par les particules interplanétaires lors de leur entrée dans l’atmosphère montrent que la majorité des matériaux organiques arrivant intacts sur Terre est attribuable aux particules floconneuses d’origine cométaire. Celles-ci peuvent apporter jusqu’à  $\approx \pi^3 \approx 30$  fois plus de matière d’origine extra-terrestre qu’une particule compacte. Ce résultat conforte l’hypothèse que les IDPs ont joué un rôle essentiel pour l’apparition de la vie sur Terre.

Les futures versions possibles du modèle évoquées au chapitre 4.6 permettront de faire des calculs de température pour des agrégats de plus grands grains. Une collaboration avec l’équipe cométaire du LISA est envisagée pour mieux déterminer les conditions de sublimation des matériaux organiques. Ces résultats seront essentiels pour vérifier l’interprétation de la décroissance de la polarisation avec la distance au Soleil ainsi que pour déterminer plus finement les caractéristiques des particules qui arrivent intactes sur Terre après avoir traversé l’atmosphère.





# Synthèse et conclusion générale

Ce mémoire est dédié à la détermination des propriétés physiques des particules solides irrégulières (particules agrégées, aérosols atmosphériques et plus particulièrement particules cométaires et interplanétaires) par l'analyse de la lumière qu'elles diffusent et émettent.

Le travail concernant l'unité de diffusion lumineuse de l'expérience ICAPS-PE (Interactions in Cosmic and Atmospheric Particles Systems - Precursor Experiment) d'étude de l'agrégation de particules microniques au cours de vols en micropesanteur de longue durée à bord de la Station Spatiale Internationale a permis d'aborder les aspects techniques de la préparation de l'unité qui analysera la variation de la diffusion lumineuse par des particules en agrégation avec l'angle de phase et la longueur d'onde (du visible au proche infrarouge). Un modèle de Mie permet d'établir les dynamiques de détection, le nombre de détecteurs (au moins 24) et la précision des angles de phase. Le signal minimal attendu sur les détecteurs est de l'ordre de  $10^{-10}$  W. La chaîne optique de l'expérience (diodes laser, rhomboèdre de Fresnel, prisme de Foster, photodiodes, lame quart d'onde à cristaux liquides) a été déterminée et testée. L'achromaticité et la précision des éléments ont été vérifiées. Enfin, pour la première fois, un concept de mesure polarimétrique spatialisable a été développé et validé pour atteindre une précision de 1% sur la détermination des quatre paramètres de Stokes. Cet instrument peut être adapté à l'imagerie polarimétrique pour de futures expériences sur laboratoire embarqué (ICAPS-PE) ou de futures missions spatiales d'observation et d'analyse in situ de particules solides et de régolithes (Mars, Lune, astéroïdes...).

Pour préparer les études de particules avec manteaux, la diffusion de la lumière par des sphères recouvertes d'un manteau absorbant ou non-absorbant a été étudiée pour la première fois lors de vols paraboliques avec l'expérience PROGRA<sup>2</sup> (PROpriété Optiques des GRains Astronomiques et Atmosphériques). Les mesures sont analysées grâce à un modèle de diffusion lumineuse par des particules sphériques avec un manteau régulier. L'étude met en évidence l'influence d'un manteau absorbant (même de faible épaisseur) sur les courbes de phase par la diminution des pics de polarisation et la modification des angles de phase des valeurs maximales

des oscillations. L'indice optique complexe et l'épaisseur du manteau sont déterminés grâce au modèle. Ces résultats sont cohérents avec des ordres de grandeur raisonnables pour l'épaisseur et les indices des manteaux. Ils constituent donc une étape essentielle pour la validation des procédures de simulations expérimentales et numériques utilisées pour interpréter les données observationnelles.

Afin d'améliorer l'interprétation des mesures et des observations polarimétriques par des agrégats, le degré de polarisation linéaire de la lumière diffusée par des particules solides irrégulières (agrégats fractals jusqu'à 256 grains) est calculé numériquement en fonction de l'angle de phase, du paramètre de taille des grains constitutifs et également de leur forme (sphérique, sphérique avec une distribution en taille gaussienne ou sphéroïdale orientée aléatoirement). La taille, la composition et la forme des grains dans les agrégats sont en effet des paramètres essentiels pour la diffusion lumineuse. La gamme de tailles pour lesquelles la courbe de phase obtenue est proche de celles qui résultent des observations cométaires est estimée pour des rayons de grains entre environ 0,11 à 0,18  $\mu\text{m}$  pour les agrégats de silicates et de 0,09 à 0,17  $\mu\text{m}$  pour les agrégats d'organiques. Le processus d'agrégation ballistique ne joue pas un rôle majeur.

Une application de ces résultats à un modèle numérique de diffusion lumineuse par un ensemble de particules solides agrégées et compactes a été développée pour l'interprétation des observations de la chevelure cométaire de C 1995/O1 Hale-Bopp. Le très bon ajustement des observations polarimétriques dans le rouge et le vert correspond à une distribution en taille en loi de puissance de coefficient  $-3$  d'agrégats de grains sphéroïdaux et de particules compactes sphéroïdales. Les meilleurs paramètres de l'ajustement sont un rayon seuil minimal vers 0,1  $\mu\text{m}$ , un rayon seuil maximal vers 20  $\mu\text{m}$  et un mélange de 60% d'organiques en masse (seulement 34% si ces grains ont des cœurs de silicates) et la valeur complémentaire de 40% de silicates en masse (jusqu'à 66%). Pour la première fois, les mêmes paramètres permettent de rendre compte de l'évolution de la courbe de phase de l'UV au proche infrarouge.

L'existence d'agrégats et d'un mélange de matériaux peu absorbants et absorbants sont des facteurs essentiels pour interpréter les observations polarimétriques cométaires et donnent des indices sur la composition et les propriétés physiques des particules solides cométaires.

De même, les propriétés physiques du nuage de particules du milieu interplanétaire sont déterminées par l'analyse des observations de la lumière diffusée et émise. Là encore, la présence des deux types de matériaux, les silicates peu absorbants et les organiques plus absorbants, est nécessaire pour expliquer les valeurs locales de polarisation et de température déduites des observations, ainsi que leur variation avec la distance héliocentrique. Un bon ajustement de la courbe de phase en polarisation vers 1,5 UA est obtenu pour une distribution en taille approximant la distribution en taille interplanétaire avec un rayon seuil minimal 0,11  $\mu\text{m}$  et

un mélange de silicates et d'organiques avec environ 40% d'organiques en masse, le rayon seuil maximal étant peu contraint, de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ . La décroissance du degré de polarisation linéaire à 90° d'angle de phase avec la distance héliocentrique entre 1,5 et 0,5 UA peut être interprétée par la sublimation des matériaux organiques absorbants.

Ce nouveau modèle qui rend compte de la polarisation permet également d'expliquer la variation avec la distance héliocentrique de la température. La même distribution en taille permet de reproduire une variation de la température d'un nuage de particules sphériques avec la distance au soleil différente de celle d'un corps noir et plus proche des observations.

Enfin, les calculs des températures atteintes par les particules interplanétaires lors de leur entrée dans l'atmosphère montrent que la majorité des matériaux organiques susceptibles d'arriver intacts sur Terre est attribuable aux particules floconneuses d'origine cométaire. Celles-ci peuvent apporter jusqu'à 30 fois plus de matière d'origine extra-terrestre qu'une particule compacte. Ce résultat conforte l'hypothèse que les particules solides du milieu interplanétaire ont joué un rôle essentiel pour l'apparition de la vie sur Terre.

Les études des petits corps du système solaire ont pris de plus en plus d'importance au cours des deux dernières décennies, avec les succès des missions cométaires (comme Giotto, VeGa, Stardust, Deep Impact) et la préparation des missions futures (en particulier Rosetta), mais également avec les observations des objets de Kuiper. Au cours des prochaines années, ces efforts permettront de remarquables avancées dans notre connaissance des poussières cosmiques, de leur formation et nous éclaireront sur l'origine des systèmes planétaires, de notre propre système solaire et de l'origine de la vie sur Terre.

Le travail présenté dans le cadre de ce mémoire se poursuivra dans le cadre de PROGRA<sup>2</sup> et d'ICAPS-PE pour déterminer l'influence des matériaux (en couches déposées) et de l'agrégation de particules submicroniques sur la diffusion lumineuse. L'utilisation de particules agrégées avec de gros grains pour les simulations expérimentales et numériques permettra d'aller plus loin dans l'analyse des résultats et l'interprétation des observations.

Par ailleurs, après ce premier pas dans l'interprétation des observations cométaires, des études à distance de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko permettront l'optimisation de la stratégie d'approche de la sonde et la détermination de l'impact de l'environnement poussiéreux sur les instruments à bord (instruments d'analyse directe, CONSERT, et indirecte, VIRTIS, ALICE, du noyau cométaire ainsi que les expériences d'étude in situ des particules solides éjectées, MIDAS, GIADA, COSIMA). L'analyse des résultats de ces expériences in situ lors du rendez-vous de Rosetta avec la comète à partir de novembre 2014 fournira de nouvelles informations sur les poussières cométaires.





# Annexe A

## Notations

Notations	Signification
$y$	paramètre de composition des pyroxènes et olivines (chapitre 1.1)
$s$	coefficient d'une distribution en loi de puissance
$r, R$	rayon du grain, rayon de la particule
$\Gamma(R)$	distribution en taille de particules
$R_{\min}, R_{\max}$	rayon minimal et maximal d'une particule
$M, N$	coefficients de la distribution en taille de Hanner (chapitre 1.2)
$R_p$	rayon de particules pour lequel la distribution en taille de Hanner est maximale
$m = n + ik$	indice complexe avec sa partie réelle et sa partie imaginaire
$\lambda, \Delta\lambda$	longueur d'onde et erreur sur la longueur d'onde
$L_i, P_i$	côté, périmètre d'un polygone
$m_i$	coefficient de la loi de puissance entre côté et périmètre des polygones
$D$	dimension fractale
$N$	nombre de grains dans un agrégat fractal
$\Phi$	porosité d'un agrégat fractal
$R_g$	rayon de gyration d'un agrégat fractal
$r_i, r_o$	position du centre d'un grain et du centre de gravité d'un agrégat fractal
$\alpha, \Delta\alpha$	angle de phase, erreur sur l'angle de phase
$\theta$	angle de diffusion
$I_{\text{tot}}, I_{\parallel}, I_{\perp}$	intensité totale, parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion
$P, p$	degré de polarisation linéaire, degré de polarisation (toujours $>0$ )
$I_{\text{pol}}, I_{\text{nonpol}}, I_{lp}, I_{cp}$	intensités polarisée, non-polarisée, linéairement polarisée et circulairement polarisée

$x, y, z$	trois axes de l'espace, $z$ axe de propagation de la lumière
$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$	base orthonormale associée aux axes ci-dessus
$E_x(z, t), E_y(z, t)$	composantes du champ électromagnétique suivant les axes $x$ et $y$
$\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi$	base orthonormale en coordonnées sphériques
$\omega$	pulsation
$c$	vitesse de la lumière
$k$	vecteur d'onde
$\phi, \phi_x, \phi_y$	déphasage total, déphasages des composantes du champ suivant $x$ et suivant $y$
$r_p$	distance entre l'observateur et une particule
$S$	vecteur de Stokes
$I, Q, U, V$	quatre composantes du vecteur de Stokes
$I_x, I_y, I_{45^\circ}, I_{-45^\circ}, I_G, I_D$	intensité lumineuse des composantes du champ polarisé suivant $x$ et suivant $y$ , polarisé à $45^\circ$ et $-45^\circ$ de $x$ , et polarisée circulairement à gauche et à droite
$S_{\text{pol}}, S_{\text{nonpol}}$	vecteurs de Stokes polarisé et non-polarisé
$M, S_{ij}$	matrice de Mueller et ses composantes
$\text{retard}(\circ), \delta$	retardance d'un élément optique
$W_{\text{abs}}, W_{\text{ext}}, W_{\text{dif}}$	puissance absorbée, éteinte et diffusée
$\sigma_{\text{sca}}, \sigma_{\text{ext}}, \sigma_{\text{abs}}$	sections efficaces de diffusion, extinction et absorption
$Q_{\text{abs}}, Q_{\text{ext}}, Q_{\text{dif}}$	coefficients de diffusion, extinction et absorption
$\mathbf{X}$	vecteur d'amplitude de la diffusion
$\mathbf{E}, \mathbf{H}$	vecteurs champs électrique et magnétique
$P_n^1, a_n, b_n$	polynôme de Legendre et coefficients de décomposition associés
$x, X$	paramètre de taille du grain, paramètre de taille de la particule
$\alpha_0$	angle de phase d'inversion
$P_{\text{max}}, P_{\text{min}}$	polarisation linéaire maximale et minimale d'une courbe de phase
$g_0$	constante de la gravité terrestre
$t$	temps
$P_{\text{source}}, P_{\text{diffusee}}$	puissance de la source lumineuse, puissance diffusée
$S_{\text{source}}$	section du faisceau lumineux
$h_{\text{source}}$	diamètre du faisceau lumineux
$l_{\text{detecteur}}$	distance lentille-diaphragme
$L_{\text{couronne}}$	diamètre de la couronne de détecteurs du LSU
$\nu_u$	volume observé par le récepteur



$\Delta\Omega$	angle solide sous lequel un grain diffuse vers le détecteur
$\omega_1, \omega_2$	angle observé par le détecteur et angle de réception du diaphragme
$A_{\text{diaphragme}}$	surface du diaphragme
$\sigma$	écart-type de la distribution en taille gaussienne
$N_1, N_2$	nombre de particules collées sur la fenêtre d'éclairage et la fenêtre d'observation
$\Sigma$	section géométrique de la fenêtre
$d, d_1, d_2$	erreur sur les paramètres de Stokes
$P_1, P_2$	intensités mesurées sur la photodiode 1 et 2
$\Theta, \rho$	angle entre le prisme de Foster et le polariseur, angle entre le premier et le deuxième polariseur
$d_p$	distance au plan pour la géométrie des speckles
$L$	taille de la surface éclairée par la lumière incidente
$d_{1sp}, d_{2sp}$	tailles théoriques des speckles
$a$	diamètre d'ouverture de la lentille (chapitre 2)
$\nu$	distance entre la lentille et le plan image
$\beta$	angle entre la LCVR et les axes optiques
$\mathcal{V}$	tension aux bornes de la LCVR
$I_M, I_1, I_2, I_3, I_4, I_5, I_6$	intensités mesurées par l'instrument de mesure des paramètres de Stokes
$\chi^2$	calcul de la comparaison entre modèle et données
$N_{\text{mes}}$	nombre de points de mesure
$\sigma_P$	erreur de mesure sur la polarisation
$\alpha_i$	polarisabilité d'un dipôle élémentaire
$X_d$	paramètre de taille d'un dipôle élémentaire
$N_{\text{dip}}, N_m, N_d$	nombre de dipôles élémentaires dans un agrégat, nombre de grains dans un agrégat et nombre de dipôles élémentaires dans un grain
$R_d$	rayon d'un dipôle élémentaire
$d$	dimension d'une maille élémentaire de la grille
$a, b$	demi-grand axe et demi-petit axe d'un sphéroïde (chapitre 4 et 5)
$e$	excentricité du sphéroïde

---

$A$	albédo du nuage interplanétaire
$D$	distance au Soleil
$P_{90^\circ}$	degré linéaire de polarisation à $90^\circ$ d'angle de phase
$T$	température locale du milieu interplanétaire
$B(\lambda, T)$	fonction de Planck
$\varsigma$	rapport de la surface d'émission d'une particule à $\pi R^2$
$\varepsilon_\lambda$	émissivité d'un nuage de particules
$\Lambda$	coefficient de chaleur entre atmosphère et particule
$\rho_a$	densité de l'atmosphère
$v$	vitesse d'entrée de la particule dans l'atmosphère
$A_{\text{proj}}$	surface projetée d'une particule irrégulière
$A_{\text{tot}}$	surface totale d'une particule irrégulière
$\xi = A_{\text{tot}}/A_{\text{proj}}$	le rapport entre l'aire totale de la particule et l'aire projetée
$\epsilon$	émissivité de la particule
$\sigma_S$	constante de Stefan
$\rho_m$	densité de la particule
$c_s$	chaleur spécifique du matériau
$T_s, T_m$	température de surface et température moyenne de la particule
$T_e$	température de l'environnement de la particule (atmosphère)
$T_S$	température de surface du Soleil
$h$	altitude
$H$	hauteur de l'atmosphère terrestre
$\chi$	angle d'entrée dans l'atmosphère des particules par rapport au zénith
$r_c, R_c$	rayon critique du grain, de la particule



## Annexe B

### Acronymes

Acronymes	Signification
ADEOS	ADvanced Earth Observing Satellite
ALICE	Ultraviolet Imaging Spectrometer
BaCCA	Balistic Cluster-Cluster Aggregation
BaPCA	Balistic Particle-Cluster Aggregation
BrCCA	Brownian Cluster-Cluster Aggregation
BrPCA	Brownian Particle-Cluster Aggregation
CCD	Charge Coupled Device
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CODAG	COsmic Dust AGgregation
CONSERT	COmetary Nucleus Sounding Experiment by Radiowave Transmis- sion
COSIMA	COmetary Secondary Ion Mass Analyser
CRT	Central Research Topics
DDA	Discrete Dipole Approximation
DHM	Digital Holographic Microscope
DLA	Diffusion Limited Aggregation
EADS	European Aeronautic Defence and Space company
EMT	Effective Medium Theory
ESA	European Space Agency
GIADA	Grain Impact Analyser and Dust Accumulator
GEMS	Glass with Embedded Metal and Sulfides
HEOS	Highly Eccentric Orbiting Satellite
HMC	Halley Multicolour Camera
HST	Hubble Space Telescope

ICAPS-PE	Interactions in Cosmic and Atmospheric Particle Systems - Precursor Experiment
IDP	Interplanetary Dust Particles
IMPACT	International Multi-user Plasma, Atmospheric and Cosmic dust Twin facility
IMPF	International Microgravity Plasma Facility
IPSL	Institut Pierre Simon Laplace
ISO	Infrared Space Observatory
ISS	International Space Station
ITT	Invitation To Tender
LCVR	Liquid Crystal Variable Retarder
LED	Light Emitting Diode
LISA	Laboratoire Interuniversitaire des Systèmes atmosphériques
LPCE	Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement
LSCE	Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement
LSU	Light Scattering Unit
MASER	MAterial Science Experiment Rocket
MDD	Mission Definition Document
MIDAS	Micro-Imaging Dust Analysis System
MRC	Microgravity Research Center
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PAH	Polycyclic Aromatic Hydrocarbon
PE	Precursor Experiment
PI	Principal Investigator
PKE	Plasma Krystal Experiment
POLDER	POLarization and Directionality of the Earth Reflectance
PROGRA <sup>2</sup>	PRopriétés Optiques des GRains Astronomiques et Atmosphériques
RCCA	Reaction limited Cluster-Cluster Aggregation
RPCA	Reaction limited Particle-Cluster Aggregation
SA	Service d'aéronomie
SEM	Scanning Electron Microscope
SPICAM	Spectroscopie Pour l'Identification des Caractéristiques de l'Atmosphère de Mars
SPRING	Science PRecursor of ICAPS in Null G
SRE	Sounding Rocket Experiment

UA	unité astronomique
ULB	Université Libre de Bruxelles
UPMC	Université Pierre et Marie Curie
VeGa (1 et 2)	Venus-Halley en russe
VIRTIS	Visible and InfraRed Thermal Imaging Spectrometer

# Bibliographie

A'Hearn M.F., Belton M.J.S., Delamere W.A., Kissel J., Klaasen K.P., McFadden L.A., Meech K.J., Melosh H.J., Schultz P.H., Sunshine J.M., Thomas P.C., Veverka J., Yeomans D.K., Baca M.W., Busko I., Crockett C.J., Collins S.M., Desnoyer M., Eberhardy C.A., Ernst C.M., Farnham T.L., Feaga L., Groussin O., Hampton D., Ipatov S.I., Li J.-Y., Lindler D., Lisse C.M., Mastrodemos N., Owen W.M., Richardson J.E., Wellnitz D.D., White R.L., Deep Impact : Excavating Comet Tempel 1, *Science*, **310**, pp. 258–264 (2005).

Aitken D.K., Spectropolarimetry of solid state features in the infrared, dans : Roberge W.G., Whittet D.C.B. (eds.) *Polarimetry of the interstellar medium*, ASP Conf. Series, **97**, pp. 225–242 (1996).

Alcouffe G., *Détermination des propriétés physiques des particules solides de la chevelure de la comète 1P/Halley*, rapport de stage de M2 Planétologie, Univ. P. et M. Curie, Paris, France (2006).

Bada J.L., How life began on Earth : a status report, *Earth and Planetary Science Letters*, **226**, pp. 1–15 (2004).

Bellucci G., Spectroscopy of comet Hale-Bopp in the visible/near infrared : modeling of dust properties, *Earth, Moon and Planets*, **78**, pp. 305–311 (1997).

Block D.L., Witt A.N., Grosbol P., Stockton A., Moneti A., Imaging in the optical and near-infrared regimes II. Arcsecond spatial resolution of widely distributed cold dust in spiral galaxies, *Astron. Astrophys.*, **288**, pp. 383–395 (1994).

Blum J., Lévassieur-Regourd A.C., The cosmic dust aggregation (CODAG) - a proposal for a sounding rocket experiment, *réponse à appel d'offre ESA, AO95-03* (1995).

- Blum J., Wurm G., Kempf S., Henning T., The Brownian Motion of dust particles in the solar nebula : an experimental approach to the problem of pre-planetary dust aggregation, *Icarus*, **124**, pp. 441–451 (1996).
- Blum J., Cabane M., Henning T., Holländer W., Levasseur-Regourd A.C., Lumme K., Marinissen J., Muinonen K., Poppe T., Wagner P., Worms J.C., Research with small particles on board the ISS, dans : Wilson A. (ed.) *2nd ESA Symposium on Space Station Utilisation*, ESA SP-**433**, Noordwijk, Pays-Bas, pp. 285–288 (1999a).
- Blum J., Cabane M., Clowell J., Giovane F., Gustafson B.A.S., Henning T., Holländer W., Levasseur-Regourd A.C., Lumme K., Marshall J., Muinonen K., Mukai T., Nakamura A., Nuth J., Piironen, Poppe T., Prodi F., Slobodrian R.J., Vedernikov A., Wagner P., Worms J.C., Interactions in Cosmic and Atmospheric Particle Systems (ICAPS), *Proposition d'expérience à l'ESA* (1999b).
- Blum J., Dorschner J., El Gorezy A., Fechtig H., Feuerbacher B., Giovane F., Gustafson B., Grün E., Henning T., Ip W.H., Keller H.U., Kempf S., Klahr H., Kochan H., Kozasa T., Mann I., Markiewicz W.J., Metzler K., Morfill G., Neuhaus D., Poppe T., Ratke L., Rott M., Schräpler R., Schwehm G., Weidenschilling S.J., Wurm G., Growth and form of planetary seedlings : results from a microgravity aggregation experiment, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, pp. 2426–2429 (2000).
- Blum J., Kempf S., Kozasa T., Poppe T., Wurm G., First results from the Cosmic Dust Aggregation Experiment CODAG, *Adv. Space Res.*, **29**, pp. 497–503 (2002).
- Bohren C., Huffman D., *Absorption and scattering of light by small particles*, Wiley (1983).
- Botet R., Rannou P., Cabane M., Sensitivity of some optical properties of fractals to the cut-off functions, *J. Phys. A., Math. Gen.*, **28**, pp. 297–316 (1995).
- Bradley J.P., Humecki H.J., Germani M.S., Combined infrared and analytical electron microscope studies of interplanetary dust particles, *Astrophys. J.*, **394**, pp. 643–651 (1992).
- Brownlee D.E., Pilachowski L., Olszewski E., Hodge P.W., Analysis of interplanetary dust collections, in *Solid particles in the Solar System*, pp. 333–342, Inter. Astro. Union (1980).
- Brownlee D.E., Cosmic dust : collection and research, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **13**, pp. 147–173 (1985).
- Brownlee D.E., Joswiak D.J., Bradley J.P., High spatial resolution analyses of GEMs and other ultrafine grained IDP components, *Lunar and Planetary Science*, **XXX**, p. 2031 (1999).



- Brownlee D.E., Horz F., Newburn R.L., Zolensky M., Duxbury T.C., Sandford S., Sekanina Z., Tsou P., Hanner M.S., Clark B.C., Green S.F., Kissel J., Surface of young Jupiter family Comet 81 P/Wild 2 : view from the Stardust Spacecraft, *Science*, **304**, pp. 1764–1769 (2004).
- Bruhat G., *Optique*, Masson (ed.) (1965).
- Chakraborty P., *Investigations of dust from selected comets*, PhD Thesis, Indian Institute of Astrophysics, Bangalore, India (2001).
- Chyba C.F., Sagan C., Endogenous production, exogenous delivery and impact-shock synthesis of organics molecules : an inventory for the origins of life, *Nature*, **355**, pp. 125–132 (1992).
- Chylek P., Videen G., Geldart D., Dobbie J., Tso H.W., Effective medium approximations for heterogeneous particles, dans : Mishchenko M., Hovenier J., Travis L. (eds.) *Light scattering by nonspherical particles*, New York Acad. Press, pp. 274–308 (2000).
- Clemett S., Chillier X., Gillette S., Zare R.N., Maurette M., Engrand C., Kurat G., Observations of indigenous polycyclic aromatic hydrocarbons in “giant” carbonaceous antarctic micrometeorites, *Origins Life Evol. Biosphere*, **28**, pp. 425–448 (1998).
- Crovisier J., Encrenaz T., *Les comètes; Témoins de la naissance du Système Solaire*, CNRS (eds.) (1995).
- Dempsey M.J., Wickramasinghe N.C., The plausibility of silicate-core ice-mantle grains, *Astrophys. Space Science*, **34**, pp. 185–189 (1975).
- Dermott S.F., Grogan K., Gustafson B.A.S., Jayaraman S., Kortenkamp S.J., Xu Y.L., Sources of interplanetary dust, dans : Gustafson B.A.S., Hanner M.S.H. (eds.) *Physics, chemistry and dynamics of interplanetary dust*, ASP Conf. Series, **104**, pp. 143–153 (1996).
- Dermott S.F., Grogan K., Durda D.D., Jayaraman S., Kehoe T.J.J., Kortenkamp S.J., Wyatt M.C., Orbital evolution of interplanetary dust, dans : Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds.) *Interplanetary dust* Springer, pp. 569–640 (2001).
- Dohnálek Z., Kimmel G.A., Ayotte P., Smith R.S., Kay B.D., The deposition angle-dependent density of amorphous solid water films, *J. Chem. Phys.*, **118**, No. 1, pp. 364–372 (2003).
- Dollfus A., Bastien P., Le Borgne J.F., Levasseur-Regourd A.C., Mukai T., Optical polarimetry of P/Halley : synthesis of the measurements in the continuum, *Astron. Astrophys.*, **206**, pp. 348–356 (1988).

- Dorschner J., Begemann B., Henning Th., Jäger C., Mutschke H., Steps towards interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition, *Astron. Astrophys.*, **300**, pp. 503–520 (1995).
- Dorschner J., Henning Th., Dust Metamorphosis in the Galaxy, *Astron. Astrophys. Rev.*, **6**, pp. 271–333 (1995).
- Draine B.T., Lee H.M., Optical properties of interstellar graphite and silicate grains, *Astrophys. J.*, **285**, pp. 89–108 (1984).
- Draine B.T., The Discrete-Dipole Approximation and its application to interstellar graphite grains, *Astrophys. J.*, **333**, pp. 848–872 (1988).
- Draine B.T., Goodman J., Beyond Clausius-Mosotti : wave propagation on a polarizable point lattice and the Discrete Dipole Approximation, *Astrophys. J.*, **405**, pp. 685–697 (1993).
- Draine B.T., Flatau P.J., User guide for the Discrete Dipole Approximation code DDSCAT (Version 5a10), <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0008151v4> (2002).
- Dubois F., Joannes L., Legros J.C., Improved three-dimensional imaging with a digital holography microscope with a source of partial spatial coherence, *App. Opt.*, **38**, pp. 7085–7094 (1999).
- Dubois F., Minetti C., Monnom O., Yourassowsky C., Legros J.C., Kischel P., Pattern recognition with a digital holographic microscope working in partially coherent illumination, *App. Opt.*, **41**, pp. 4108–4119 (2002).
- Dumont R., Levasseur-Regourd A.C., Properties of interplanetary dust from infrared and optical observations : I. Temperature, global volume intensity, albedo and their heliocentric gradients, *Astron. Astrophys.*, **191**, pp. 154–160 (1988).
- Dyck H.M., Capps R.W., Forrest W.J., Gillett F.C., Discovery of Large 10-MICRON Linear Polarization of the Becklinneugebauer Source in the Orion Nebula, *Astrophys. J. Lett.*, **183**, L99–L102 (1973).
- Ebisawa S., Dollfus A., Dust in the martian atmosphere : polarimetric sensing, *Astron. Astrophys.*, **272**, pp. 671–686 (1993).
- Edlou S.M., Smajkiewicz A., Ghanim A.A., Optical properties and environmental stability of oxide coatings deposited by reactive sputtering, *App. Opt.*, **32**, pp. 5601–5610 (1993).

- Edoh O., *Optical Properties of Carbon from the Far Infrared to the Far Ultraviolet*, Ph.D. Thesis, Univ. Arizona, Tucson, États-Unis (1983).
- Ehrenfreund P., Charnley S.B., Organic molecules in the interstellar medium, comets and meteorites : a voyage from dark clouds to the early Earth, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **38**, pp. 427–483 (2000).
- Ehrenfreund P., Irvine W., Becker L., Blank J., Brucato J.L., Colangeli L., Derenne S., Despois D., Dutrey A., Fraaije H., Lazcano A., Owen T., Robert F. et une équipe du International Space Science Institute ISSI-Team, Astrophysical and astrochemical insights into the origin of life, *Rep. Prog. Phys.*, **65**, pp. 1427–1487 (2002).
- Ehrenfreund P., Fraser H., Ice chemistry in space, dans : Pirronello V., Krelowski J., Manicò G. (eds.) *Solid state astrochemistry*, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Solid State Astrochemistry, **120**, Kluwer Academic Publishers, pp. 317–356 (2003).
- Ehrenfreund P., Fraser H.J., Blum J., Cartwright J.H.E., García-Ruiz J.M., Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.C., Price S., Prodi F., Sarkissian A., Physics and chemistry of icy particles in the universe : answers from microgravity, *Planet. Space Sc.*, **51**, pp. 473–494 (2003).
- Ehrenfreund P., Charnley S.B., Wooden D., From interstellar material to comet particles and molecules, dans : Festou M.C., Keller H.U., Weaver H.A. (eds.) *Comets II*, Univ. of Ariz. Press, pp. 115–133 (2004).
- Engrand C., Maurette M., Carbonaceous micrometeorites from Antarctica, *Meteoritics & Planetary Science*, **33**, pp. 565–580 (1998).
- Fechtig H., Leinert Ch., Berg O.E., Historical perspectives, dans : Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds.) *Interplanetary dust*, Springer, pp. 1–56 (2001).
- Festou M.C., Keller H.U., Weaver H.A. (eds.) *Comets II*, Univ. of Ariz. Press, (2004).
- Fulle M., A new approach to the Finson-Probst method of interpreting cometary dust tails, *Astron. Astrophys.*, **171**, pp. 327–335 (1987).
- Fulle M., Barbieri C., Cremonese G., The dust tail of comet P/Halley from ground-based CCD images, *Astron. Astrophys.*, **201**, pp. 362–372 (1988).
- Fulle M., Meteoroids from comet Kohoutek 1973 XII, *Astron. Astrophys.*, **201**, pp. 161–168 (1988).

- Fulle M., Dust from short-period comet P/Schwassmann–Wachmann 1 and replenishment of the interplanetary dust cloud, *Nature*, **359**, pp. 42–44 (1992).
- Fulle M., Cremonese G., Jockers K., Rauer H., The dust tail of Comet Liller 1988 V, *Astron. Astrophys.*, **253**, pp. 615–624 (1992).
- Fulle M., Cremonese G., Böhm C., The preperihelion dust environment of C/1995 O1 Hale-Bopp from 13 to 4 AU, *Astron. J.*, **116**, pp. 1470–1477 (1998).
- Fulle M., Lvasseur-Regourd A.C., McBride N., Hadamcik E., In situ dust measurements from within the coma of 1P/Halley : first order approximation with a dust dynamical model, *Astron. J.*, **119**, pp. 1968–1977 (2000).
- Fullerton S.R., Scarrott S.M., Calculation of the polarization in scattering from core-mantle grains, dans : Roberge W.G., Whittet D.C.B. (eds.) *Polarimetry of the interstellar medium*, ASP Conf. Series, **97**, pp. 58–62 (1996).
- Ganesh S., Joshi U.C., Baliyan K.S., Deshpande M.R., Polarimetric observations of the comet Hale-Bopp, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **129**, pp. 489–493 (1998).
- Gibb E.L., Whittet D.C.B., Boogert A.C.A., Tielens A.G.G.M., Interstellar ice : the *Infrared Space Observatory* legacy, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **151**, pp. 35–73 (2004).
- Goebel J.H., Observations of ice mantles toward HD 29647, *Astrophys. J. Lett.*, **268**, L41–L45 (1983).
- Goidet-Devel B., Renard J.B., Lvasseur-Regourd A.C., Polarization of asteroids. Synthetic curves and characteristic parameters, *Planet. Space Sc.*, **43(6)**, pp. 779–786 (1995).
- Green S.F., McDonnell J.A.M., McBride N., Colwell M.T.S.H., Tuzzolino A.J., Economou T.E., Tsou P., Clark B.C., Brownlee D.E., The dust mass distribution of comet 81P/Wild 2, *J. Geophys. Res.*, **109**, E12S04 (2004).
- Greenberg J.M., Gustafson B.A.S., A comet fragment model for zodiacal light particles, *Astron. Astrophys.*, **93**, pp. 35–42 (1981).
- Greenberg J.M., Hage J.I., From interstellar dust to comets : a unification of observational constraints, *Astrophys. J.*, **361**, pp. 260–274 (1990).
- Greenberg J.M., Li A., Mendoza-Gómez C.X., Schutte W.A., Gerakines P.A., de Groot M., Approaching the interstellar grain organic refractory component, *Astrophys. J. Lett.*, **455**, L177–L180 (1995).

- Greenberg J.M., Li A., What are the true astronomical silicates?, *Astron. Astrophys.*, **309**, pp. 258–266 (1996).
- Greenberg J.M., Li A., Tracking the organic refractory component from interstellar dust to comets, *Adv. Space Res.*, **24(4)**, pp. 497–504 (1999).
- Grün E., Zook H.A., Fechtig H., Giese R.H., Collisional balance of the meteoritic complex, *Icarus*, **62**, pp. 244–272 (1985).
- Grün E., Zook H.A., Baguhl M., Balogh A., Bame S.J., Fechtig H., Forsyth R., Hanner M.S., Horanyi M., Kissel J., Lindblad B.-A., Linkert D., Linkert G., Mann I., McDonnell J.A.M., Morfill G.E., Phillips J.L., Polanskey C., Schwehm G., Siddique N., Staubach P., Svestka J., Taylor A., Discovery of jovian dust streams and interstellar grains by the Ulysses spacecraft, *Nature*, **362**, pp. 428–430 (1993).
- Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds.) *Interplanetary dust*, Springer (2001).
- Grün E., Baguhl M., Svedhem H., Zook H.A., In situ measurements of cosmic dust, dans : Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds.) *Interplanetary dust*, Springer, pp. 295–346 (2001).
- Gustafson B.A.S., Microwave analog to light scattering measurements, dans : Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D. (eds.) *Light scattering by nonspherical particles : theory, measurements, and applications*, Academic Press, pp. 367–390 (1999).
- Gustafson B.A.S., Kolokolova L., A systematic study of light scattering by aggregate particles using the microwave analog technique : angular and wavelength dependence of intensity and polarization, *J. Geophys. Res.*, **104**, No. D24, pp. 31711–31720 (1999).
- Hadamcik E., Lvasseur-Regourd A.C., Renard J.B., CCD polarimetric imaging of comet Hale-Bopp (C/1995 O1), *Earth, Moon and Planets*, **78**, pp. 365–372 (1997).
- Hadamcik E., *Contribution à une classification des comètes à partir d'observations et de simulations en laboratoire*, Thèse, Univ. P. et M. Curie, Paris, France (1999).
- Hadamcik E., Renard J.B., Worms J.C., Lvasseur-Regourd A.C., Masson M., Polarization of light scattered by fluffy particles (PROGRA<sup>2</sup> experiment), *Icarus*, **155**, pp. 497–508 (2002a).
- Hadamcik E., Renard J.B., Lvasseur-Regourd A.C., Worms J.C., Polarimetric study of levitating dust aggregates with the PROGRA<sup>2</sup> experiment, *Planet. Space Sc.*, **50(9)**, pp. 895–901 (2002b).

- Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.C., Imaging polarimetry of cometary dust : different comets and phase angles, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **79-80**, pp. 661–678 (2003a).
- Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.C., Dust evolution of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) by imaging polarimetric observations, *Astron. Astrophys.*, **403**, pp. 757–768 (2003b).
- Hadamcik E., Renard J.B., Levasseur-Regourd A.C., Worms J.C., Laboratory light scattering measurements on "natural" particles with the PROGRA<sup>2</sup> experiment : an overview, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **79-80**, pp. 679–693 (2003).
- Hadamcik E., Renard J.B., Levasseur-Regourd A.C., Lasue J., Light scattering by fluffy particles with the PROGRA<sup>2</sup> experiment : Mixtures of material, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **100**, pp. 143–156 (2006).
- Hahn J.M., Rettig T.W., Comet Shoemaker-Levy 9 dust size and velocity distributions, *Icarus*, **146**, pp. 501–513 (2000).
- Hanner M.S., A comparison of the dust properties in recent periodic comets, *Adv. Space Res.*, **4(9)**, pp. 184–196 (1984).
- Hanner M.S., Bradley J.P., Composition and mineralogy of cometary dust, dans : Festou M.C., Keller H.U., Weaver H.A. (eds.) *Comets II*, Univ. of Ariz. Press, pp. 555–564 (2004).
- Hapke B., *Theory of reflectance and emittance spectroscopy*, Cambridge Univ. Press, USA (1993).
- Harker D.E., Wooden D.H., Woodward C.E., Lisse C.M., Grain properties of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp), *Astrophys. J.*, **580**, pp. 579–597 (2002).
- Hasegawa H., Ichikawa T., Abe S., Hamamura S., Ohnishi K., Watanabe J., Near infrared polarimetric imaging observations of comet Hale-Bopp, *Earth, Moon and Planets*, **78**, pp. 353–358 (1997).
- Haudebourg V., *Dans le cadre de CODAG : Diffusion lumineuse et propriétés physiques d'agrégats de particules*, rapport de stage de DEA, Univ. P. et M. Curie, Paris, France (1996).
- Haudebourg V., Cabane M., Levasseur-Regourd A.C., Theoretical polarimetric responses of fractal aggregates, in relation with experimental studies of dust in the Solar System, *Phys. Chem. Earth, Part C*, **24(5)**, pp. 603–608 (1999).

- Haudebourg V., Cabane M., Levasseur-Regourd A.C., Botet R., Polarisation de la lumière diffusée par des particules agrégées fractales, *C. R. Acad. Sci. Physique* **1(4)**, pp. 537–542 (2000).
- Haudebourg V., *Propriétés de diffusion lumineuse de particules en suspension : transition du régime de Mie à celui d'agrégats. Utilisation de l'expérience spatiale CODAG/LSU*, Thèse, Univ. P. et M. Curie, Paris, France (2000).
- Hayward T.L., Hanner M.S., Sekanina Z., Thermal infrared imaging and spectroscopy of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1), *Astrophys. J.*, **538**, pp. 428–455 (2000).
- Hellyer B., The fragmentation of the asteroids, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **148**, pp. 383–390 (1970).
- Herman H., Deuzé J.L., Marchand A., Roger B., Lallart P., Aerosol remote sensing from POLDER/ADEOS over the ocean : improved retrieval using a nonspherical particle model, *J. Geophys. Res.*, **110**, No. D10, D10S02, doi :10.1029/2004JD004798 (2005).
- Hong S.S., Greenberg J.M., A unified model of interstellar grains : a connection between alignment efficiency, grain model size, and cosmic abundance, *Astron. Astrophys.*, **88**, pp. 194–202 (1980).
- Hovenier J.W., Volten H., Muñoz O., van der Zande W.J., Waters L.B.F.M., Laboratory studies of scattering matrices for randomly oriented particles : potentials, problems, and perspectives, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **79–80**, pp. 741–755 (2003).
- Hsieh H.H., Jewitt D., A population of comets in the main asteroid belt, *Science*, **312**, pp. 561–563 (2006).
- Huard S., *Polarisation de la lumière*, Masson (ed.) (1993).
- Hudgins D.M., Sandford S.A., Allamandola L.J., Tielens A.G.G.M., Mid- and far-infrared spectroscopy of ices - Optical constants and integrated absorbances, *Astrophys. J. Suppl. Series*, **86(2)**, L713–L870 (1993).
- Irvine W.M., Pollack J.B., Infrared optical properties of water and ice spheres, *Icarus*, **8**, pp. 324–360 (1968).
- Irvine W.M., Lunine J.I., The cycle of matter in our galaxy : from clouds to comets, dans : Festou M.C., Keller H.U., Weaver H.A. (eds.) *Comets II*, Univ. of Ariz. Press, pp. 25–31 (2004).

- Jäger C., Molster F.J., Dorschner J., Henning Th., Mutschke H., Waters L.B.F.M., Steps toward interstellar silicate mineralogy : IV The crystalline revolution, *Astron. Astrophys.*, **339**, pp. 904–916 (1998).
- Jenniskens P., Optical constants of organic refractory residue, *Astron. Astrophys.*, **274**, pp. 653–661 (1993).
- Jessberger E.K., Stephan T., Rost D., Arndt P., Maetz M., Stadermann F.J., Brownlee D.E., Bradley J.P., Kurat G., Properties of interplanetary dust : information from collected samples, dans : Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds.) *Interplanetary dust*, Springer, pp. 253–294 (2001).
- Jones J., Kaiser T.R., The effect of thermal radiation, conduction and meteoroid heat capacity on meteoritic ablation, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **133**, pp. 411–420 (1966).
- Jones R., Wykes C., *Holographic and speckle interferometry*, Cambridge Univ. Press (1989).
- Jones T.J., Gehrz R.D., Infrared imaging polarimetry of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp), *Icarus*, **143**, pp. 338–346 (2000).
- Jones A.P., Interstellar and circumstellar grain formation and survival, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **359**, pp. 1961–1972 (2001).
- Jullien R., Botet R., *Aggregation and fractal aggregates*, World Scientific, (1987).
- Jullien R., The application of fractals to investigations of colloidal aggregation and random deposition, *New J. Chem.*, **14**, pp. 239–253 (1990).
- Kaye B.H., *A random walk through fractal dimensions*, V.C.H. (ed.) (1989).
- Keller H.U., Arpigny C., Barbieri C., Bonnet R.M., Cazes S., Coradini M., Cosmovici C.B., Delamere W.A., Huebner W.F., Hughes D.W., Jamar C., Malaise D., Reitsema H.J., Schmidt H.J., Schmidt W.K.H., Seige P., Whipple F.L., Wilhelm K., First Halley multicolour camera imaging results from Giotto, *Nature*, **321**, pp. 320–326 (1986).
- Kemper F., Vriend W.J., Tielens A.G.G.M., the absence of crystalline silicates in the diffuse interstellar medium, *Astrophys. J.*, **609**, pp. 826–837 (2004).
- Kimura H., Light scattering properties of fractal aggregates : numerical calculations by a superposition technique and the discrete-dipole approximation, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **70**, pp. 581–594 (2001).



- Kimura H., Kolokolova L., Mann I., Optical properties of cometary dust : Constraints from numerical studies on light scattering by aggregate particles, *Astron. Astrophys. Lett.*, **407**, pp. L5–L8 (2003).
- Kimura H., Mann I., Light scattering by large clusters of dipoles as an analog for cometary dust aggregates, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **89**, pp. 155–164 (2004).
- Kiselev N.N., Velichko F.P., Aperture polarimetry and photometry of comet Hale-Bopp, *Earth, Moon and Planets*, **78**, pp. 347–352 (1997).
- Kiselev N.N., Velichko F.P., Polarimetry and photometry of comet C/1996 B2 Hyakutake, *Icarus*, **133**, pp. 286–292 (1998).
- Kissel J., Brownlee D.E., Büchler K., Clark B.C., Fechtig H., Grün E., Hornung K., Igenbergs E.B., Jessberger E.K., Krueger F.R., Kuczera H., McDonnell J.A.M., Morfill G.M., Rahe J., Schwehm G.H., Sekanina Z., Utterback N.G., Völk H.J., Zook H.A., Composition of Comet Halley dust particles from Giotto observations *Nature*, **321**, pp. 336–337 (1986).
- Kissel J., Krueger F.R., Silén J., Clark B.C., The cometary and interstellar dust analyzer at comet 81P/Wild 2, *Science*, **304**, pp. 1774–1776 (2004).
- Kolokolova L., Jockers K., Composition of cometary dust from polarization spectra, *Planet. Space Sc.*, **45**, pp. 1543–1550 (1997a).
- Kolokolova L., Jockers K., Chernova G., Kiselev N., Properties of cometary dust from color and polarization, *Planet. Space Sc.*, **126**, pp. 351–361 (1997b).
- Kolokolova L., Gustafson B.A.S., Scattering by inhomogeneous particles : microwave analog experiments and comparison to effective medium theories, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **70**, pp. 611–625 (2001).
- Kolokolova L., Jockers K., Gustafson B.A.S., Lichtenberg G., Color and polarization as indicators of comet dust properties and evolution in the near-nucleus coma, *J. Geophys. Res.*, **106**, No. E5, pp. 10113–10127 (2001a).
- Kolokolova L., Lara L.M., Schulz R., Stüwe J.A., Tozzi G.P., Properties and evolution of dust in comet Tabur (C/1996 Q1) from the color maps, *Icarus*, **153**, pp. 197–207 (2001b).
- Kolokolova L., Lara L.M., Schulz R., Stüwe J.A., Tozzi G.P., Color of an ensemble of particles with a wide power-law size distribution : application to observations of comet Hale-Bopp at 3 AU, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **79–80**, pp. 861–871 (2003).

- Kolokolova L., Hanner M.S., Levasseur-Regourd A.C., Gustafson B.A.S., Physical properties of cometary dust from light scattering and thermal emission, dans : Festou M.C., Keller H.U., Weaver H.A. (eds.) *Comets II*, Univ. of Ariz. Press, pp. 577–604 (2004).
- Lasue J., *ICAPS-SRE, Phase de définition d'un instrument d'analyse de la diffusion lumineuse en micropesanteur*, rapport de stage de DEA, Univ. P. et M. Curie, Paris, France (2003).
- Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Cosmic dust optical properties : Numerical simulations and future laboratory measurements in microgravity, *Adv. Space Res.*, sous presse (2006a).
- Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Porous irregular aggregates of sub-micron sized grains to reproduce cometary dust light scattering observations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **100**, No. 1-3, pp. 220–236 (2006b).
- Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Approaching interplanetary dust physical properties : Light scattering and thermal observations and simulations, *Proceedings of the workshop : Dust in planetary systems*, ESA SP, accepté (2006c).
- Leinert Ch., Bowyer S., Haikala L.K., Hanner M.S., Hauser M.G., Levasseur-Regourd A.C., Mann I., Mattila K., Reach W.T., Schlosser W., Staude H.J., Toller G.N., Weiland J.L., Weinberg J.L., Witt A.N., The 1997 reference of diffuse night sky brightness, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, pp. 1–99 (1998).
- Leinert Ch., Abraham P., Acosta-Pulido J., Lemke D., Siebenmorgen R., Mid-infrared spectrum of the zodiacal light observed with ISOPHOT, *Astron. Astrophys.*, **393**, pp. 1073–1079 (2002).
- Levasseur-Regourd A.C., Renard J.B., Dumont R., Origin and Evolution of Interplanetary Dust, dans : Levasseur-Regourd A.C., Hasegawa H. (eds.) *Origin and Evolution of Interplanetary Dust*, Kluwer Academic Publishers, p. 131 (1991).
- Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Renard J.B., Evidence for two classes of comets from their polarimetric properties at large phase angles, *Astron. Astrophys.*, **313**, pp. 327–333 (1996).
- Levasseur-Regourd A.C., *Les comètes et les astéroïdes*, Seuil (1997).
- Levasseur-Regourd A.C., Cabane M., Worms J.C., Haudebourg V., Physical properties of dust in the solar system : relevance of the computational approach and of measurements under microgravity conditions, *Adv. Space Res.*, **20(8)**, pp. 1585–1594 (1997).
- Levasseur-Regourd A.C., Cabane M., Haudebourg V., Worms J.C., Light scattering by dust under microgravity conditions, *Earth, Moon and Planets*, **80**, pp. 343–368 (1998).

- Levasseur-Regourd A.C., Cabane M., Chassefière E., Haudebourg V., Worms J.C., The LS-CODAG experiment for light scattering measurements by dust particles and their aggregates, *Adv. Space Res.*, **23**(7), pp. 1271–1277 (1999a).
- Levasseur-Regourd A.C., Haudebourg V., Cabane M., CODAG light scattering experiment in microgravity, to interpret astrophysical data and simulate astrophysical processes, dans : Schürmann B. (ed.) *ESA symposium on European rocket and balloon programs and related research*, ESA SP-437, pp. 517–521 (1999b).
- Levasseur-Regourd A.C., McBride N., Hadamcik E., Fulle M., Similarities between in situ measurements of local dust light scattering and dust flux impact data within the coma of 1P/Halley, *Astron. Astrophys.*, **348**, pp. 636–641 (1999c).
- Levasseur-Regourd A.C., Mann I., Dumont R., Hanner M.S., Optical and thermal properties of interplanetary dust, dans : Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds.) *Interplanetary dust*, Springer, pp. 57–94 (2001).
- Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Light scattering by irregular dust particles in the solar system : observations and interpretation by laboratory measurements, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **79-80**, pp. 903–910 (2003).
- Levasseur-Regourd A.C., Cosmic dust physical properties and the ICAPS facility on board the ISS, *Adv. Space Res.*, **31**(12), pp. 2599–2606 (2003).
- Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Lasue J., Light scattering as a clue to cometary dust structure, *Highlights of Astronomy*, **13**, pp. 526–528 (2004).
- Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Lasue J., Interior structure and surface properties of NEOs : What is known and what should be understood to mitigate potential impacts, *Adv. Space Res.*, **37**, pp. 161–168 (2006a).
- Levasseur-Regourd A.C., Lasue J., Desvoivres E., Early inner solar system impactors : Physical properties of comets nuclei and dust particles revisited after Stardust and Deep Impact, *Origin of Life and Evolution of Biosphere*, accepté (2006b).
- Levasseur-Regourd A.C., Mukai T., Lasue J., Okada Y., Physical properties of cometary and interplanetary dust, *Planet. Space Sc.*, accepté (2006c).
- Li A., Greenberg J.M., A unified model of interstellar dust, *Astron. Astrophys.*, **323**, pp. 566–584 (1997).

- Li A., Greenberg J.M., From interstellar dust to comets : infrared emission from comet Hale-Bopp (C/1995 O1), *Astrophys. J. Lett.*, **498**, L83–L87 (1998a).
- Li A., Greenberg J.M., The dust properties of a short period comet : comet P/Borrelly, *Astron. Astrophys.*, **338**, pp. 364–370 (1998b).
- Li A., Greenberg J.M., In dust we trust : an overview of observations and theories of interstellar dust, dans : Pirronello V., Krelowski J., Manicò G. (eds.) *Solid state astrochemistry*, proceedings of the NATO advanced study institute on solid state astrochemistry, **120**, Kluwer Academic Publishers, pp. 317–356 (2003).
- Liebling M., *Nouvelle méthode de mesure quantitative bidimensionnelle des paramètres de Stokes et du degré de polarisation*, rapport de travail pratique, Institut d'Optique Appliquée, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Suisse (1999).
- Love S.D., Brownlee D.E., Heating and thermal transformation of micrometeoroids entering the Earth's atmosphere, *Icarus*, **89**, pp. 26–43 (1991).
- Lucey P.G., Model near-infrared optical constants of olivine and pyroxene as a function of iron content, *J. Geophys. Res.*, **103**, No. E1, pp. 1703–1713 (1998).
- Lumme K., Rahola J., Hovenier J.W., Light scattering by dense clusters of spheres, *Icarus*, **126**, pp. 455–469 (1997).
- Lumme K., Rahola J., Comparison of light scattering by stochastically rough spheres, best-fit spheroids and spheres, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **60**, No. 3, pp. 439–450 (1998).
- Lyot B., Recherche sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres, *Ann. Obs. Paris*, **8**, p. 161 (1929).
- Macke A., Mishchenko M.I., Applicability of regular particle shapes in light scattering calculations for atmospheric ice particles, *App. Opt.*, **35**, pp. 4291–4296 (1996).
- Macke A., Mishchenko M.I., Cairns B., The influence of inclusions on light scattering by large ice particles, *J. Geophys. Res.*, **101**, No. D18, pp. 23311–23316 (1996).
- Mandelbrot B.B., *Fractals : form, chance and dimension*, Freeman (1977).
- Mann I., Okamoto H., Mukai T., Kimura H., Kitada Y., Fractal aggregate analogues for near solar dust properties, *Astron. Astrophys.*, **291**, pp. 1011–1018 (1994).
- Mann I., Kimura H., Kolokolova L., A comprehensive model to describe light scattering properties of cometary dust, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **89**, pp. 291–301 (2004).

- Manset N., Bastien P., Polarimetric observations of comets C/1995 O1 Hale-Bopp and C/1996 B2 Hyakutake, *Icarus*, **145**, pp. 203–219 (2000).
- Mathis J.S., Rumpl W., Nordsieck K.H., The size distribution of interstellar grains, *Astrophys. J.*, **217**, pp. 425–433 (1977).
- Mathis J.S., Interstellar dust and extinction, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **28**, pp. 37–70 (1990).
- Mazets E.P., Aptekar R.L., Golenetskii S.V., Dyachkov Y.A., Ilyinskii V.N., Panov V.N., Petrov G.G., Savvin A.V., Sagdeev R.Z., Sokolov I.A., Khavenson N.G., Shapiro V.D., Shevchenko V.I., Comet Halley dust environment from SP-2 detector measurements, *Nature*, **321**, pp. 276–278 (1986).
- McDonnell J.A.M., Alexander W.M., Burton W.M., Bussoletti E., Clark D.H., Grard J.L., Gruen E., Hanner M.S., Sekanina Z., Hughes D.W., Dust density and mass distribution near comet Halley from Giotto observations, *Nature*, **321**, pp. 338–341 (1986).
- McDonnell J.A.M., Lamy P.L., Pankiewicz G.S., Physical properties of cometary dust, dans : Newburn Jr. R.L., Neugebauer M., Rahe J. (eds.) *Comets in the post-Halley era. Vol. 2*, Springer, pp. 1043–1073 (1991).
- Meakin P., Formation of fractal clusters and networks by irreversible diffusion-limited aggregation, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, pp. 1119–1122 (1983).
- Meakin P., Donn B., Aerodynamic properties of fractal grains : implications for the primordial solar nebula, *Astrophys. J. Lett.*, **329**, L39–L41 (1988).
- Mie G., Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. Phys.*, **25**, pp. 377–445 (1908).
- Mikrenska M., Koulev P., Renard J.B., Hadamcik E., Worms J.C., Direct simulation Monte Carlo ray tracing model of light scattering by a class of real particles and comparison with PROGRA<sup>2</sup> experimental results, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **100**, pp. 256–267 (2006).
- Min M., Hovenier J.W., de Koter A., Modeling optical properties of cosmic dust grains using a distribution of hollow spheres, *Astron. Astrophys.*, **432(3)**, pp. 909–920 (2005a).
- Min M., *Optical properties of circumstellar and cometary grains*, PhD thesis, Univ. Amsterdam, Amsterdam, Pays-Bas (2005).

- Min M., Hovenier J.W., de Koter A., Waters L.B.F.M., Dominik C., The composition of the dust in the coma of comet Hale-Bopp, *Icarus*, **179**(1), pp. 158–173 (2005b).
- Mishchenko M.I., Mackowski D.W., Travis L.D., Scattering of light by bispheres with touching and separated components, *App. Opt.*, **34**, pp. 4589–4599 (1995).
- Mishchenko M.I., Mackowski D.W., Electromagnetic scattering by randomly oriented bispheres : comparison of theory and experiment and benchmark calculations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **55**, No. 5, pp. 683–694 (1996).
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Capabilities and limitations of a current FORTRAN implementation of the T-matrix method for randomly oriented, rotationally symmetric scatterers, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **60**, pp. 309–324 (1998).
- Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D., *Light scattering by nonspherical particles : theory, measurements and applications*, Academic Press (1999).
- Moreno F., Muñoz O., Vilaplana R., Molina A., Irregular particles in comet C/1995 O1 Hale-Bopp inferred from its mid-infrared spectrum, *Astrophys. J.*, **595**, pp. 522–530 (2003).
- Mueller H., The foundation of optics, *J. Opt. Soc. Am.*, **38**, p. 661 (1948).
- Muinonen K., Nousiainen T., Fast P., Lumme K., Peltoniemi J.I., Light scattering by Gaussian random particles : ray optics approximation, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **55**, No. 5, pp. 577–601 (1996).
- Muinonen K., Introducing the Gaussian shape hypothesis for asteroids and comets, *Astron. Astrophys.*, **332**, pp. 1087–1098 (1998).
- Muinonen K., Piironen J., Shkuratov Y.G., Ovcharenko A., Clark B.E., Asteroid photometric and polarimetric phase effects, dans : Bottke Jr.W.F., Cellino A., Paolicchi P., Binzel R.P. (eds.) *Asteroid III*, University of Arizona Press, pp. 123–138 (2003).
- Mukai T., Mukai S., Kikuchi S., Complex refractive index of grain material deduced from the visible polarimetry of comet P/Halley, *Astron. Astrophys.*, **187**, pp. 650–652 (1987).
- Mukai T., Sublimation of interplanetary dust, dans : Gustafson B.A.S., Hanner M.S.H. (eds.) *Physics, chemistry and dynamics of interplanetary dust*, ASP Conf. Series, **104**, pp. 453–461 (1996).

- Mukai T., Blum J., Nakamura A.M., Johnson R.E., Havnes O., Physical processes on interplanetary dust, dans : Grün E., Gustafson B.A.S., Dermott S., Fechtig H. (eds.) *Interplanetary dust*, Springer, pp. 445–508 (2001).
- Muñoz O., Volten H., de Haan J.F., Vassen W., Hovenier J.W., Experimental determination of scattering matrices of olivine and Allende meteorite particles, *Astron. Astrophys.*, **360**, pp. 777–788 (2000).
- Murad E., Physics and chemistry of meteoroids in the upper atmosphere, dans : Warmbein B. (ed.), *Proceedings of the meteoroids conference 2001*, ESA SP-495, pp. 229–236 (2001).
- Nakamura R., Okamoto H., Optical properties of fluffy aggregates as analogue of interplanetary dust particles, *Adv. Space Res.*, **23(7)**, pp. 1209–1212 (1999).
- Nakamura A.M., Kamei A., Kogachi M., Mukai T., Laboratory measurements of laser-scattered light by rough surfaces, *Adv. Space Res.*, **23(7)**, pp. 1201–1204 (1999).
- Nelson R.M., Hapke B.W., Smythe W.D., Spilker L.J., The opposition effect in simulated planetary regoliths. Reflectance and circular polarization ration change at small phase angle, *Icarus*, **147**, pp. 545–558 (2000).
- Nelson R.M., Smythe W.D., Hapke B.W., Hale A.S., Low phase angle laboratory studies of the opposition effect : search for wavelength dependence, *Planet. Space Sc.*, **50**, pp. 849–856 (2002).
- Oberst J., Giese B., Howington-Kraus E., Kirk R., Soderblom L., Buratti B., Hicks M., Nelson R., Britt D., The nucleus of Comet Borrelly : a study of morphology and surface brightness, *Icarus*, **167**, pp. 70–79 (2004).
- Öpik E.J., *Physics of meteor flight in the atmosphere*, Interscience (1958).
- Papoular R., Breton J., Gensterblum G., Nenner I., Papoular R.J., Pireaux J.J., The vis/UV spectrum of coals and the interstellar extinction curve, *Astron. Astrophys. Lett.*, **270**, pp. L5–L8 (1993).
- Pendleton Y.J., Sandford S.A., Allamandola L.J., Tielens A.G.G.M., Sellgrens K., Near-infrared absorption spectroscopy of interstellar hydrocarbon grains, *Astrophys. J.*, **437**, pp. 683–696 (1994).
- Penttilä A., Lumme K., Worms J.C., Hadamcik E., Renard J.B., Lvasseur-Regourd A.C., Theoretical analysis of the particle properties and polarization measurements made in microgravity, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **79–80**, pp. 1043–1049 (2003).

- Penttilä A., Lumme K., Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.C., Statistical analysis of asteroidal and cometary polarization phase curves, *Astron. Astrophys.*, **432**, pp. 1081–1090 (2005).
- Petrova E.V., Jockers K., Kiselev N.N., Light scattering by aggregates with sizes comparable to the wavelength : an application to cometary dust, *Icarus*, **148**, pp. 526–536 (2000).
- Petrova E.V., Tishkovets V.P., Jockers K., Polarization of light scattered by Solar System bodies and the aggregate model of dust particles, *Sol. Syst. Res.*, **38**, No. 4, pp. 309–324 (2004).
- Pierazzo E., Chyba C.F., Amino acid survival in large cometary impacts, *Meteoritics & Planetary Science*, **34**, pp. 909–918 (1999).
- Pollack J.B., Toon O.B., Khare B.N., Optical properties of some terrestrial rocks and glasses, *Icarus*, **19(3)**, pp. 372–389 (1973).
- Poppe T., Blum J., Henning T., Analogous experiments on the stickiness of micron-sized pre-planetary dust, *Astrophys. J.*, **533**, pp. 454–471 (2000).
- Purcell E.M., Pennypacker C.R., Scattering and absorption of light by non-spherical dielectric grains, *Astrophys. J.*, **186**, pp. 705–714 (1973).
- Reach W.T., Zodiacal emission. I. Dust near the Earth's orbit, *Astrophys. J.*, **335**, pp. 468–485 (1988).
- Reach W.T., Abergel A., Boulanger F., Désert F.X., Perault M., Bernard J.-P., Blommaert J., Cesarsky C., Cesarsky D., Metcalfe L., Puget J.L., Sibille F., Vigroux L., Mid-infrared spectrum of the zodiacal light, *Astron. Astrophys. Lett.*, **315**, pp. L381–L384 (1996).
- Reach W.T., Morris P., Boulanger F., Okumura K., The mid-infrared spectrum of the zodiacal and exozodiacal light, *Icarus*, **164**, pp. 384–403 (2003).
- Renard J.B., *Mise en évidence de l'évolution des propriétés optiques et physiques des grains dans le système solaire*, Thèse, Univ. P. et M. Curie, Paris, France (1992).
- Renard J.B., Levasseur-Regourd A.C., Dumont R., Properties of interplanetary dust from infrared and optical observations : II. Brightness, polarization, temperature, albedo and their dependence on the elevation above the ecliptic, *Astron. Astrophys.*, **304**, pp. 602–608 (1995).
- Renard J.B., Worms J.C., Lemaire T., Hadamcik E., Huret N., Light scattering by dust particles in microgravity : polarization and brightness imaging with the new version of the PROGRA<sup>2</sup> instrument, *App. Opt.*, **91**, pp. 609–618 (2002).



- Renard J.B., Hadamcik E., Lemaire T., Worms J.C., Levasseur-Regourd A.C., Polarization imaging of dust cloud particles : improvements and applications of the PROGRA<sup>2</sup> instrument, *Adv. Space Res.*, **31(12)**, pp. 2511–2518 (2003).
- Sagdeev R.Z., Blamont J., Galeev A.A., Moroz V.I., Shapiro V.D., Shevchenko V.I., Szegö K., VeGa spacecraft encounters with comet Halley, *Nature*, **321**, pp. 259–262 (1986).
- Scarrott S.M., Scarrott R.M.J., Imaging polarimetry of proto-planetary and planetary nebulae, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **277**, pp. 277–286 (1995).
- Shkuratov Yu.G., Opanasenko N.V., Kreslavsky M.A., Polarimetric and photometric properties of the Moon : telescopic observations and laboratory simulations - 1 The negative polarization, *Icarus*, **95**, pp. 283–299 (1992a).
- Shkuratov Yu.G., Opanasenko N.V., Kreslavsky M.A., Polarimetric and photometric properties of the Moon : telescopic observations and laboratory simulations - 2 The positive polarization, *Icarus*, **99**, pp. 468–484 (1992b).
- Shkuratov Yu.G., Grynko Ye.S., Light scattering by media composed of semitransparent particles of different shapes in ray optics approximation : consequences for spectroscopy, photometry and polarimetry of planetary regoliths, *Icarus*, **173**, pp. 16–28 (2005).
- Shkuratov Yu.G., Kreslavsky M., Kaydash V., Videen G., Bell III J., Wolff M., Hubbard M., Noll K., Lubenow A., Hubble Space Telescope imaging polarimetry of Mars during the 2003 opposition, *Icarus*, **177**, pp. 1–11 (2005).
- Shkuratov Yu., Bondarenko S., Ovcharenko A., Pieters C., Hiroi T., Volten H., Muñoz O., Videen G., Comparative studies of the reflectance and degree of linear polarization of particulates surfaces and independently scattering particles, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **100**, pp. 340–358 (2006).
- Spaans M., Ehrenfreund P., The interstellar medium : a general introduction, dans : Ehrenfreund P., Krafft C., Kochan H., Pirronello V. (eds.) *Laboratory astrophysics and space research*, Kluwer Academic Publishers, pp. 1–36 (1999).
- Stankevich D., Shkuratov Yu., Grynko Ye., Muinonen K., Computer simulations for multiple scattering of light rays in systems of opaque particles, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **76**, pp. 1–16 (2003).
- Stankevich D., Shkuratov Yu., Monte Carlo ray-tracing simulation of light scattering in particulate media with optically contrast structure, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **87**, pp. 289–296 (2004).

- Sunshine J.M., A'Hearn M.F., Groussin O., Li J.Y., Belton M.J.S., Delamere W.A., Kissel J., Klaasen K.P., McFadden L.A., Meech K.J., Melosh H.J., Schultz P.H., Thomas P.C., Veverka J., Yeomans D.K., Busko I.C., Desnoyer M., Farnham T.L., Feaga L.M., Hampton D.L., Lindler D.J., Lisse C.M., Wellnitz D.D., Exposed Water Ice Deposits on the Surface of Comet 9P/Tempel 1, *Science*, **311**, pp. 1453–1455 (2006).
- Tishkovets V.P., Petrova E.V., Jockers K., Optical properties of aggregate particles comparable in size to the wavelength, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **86**, pp. 241–265 (2004).
- Tomasko M.G., Smith P.T., Photometry and polarimetry of Titan : Pioneer 11 observations and their implications for aerosols properties, *Icarus*, **51**, pp. 65–95 (1982).
- Toon O.B., Ackerman T.P., Algorithms for the calculation of scattering by stratified spheres, *App. Opt.*, **20**, pp. 3657–3660 (1981).
- Tuzzolino A.J., Economou T.E., Clark B.C., Tsou P., Brownlee D.E., Green S.F., McDonnell J.A.M., McBride N., Colwell M.T.S.H., Dust measurements in the coma of comet 81P/Wild2 by the dust flux monitor instrument, *Science*, **304**, pp. 1776–1780 (2004).
- van de Hulst H.C., *Light scattering by small particles*, Dover Pub., (1957).
- Voshchinnikov N.V., Krügel E., Circumstellar disc of  $\beta$  Pictoris : constraints on grain properties from polarization, *Astron. Astrophys.*, **352**, pp. 508–516 (1999).
- Warren S.G., Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *App. Opt.*, **23**, pp. 1206–1225 (1984).
- Weidenschilling S.J., Cuzzi J.N., Formation of planetesimals in the Solar Nebula, dans : Levy E.H., Lunine J.I. (eds.) *Protostars and Planets III*, Univ. Arizona Press, pp. 1031–1060 (1993).
- Weidenschilling S.J., The origin of comets in the solar nebula : a unified model, *Icarus*, **127**, pp. 290–306 (1997).
- West R.A., Lane A.L., Hart H., Simmons K.E., Hord C.W., Coffeen D.L., Esposito L.W., Sato M., Pomphrey R.B., Voyager 2 photopolarimeter observations of Titan, *J. Geophys. Res.*, **88**, No. A11, pp. 8699–8708 (1983).
- West R.A., Optical properties of aggregates particles whose outer diameter is comparable to the wavelength, *App. Opt.*, **30(36)**, pp. 5316–5324 (1991).

- Westley M.S., Baratta G.A., Baragiola R.A., Density and index of refraction of water ice films vapor deposited at low temperature, *J. Chem. Phys.*, **108**, No. 8, pp. 3321–3326 (1998).
- Whipple F.L., A comet model. I. The acceleration of comet Encke, *Astrophys. J.*, **111**, pp. 375–394 (1950).
- Whipple F.L., A comet model. II. Physical relations for comets and meteors, *Astrophys. J.*, **113**, pp. 464–474 (1951).
- Wickramasinghe D.T., Guillaume C., Interstellar extinction by graphite grains, *Nature*, **207**, pp. 366 (1965).
- Wickramasinghe D.T., Dharmawardhana M.W.C., Wyld C., Light scattering by graphite core-ice mantle grains, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **134**, pp. 25–36 (1966).
- Wickramasinghe D.T., Allen D.A., The 3.4-micron interstellar absorption feature, *Nature*, **287**, pp. 518–519 (1980).
- Wooden D.H., Harker D.E., Woodward C.E., Butner H.M., Koike C., Witteborn F.C., McMurry C.W., Silicate mineralogy of the dust in the inner coma of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) pre and post-perihelion, *Astrophys. J.*, **517**, pp. 1034–1058 (1999).
- Worms J.C., Renard J.B., Hadamcik E., Levasseur-Regourd A.C., Gayet J.F., Results of the PROGRA<sup>2</sup> experiment : an experimental study in Microgravity of scattered polarized light by dust particles with large size parameter, *Icarus*, **142**, pp. 281–297 (1999a).
- Worms J.C., Renard J.B., Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Light scattering by dust particles in microgravity : the PROGRA<sup>2</sup> achievements and results, *Adv. Space Res.*, **23**(7), pp. 1257–1266 (1999b).
- Worms J.C., Renard J.B., Hadamcik E., Brun-Huret N., Levasseur-Regourd A.C., Light scattering by dust particles with the PROGRA<sup>2</sup> instrument - Comparative measurements between clouds under microgravity and layers on the ground, *Planet. Space Sc.*, **48**, pp. 493–505 (2000).
- Wurm G., Relke H., Dorschner J., Krauss O., Light scattering experiments with micron-sized dust aggregates : results on ensembles of SiO<sub>2</sub> monospheres and of irregularly shaped graphite particles, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **89**, pp. 371–384 (2004).
- Xing Z., Hanner M., Light scattering by aggregate particles, *Astron. Astrophys.*, **324**, pp. 805–820 (1997).

- Yanamandra-Fisher P.A., Hanner M.S., Optical properties of nonspherical particles of size comparable to the wavelength of light : application to comet dust, *Icarus*, **138**, pp. 107–128 (1999).
- Zerull R.H., Gustafson B.A.S., Schultz K., Thielecorbach, Scattering by aggregates with and without an absorbing mantle : microwave analog experiments, *App. Opt.*, **32**, pp. 4088–4100 (1993).

# Articles publiés et soumis dans des revues à comité de lecture

1. Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Lasue J., Interior structure and surface properties of NEOs : What is known and what should be understood to mitigate potential impacts, *Adv. Space Res.*, **37**, pp. 161–168 (2006).
2. Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Cosmic dust optical properties : Numerical simulations and future laboratory measurements in microgravity, *Adv. Space Res.*, sous presse, accessible sur internet (2006).
3. Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Porous irregular aggregates of sub-micron sized grains to reproduce cometary dust light scattering observations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **100(1–3)**, pp. 220–236 (2006).
4. Hadamcik E., Renard J.B., Levasseur-Regourd A.C., Lasue J., Light scattering by fluffy particles with the PROGRA<sup>2</sup> experiment : Mixtures of material, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **100(1–3)**, pp. 143–156 (2006).
5. Taraba M., Zwintz K., Bombardelli C., Lasue J., Rogler P., Ruelle V., Schlutz J., Schüßler M., O’Sullivan S., Sinzig B., Treffer M., Valavanoglou A., Van Quickenberghe M., Walpole M., Wessels L., Project M<sup>3</sup> - a study for a manned Mars mission in 2031, *Acta Astronautica*, **58**, pp. 88–104 (2006).
6. Levasseur-Regourd A.C., Mukai T., Lasue J., Okada Y., Light scattering properties of cosmic dust, *Planetary Space Science*, accepté Juin 2006.
7. Levasseur-Regourd A.C., Lasue J., Desvoivres E., Early inner solar system impactors : Physical properties of comets nuclei and dust particles revisited after Stardust and Deep Impact, *Origin of Life and Evolution of Biosphere*, accepté Avril 2006.
8. Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Lasue J., Light scattering as a clue to cometary dust structure, *Highlights of Astronomy*, **13**, pp. 526–528 (2004).

9. Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Renard J.-B., Light scattering by coated spheres : experimental results and numerical simulations, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, soumis.
10. Hadamcik E., Renard J.-B., Lasue J., Levasseur-Regourd A.C., Blum J., Shraepler R., Light scattering by low density agglomerates of micron-sized grains with the PROGRA2 experiment, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, soumis.