HAL
open science

Influence des phases amorphes dans la réponse optique des régolites planétaires : caractérisation des propriétés physiques et application à l'étude géologique de la Lune

Audrey Souchon

To cite this version:

Audrey Souchon. Influence des phases amorphes dans la réponse optique des régolites planétaires : caractérisation des propriétés physiques et application à l'étude géologique de la Lune. Planétologie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT : . tel-00694176

HAL Id: tel-00694176

https://theses.hal.science/tel-00694176v1

Submitted on 3 May 2012

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

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

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Planétologie*

Présentée et soutenue par *Audrey SOUCHON*
Le *09 mars 2012*

Titre :
Influence des phases amorphes dans la réponse optique des régolites planétaires : caractérisation des propriétés physiques et application à l'étude géologique de la Lune

---

JURY

Jim BELL (Arizona State University, Tempe)	*Examinateur*
Serge CHEVREL (IRAP, Toulouse)	*Co-directeur de thèse*
Sylvain DOUTE (IPAG, Grenoble)	*Rapporteur*
Lionel D'USTON (IRAP, Toulouse)	*Co-directeur de thèse*
Stéphane ERARD (LESIA, Meudon)	*Rapporteur*
Pierre JEAN (IRAP, Toulouse)	*Président du jury*
Jean-Luc JOSSET (Space-X Institute, Neuchatel)	*Examinateur*
Patrick PINET (IRAP, Toulouse)	*Directeur de thèse*

Ecole doctorale : *Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)*
Unité de recherche : *IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie), UMR 5277*
Directeur(s) de Thèse : *Patrick PINET, Lionel D'USTON, Serge CHEVREL*

à Rafael,
avec toute mon affection

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury qui ont pris de leur temps pour lire et évaluer le travail présenté dans ce manuscrit, et participer à la soutenance, en venant pour certains de (très) loin.

Cette thèse n'aurait bien sûr jamais été possible sans la présence à mes côtés de très nombreuses personnes que je souhaite remercier ici pour tout ce qu'elles m'ont apporté.

Mes premiers mots vont vers mon directeur Patrick Pinet, que j'ai eu la chance d'avoir comme co-encadrant durant mon stage de Master 2, puis comme directeur de thèse par la suite. Il m'a toujours guidée et conseillée, prenant à cœur son rôle de formateur, et me laissant progressivement de plus en plus d'autonomie et de responsabilités dans mon travail. À son contact, j'ai beaucoup évolué, il m'a toujours poussée à me dépasser et m'a appris à prendre du recul sur le travail de chercheur. Plus que tout, j'ai pu grâce à lui prendre plus d'assurance dans mon travail, par la confiance qu'il m'a accordée lors de mes diverses présentations dans des colloques et séminaires, et je l'en remercie vivement.

Serge Chevrel, qui m'a également co-dirigée, s'est toujours montré très à l'écoute et d'un grand soutien. Travailler avec lui sur un sujet lié à la Lune m'a beaucoup enrichie, tant il sait transmettre sa passion pour notre satellite de manière extraordinaire.

Lionel d'Uston, mon autre co-directeur, a toujours été présent et s'est tenu au courant de l'évolution de mon travail. Même si nous avons eu trop peu d'occasions de travailler vraiment de concert, à chaque fois j'ai pu apprécier sa grande compétence et sa capacité d'écoute à mon encontre, ce dont je lui en suis très reconnaissante.

Yves Daydou s'est vite rendu indispensable, sur le plan des connaissances techniques qu'il m'a transmises bien sûr (informatique, maniement de l'imageur), mais plus encore sur le plan humain : d'une bonne humeur constante, il m'a appris à relativiser, et son soutien a toujours été infaillible, en particulier dans les moments difficiles.

Mon travail n'aurait certainement pas été le même sans l'implication de Georges Ceuleneer, par sa grande gentillesse et son aide précieuse dans tout ce qui a concerné la géologie. Issue d'une formation basée sur la physique fondamentale, j'ai eu la chance d'interagir avec lui, et je lui dois une grande partie des connaissances de géologie que j'ai acquises durant ma thèse.

Je n'oublie pas non plus tous les autres membres de l'observatoire que j'ai côtoyés et avec qui j'ai pu travailler de manière plus ponctuelle, mais qui tous ont su me consacrer de leur temps et m'ont fait profiter de leur expérience et savoir-faire ; je pense en particulier à David Baratoux, Michel Grégoire, Mike Toplis, Jean-François Ména, Christine Rosemberg, avec une pensée particulière pour Matthieu Sylvander, grâce à qui j'ai pu garder l'usage de ma main gauche, suite à un petit incident technique au cutter !

Une thèse se traduit inévitablement par beaucoup de charges administratives, et dans ce domaine, je ne saurais trop remercier Nathalie Dalla-Riva (DTP), Emilie Besançon (IRAP) et Marie-Claude Cathala (école doctorale SDU2E), dont l'efficacité n'a d'égale que leur gentillesse.

J'ai également vécu de très bons moments avec d'autres camarades durant ces années, que ce soit pour partager un bureau pendant quelques mois, passer quelques jours de colloque ensemble, ou tout simplement discuter autour d'un café quand le besoin de faire une pause devenait urgent ! Ces moments partagés avec Téodolina, Raphaël, Hiroyuki, Bénédicte, Cindy, Olivier, David, Jérémy, Agnès, Hugau et Lisa resteront parmi mes souvenirs les plus sympathiques.

Enfin, rien de tout ce travail n'aurait été possible sans le soutien indéfectible de ma famille, qui m'a toujours encouragée dans la voie que j'avais choisie, et toujours soutenue en toute circonstance. Un grand merci à ma grand-mère, mes parents, mon frère et ma belle-sœur.

Je finirai simplement par quelques mots adressés à mon petit Rafael, arrivé il y a tout juste deux ans parmi nous. Tu m'as énormément apporté par ta présence et ta curiosité de tout ce qui t'entoure, et je tiens à te dédier ce manuscrit. Et n'oublie pas, être dans la Lune ce n'est pas un défaut !

SOMMAIRE

INTRODUCTION **9**

1. METHODES OPTIQUES D'ANALYSE DES SURFACES PLANETAIRES D'ORIGINE MAGMATIQUE **17**

1.1. Spectroscopie **20**

1.1.1. Spectre électromagnétique 20
1.1.2. Principes de la spectroscopie 20
1.1.3. Spectres de minéraux et roches 22
1.1.4. Interprétation des spectres de réflectance 25

1.2. Polarimétrie **29**

1.2.1. Principes physiques de la polarisation 29
1.2.2. Effets sur les matériaux particulaires 30

1.3. Photométrie **32**

1.3.1. Étude des propriétés de surface par la photométrie 32
1.3.2. Applications des résultats photométriques 33

2. PHOTOMETRIE : GRANDEURS PHYSIQUES, MODELES ET OUTILS EXPERIMENTAUX **35**

2.1. Grandeurs physiques utilisées en photométrie **37**

2.1.1. Interaction rayonnement/matière 37
2.1.2. Conventions angulaires 38
2.1.3. Flux F 40
2.1.4. Intensité I 40
2.1.5. Luminance L_e 40
2.1.6. Éclairement E_i 41
2.1.7. Émittance M 41
2.1.8. Réflectance bidirectionnelle 42
2.1.9. Les albédos 43

2.2. Photométrie des surfaces planétaires **44**

2.2.1. Extinction 44
2.2.2. Albédo de diffusion simple 44
2.2.3. Les fonctions de phase 45
2.2.4. La rugosité macroscopique 49
2.2.5. Les effets d'opposition 53
2.2.6. Diffusion multiple 56

2.3. Les modèles photométriques 57

2.3.1. Théorie de Mie 57
2.3.2. Équation du transfert radiatif 58
2.3.3. Modèle de Lambert 59
2.3.4. Modèle de Minnaert 59
2.3.5. Modèle de Lommel-Seeliger 60
2.3.6. Fonction de Lambert Lunaire 60
2.3.7. Modèle de Hapke 61
2.3.8. Modèle de Douté et Schmitt 62
2.3.9. Modèle de Shkuratov 63

2.4. Choix du modèle 65

2.5. Méthodes de résolution des modèles photométriques 65

2.5.1. Calcul direct, Monté Carlo, gradient descendant 65
2.5.2. Algorithme génétique 66

2.6. Les outils spectrophotométriques 72

2.6.1. Les spectrophotomètres 72
2.6.2. L'imageur spectral ISEP 74
2.6.3. Le spectromètre ASD 77

3. INFLUENCE DES PROTOCOLES D'INVERSION ET DE LA DENSITE DES DONNEES SUR LES RESULTATS PHOTOMETRIQUES 81

3.1. Description des échantillons 83

3.2. Confrontation entre différentes techniques d'inversion 89

3.2.1. Le problème de la détermination des erreurs expérimentales 89
3.2.2. Les différentes philosophies de pondération des mesures 90
3.2.3. Résultats sur les échantillons naturels 91
3.2.4. Simulation d'une erreur de mesure systématique et influence sur les paramètres 97

3.3. Influence de la distribution des données sur les résultats 100

3.3.1. Le problème de la densité des données en photométrie 100
3.3.2. Cas de référence 101

3.3.3. Observations dans le plan principal uniquement 109
3.3.4. Observations à incidence fixe 109
3.3.5. Troncature des grands et/ou petits angles de phase 110
3.3.6. Synthèse 111

4. CARACTERISATION PHOTOMETRIQUE EXPERIMENTALE DE MATERIAUX GRANULAIRES VOLCANIQUES NATURELS 115

4.1. Photométrie expérimentale 117

4.1.1. État de l'art de la photométrie expérimentale 117
4.1.2. Classes granulométriques et préparation des échantillons 120

4.2. Description et caractérisation des échantillons 121

4.2.1. Basalte (Pic d'Ysson) 121
4.2.2. Sable volcanique (Islande) 125
4.2.3. Pyroclastiques (Japon) 127
4.2.4. Olivine (Hawaï) 128
4.2.5. Basalte (Hawaï) 129
4.2.6. Verre basaltique 129
4.2.7. Mélanges basalte (Pic d'Ysson) et verre basaltique 130
4.2.8. Spectres pyroclastiques lunaires 132

4.3. Protocole expérimental 133

4.3.1. Choix des filtres et du jeu de configurations multiangulaires 133
4.3.2. Traitement des images 134

4.4. Résultats photométriques 134

4.4.1. Étude expérimentale du modèle de Hapke sur des échantillons naturels granulaires surfaciques (Souchon et al. [2011b]) 135
4.4.2. Étude de mélanges basalte/verre basaltique 158

5. APPLICATION A LA PHOTOMETRIE ORBITALE : LE CRATERE LUNAIRE LAVOISIER 163

5.1. Régolite et photométrie lunaire 165

5.1.1. Le régolite lunaire 165
5.1.2. État de l'art de la photométrie lunaire 166

5.2. Les dépôts pyroclastiques lunaires 169

5.2.1. Description des dépôts pyroclastiques lunaires 169
5.2.2. Le cratère Lavoisier 171

5.3. Les données SMART-1/AMIE **172**

5.3.1. Acquisition des données 172
5.3.2. Calibration instrumentale et reprojection des données 173
5.3.3. Calibration radiométrique indirecte basée sur Clementine 175

5.4. Inversions et résultats photométriques **177**

5.4.1. Tests numériques préliminaires 177
5.4.2. Étude photométrique de régions du cratère Lavoisier 180

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES **189**

BIBLIOGRAPHIE **195**

LISTE DES COMMUNICATIONS **211**

RESUME / ABSTRACT **213**

Vue du mont Asama, Hiroshige II, 1859.

INTRODUCTION

Le commencement de toutes les sciences,
c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont.

Aristote – *Métaphysique*

Les questions fondamentales que l'on se pose à propos des planètes sont de savoir quels sont les mécanismes qui ont conduit à leur formation, et comment elles ont ensuite évolué dans le temps.

Pour retracer l'évolution des planètes telluriques, il est nécessaire d'identifier les différentes *unités géologiques* présentes en surface, une unité géologique étant une unité spatiale possédant des caractéristiques géologiques propres. La donnée essentielle à connaître pour permettre d'identifier ces unités géologiques est la composition des matériaux présents en surface.

En géologie des surfaces planétaires, on s'attache à mettre en évidence des unités géologiques en les définissant par leur extension spatiale, et en les caractérisant par leur composition minéralogique, chimique ainsi que par leurs *propriétés physiques de surface*. Ces dernières correspondent aux caractéristiques attachées à la *texture* d'une surface, en particulier sa granulométrie, sa rugosité de surface, le mode de diffusion de ses particules constituantes (diffusant vers l'avant, rétrodiffusant), son degré de compaction.

La composition d'une surface peut être obtenue de plusieurs façons : par des échantillons récoltés in situ, par l'apport des météorites, et par des moyens de télédétection. À ce jour, les seuls échantillons que l'on possède sont ceux rapportés par les missions lunaires Luna et Apollo, et les météorites de planètes sont extrêmement rares (en provenance de la Lune et Mars uniquement), voire inexistantes (e.g., Mercure). En revanche, les techniques de télédétection ne cessent d'être améliorées et fournissent de nombreuses informations : l'interaction des radiations solaires et du rayonnement cosmique avec une surface planétaire permet ainsi d'obtenir des renseignements sur la chimie, la minéralogie et les propriétés physiques de cette surface. Parmi les méthodes de télédétection utilisées il y a :

- la spectroscopie de réflectance (ultraviolet, visible, proche infrarouge), qui renseigne sur la chimie et minéralogie ;
- la spectroscopie gamma, neutron, X, qui renseignent sur les abondances en éléments ;
- la photométrie, polarimétrie et le radar, qui renseignent sur les propriétés physiques de surface.

Les propriétés physiques de surface peuvent être obtenues par des mesures photométriques in situ ou orbitales, mais celles-ci doivent toujours être réalisées suivant des conditions d'illumination et d'observations variées (angles d'incidence solaire et d'émergence par rapport au capteur) de la surface. Ces observations sont dites *multiangulaires*.

Pour l'étude géologique des surfaces planétaires, les données *optiques* (multispectrales et photométriques) sont absolument nécessaires car ces dernières sont sensibles à la fois à la *composition* et aux *états de surface*. Mais si les mesures spectrales par des moyens in situ ou orbitaux sont relativement courantes, les mesures photométriques multiangulaires sont encore très rares, ce manque étant principalement lié aux contraintes d'observation. Pourtant, les propriétés physiques d'une surface planétaire sont cruciales pour documenter les processus géologiques tels que les différents types de volcanisme (explosif, effusif), les effets de la cratérisation, et l'interaction de la surface avec l'environnement interplanétaire (formation et évolution de la surface et modification de son état).

La connaissance des propriétés physiques de surface, sous forme quantitative, devrait permettre une meilleure prise en compte de leur influence pour l'interprétation des données spectrales (ultraviolet, visible, proche infrarouge). Ces dernières sont en effet très sensibles à la texture du matériau, qui module la signature spectrale observée (Pompilio et al. [2007]). Il est important de noter que l'utilisation et le succès des méthodes spectroscopiques et

photométriques reposent grandement sur des vérités terrain et/ou des mesures expérimentales réalisées en laboratoire.

Pour les corps planétaires sans atmosphère comme la Lune, Mercure et les astéroïdes, les interactions de l'environnement spatial (rayonnements, météorites) avec la surface conduisent à la formation d'un *régolite*. Il s'agit d'une couche externe fragmentaire et non consolidée de matériaux rocheux dérivant de la roche locale en place (*bedrock*). Les matériaux présents dans le régolite sont surtout des *brèches*, consolidation de fragments de roches de diverses origines lors des processus d'impact. Ces fragments sont ceux de roches ignées intrusives ou extrusives ou de brèches préexistantes. Les brèches contiennent des parts de matériaux fondus lors des impacts, sous forme de verres, ou recristallisés. Le régolite comporte une fraction fine de fragments de roches, brèches, minéraux et verres allant jusqu'à de la poussière.

Un régolite est un milieu complexe qui évolue avec le temps : diminution de la taille des grains, augmentation de la proportion de verres sous forme de fragments, sphérules et revêtements autour des grains, qui conduisent d'un sol dit *immature* (régolite peu développé) à un sol dit *mature* (régolite évolué, dont la proportion de verres, sous forme d'agrégats de débris et de verre appelés *agglutinates*, n'augmente plus avec le temps).

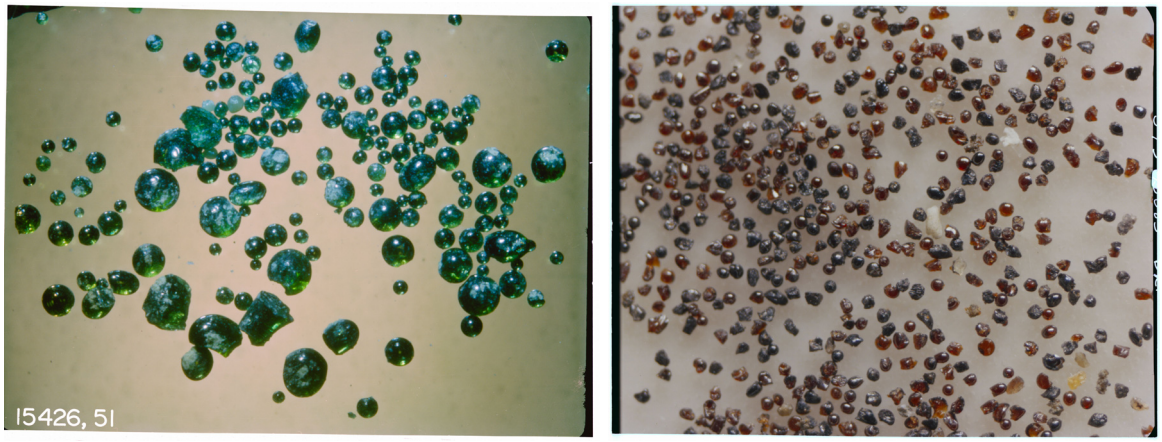
Les travaux présentés dans ce manuscrit sont centrés sur la recherche des propriétés physiques de surface (mode de diffusion, granulométrie, rugosité, compaction), et s'inscrivent dans la lignée des travaux photométriques réalisés à l'IRAP dans les années précédentes (Cord [2003], Jehl [2008]), avec pour spécificité l'étude de l'influence encore mal connue des *phases amorphes* (i.e. matériaux non cristallins aussi appelés *verres*) dans la réponse optique des régolites planétaires. De par leur présence significative, le verre constituant 50–80% du sol lunaire (Taylor [2008]), les phases amorphes sont susceptibles de jouer un rôle important dans le comportement optique des surfaces planétaires. Il en existe de trois types :

- Les *verres volcaniques* peuvent se former à partir de coulées de lave ou d'éruptions explosives de type pyroclastique, et offrent une fenêtre d'exploration des profondeurs dont ils sont issus. Deux exemples célèbres de verres pyroclastiques sont les sphérules de verre vert et orange ramenées par les missions Apollo 15 et 17 respectivement (cf. Fig. 0.1).

- Au moment très bref du contact entre l'impacteur et la cible lors d'un impact météoritique, les matériaux de la surface cible subissent des pressions de l'ordre de centaines de GPa, et des températures post-choc excédant les 2000°C. Cette chaleur est bien supérieure au point de fusion de la plupart des roches et de leurs constituants minéraux et résulte en la liquéfaction instantanée des matériaux cibles. On appelle *verre d'impact* (ou *impact melt* dans la littérature) toute roche ayant subit une fusion rapide ou presque instantanée suivie d'une re-solidification à l'issue d'un impact météoritique. La couche supérieure visible du plancher des grands cratères d'impact est ainsi supposée composée principalement de verres d'impact recouvrant des *brèches d'impact* (mélange par impact de types de roches primaires). Des matériaux fondus sont également éjectés à l'extérieur du cratère sur des distances significatives.

- Les surfaces des corps planétaires sans atmosphère sont constamment bombardées par des micrométéorites, des particules de vent solaire et des rayons cosmiques de haute

énergie, l'ensemble étant appelé le *space weathering*. Il en résulte un mélange et brassage continu des matériaux exposés à travers les processus de fusion, pulvérisation, vaporisation des particules. Ces processus d'amorphisation sont à l'origine des *agglutinates*, des débris de roches et minéraux liés par du verre, présents jusqu'à 60% dans les régolites matures et contenant des nanograins de fer et des gaz du vent solaire (McKay et al. [1991]).



(a) (b)

Fig. 0.1 : (a) Sphérules de verre vert de l'échantillon 15426,51 de la mission Apollo 15 (photo S79-32188). (b) Échantillon 74220,6 de la mission Apollo 17 (fraction 90–150 µm), contenant des sphérules de verre orange (photo S73-15085).

Alors que les deux premiers types de verre (verres volcaniques et d'impact) sont issus de processus instantanés à l'échelle géologique, le troisième (verres issus de processus d'amorphisation) se fait dans la durée. L'étude optique des composantes amorphes peut ainsi permettre de documenter le mode et le style de mise en place des dépôts volcaniques (explosif, effusif…), les processus liés à la cratérisation (fusion, fracturation…), et également d'accéder à des renseignements sur l'évolution du régolite liée à l'interaction de la surface avec l'environnement spatial.

Un autre intérêt fondamental des verres est leur influence supposée mais jamais quantifiée sur la détection d'espèces minérales. Par exemple, la présence d'olivine dans un régolite est un témoin important de la façon dont celui-ci s'est formé, mais les verres d'impact pourraient être une interprétation alternative de la signature spectrale ressemblant à l'olivine trouvée dans des échantillons lunaires sombres (Bugiolacchi et al. [2011]).

Les propriétés physiques d'un régolite sont déduites de modèles photométriques, ceux-ci nécessitant un *certain nombre* de mesures multiangulaires ; le problème du nombre d'observations nécessaires constitue cependant un problème délicat, le but étant de pouvoir obtenir un maximum d'informations fiables à partir d'un minimum de mesures.

Les techniques et instruments orbitaux, en constante évolution, permettent aujourd'hui de caractériser les propriétés physiques de la surface de la Lune, de Mars, et bientôt de Mercure et Vesta, pour documenter de façon inédite les processus géologiques ayant eu lieu sur ces corps planétaires. Un point important serait de parvenir à faire la part entre les verres d'origine volcanique (e.g., dépôts pyroclastiques), et les verres de fusion (processus de cratérisation).

Mais un tel objectif ne peut être réalisé sans des études de laboratoire sur des matériaux contrôlés. En effet, les mesures expérimentales sont indispensables en raison du fort besoin de références pour l'interprétation des données optiques planétaires.

Les mesures expérimentales présentées dans ce manuscrit sont obtenues en utilisant l'ISEP, un spectrophotogoniomètre développé dans notre laboratoire. Cet instrument permet des mesures selon des conditions angulaires variées et dans plusieurs domaines de longueur d'onde sur un échantillon de surface étendue. Les résultats fournissent ainsi une base de données des propriétés photométriques de matériaux géologiques pouvant être présents sur les surfaces planétaires.

Les expérimentations réalisées au cours de cette thèse portent sur des échantillons terrestres naturels granulaires ayant différentes proportions de verres, variables en composition et d'aspects différents (formes, granulométrie), choisis pour simuler au mieux des régolites. En s'appuyant sur la modélisation de la diffusion de la lumière dans les milieux granulaires poreux et compacts, le but est de déterminer la réponse photométrique de matériaux volcaniques plus ou moins riches en phase amorphe. La caractérisation de ces différents matériaux permet ainsi de mieux contraindre le domaine de validité des résultats obtenus à partir de données orbitales, ces dernières étant généralement beaucoup moins complètes que les données de laboratoire, et d'interpréter physiquement ces résultats de façon plus précise qu'en l'état actuel, où l'interprétation s'appuie essentiellement sur des matériaux synthétiques.

Mes travaux s'articulent ainsi principalement suivant deux axes :

- L'acquisition et l'analyse de données photométriques multiangulaires avec le spectro-imageur de l'IRAP sur des matériaux naturels volcaniques de granulométrie contrôlée : basaltes, sables volcaniques, produits pyroclastiques, olivine et verre, ce dernier permettant également l'étude de mélanges roche/verre ;
- L'étude photométrique du cratère lunaire Lavoisier, particulièrement intéressant du point de vue géologique en raison de la présence de dépôts pyroclastiques.

Les études portant sur la formation et l'évolution du régolite lunaire s'inscrivent en outre dans le contexte plus large des missions vers Mercure (Messenger, Bepi-Colombo), Vesta (Dawn) et de l'exploration de Mars (apport des données orbitales et in situ), l'étude proposée constituant une approche simplifiée du régolite martien (processus d'altération chimique en moins) ; elles s'insèrent également dans le cadre de la préparation à l'étude des futurs sites d'exploration sur la Lune (mission *Lunar Reconnaissance Orbiter*, *rovers*, base lunaire et exploitation des ressources), et sur Mars (*rover Mars Science Laboratory*).

Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres :

- Le chapitre 1 donne un aperçu général des principales techniques utilisées en télédétection optique des surfaces planétaires : spectroscopie, polarimétrie, photométrie ;
- Le chapitre 2 est dédié à la description physique et théorique de la photométrie, avec les différents modèles photométriques existant ; l'outil mathématique mis en œuvre dans ces travaux, un algorithme génétique dédié, est également présenté, ainsi que les moyens expérimentaux utilisés.
- Une étude de différentes techniques de modélisation photométrique et une exploration de la robustesse des inversions suivant la couverture multiangulaire des données

photométriques disponibles sont traitées au chapitre 3, à partir de mesures expérimentales réalisées en collaboration avec des collègues des universités de Bloomsburg et Cornell (États-Unis).

- Les travaux expérimentaux réalisés sur l'imageur spectrophotogoniométrique de l'IRAP sont présentés au chapitre 4, où les principaux résultats sont rassemblés dans un article publié dans la revue *Icarus*.
- Le chapitre 5 montre l'applicabilité des techniques développées en laboratoire à des données orbitales à l'échelle d'unités géologiques locales, par l'étude du cratère lunaire Lavoisier, observé par la caméra AMIE du satellite européen SMART-1.

CHAPITRE 1

METHODES OPTIQUES D'ANALYSE DES SURFACES PLANETAIRES D'ORIGINE MAGMATIQUE

Nature and Nature's laws lay hid in night.
God said 'Let Newton be!' and all was light.

Alexander Pope (1688-1744)

Introduction

Une surface, qu'il s'agisse d'un corps planétaire observé par un télescope ou depuis l'espace, ou bien d'un échantillon de quelques cm² dans un laboratoire, peut être étudiée grâce à diverses méthodes qui n'impliquent pas de contact avec l'objet de l'étude : on parle de *télédétection*. Suivant ce que l'on cherche à connaître, différentes techniques peuvent être mises en œuvre. Les caractéristiques minéralogiques et physiques d'un milieu peuvent être analysées dans le domaine optique principalement suivant trois approches, comme le résume Pieters [1983] :

- en fonction de la longueur d'onde, c'est la *spectroscopie* ;
- en fonction de la polarisation de la lumière analysée, c'est la *polarimétrie* ;
- en fonction des conditions géométriques d'observation, c'est la *photométrie*.

Chacun de ces domaines donne accès à des connaissances différentes et complémentaires sur la façon dont la lumière interagit avec des matériaux particulaires. Idéalement, une surface devrait pouvoir être observée suivant ces trois axes pour pouvoir être parfaitement caractérisée. Cependant, cela n'est jamais le cas en pratique, car les données requises demandent des équipements et des techniques très différents et généralement un seul, voire deux, de ces axes sont étudiés dans un même laboratoire ou sur une même mission spatiale.

Dans ce chapitre, nous évoquons de façon générale les principes et applications de la spectroscopie, polarimétrie et photométrie dans le contexte d'études des surfaces planétaires, afin de donner un aperçu de la façon dont ces techniques se complètent et se recoupent parfois, en se restreignant aux domaines du visible et du proche infrarouge.

L'objectif de ces techniques est d'étudier la formation et l'évolution des corps planétaires rocheux, par l'identification des processus géologiques mis en jeu. Les surfaces des planètes solides informent sur les différents types d'unités géologiques présentes, ainsi que sur leurs modes de mise en place (processus physiques et chronologie). Les différentes techniques présentées ici permettent d'accéder à la *composition* de ces surfaces (minéralogie, pétrographie), et à leurs *propriétés physiques* (granulométrie, rugosité, compaction, mode de diffusion des particules…). Toutes sont basées sur les propriétés des interactions rayonnement/matière, en particulier l'absorption, la réflexion et la transmission d'un rayonnement incident donné (concepts détaillés dans la partie 2.1). Il faut toutefois noter qu'en raison de la faible pénétration de la radiation solaire sur une surface planétaire, de l'ordre de 100 µm dans le visible et proche infrarouge, ces techniques ne donnent accès qu'à la composition des matériaux présents en surface, ces derniers étant d'origine superficielle ou profonde (e.g., matériau excavé suite à un impact météoritique).

La section relative à la spectroscopie est de loin la plus développée dans ce chapitre, en raison de sa large prépondérance dans les études des surfaces planétaires. La polarimétrie et la photométrie, complémentaires de la spectroscopie, y sont beaucoup moins détaillées : la polarimétrie, qui offre pourtant des possibilités d'étude des surfaces particulaires par des techniques indépendantes n'est que relativement peu utilisée à ce jour, et n'a pas été mise en œuvre dans les travaux présentés dans les chapitres suivants ; la partie 1.3, relative à la photométrie, est une introduction à cette technique, largement développée et utilisée dans la suite de ce manuscrit.

1.1. Spectroscopie

1.1.1. Spectre électromagnétique

Le milieu naturel offre la possibilité d'observer différentes ondes électromagnétiques, qui résultent de la superposition d'ondes sinusoïdales simples caractérisées par leur propre longueur d'onde. Ces composantes spectrales sont étudiées spécifiquement en télédétection suivant les informations que l'on cherche à retirer d'un rayonnement. La figure 1.1 présente le spectre électromagnétique et les principales gammes spectrales utilisées en télédétection, du rayonnement gamma aux ondes radio. Chacune d'elles permet d'accéder à des informations variées, de la présence d'éléments chimiques grâce au rayonnement gamma, à la texture et l'analyse de la subsurface grâce au radar. Mais dans toute la suite, nous ne nous intéresserons qu'à un domaine relativement étroit du spectre électromagnétique, le domaine *optique*, qui s'étend du visible au proche infrarouge, soit entre 400 nm et 2.50 µm.

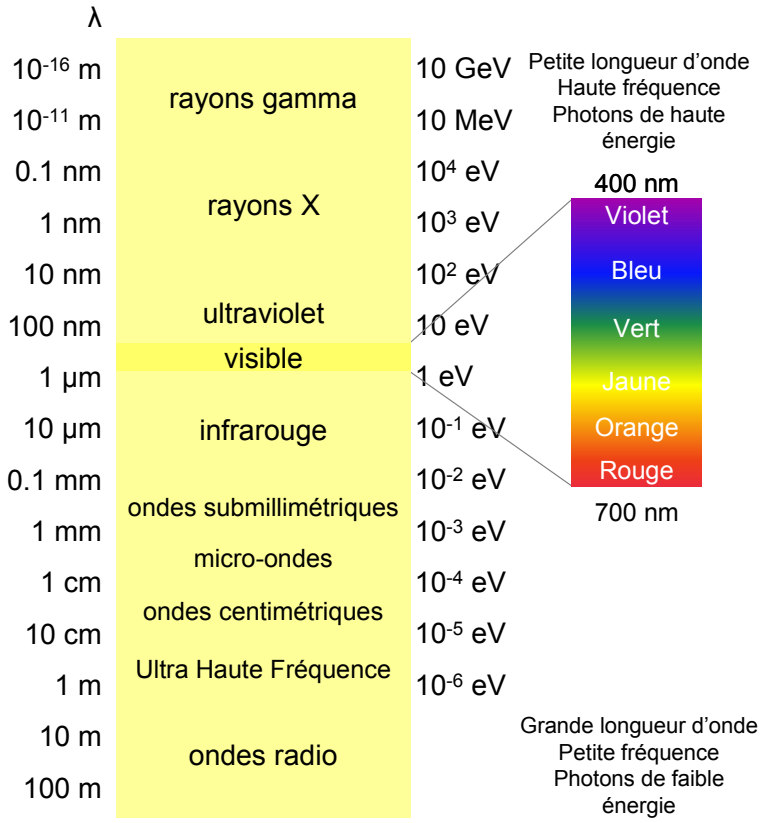


Fig. 1.1 : Spectre électromagnétique.

1.1.2. Principes de la spectroscopie

La spectroscopie trouve ses racines dans le XVIIème siècle, lorsque Newton, en 1666, découvre que la lumière blanche résulte en fait de la superposition de lumières monochromatiques, en faisant passer la lumière du Soleil à travers un prisme. Mais il faut attendre 1802 pour la construction du premier spectroscope par le scientifique anglais William Wollaston, et c'est le début du XIXème siècle qui voit la spectroscopie émerger comme technique majeure de l'astronomie moderne, avec l'étude des bandes d'émission des photosphère et chromosphère solaires.

La spectroscopie a d'abord été étudiée depuis la Terre avec des télescopes munis de filtres interférentiels, puis de réels *spectromètres*, et l'évolution de la technique a permis de passer de l'étude de points à de l'imagerie multispectrale. Aujourd'hui, les spectromètres sont des instruments indispensables à bord des satellites d'observation de surfaces planétaires, mais également des *rovers* (*Mars Exploration Rovers*, *Mars Science Laboratory*), permettant d'élargir le domaine spectral de perception de l'œil humain au spectre électromagnétique entier et en sélectionnant des gammes de longueurs d'onde spécifiques. Ils permettent de décomposer le rayonnement qu'ils reçoivent avec une résolution toujours plus grande : des spectres à cinq canaux réalisés à partir de la caméra *multispectrale* UV-Vis de la sonde lunaire Clementine (1994), aux spectromètres actuels qui offrent des données *hyperspectrales* de plusieurs centaines de canaux (e.g., le spectromètre *Spectral Profiler* à bord de SELENE avec 296 canaux sur le domaine 0.5–2.6 µm, cf. Yokota et al. [2011]). Leur sensibilité est également en constante amélioration, ce qui permet d'accéder, en plus des domaines classiques de la discipline que sont l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge (physico-chimie des surfaces planétaires), aux domaines de l'infrarouge moyen et lointain (étude des objets froids du Système Solaire).

En pratique, la spectroscopie étudie la *réflectance*, c'est-à-dire le rayonnement incident réfléchi par une surface, en fonction de la longueur d'onde. Ce rayonnement réfléchi contient deux composantes :

- la composante *spéculaire*, pour laquelle il n'y aucune interaction en profondeur avec la surface (c'est le cas d'un miroir) ;
- la composante *diffuse*, pour laquelle la radiation incidente a pénétré dans au moins un grain avant d'être renvoyée vers l'observateur (cas de poudres par exemple). C'est cette composante-ci qui renferme les informations de composition de la surface.

La façon de décomposer le rayonnement réfléchi n'est cependant pas unique, et dépend du niveau où l'on se place dans la phénoménologie des processus d'interaction rayonnement/matière. Une autre décomposition pourrait être : composante de diffusion simple, composante de diffusion multiple volumique, cette dernière pouvant elle-même être divisée en partie cohérente et incohérente.

Le domaine spectral étudié dépend de la présence ou non d'atmosphère, de l'intensité de la radiation thermique émise par le corps considéré, et du domaine de sensibilité du détecteur utilisé. C'est pourquoi les études spectroscopiques sont de façon générale menées entre 0.4 et 2.5 µm (visible à infrarouge proche).

L'interaction des radiations électromagnétiques d'une source (le Soleil par exemple) avec une surface solide produit des *bandes d'absorption* dans le spectre de réflectance en raison de l'absorption sélective des radiations à certaines longueurs d'onde par les constituants minéralogiques du matériau. Elles résultent soit de *transitions électroniques* (transferts d'électrons entre des niveaux d'énergie différents dans les atomes, les principaux éléments de transition étant Fe^{2+}, Ti^{3+} et Cr^{3+}), soit de *transitions vibrationnelles* (excitations moléculaires à l'intérieur du réseau cristallin). Une bande d'absorption caractérise un élément (fer, titane, etc.) et sa position dans le réseau cristallin. La position (longueur d'onde λ) et la profondeur de chacune des bandes d'absorption par rapport au continuum constitue la signature minéralogique du matériau présent à la surface. Les transitions électroniques génèrent des bandes d'absorption localisées dans l'UV, le visible et le proche infrarouge, alors que les transitions vibrationnelles sont à l'origine de bandes d'absorption dans l'infrarouge moyen (Le Bras et Erard [2003]).

À noter que les phases amorphes (ou verres) ne présentent pas par définition de structure cristalline, i.e. leur réseau atomique ne présente pas de périodicité à longue distance. De ce fait, ce type de matériau ne présente pas en théorie de bande d'absorption marquée (spectre plat). Cependant, il est difficile de refroidir un matériau en fusion suffisamment rapidement pour prévenir complètement toute cristallisation, ce qui peut expliquer les faibles bandes d'absorption parfois observées pour des verres.

La spectroscopie peut être appliquée à tout type de minéraux et de roches (magmatiques, plutoniques ou volcaniques, sédimentaires,…), mais dans toute la suite nous nous concentrerons sur des matériaux d'origine magmatique, dominés par trois minéraux : les pyroxènes, le plagioclase et l'olivine.

1.1.3. Spectres de minéraux et roches

En effet, les *pyroxènes*, l'*olivine* et le *plagioclase* sont les minéraux majeurs des roches magmatiques plutoniques et volcaniques, et les principaux minéraux présents à la surface de la Lune (Shkuratov et al. [2011]). Les travaux présentés ici étant centrés sur l'étude de matériaux volcaniques, une brève description des caractéristiques spectrales de ces minéraux et des roches dont ils sont les principaux constituants est donnée dans cette partie, ainsi que leur implication dans l'étude de la croûte lunaire.

Dans le cas de minéraux contenant du fer et du magnésium, tels que l'olivine et les pyroxènes, on parlera de minéraux *mafiques* (terme dérivé de *magnésium* et *fer*). Une roche étant un assemblage de différents minéraux, on la qualifiera de *mafique* si le plagioclase (minéral felsique) constitue plus de 20% de la roche (e.g., le basalte), et d'*ultramafique* lorsque la majorité de ses minéraux constitutifs correspond à de l'olivine et/ou du pyroxène (e.g., cas des péridotites).

Les pyroxènes

Les pyroxènes sont des minéraux essentiels des roches magmatiques et métamorphiques. De formule (Mg,Fe2+,Ca)SiO3, ils sont classés suivant leur composition dans un diagramme ternaire de pôles Fe, Mg et Ca, présenté à la figure 1.2.

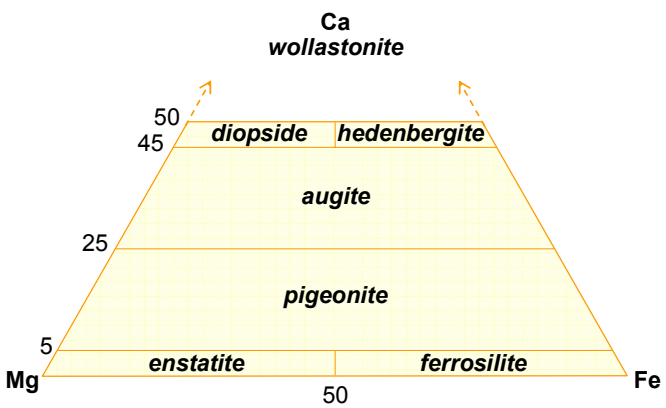


Fig. 1.2 : Diagramme ternaire du pyroxène.

Du point de vu de leur organisation cristalline, ils sont divisés en deux familles :

- les *orthopyroxènes* (OPX) ont un système orthorhombique (élément de base : parallélépipède rectangle) et ne contiennent pas de calcium (i.e. se situent sur la ligne du diagramme de la figure 1.2 reliant l'*enstatite*, pôle magnésien, à la *ferrosilite*, pôle ferreux) ;
- les *clinopyroxènes* (CPX) ont un système monoclinique (élément de base : prisme oblique à base losange) et contiennent du calcium.

De très nombreuses études menées sur les pyroxènes ont montré un décalage de leurs deux bandes d'absorption caractéristiques, autour de 1 µm et 2 µm, vers les grandes longueurs d'onde lorsque la teneur en Fe^{2+} augmente (e.g., Adams [1974], Hazen et al. [1978], Klima et al. [2007]). Leur intensité (profondeur de bande) peut également diminuer s'ils sont altérés.

Le passage d'un CPX pur à un OPX pur (diminution de Ca^{2+}) montre un décalage vers les courtes longueurs d'onde et une augmentation de l'intensité des bandes d'absorption à 1 µm et 2 µm vers les courtes longueurs d'ondes (cf. Fig. 1.3.a). Cette évolution en longueur d'onde des centres des bandes d'absorption suggère une évolution correspondante de leur composition.

L'olivine

De formule $(Mg,Fe)_2SiO_4$, l'olivine est une solution solide continue dont les termes extrêmes sont la *forstérite* Fo (Mg_2SiO_4) et la *fayalite* Fa ($FeSiO_4$). Elle est caractérisée par une large bande d'absorption complexe vers 1 µm due à la présence de Fe^{2+}, d'autant plus large, plus profonde et décalée vers les grandes longueurs d'onde que la teneur en Fe^{2+} est importante (et donc absente dans le cas du terme 100% magnésien Fo_{100}). La bande large de l'olivine est en fait une bande *composite* car formée de trois bandes d'absorption qui varient de façon conjuguée près d'une position centrale proche de 840 nm, 1050 nm et 1220 nm, comme le montre la figure 1.3.b.

Les plagioclases

De formule $(Na,Ca)(Si,Al)_4O_8$, les plagioclases appartiennent à un groupe plus large de minéraux appelés *feldspaths* (minéraux essentiels de la plupart des roches magmatiques et de certaines roches métamorphiques) et forment une série continue entre leur pôle sodique, l'*albite*, et leur pôle calcique, l'*anorthite*. Très présents dans les roches, les plagioclases purs ne présentent aucune bande d'absorption. Une large bande d'absorption entre 1.1 et 1.3 µm, de faible intensité, peut toutefois exister (cf. Fig. 1.3.c, 1.3.e, 1.3.g) dans le cas où de petites quantités de Fe^{2+} sont présentes.

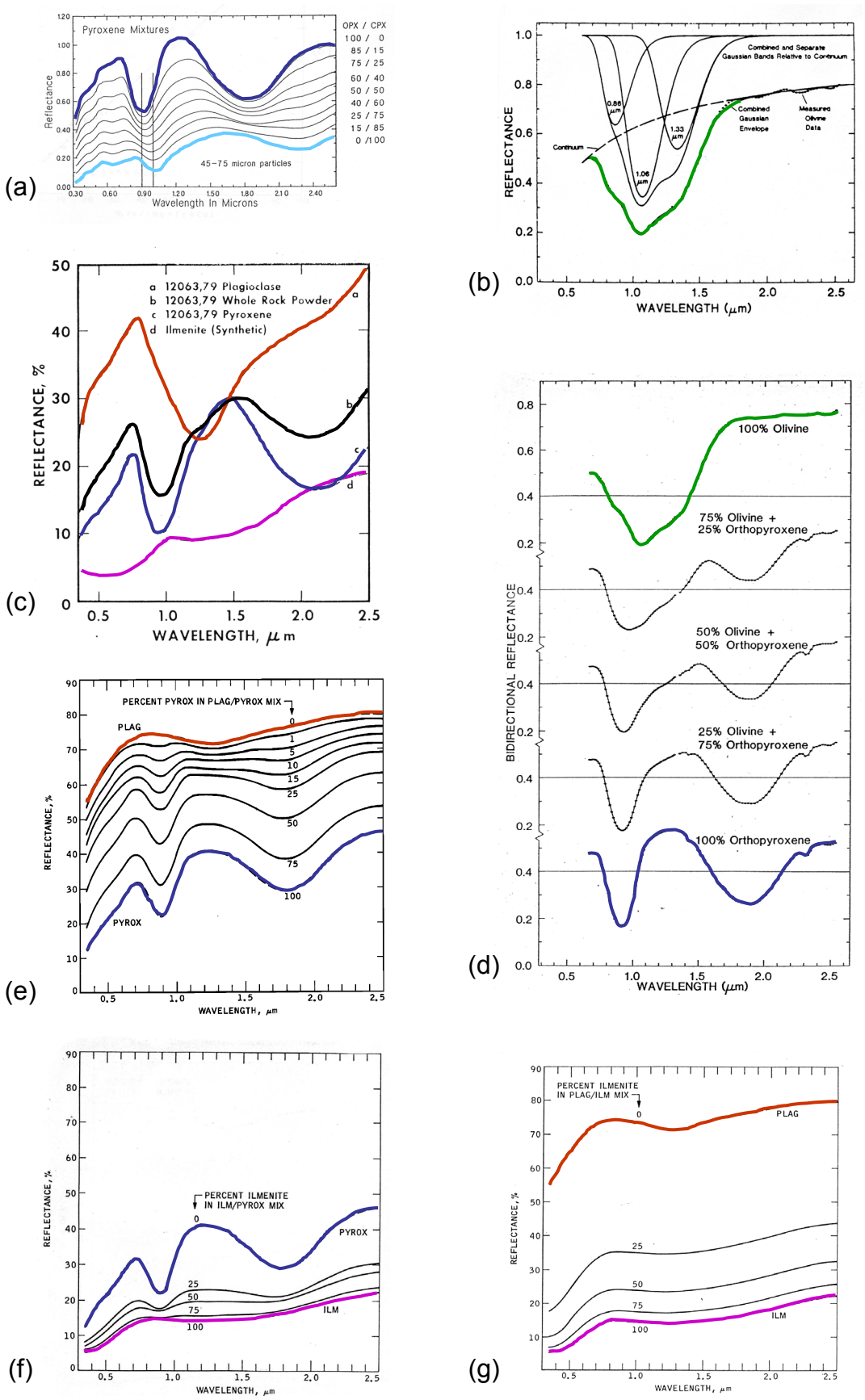


Fig. 1.3 : Spectres de réflectance de minéraux et mélanges : (a) mélanges OPX/CPX (d'après Sunshine et al. [1990]), (b) olivine (Singer [1981]), (c) roche totale (Adams et al. [1981]), (d) mélanges olivine/OPX (Singer [1981]), (e) pyroxène/plagioclase (Nash et Conel [1974]), (f) ilménite/pyroxène (Nash et Conel [1974]), (g) plagioclase/ilménite (Nash et Conel [1974]).

Spectres de roches mafiques

Le spectre de réflectance d'une roche est la résultante des spectres de chacun de ses constituants minéraux (cf. Fig. 1.3.c). La largeur, la profondeur et le centre des bandes d'absorption représentent la sommation des comportements d'absorption des phases minérales contenant des éléments de transition dans leur structure cristalline, et ne témoignent pas de la présence d'autres minéraux dépourvus de ce type d'ion. De plus, les minéraux dont le rapport profondeur optique (distance à partir de laquelle le faisceau incident est complètement absorbé) sur taille des grains est proche de 1 sont ceux qui contribuent le plus significativement au spectre de la roche. La netteté des bandes d'absorption d'un minéral n'est pas non plus fonction de son pourcentage au sein de la roche. Ainsi, les bandes d'absorption du pyroxène dominent toujours, ce qui permet de le détecter même en faible quantité. Dans les mélanges pyroxène/olivine (cf. Fig. 1.3.d), la large bande d'absorption de l'olivine devient d'autant plus étroite que sa proportion est faible. La bande d'absorption du plagioclase est toujours peu prononcée, même si celui-ci domine ; dans les mélanges plagioclase/pyroxène (cf. Fig. 1.3.e), il faut que le plagioclase soit présent au moins à 75% pour pouvoir être détecté.

Les minéraux et éléments opaques réduisent l'intensité (profondeur) des bandes d'absorption de tous les autres minéraux présents dans la roche. Par exemple, 25% d'ilménite (minéral opaque courant de formule FeTiO3) réduisent fortement les bandes d'absorption du pyroxène (cf. Fig. 1.3.f, 1.3.g).

Cas de la croûte lunaire

Les trois minéraux mafiques clés quasi omniprésents dans les échantillons lunaires sont les deux phases de pyroxène (CPX et OPX) et l'olivine. Leur distribution dans les échantillons de roche renseigne sur différents régimes de fusion : alors qu'une fraction élevée d'olivine suggère une origine de croûte inférieure ou même mantellique, la présence de CPX indique plutôt un fractionnement tardif de produits de fusion relativement plus évolués. Le mode d'occurrence et la distribution spatiale/volumique de ces phases fournit une clé pour mieux comprendre l'évolution de la croûte lunaire, avec des implications pour les couches plus profondes et l'évolution thermale globale de l'intérieur planétaire (Bugiolacchi et al. [2011]).

1.1.4. Interprétation des spectres de réflectance

Un des buts premiers de l'étude par télédétection optique des surfaces planétaires est l'identification minéralogique des matériaux présents, ainsi que leur abondance respective. Ces informations sont contenues dans les spectres de réflectance, avec pour chaque espèce minérale donnée une position spécifique en longueur d'onde du maximum des bandes d'absorption ainsi qu'une intensité caractéristique, comme vu dans les exemples des paragraphes précédents. Suivant l'échelle de distribution des matériaux à l'intérieur d'un pixel, deux types de mélanges peuvent être considérés.

Mélanges géographiques (linéaires)

Les mélanges *géographiques* (ou *surfaciques*) résultent de la résolution spatiale limitée des instruments par rapport à la taille des objets d'étude : ils correspondent à la réponse spectrale enregistrée lorsque deux unités de compositions différentes et optiquement séparées

renvoient un rayonnement au capteur et ce sans interagir mutuellement. Cela suppose donc qu'il n'y a pas de diffusion multiple entre les constituants. Le signal récupéré est alors une combinaison *linéaire* entre les spectres des deux unités, qui dépend de la fraction surfacique occupée par chacune d'entre elles. Par exemple, ce type de mélange peut s'appliquer lorsqu'un pixel analysé recouvre une transition entre deux terrains de nature géologique différente.

Chaque matériau présent est considéré comme un pôle pur (ou *endmember*), choisi à l'intérieur de l'image étudiée ou extrait d'une bibliothèque spectrale (e.g., RELAB, Pieters [1983]). Afin de déterminer les fractions de pôles purs qui interviennent au sein de chaque pixel de l'image, on réalise un *démélange* spectral : les propriétés spectrales des pôles purs sont combinées linéairement dans un algorithme de mélange de moindres carrés pour déterminer la meilleure combinaison à l'intérieur de chaque pixel. Les pôles purs peuvent être connus a priori (démélange *supervisé*) ou non (démélange *non supervisé*). Ce type d'analyse a par exemple été mis en œuvre dans de nombreuses études sur la surface lunaire (e.g., Pinet et al. [1993, 2000], Tompkins et al. [1994], Chevrel et al. [2009]).

Mélanges intimes (non linéaires)

En réalité, la plupart des mélanges sont des mélanges *intimes*. Ils sont prépondérants dans le cas d'une roche, où des minéraux différents sont assemblés aléatoirement : le rayonnement incident interagit avec un matériau, puis est réfracté par une interface ; il passe alors dans le minéral voisin, où il peut être de nouveau réfracté vers un autre minéral, avant d'être enfin analysé par le capteur. Par conséquent, le spectre résultant est une combinaison *non linéaire* des spectres des différents éléments rencontrés sur le chemin optique du faisceau. Les processus de mélanges intimes, comme pour les mélanges surfaciques, dépendent de la taille de grains et du domaine de longueur d'onde observé. La détermination quantitative des proportions de chaque minéral dans le spectre analysé est dans ce cas beaucoup plus complexe que pour les mélanges linéaires.

Ces trente dernières années ont vu se développer un très grand nombre d'études sur la nature électronique des absorptions de la lumière dans le spectre visible-proche infrarouge de minéraux contenant des éléments métalliques (e.g., Burns [1970b, 1993], Adams [1974], Cloutis et al. [1986], Straub et al. [1991], Sunshine et Pieters [1993], Schade et al. [2004]). Des approches principalement basées sur des analyses mathématiques et statistiques visant à acquérir des informations qualitatives et quantitatives sur la minéralogie et la chimie de mélanges particulaires et de roches ont ainsi été développées à l'aide de techniques variées, par exemple : calculs théoriques (e.g., Hapke [1981, 1993], Hapke et Wells [1981], Hiroi et Pieters [1994], Shkuratov et al. [1999a], Poulet et Erard [2004]), analyse en composantes principales ou *PCA* (e.g., Johnson et al. [1985]), modèle Gaussien modifié ou *MGM* (Sunshine et al. [1990]).

Le MGM est la méthode de déconvolution la plus élaborée à ce jour. Elle a été conçue et développée par Sunshine et al. [1990], à la suite notamment des travaux de Burns [1970a], Singer [1981], Clark et Roush [1984], Huguenin et Jones [1986], Roush et Singer [1986], dans le but de résoudre et de caractériser les contributions spectrales des pôles de minéraux purs dans le cas de mélanges binaires et ternaires d'olivine et pyroxènes principalement (Clenet et al. [2011]). La modélisation des bandes d'absorption par des fonctions gaussiennes permet en théorie la détermination de la position de leur maximum, de leur profondeur, ainsi qu'une quantification précise des abondances modales. La figure 1.4 donne un exemple de déconvolution MGM sur des mélanges binaires OPX/CPX.

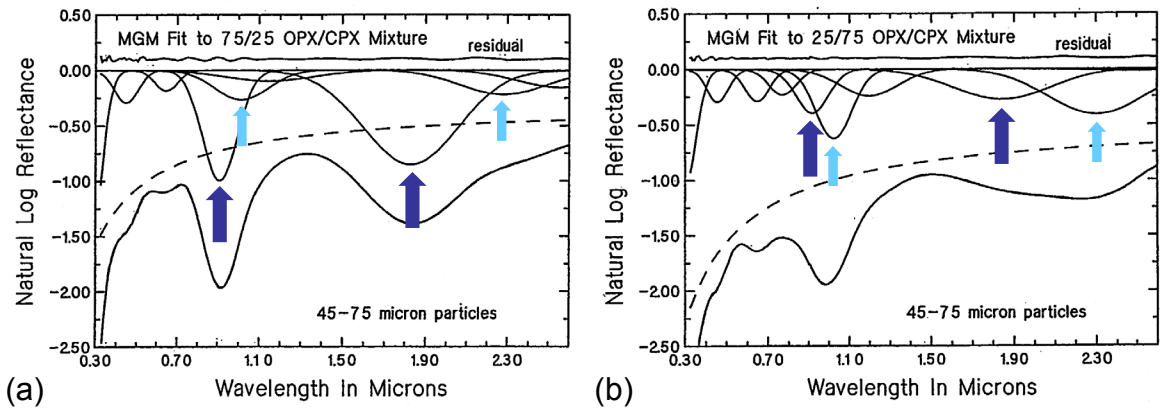


Fig. 1.4 : Déconvolution MGM de spectres de mélange OPX/CPX de proportions respectives 75/25 (a) et 25/75 (b), pour des tailles de grains 45–75 µm. Les flèches bleu foncé marquent les bandes d'absorption de la composante OPX, les flèches bleu clair celles du CPX, et la courbe en tirets représente une modélisation du continuum (d'après Sunshine et Pieters [1993]).

Mais, en pratique, l'utilisation du MGM n'est pas aussi simple qu'il n'y parait. La complexité de la mise en œuvre de cette technique provient essentiellement du grand nombre de paramètres et de leur influence mutuelle : centre, largeur à mi-hauteur et profondeur des différentes bandes d'absorption, paramètres du polynôme pour l'ajustement du continuum, etc. Le MGM ne cesse d'être amélioré –et complexifié– et est actuellement utilisé pour des observations planétaires variées (e.g., Noble et al. [2006], Canas et al. [2008], Clenet et al. [2008], Tsuboi et al. [2010], Clenet et al. [2011]).

Cependant, aussi complexes que soient les mélanges de minéraux réalisés, il ne s'agit pas de roches brutes. L'interprétation directe d'un spectre de roche reste aujourd'hui encore limitée en raison de l'enchevêtrement de leurs signatures spectrales, et jusqu'à présent peu d'études de spectres de roches ont été réalisées (Pompilio et al. [2007]). En effet, les roches sont des systèmes naturels complexes, avec des textures, chimies et structures cristallines extrêmement variables, et l'analyse spectrale de roches soulève encore de nombreuses questions, ayant principalement trait à :

- la capacité à reproduire des spectres de roche à partir de spectres de mélanges de minéraux ;
- l'effet de la texture de la roche sur la position et la forme des bandes d'absorption de minéraux purs ;
- la capacité d'un modèle mathématique à résoudre sans ambiguïté les composants des spectres de roche solide.

L'étude de Pompilio et al. [2007] met en exergue des différences entre les caractéristiques spectrales de mélanges poudreux et de blocs de roche de compositions comparables (cf. Fig. 1.5). Il en résulte principalement que :

- les mesures spectrales réalisées sur des blocs de roche ont toujours une pente (continuum) plus bleue, i.e. une réflectance plus marquée dans les petites longueurs d'onde, que des spectres acquis à partir de matériaux particulaires ;
- la réflectance globale et le contraste spectral des principales bandes d'absorption sont réduits dans les spectres de roche comparés aux spectres de mélanges particulaires.

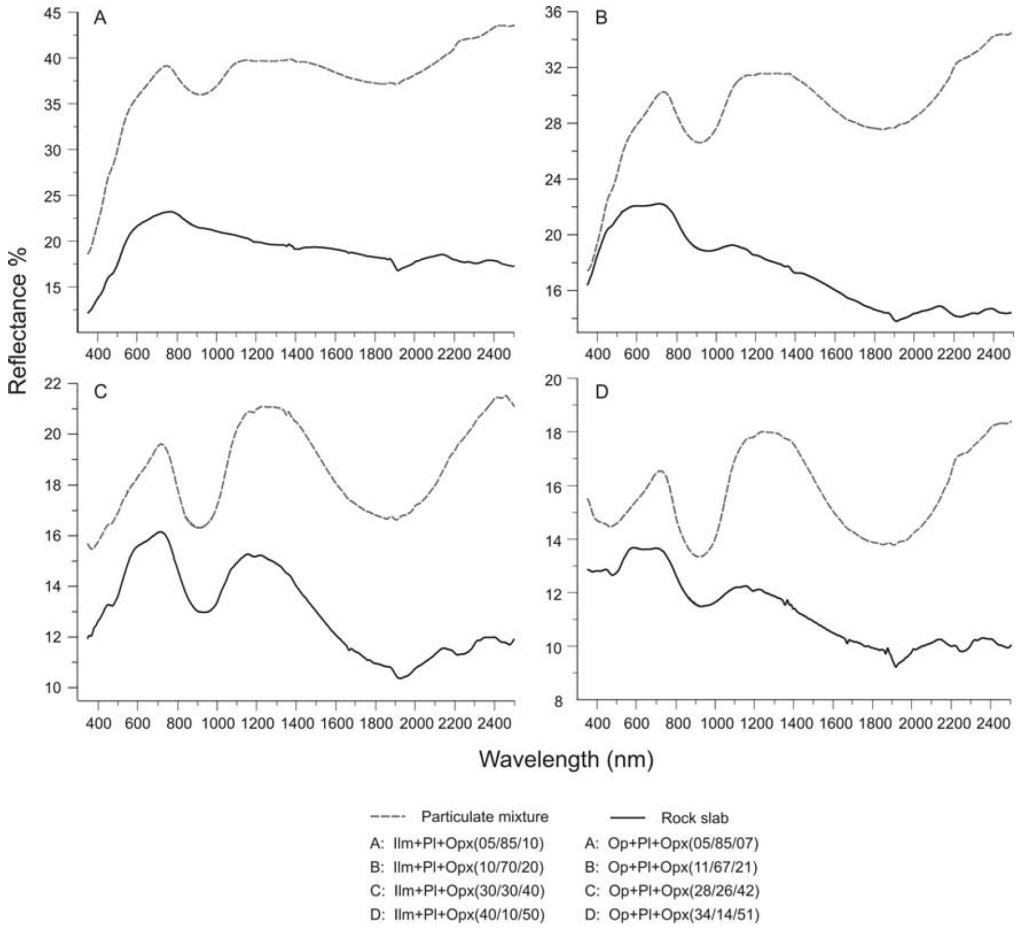


Fig. 1.5 : Comparaison entre les signatures spectrales de mélanges poudreux et de blocs de roche de compositions comparables (Ilm : ilménite, Pl : plagioclase, Opx : orthopyroxène, Op : opaques). Les fractions relatives sont exprimées en pourcent par volume (Pompilio et al. [2007]).

L'analyse des spectres mesurés sur des roches et des poudres de même composition met ainsi en évidence le rôle de la *texture* de la roche dans l'altération des signatures spectrales. Ainsi, outre la composition d'une roche, de nombreux phénomènes sont à prendre en compte pour l'interprétation des spectres et la détermination quantitative des abondances : ce sont les *propriétés physiques de surface*, terme qui englobe en particulier les concepts de granulométrie (cf. Fig. 1.6), de rugosité, d'état de compaction et de mode de diffusion des particules constituant la surface observée (isotropie/anisotropie). Tous ces phénomènes ont un impact sur la forme des spectres de réflectance, ce qui ajoute à la difficulté de leur interprétation.

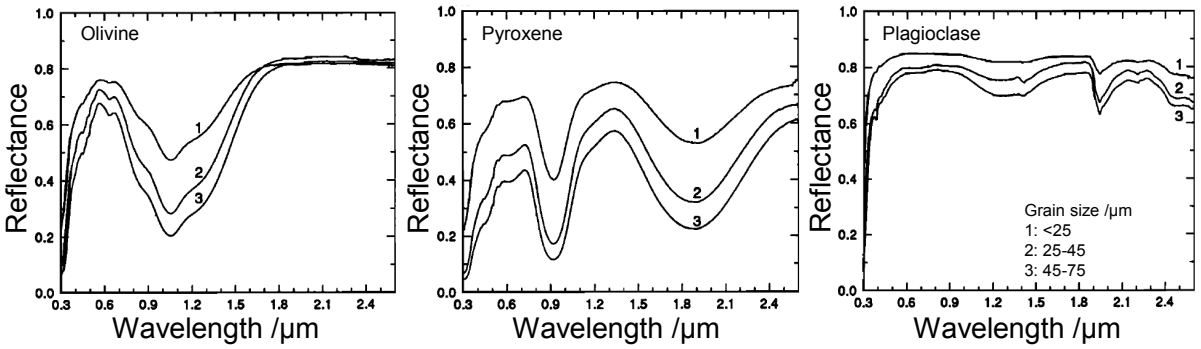


Fig. 1.6 : Spectres de réflectance d'olivine, pyroxène et plagioclase pour des tailles de grains <25, 25–45 et 45–75 µm (d'après Hiroi et Pieters [1994]).

Les implications pour la télédétection des surfaces planétaires sont considérables. Les avancées technologiques dans les spectromètres imageurs offrent des résolutions spatiales et spectrales en constante amélioration, et la prise en compte des textures des surfaces observées est critique. C'est pourquoi la polarimétrie, et plus encore la photométrie, qui permettent d'accéder à des informations sur les propriétés physiques de surface des matériaux, sont fondamentales pour les études des surfaces planétaires.

1.2. Polarimétrie

La polarimétrie est une méthode de télédétection utilisée pour l'étude des surfaces planétaires et des propriétés physiques des matériaux. Moins développée que la spectroscopie, elle ne bénéficie à ce jour d'aucune étude menée à bord d'un satellite (Shkuratov et al. [2007b, 2011]), et se base sur des données télescopiques ou de laboratoire.

1.2.1. Principes physiques de la polarisation

Le rayonnement émanant d'une source lumineuse est une onde électromagnétique constituée de deux vecteurs indissociables : le champ électrique $\vec{E}$ et le champ magnétique $\vec{B}$, tous deux perpendiculaires à la direction de propagation (cf. Fig. 1.7).

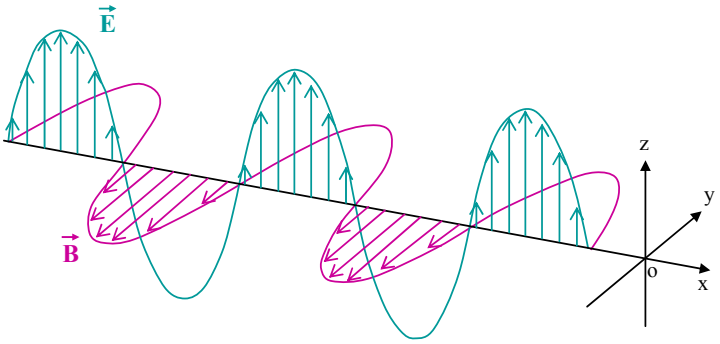


Fig. 1.7 : Propagation d'un champ électromagnétique dans la direction x (d'après Bonnefoy [2001]).

La *polarisation* d'une onde décrit le mouvement de l'extrémité du champ $\vec{E}$ projeté dans le plan d'onde. La polarisation peut être :

- *linéaire* : $\vec{E}$ reste dans le même plan et conserve une direction fixe au cours de la propagation ;
- *circulaire gauche* ou *circulaire droite* : l'extrémité du vecteur $\vec{E}$ forme une spirale en rotation antihoraire ou horaire respectivement, inscrite sur un cylindre à base circulaire dont l'axe est la direction de propagation :
- *elliptique* : l'extrémité du vecteur $\vec{E}$ tourne autour de son axe tout en ayant une amplitude variée qui forme une ellipse sur une révolution du vecteur autour de son axe.

La figure 1.8 présente ces différentes configurations.

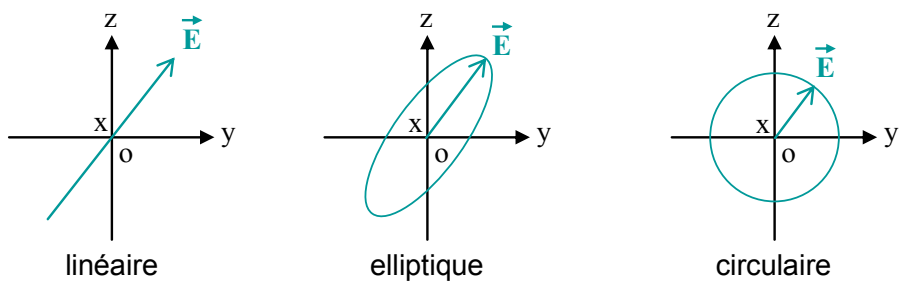


Fig. 1.8 : Types de polarisation possibles (d'après Bonnefoy [2001]).

Si le champ $\vec{E}$ tourne aléatoirement autour de son axe, la lumière est dite *non polarisée* (cas du Soleil ou des ampoules à filament par exemple) ; l'utilisation de polariseurs ou de lames à retard permet alors d'isoler les fractions polarisées linéairement, elliptiquement, ou circulairement.

1.2.2. Effets sur les matériaux particulaires

Les effets optiques tels que la diffraction ou la diffusion par des particules produisent des changements mesurables dans la polarisation de la lumière réfléchie en fonction de la géométrie d'illumination et d'observation (Nelson et al. [1998]). Un rayon de lumière statistiquement non polarisé acquiert un certain degré de polarisation après avoir interagi avec une surface solide, cette polarisation étant induite par les structures fines à l'échelle submillimétrique. La polarimétrie de réflectance apparaît ainsi comme un outil pour analyser les particules fines d'une surface distante (Dollfus [1998]). De façon générale et simplifiée, une surface lisse a tendance à polariser la lumière réfléchie, tandis qu'une surface rugueuse la dépolarise (Claustres [2000]). Les variations de polarisation circulaire, i.e. le changement d'hélicité de la lumière suite à sa réflexion sur une surface, permettent en particulier d'étudier les *effets d'opposition* (e.g., Hapke et al. [1993], Nelson et al. [1998]), phénomènes qui correspondent à la croissance non linéaire de l'intensité de la lumière diffusée par un milieu particulaire directement vers la source (cf. partie 2.2.5).

Pour des études plus quantitatives, on utilise le *degré de polarisation P*, défini par :

$$P = \left(\frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \right) \times 100 \qquad (1.1)$$

où $I_{\perp}$ et $I_{\parallel}$ sont respectivement les intensités mesurées avec l'axe de l'analyseur orienté perpendiculairement et parallèlement au plan de diffusion, plan incluant les rayons incident et émergent (Shkuratov et al. [2007b], Shepard et Arvidson [1999]).

Le comportement commun des *courbes de phase* de polarisation (i.e. degré de polarisation en fonction de l'*angle de phase*, qui est formé par les rayons incident et émergent) est caractérisé par un certain nombre de paramètres illustrés à la figure 1.9.a (Shepard et Arvidson [1999]) :

- une branche négative avec un minimum P_{min} à la phase g_{min} ;
- une phase d'inversion de polarisation g_0, pour laquelle P passe de négative à positive ;
- une pente ascendante de la branche positive de la polarisation s ;
- un maximum P_{max} à g_{max}.

La première courbe de phase polarimétrique lunaire, mesurée par Lyot [1929] (cf. Fig. 1.9.b) en est un exemple célèbre.

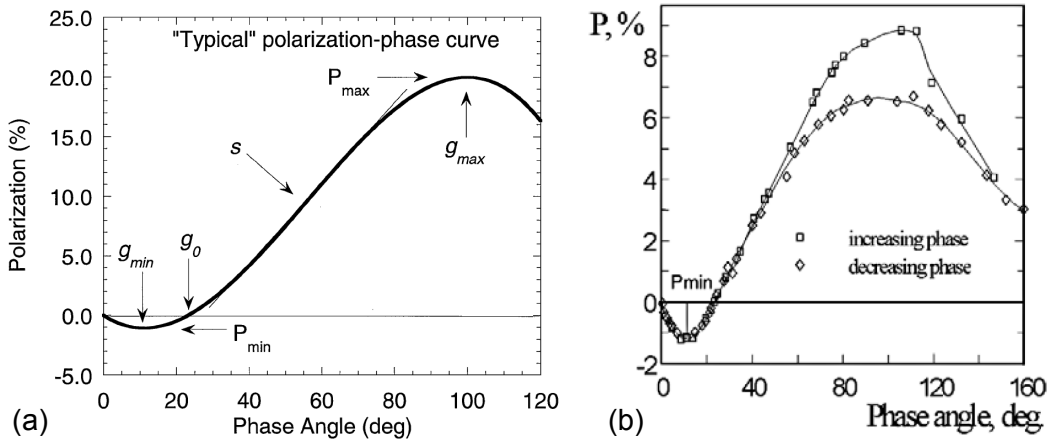


Fig. 1.9 : Courbes de phase de polarisation : (a) idéale, avec les paramètres communément utilisés pour la caractériser (Shepard et Arvidson [1999]); (b) mesurée pour la Lune par Lyot [1929] (reproduite par Shkuratov et al. [2008]).

Des études de laboratoire ont montré empiriquement la relation de ces paramètres avec l'albédo de surface et la texture (Shepard et Arvidson [1999]).

Il a ainsi été montré que le paramètre $(P_{\max})^a A$, avec P_{max}, A, et a le degré maximum de polarisation, l'albédo, et le paramètre décrivant la régression linéaire de la corrélation entre P_{max} et A respectivement, porte des informations significatives sur la taille de grains caractéristique et la microporosité du régolite lunaire (Shkuratov et al. [2007b]).

Des études de laboratoire ont également montré que la valeur de $|P_{min}|$ de la branche de polarisation négative est fonction de l'albédo de la surface particulaire, de la taille des particules, et de la densité particulaire de surface (Shkuratov et al. [2008]).

La polarimétrie offre de plus un moyen alternatif aux méthodes spectroscopiques pour étudier la *maturité* des sols des corps sans atmosphère, qui définit les propriétés physiques et chimiques d'un régolite acquises avec le temps sous l'effet du bombardement météoritique et micrométéoritique, des rayons cosmiques et des radiations solaires (phénomènes de *space weathering*). Suivant cette définition, le concept de maturité est quasiment identique à celui de l'âge d'exposition des matériaux à la surface. Contrairement à la méthode spectroscopique qui traite simultanément la composition et la maturité via les abondances en FeO notamment (e.g., Lucey et al. [2000]), Shevchenko et al. [2003] proposent d'utiliser le rapport spectropolarimétrique $P_{max}(0.419\ \mu m)/P_{max}(0.641\ \mu m)$, avec P_{max} le degré maximum de polarisation à une longueur d'onde donnée, comme indice de maturité lunaire et d'âge d'exposition. Celui-ci présente l'avantage d'être indépendant de la composition chimique des matériaux de surface.

La Lune est à ce jour le corps céleste ayant le plus bénéficié d'études polarimétriques, dont une excellente synthèse est présentée par Shkuratov et al. [2011]. La figure 1.10 en donne une illustration.

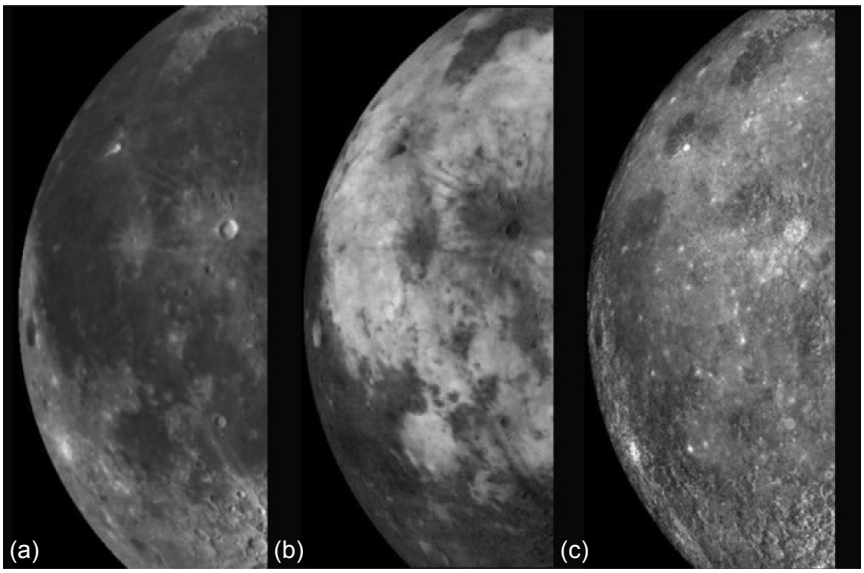


Fig. 1.10 : Images télescopiques photopolarimétriques de la partie ouest de la face visible de la Lune : (a) albédo, (b) degré de polarisation, et (c) distribution de la taille caractéristique des particules, les tons sombres correspondant aux particules les plus petites (Shkuratov et al. [2011]).

L'autre méthode optique permettant d'accéder aux propriétés physiques de surface, et qui, contrairement à la polarimétrie, a été beaucoup plus employée et développée au cours des ans, est la photométrie.

1.3. Photométrie

On appelle *photométrie* la science de la radiométrie dans le domaine visible-proche infrarouge du spectre électromagnétique. Elle est basée sur l'analyse de la *fonction photométrique* d'une surface, qui est une expression mathématique reliant l'intensité de la radiation incidente sur la surface et l'intensité diffusée dans une direction donnée. La finalité de la photométrie est double : fondamentale et appliquée.

1.3.1. Étude des propriétés de surface par la photométrie

Des modèles photométriques, plus ou moins complexes et basés sur l'analyse d'images observées sous différentes configurations géométriques, ont été développés afin de déterminer les propriétés physiques des surfaces observées. Suivant la couverture multiangulaire disponible, seules certaines de ces propriétés, déduites de paramètres spécifiques à chaque modèle, peuvent être déterminées.

Lorsqu'une seule image dans une géométrie d'éclairement et d'observation est disponible, il peut être au moins possible d'obtenir une idée de la topographie de la zone observée par la technique dite de *photoclinométrie* (aussi appelée *shape from shading*), si l'on maîtrise les propriétés photométriques intrinsèques des facettes de surface observée. Les ombres présentes dans l'image sont utilisées pour créer une carte en niveaux de gris pour représenter la hauteur d'un point sur la surface. Cette technique utilise le fait que les facettes exposées plus perpendiculairement à la direction d'illumination sont plus brillantes que les facettes orientées différemment. L'approche la plus simple, à partir d'une seule image, permet

de créer un profil topographique en intégrant les pentes suivant une ligne parallèle à la direction d'éclairement (Shkuratov et al. [2011]).

Lorsqu'au minimum deux images dans des conditions d'éclairement et d'observation différentes sont disponibles, il est possible d'obtenir une idée un peu plus précise de la topographie qu'à l'aide de la photoclinometrie avec la technique dite de *photogrammétrie.* Celle-ci est inspirée de la vision stéréoscopique humaine pour créer des effets de relief. À partir de la parallaxe obtenue entre deux images prises sous différents angles, il est possible de reconstituer le relief de la zone et de produire des cartes topographiques.

À des fins de connaissance des propriétés physiques d'une surface granulaire, l'imagerie basée sur le rapport de deux images prises sous des conditions d'éclairement et d'observation différentes permet d'étudier les variations de structure, en particulier les variations de la rugosité de surface et de la microtopographie non résolues. Des travaux de ce type ont été menés depuis 1978, sur différents rapports d'images, et des travaux récents (Kaydash et al. [2009]) ont permis de détecter des anomalies au niveau régional de la surface lunaire, de l'échelle sub-kilométrique à pluri-déca kilométrique. Ceci a permis de déterminer des anomalies photométriques pour différents types de terrain, en particulier leur rugosité. Cette technique a également été mise en œuvre sur des images haute résolution de la caméra LROC/NAC sur le site d'alunissage de la mission Apollo 14, révélant des anomalies photométriques interprétées comme des variations de la rugosité (Shkuratov et al. [2011]).

Lorsque plus de deux images dans des conditions d'éclairement et d'observation différentes sont disponibles, il devient alors possible d'utiliser les courbes de phase correspondantes (i.e. l'énergie réfléchie en fonction de l'angle de phase) afin d'obtenir des renseignements plus complexes sur l'état de surface de la région observée. Des modèles photométriques faisant intervenir la *pente* de la fonction de phase ont été appliqués à la surface lunaire afin d'en retirer des informations sur ses caractéristiques physiques (Kreslavsky et Shkuratov [2003], Kaydash et al. [2009]). D'autres modèles photométriques, beaucoup plus complexes, font intervenir différents paramètres représentant essentiellement l'albédo associé aux particules constitutives d'une surface granulaire, leur mode de diffusion, leur état de compaction et la rugosité macroscopique de la surface. Ils permettent, par inversion, de remonter jusqu'aux propriétés physiques de surface. C'est ce qui est décrit et utilisé dans les chapitres suivants.

Les techniques de photométrie apparaissent ainsi fondamentales pour la détermination et la caractérisation de la texture de matériaux particulaires. Ces connaissances sont très importantes, grâce aux renseignements et aux contraintes qu'elles peuvent offrir sur la mise en place et l'évolution d'unités géologiques. Et connaître de façon indépendante les propriétés physiques d'une surface est également fondamental pour les études de spectroscopie de réflectance, comme cela à été souligné précédemment, ainsi que pour l'harmonisation et la calibration des données d'imagerie orbitale.

1.3.2. Applications des résultats photométriques

L'acquisition de données orbitales se fait sous des conditions d'éclairement variées qui dépendent de nombreux facteurs tels que les positions respectives du Soleil et du satellite, la latitude de la surface observée, etc., ce qui induit des variations de temps d'acquisition et des éclairements différents entre les images. Afin de pouvoir faire correspondre l'ensemble des données d'une surface planétaire, comme lorsque l'on souhaite créer une mosaïque à partir de

plusieurs images, il faut que les images soient cohérentes entre elles. Il est pour cela nécessaire d'appliquer une *correction photométrique* aux observations pour les ramener à des conditions géométriques d'observation et d'illumination standards (e.g., incidence 30°, émission 0°, phase 30° pour les images de la *Basemap* de la mission lunaire Clementine, cf. McEwen et al. [1998]). Ce type de correction est particulièrement important dans le cas d'images de grand champ, pour lesquelles de grandes différences d'angle de phase sont observées (±30°) dans une seule image (e.g., Sato et al. [2011a] avec l'instrument LROC/WAC). Réaliser une correction photométrique la plus précise possible nécessite de connaître les propriétés physiques de la surface observée, ce qui à l'heure actuelle n'est que rarement le cas, les modèles utilisés pour la correction photométrique étant alors assez simplifiés. Ceci a en particulier un impact réel sur les cartes globales minérales et élémentaires.

Comme expliqué à la partie 1.1.4, la connaissance des propriétés de surface est également fondamentale si l'on souhaite pouvoir interpréter des spectres de roche et non plus seulement des spectres de mélanges particulaires.

Tout ceci montre combien la photométrie est un complément indispensable aux études spectroscopiques. Cependant, sa mise en œuvre se heurte encore au défi technique qu'elle représente. L'observation d'un même point sous différents angles sur une même orbite implique une rotation délicate de la caméra (technique du *spot-pointing* sur lequel nous reviendrons à la partie 5.3.1). De fait, il n'y a aujourd'hui que la caméra HRSC à bord de la sonde Mars Express et CRISM à bord de MRO (missions martiennes) qui aient été spécifiquement conçues pour cela, les satellites Clementine et SMART-1 ayant réalisé ponctuellement ce type d'observations multiangulaires sur la Lune, de même que le spectro-imageur OMEGA sur Mars. L'utilisation d'observations acquises sur plusieurs orbites constitue un palliatif, mais au risque de voir la région étudiée se modifier au cours du temps en cas de présence d'atmosphère par exemple, en raison de phénomènes météorologiques.

Conclusion

Nous avons eu dans ce chapitre un aperçu des principales techniques utilisées en optique pour caractériser la minéralogie et les propriétés physiques des surfaces planétaires : spectroscopie, polarimétrie, et photométrie, les deux dernières offrant des informations complémentaires indispensables pour l'interprétation fine des études spectrales.

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont pour objectif principal d'obtenir une caractérisation des propriétés physiques de surface de matériaux volcaniques et des verres en particulier. Les techniques de photométrie seront donc largement développées et mises en pratiques dans la suite. Nous n'utiliserons pas la polarimétrie, bien que certains mécanismes physiques, tels que les effets d'opposition, décrits à la partie 2.2.5, puissent également être étudiés par cette technique. Du fait de la complémentarité des informations offertes par la spectroscopie (composition minéralogique), des résultats spectroscopiques viendront régulièrement en appui des études de photométrie tout au long de ce manuscrit.

Introduite dans ce chapitre, la photométrie, bien qu'étant une science relativement jeune, a vu se développer nombre de modèles et outils mathématiques, qui sont l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 2

PHOTOMETRIE : GRANDEURS PHYSIQUES, MODELES ET OUTILS EXPERIMENTAUX

L'histoire du développement de la physique nous montre qu'une théorie serait bien présomptueuse en se flattant d'être définitive ;
nous ne voyons guère les théories s'élever que pour crouler.
Mais, en s'écroulant, une théorie qui a été construite avec le désir sincère de parvenir au vrai, ne disparaît jamais complètement ;
parmi ses débris se trouvent toujours des matériaux propres à entrer dans la composition de quelque autre système plus parfait et plus durable.

Pierre Duhem – *Introduction à la Mécanique Chimique*, 1893.

Introduction

La photométrie est une science pour laquelle de nombreux modèles ont été développés depuis une trentaine d'années, et presque autant de conventions géométriques associées, cela pouvant vite générer un certain nombre de confusions. Ce chapitre expose les concepts et conventions géométriques les plus largement utilisés, les principaux modèles et méthodes de résolution ayant été développés pour l'étude des surfaces granulaires, ainsi que les outils expérimentaux mis en œuvre.

2.1. Grandeurs physiques utilisées en photométrie

2.1.1. Interaction rayonnement/matière

La photométrie étudie l'interaction entre rayonnement et matière, celle-ci pouvant prendre plusieurs formes : diffusion, diffraction, réfraction et réflexion (cf. Fig. 2.1).

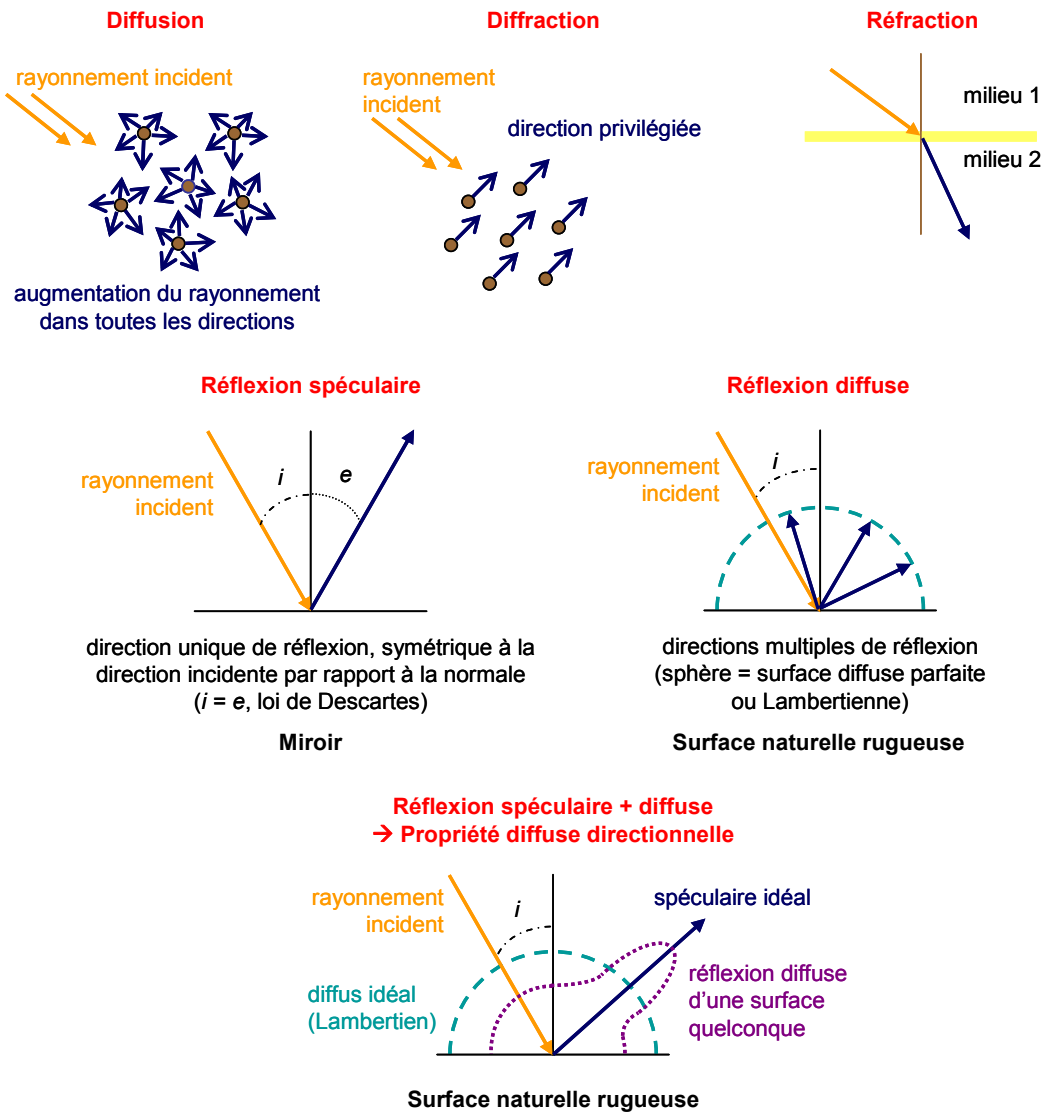


Fig. 2.1 : Illustrations des différents types d'interaction rayonnement/matière : diffusion, diffraction, réfraction et réflexion.

Concernant les phénomènes d'interaction rayonnement/matière, il convient de les hiérarchiser car tous n'interviennent pas au même niveau :

- la réfraction, la réflexion et la diffusion sont des phénomènes physiques élémentaires intervenant au niveau des interfaces optiques élémentaires ;
- la diffusion particulaire, la réflexion diffuse et spéculaire sont des phénomènes émergeant des mécanismes élémentaires précédents à plus grande échelle spatiale, mettant en jeu une collection de particules dans le milieu granulaire considéré, et donc interviennent à un plus haut niveau de description phénoménologique.

Il existe deux types de réflexion :

- la *réflexion spéculaire*, comme avec un miroir, pour laquelle la direction de réflexion est unique, avec symétrie à la direction incidente par rapport à la normale (loi de Descartes) ;
- la *réflexion diffuse*, comme c'est le cas pour une surface naturelle rugueuse, pour laquelle les directions de réflexion sont multiples. Une surface diffusant idéalement sur une sphère parfaite est appelée *surface Lambertienne* (cf. partie 2.3.3).

Une surface naturelle rugueuse présente une réflexion qui est une combinaison des deux types ci-dessus.

2.1.2. Conventions angulaires

En photométrie, les conventions angulaires sont nombreuses, diffèrent selon les auteurs et les époques, et il n'est pas toujours évident de s'y retrouver. La figure 2.2 présente la convention qui est utilisée ici, avec les angles suivants :

- *angle d'incidence i* : entre la normale à la surface et le rayon incident (en provenance de la source) ;
- *angle d'émission e* (également appelé angle d'*émergence*) : entre la normale à la surface et le rayon émergent (en direction de l'observateur/détecteur) ;
- *angle de phase g* : entre le rayon incident et le rayon émergent ;
- *azimuts d'incidence* Φ_i et *d'émergence* Φ_e : entre le nord et la projection des angles d'incidence et d'émergence respectivement ;
- *azimut relatif* $\Phi = |\Phi_i - \Phi_e|$: entre les projections orthogonales sur la surface des rayons incident et émergent.

Ces angles sont reliés par l'expression suivante, issue de relations de trigonométrie sphérique :

$$\cos g = \cos i \cos e + \sin i \sin e \cos \Phi \tag{2.1}$$

Pour alléger les notations, les cosinus d'incidence et d'émission peuvent également s'exprimer : $\mu_i = \cos i$ et $\mu_e = \cos e$.

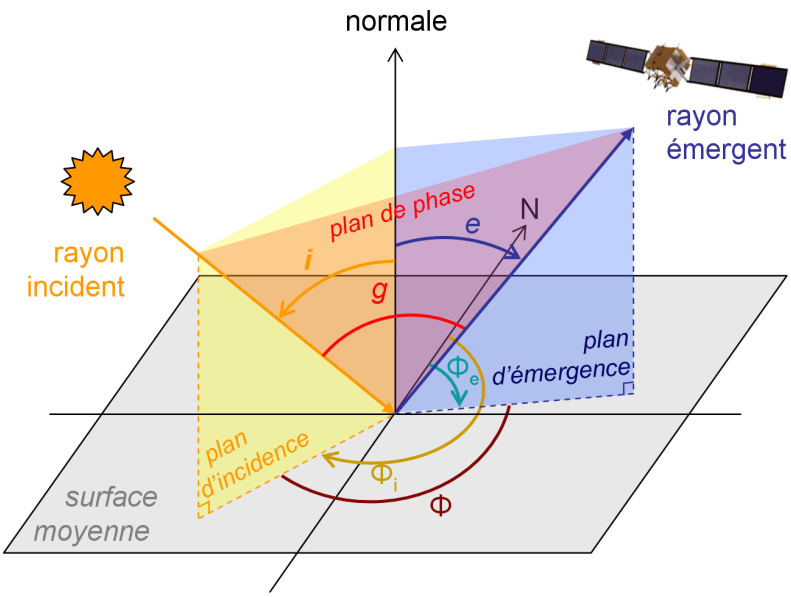


Fig. 2.2 : Définitions des conventions angulaires utilisées.

Si la surface est *isotrope*, c'est-à-dire sans direction privilégiée, alors les azimuts d'incidence et d'émergence ne sont pas utiles, seul l'azimut relatif est important dans ce cas.

On appelle *plan principal* le plan contenant la direction d'incidence et la normale à la surface. Lorsque les rayons incident et émergent sont dans ce plan, l'azimut Φ vaut soit 0° (rétrodiffusion), soit 180° (diffusion vers l'avant).

L'*angle solide* est une notion particulièrement importante pour les mesures de flux énergétique.

Si l'on note *S* la surface sphérique en forme de calotte délimitée par un cône de sommet O et d'angle α, l'angle solide Ω sous lequel on voit la surface *S* depuis O, exprimé en stéradians (sr) (cf. Fig. 2.3.a), est défini par :

$$\Omega = \frac{S}{R^2} \tag{2.2}$$

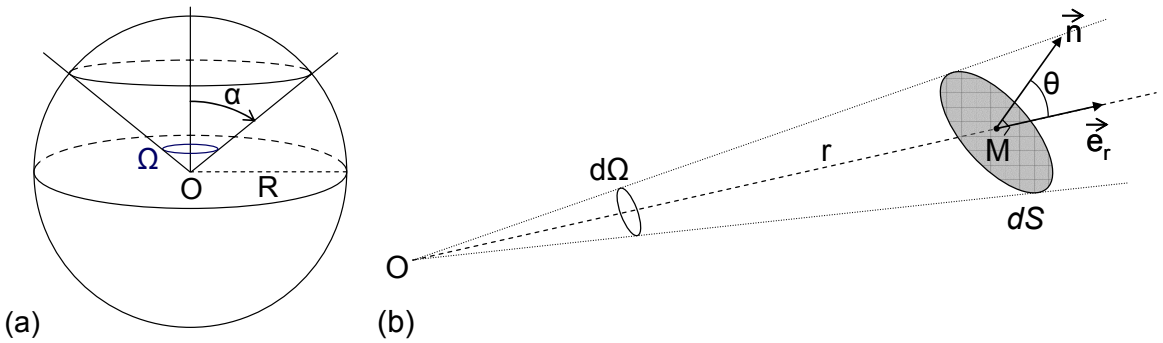


Fig. 2.3 : Angle solide Ω (a) et angle solide élémentaire dΩ (b).

Pour une surface quelconque *S*, pas forcément sphérique, on utilise l'angle solide élémentaire dΩ, défini par :

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2}\vec{n}.\vec{e}_r \tag{2.3}$$

où dS est une surface élémentaire, localisée en M, de normale $\vec{n}$, et $\vec{e}_r$ le vecteur unitaire colinéaire à OM.

On introduit aussi généralement la *surface apparente* $\cos\theta\, dS$, avec $\cos\theta = \vec{n}.\vec{e}_r$, qui est l'angle sous lequel se présente l'objet (lorsque $\theta = 0$, l'objet est vu de face) (cf. Fig. 2.3.b).

Et pour obtenir l'angle solide total, on intègre sur tous les éléments de surface :

$$\Omega = \iint_S \frac{dS}{r^2} \vec{n}.\vec{e}_r \tag{2.4}$$

2.1.3. Flux *F*

On appelle *flux* d'énergie F (ou *puissance radiative*) la quantité d'énergie quittant ou arrivant sur une surface, par unité de temps, dans toutes les directions de l'espace. Il s'exprime en watts (W) et permet de définir différentes quantités utilisées en radiométrie.

2.1.4. Intensité *I*

L'*intensité* I d'un rayonnement d'une source correspond à l'énergie émise par cette source, par unité d'angle solide, et s'exprime en $W.sr^{-1}$.
Elle est reliée au flux F par la relation :

$$F = \int_{sphère} I(\Omega) d\Omega \tag{2.5}$$

C'est là que réside tout l'intérêt de l'utilisation non pas du flux mais de l'intensité en photométrie : le fait de prendre en compte l'orientation permet de distinguer des mesures sous différentes configurations géométriques.

2.1.5. Luminance L_e

La *luminance* L_e (ou *radiance*) est le flux énergétique rayonné $F_{rayonné}$ par unité d'angle solide $d\Omega$ et par unité de surface dS, dans une direction donnée d'angle zénithal θ (cf. Fig. 2.4) :

$$L_e = \frac{d^2 F_{rayonné}}{dS\, d\Omega \cos\theta} \tag{2.6}$$

Son unité est le $W.m^{-2}.sr^{-1}$ (on peut aussi rajouter une dépendance spectrale, et dans ce cas l'unité est $W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$). Elle donne une indication quant à la répartition directionnelle du rayonnement.

Une surface illuminée par un faisceau collimaté de lumière d'incidence i et dont la luminance réfléchie est proportionnelle à $\cos i$, et donc qui diffuse la même énergie dans toutes les directions, est dit *parfaitement diffusante* ou *Lambertienne* (cf. partie 2.3.3).

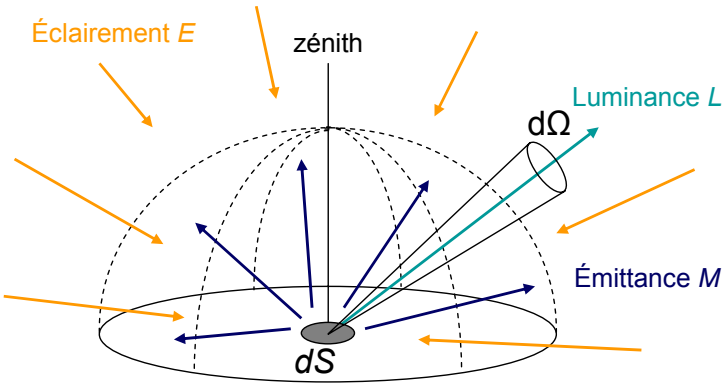


Fig. 2.4 : Illustration des concepts de luminance (bleu-vert), d'éclairement (orange) et d'émittance (bleu nuit).

2.1.6. Éclairement E_i

L'*éclairement* E_i (ou *irradiance*) correspond au flux énergétique incident $F_{incident}$, issu de toutes les directions du demi-espace supérieur, par unité de surface dS de la cible (cf. Fig. 2.4) :

$$E_i = \frac{dF_{incident}}{dS} \tag{2.7}$$

Il est exprimé en W.m^{-2} (ou W.m^{-2}.µm^{-1} avec une dépendance spectrale).

Dans le domaine visible, l'éclairement d'une planète pourvue d'une atmosphère est une combinaison du rayonnement solaire direct très peu divergent et du rayonnement multidirectionnel diffus provenant des particules constituant l'atmosphère.

Les variations d'éclairement d'un corps sphérique sont illustrées par le fait qu'une surface située face à une source lumineuse (le Soleil par exemple) est plus éclairée qu'une surface proche du terminateur.

2.1.7. Émittance *M*

L'*émittance M* (ou *exitance*) correspond à la luminance intégrée sur toutes les directions d'un demi-espace, c'est-à-dire au flux énergétique rayonné $F_{rayonné}$ par unité de surface émettrice dS (cf. Fig. 2.4) :

$$M = \iint_{demi-espace} L_e \cos\theta \, d\Omega = \frac{dF_{rayonné}}{dS} \tag{2.8}$$

Elle s'exprime en W.m^{-2} (ou W.m^{-2}.µm^{-1} avec une dépendance spectrale).

Le Soleil est une source inhomogène, en raison de la présence de taches sombres moins chaudes ou de sa brillance moindre au limbe, qu'il est possible de décrire par ses variations d'émittance.

Dans le cas d'une surface à émission isotrope (Lambertienne), où L_e est une constante L_{iso}, l'intégrale ci-dessus se simplifie en :

$M = 2\pi L_{iso} \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta \, d\theta$, ce qui permet d'obtenir : $M = \pi L_{iso}$.

2.1.8. Réflectance bidirectionnelle

Définition

La *réflectance bidirectionnelle r* d'une surface est définie comme le quotient de la luminance qu'elle réfléchit et de l'éclairement incident collimaté auquel elle est soumise. C'est un terme dimensionné (sr^{-1}). Pour un angle d'incidence *i*, d'émission *e* et de phase *g*, on a :

$$r(i,e,g) = \frac{L_e}{E_i} = \frac{I}{\pi F} \tag{2.9}$$

où *I* et *F* sont l'intensité émise et le flux reçu par la surface respectivement.

La réflectance bidirectionnelle vérifie :

- le principe de réciprocité d'Helmholtz : quelles que soient les directions d'incidence $\vec{i}$ et d'émission $\vec{e}$, $r(\vec{i},\vec{e}) = r(\vec{e},\vec{i})$;
- le principe de conservation de l'énergie : le flux réfléchi par la surface dans tout l'hémisphère est inférieur ou égal au flux incident.

Suivant les auteurs et les types de données, différentes grandeurs dérivées de *r* peuvent être utilisées.

Facteur de radiance (*RADiance Factor*) RADF (ou I/F), adimensionné :

$$\mathrm{RADF}(i,e,g) = \pi\, r(i,e,g) \tag{2.10}$$

Il s'agit du rapport de la réflectance bidirectionnelle d'une surface *S* à celle d'une surface S_L parfaitement diffusante (Lambertienne), cette dernière étant éclairée sous incidence nulle. Le facteur π normalise la somme des réflectances à une valeur ≤ 1 (1 pour une surface Lambertienne).

Fonction de distribution de r (*Bidirectional Reflectance Distribution Function*) BRDF :

$$\mathrm{BRDF}(i,e,g) = r(i,e,g)/\cos i \tag{2.11}$$

Facteur de réflectance (*REFlectance Factor*) REFF :

$$\mathrm{REFF}(i,e,g) = \pi\, r(i,e,g)/\cos i \tag{2.12}$$

Il s'agit du rapport de la réflectance bidirectionnelle d'une surface *S* à celle d'une surface S_L parfaitement diffusante (Lambertienne), les deux surfaces étant observées sous les mêmes conditions d'incidence et d'émission.

Les grandeurs BRDF et REFF, à travers la division par $\cos i$, permettent de compenser la diminution de l'énergie incidente sur la surface, à mesure que l'angle *i* augmente.
La figure 2.5 présente sous forme schématique les relations entre les différentes grandeurs de réflectance.

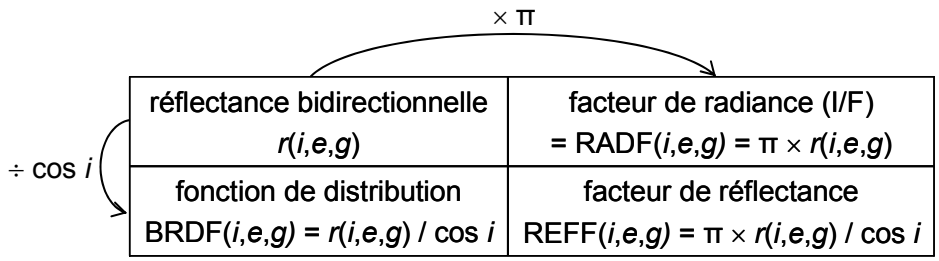


Fig. 2.5 : Relations entre les différentes grandeurs utilisées pour définir la réflectance.

2.1.9. Les albédos

De façon très générale, l'*albédo* (du latin *albus* signifiant *blanc*) est un scalaire qui permet de quantifier la proportion de lumière réfléchie par un objet non lumineux, tel qu'une planète ou un petit corps (astéroïde). Il s'exprime comme la fraction de lumière incidente sur l'objet qui est réfléchie par celui-ci. Suivant l'objet considéré, sa géométrie d'observation et la longueur d'onde utilisée, différents albédos ont été définis. Les deux principales catégories sont l'albédo dit *normal* et l'albédo dit *de Bond* (d'après l'astronome américain George Bond).

Albédo normal

L'albédo normal mesure la luminance d'une surface observée à angle de phase nul normalisée par la luminance d'une surface Lambertienne illuminée et observée selon sa normale ($i = e = 0°$).

On parle d'albédo *visuel* lorsque l'albédo normal est mesuré dans des longueurs d'onde du visible.

L'albédo *géométrique* $A_{géom}$ (ou *physique*) est le rapport de l'intensité d'une planète à angle de phase nul et de l'intensité d'un disque Lambertien hypothétique de même diamètre et à la même distance que la planète, illuminé et observé selon sa normale. Il s'agit donc de la moyenne de l'albédo normal pondérée par l'aire de la surface illuminée de la planète.

L'albédo normal d'une planète ou d'un astéroïde est un indicateur important de la composition de sa surface. Il est généralement inférieur à 1, bien que physiquement rien ne l'empêche de dépasser cette valeur ; mais pour cela il faut une surface ayant un albédo élevé et qui présente un effet d'opposition (cf. partie 2.2.5) permettant de prendre une valeur supérieure à celle de la surface Lambertienne (les régolites planétaires sont trop sombres pour cela).

Albédo de Bond

L'albédo de Bond A_{Bond} (aussi appelé albédo *sphérique*) est la proportion de la radiation incidente totale interceptée par une planète qui est réfléchie/diffusée par celle-ci dans toutes les directions.

L'albédo de Bond est très important pour l'étude de la balance énergétique des corps planétaires. Cette quantité, par définition comprise entre 0 et 1 puisque tout système physique se doit de respecter le principe de conservation de l'énergie, peut être supérieure ou inférieure à l'albédo géométrique suivant les caractéristiques physiques des surfaces observées et de la présence ou non d'atmosphère (par exemple, pour Mars, $A_{géom} = 0.170$ et $A_{Bond} = 0.250$, et

pour Jupiter, $A_{géom} = 0.52$ et $A_{Bond} = 0.343$, chiffres d'après le *NASA National Space Science Data Center*).

L'intégrale spectrale de l'albédo de Bond, pondérée par l'éclairement énergétique du Soleil, est appelé albédo *bolométrique*.

D'autres définitions d'albédo existent, telles par exemple les albédos de Lambert et Minnaert (cf. parties 2.3.3 et 2.3.4 respectivement). Ils sont notamment utilisés en tant que paramètres de modèles photométriques. Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons en particulier à l'*albédo de diffusion simple*, caractéristique théorique documentant le comportement optique d'une particule constitutive du sol étudié, et donc très important pour caractériser les propriétés optiques de ce dernier (cf. partie 2.2.2).

2.2. Photométrie des surfaces planétaires

Afin de décrire les propriétés des surfaces planétaires naturelles, différents paramètres et fonctions ont dû être introduits, puis intégrés dans les multiples modèles photométriques développés jusqu'à ce jour. Les parties suivantes décrivent les phénomènes physiques rencontrés lors de l'interaction onde/particule, et les fonctions utilisées pour les modéliser.

2.2.1. Extinction

Le concept d'*extinction* englobe les phénomènes d'*absorption* et de *diffusion*, qui caractérisent les perturbations subies par une onde lorsqu'une particule fait obstacle à sa propagation. On utilise la section efficace σ_E pour la caractériser :

$$\sigma_E = P_E / J \tag{2.13}$$

où P_E est l'énergie de la perturbation engendrée par la particule, et J l'éclairement incident total arrivant sur la particule. La section efficace est donc une grandeur surfacique.

P_E comprend une partie absorbée par la particule P_A, et une partie diffusée P_S (indice S de l'anglais *scattered*), de sorte que l'on peut définir les sections efficaces d'absorption σ_A et de diffusion σ_S suivant :

$$\sigma_A = P_A / J \text{ , } \sigma_S = P_S / J \text{ , avec } \sigma_A + \sigma_S = \sigma_E$$

En divisant ces quantités par la *section efficace géométrique* σ de la particule (aussi appelée *section apparente*), on obtient les *efficacités* Q_A, Q_S et Q_E correspondantes, qui sont des grandeurs adimensionnées.

2.2.2. Albédo de diffusion simple

L'*albédo de diffusion simple* w caractérise l'énergie, à une longueur d'onde donnée, diffusée par une particule isolée en fonction de l'énergie incidente lors d'un événement unique de diffusion (premier cas de la figure 2.16, partie 2.2.6). C'est donc la luminosité

intrinsèque d'une particule individuelle, de façon analogue à l'albédo de Bond dans le cas d'une planète. Il est défini comme le rapport entre l'énergie diffusée et l'énergie atténuée :

$$w = \sigma_S / \sigma_E \tag{2.14}$$

Compris entre 0 et 1, ce paramètre indique quelle proportion de l'énergie éteinte provient de la lumière diffusée : si $w = 1$, il n'y a que de la diffusion, et si $w = 0$, il n'y a que de l'absorption.

L'albédo de diffusion simple *w* est supposé être une propriété moyenne des particules constitutives du milieu considéré et dépend alors des constantes optiques de la particule, de sa taille, et dans une certaine mesure, de sa forme et de sa structure interne. Les particules composées de matériaux non absorbants ont généralement de grandes valeurs de *w*. Dans le cas général des sols (à l'exception des matériaux les plus absorbants), où les particules sont en contact et où l'on suppose leur taille très supérieure à la longueur d'onde, *w* augmente à mesure que la taille des grains diminue (Shepard et Helfenstein [2007]).

Pour des mélanges, l'albédo de diffusion simple total w_{total} correspond à l'énergie diffusée par l'ensemble des particules individuelles constitutives du milieu, et est donc la moyenne des w_{compo} de chacun des composants pondérée par leur abondance. Cela revient à considérer une surface homogène composée de particules identiques dont les propriétés optiques sont celles moyennées de la surface initiale (c'est le cas lorsqu'une surface inhomogène observée n'est pas résolue).

2.2.3. Les fonctions de phase

La lumière absorbée étant thermalisée à l'issue de son interaction avec la particule, la section efficace d'absorption suffit à décrire ce phénomène.

En revanche, caractériser la diffusion requiert, en plus de la section efficace de diffusion, la connaissance de la répartition angulaire de la lumière diffusée. Pour cela, on définit la *fonction de phase* (ou fonction de diffusion) $P(g)$ comme la probabilité qu'un photon soit dévié d'un angle $\Theta = 180 - g$, appelé *angle de diffusion*, par rapport à sa direction initiale lors de sa rencontre avec une particule isolée. Intégrée sur tout l'espace, cette fonction est égale à l'unité :

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} P(g) d\Omega = 1 \tag{2.15}$$

En théorie, si le milieu étudié n'a pas de direction privilégiée (matériau *isotrope*), la fonction de phase ne dépend que de l'angle de phase. En situation *anisotrope*, il y a également une dépendance en azimut.

Diverses fonctions paramétrées peuvent être utilisées en photométrie pour approcher la fonction de phase. Les plus répandues sont les *polynômes de Legendre* et les *fonctions de Henyey-Greenstein* (HG).

Polynômes de Legendre

Les polynômes de Legendre $P_L(x)$ sont définis par la relation de récurrence de Bonnet :

$$P_{L\,0}(x) = 1$$
$$P_{L\,1}(x) = x$$
$$(n+1)P_{L\,n+1}(x) = (2n+1)xP_{L\,n}(x) - nP_{L\,n-1}(x) \text{ (pour tout entier } n > 0\text{)}$$

En règle générale, on n'utilise en photométrie des surfaces planétaires que les deux premiers degrés (Hapke [1981]), ce qui donne, avec $x = \cos g$:

$$P_L(g, a_1, a_2) = 1 + a_1 \cos g + \frac{a_2}{2}(3\cos^2 g - 1) \tag{2.16}$$

où a_1 et a_2 sont des constantes, a_1 décrivant la magnitude de la diffusion vers l'avant et l'arrière et a_2 représentant la largeur du lobe de diffusion (Johnson et al. [2008a]).

Fonctions de Henyey-Greenstein

La fonction de Henyey-Greenstein (Henyey et Greenstein [1941]), est une fonction empirique à un ou deux lobes de diffusion avant et/ou arrière. Formulée à l'origine pour modéliser la diffusion de la lumière par la poussière interstellaire, cette forme de fonction de phase a depuis été largement appliquée à la photométrie des surfaces planétaires.

- Avec un seul lobe (HG1) :

$$P_{HG1}(g, \xi) = \frac{1 - \xi^2}{(1 + 2\xi \cos g + \xi^2)^{3/2}} \tag{2.17}$$

ξ, compris entre -1 et $+1$, est appelé le *paramètre d'asymétrie*, mais il décrit à la fois le sens de diffusion et l'anisotropie. Le cas isotrope, lorsque les grains diffusent également vers l'avant et vers l'arrière, apparaît pour $\xi = 0$; la diffusion vers l'avant correspond à $\xi > 0$ et la diffusion vers l'arrière à $\xi < 0$ (Hapke [1993], Johnson et al. [2008a]). Une valeur absolue forte traduit une diffusion très anisotrope. La figure 2.6 représente cette fonction pour quelques valeurs de ξ.

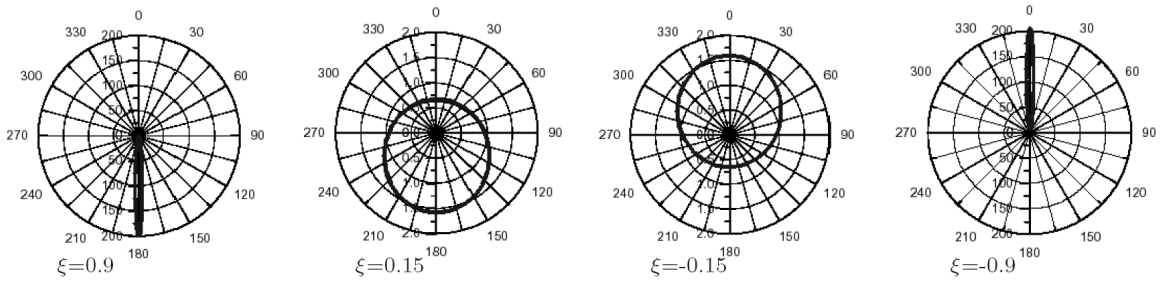


Fig. 2.6 : Représentations de la fonction de Henyey-Greenstein à un paramètre pour différentes valeurs de ξ (Jehl [2008]). Le rayon incident vient de l'azimut 0°.

- Avec deux lobes de même largeur (HG2) :

$$P_{HG2}(g,b,c) = (1-c)P_{HG1}(g,b) + cP_{HG1}(g,-b) \tag{2.18}$$

Soit:

$$P_{HG2}(g,b,c) = (1-c)\frac{1-b^2}{(1+2b\cos g+b^2)^{3/2}} + c\frac{1-b^2}{(1-2b\cos g+b^2)^{3/2}} \tag{2.19}$$

La fonction de phase HG2 est utile pour décrire des surfaces particulaires ayant un caractère à la fois diffusant vers l'avant et vers l'arrière, en séparant les aspects anisotropie/sens de diffusion en deux paramètres. Le premier terme décrit le lobe de diffusion vers l'avant, le second vers l'arrière (McGuire et Hapke [1995]).
Le paramètre *b*, compris entre 0 et 1, est le *paramètre d'asymétrie*. Décrivant la largeur angulaire de chaque lobe, il rend compte de la forme de la fonction en décrivant l'anisotropie de la diffusion : un *b* proche de 0 témoigne d'une surface diffusant dans toutes les directions, avec des lobes bas et larges ; à mesure que sa valeur augmente vers 1, les lobes de diffusion deviennent de plus en plus hauts et étroits (McGuire et Hapke [1995]).
Le paramètre *c*, appelé *fraction de rétrodiffusion*, décrit l'amplitude du lobe de rétrodiffusion relativement au lobe de diffusion vers l'avant : propension à diffuser préférentiellement vers l'avant $(0 < c < 0.5)$ ou l'arrière $(0.5 < c < 1)$. Une particule qui diffuse symétriquement vers l'avant et l'arrière à un *c* de 0.5.
Une particule diffusant de façon isotrope aura un *b* nul et *c* indéterminé. La figure 2.7 illustre ces différents concepts de diffusion.

Fig. 2.7 : Représentation des paramètres de phase *b* (paramètre d'asymétrie) et *c* (fraction de rétrodiffusion).

Historiquement (McGuire et Hapke [1995]), une autre forme de cette fonction, équivalente, a été utilisée (et continue de l'être par une partie de la communauté des photométristes), dans laquelle la fraction de rétrodifusion *c'* est comprise entre –1 et +1. Elle s'obtient en effectuant l'opération $c' = (2c-1)$, d'où:

$$P_{HG2}(g,b,c') = \frac{1-c'}{2}\frac{1-b^2}{(1+2b\cos g+b^2)^{3/2}} + \frac{1+c'}{2}\frac{1-b^2}{(1-2b\cos g+b^2)^{3/2}} \tag{2.20}$$

- Avec deux lobes de largeur différente (HG3) :

$$P_{HG3}(g,b_1,b_2,c) = (1-c)P_{HG1}(g,b_1) + cP_{HG1}(g,b_2) \tag{2.21}$$

Soit :

$$P_{HG3}(g,b_1,b_2,c) = (1-c)\frac{1-b_1^{\,2}}{(1+2b_1\cos g+b_1^{\,2})^{3/2}} + c\frac{1-b_2^{\,2}}{(1+2b_2\cos g+b_2^{\,2})^{3/2}} \qquad (2.22)$$

Cette formulation est utile si l'on souhaite rendre compte de paramètres d'asymétrie propres à chacun des deux lobes de diffusion.

Note : courbe de phase

La notion de *courbe de phase* d'une surface ou d'une planète est à distinguer de la notion de *fonction de phase particulaire* que nous venons de voir ; les deux sont reliées de façon complexe et sont loin d'être confondues. Une *courbe de phase* est représentée graphiquement en reportant la réflectance en fonction de l'angle de phase. Sa forme générale renseigne sur le mode de diffusion des particules de la surface étudiée, comme illustré à la figure 2.8 :

- Si la surface est *rétrodiffusante*, i.e., si plus d'énergie est renvoyée en direction de la source, alors la courbe de phase aura des valeurs élevées au niveau des angles de phase faibles ;
- Si la surface *diffuse vers l'avant*, i.e., si plus d'énergie est renvoyée à l'opposé de la source, alors la courbe de phase aura des valeurs élevées au niveau des grands angles de phase.

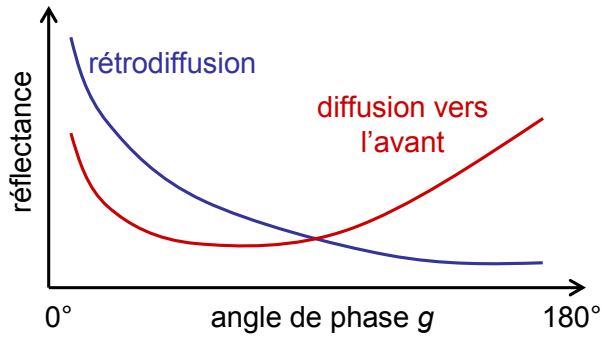


Fig. 2.8 : Représentation schématique de courbes de phase de rétrodiffusion et de diffusion vers l'avant.

Choix de la fonction de phase

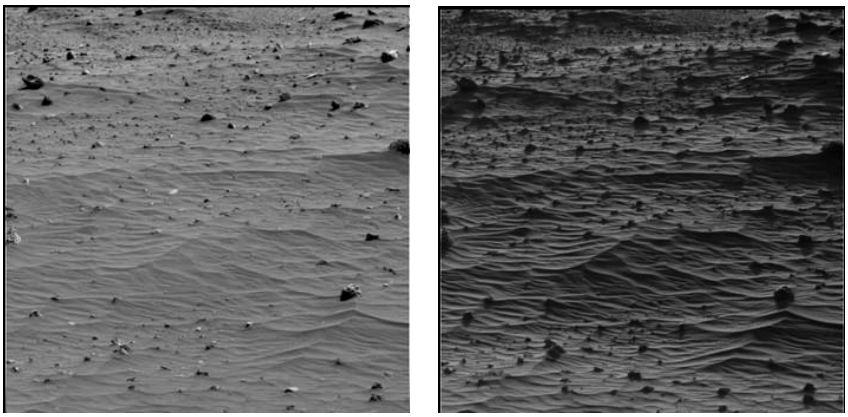
Lorsque les lobes de la fonction de phase sont larges, le second ordre des polynômes de Legendre ou la fonction HG2 permettent de reproduire les observations relativement bien. Cependant, dans le cas d'un lobe de diffusion étroit, la fonction HG2 donne clairement de meilleurs résultats (McGuire et Hapke [1995]). Les fonctions de Henyey-Greenstein sont généralement préférées car elles apparaissent capables de reproduire des fonctions de phase complexes avec moins de paramètres que les polynômes de Legendre (Shepard et Helfenstein [2011]).

Parmi les fonctions de Henyey-Greenstein (à un, deux ou trois paramètres), la fonction HG1 ne permet pas de décrire le caractère diffusant d'un matériau anisotrope ou d'une surface qui présente simultanément des composantes de diffusion vers l'avant et l'arrière. L'équation HG2 est la plus utilisée en photométrie des régolites planétaires, car elle est suffisamment complexe pour pouvoir modéliser une diffusion à deux lobes, tout en ayant une précision suffisante qui ne nécessite pas l'appel à trois paramètres. En effet, la fonction HG3 ne devient

significativement supérieure à la fonction HG2 que lorsque des observations à angles de phase supérieurs à 130° sont disponibles (Hartman et Domingue [1998]).

2.2.4. La rugosité macroscopique

La topographie présente à l'intérieur d'un pixel (*topographie subpixellaire*) joue un rôle important sur la façon dont la lumière incidente est diffusée. Le terme *rugosité macroscopique* fait ainsi référence à la rugosité intégrée sur toutes les échelles comprises entre la taille des particules et celle du pixel, pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de mètres pour des observations orbitales. Sa prise en compte dans les modèles revient au premier ordre à évaluer l'ombre induite à toute échelle par la topographie subpixellaire et comment l'ombre est occultée par la topographie en fonction de la ligne de visée. La figure 2.9 illustre l'importance de l'ombre suivant l'angle d'incidence sous lequel une surface est observée.



$i = 40°$, $e = 70°$, $g = 100°$ $\quad$ $i = 80°$, $e = 70°$, $g = 150°$ illumination rasante

Fig. 2.9 : Dunes de sable martiennes sous deux conditions d'éclairement, mettant en évidence l'influence de l'ombre à mesure que l'incidence devient plus rasante (observations MER Sol 935, 1255 LTST et Sol 930, 1650 LTST respectivement).

Différentes définitions et modélisations de la rugosité macroscopique existent, numériques ou analytiques (Shepard et Campbell [1998] et références incluses), mais nous nous concentrons ici sur l'expression analytique la plus largement utilisée –et la plus complexe–, celle de Hapke [1984, 1993], dont les hypothèses sous-jacentes sont :

- Tous les objets diffusants sont grands comparés à la longueur d'onde, c'est-à-dire que l'optique géométrique est applicable ; dans le cas de particules de taille inférieure à la longueur d'onde, on considère que ce sont de larges agrégats qui contrôlent la diffusion (en pratique, on observe effectivement que des particules de l'ordre du µm – soit à peine plus grandes que la longueur d'onde si l'on travaille dans le visible– tendent à s'agglomérer, cf. par exemple Shepard et Helfenstein [2007]).

- L'angle de pente moyen $\bar{\theta}$ (défini plus bas) est raisonnablement petit (pas de surplomb ou d'escarpement), suffisamment pour négliger les termes de degré 3 ($\bar{\theta}^3$) et plus.

- La diffusion multiple entre des facettes adjacentes est ignorée, de sorte que les facettes dans l'ombre projetée ne contribuent pas à la lumière renvoyée par la surface.

- À une échelle supérieure à quelques longueurs d'onde, la surface étudiée est constituée de petites facettes localement lisses inclinées avec des angles très variés. La normale à chaque facette est décrite par une fonction de distribution bidimensionnelle $a(\theta,\zeta)d\theta d\zeta$ où θ représente l'angle entre la normale et la verticale et ζ l'angle azimutal.

- Les phénomènes qui entrent en jeu dans la modification de la rugosité à l'intérieur d'un pixel ont un comportement statistique aléatoire (valide par exemple pour des surfaces isotropes comme les régolites planétaires non perturbés, mais pas pour des champs de dunes parallèles générées par des vents de direction constante), ce qui permet de considérer la fonction $a(\theta,\zeta)$ indépendante de l'azimut et de l'écrire plus simplement $a(\theta)$.

- La fonction de distribution peut être décrite par une gaussienne avec deux constantes A et B (Hapke [1993]) :

$$a(\theta) = Ae^{-B\tan^2\theta}\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} \tag{2.23}$$

Cette fonction est normalisée :

$$\int_0^{\pi/2} a(\theta)\, d\theta = 1 \tag{2.24}$$

et caractérisée par l'angle de pente moyen $\overline{\theta}$, appelé plus généralement *rugosité macroscopique de surface* :

$$\tan\overline{\theta} = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} a(\theta)\tan\theta\, d\theta \tag{2.25}$$

En insérant l'équation (2.23) dans les équations (2.24) et (2.25), on obtient :

$$A = \frac{2}{\pi}\tan^2\overline{\theta} \tag{2.26}$$

$$B = \frac{1}{\pi}\tan^2\overline{\theta} \tag{2.27}$$

Sous ces hypothèses, Hapke [1993] déduit une expression appelée *fonction d'ombrage et d'occultation S* (de l'anglais *shadowing*), qui permet d'obtenir la réflectance bidirectionnelle d'une surface rugueuse $r_{rug}(i,e,g)$ à partir de celle d'une surface lisse $r_{lisse}(i,e,g)$:

$$r_{rug}(i,e,g) = r_{lisse}(i_e,e_e,g)\, S(\overline{\theta}) \tag{2.28}$$

Elle entraine une modification des angles apparents d'incidence et d'émission (indice *e* pour *effectif*).

La forme analytique de S étant très complexe, on introduit les fonctions intermédiaires suivantes :

$$\chi(\bar{\theta}) = \frac{1}{\sqrt{1+\pi\tan^2\bar{\theta}}} \tag{2.29}$$

$$E_1(x) = \exp\left(-\frac{2}{\pi\tan\bar{\theta}\tan x}\right) \tag{2.30}$$

$$E_2(x) = \exp\left(-\frac{1}{\pi\tan^2\bar{\theta}\tan^2 x}\right) \tag{2.31}$$

$$f(g) = \exp\left(-2\tan\frac{g}{2}\right) \tag{2.32}$$

Il est nécessaire de distinguer deux cas suivant les valeurs d'incidence i et d'émission e.

- cas $e \geq i$:

$$\cos i_e = \chi(\bar{\theta})\left(\cos i + \sin i\tan\bar{\theta}\,\frac{\cos g\,E_2(e)+\sin^2(g/2)E_2(i)}{2-E_1(e)-(g/\pi)E_1(i)}\right) \tag{2.33}$$

$$\cos e_e = \chi(\bar{\theta})\left(\cos e + \sin e\tan\bar{\theta}\,\frac{E_2(e)-\sin^2(g/2)E_2(i)}{2-E_1(e)-(g/\pi)E_1(i)}\right) \tag{2.34}$$

$$\cos i_e(0) = \chi(\bar{\theta})\left(\cos i + \sin i\tan\bar{\theta}\,\frac{E_2(i)}{2-E_1(i)}\right) \tag{2.35}$$

$$\cos e_e(0) = \chi(\bar{\theta})\left(\cos e + \sin e\tan\bar{\theta}\,\frac{E_2(e)}{2-E_1(e)}\right) \tag{2.36}$$

Et enfin :

$$S(i,e,g) = \frac{\cos e_e}{\cos e_e(0)}\,\frac{\cos i}{\cos i_e(0)}\,\frac{\chi(\bar{\theta})}{1-f(g)+f(g)\chi(\bar{\theta})\left[\cos i/\cos i_e(0)\right]} \tag{2.37}$$

- cas $e \leq i$:

$$\cos i_e = \chi(\bar{\theta})\left(\cos i + \sin i\tan\bar{\theta}\,\frac{E_2(i)-\sin^2(g/2)E_2(e)}{2-E_1(i)-(g/\pi)E_1(e)}\right) \tag{2.38}$$

$$\cos e_e = \chi(\bar{\theta})\left(\cos e + \sin e\tan\bar{\theta}\,\frac{\cos g\,E_2(i)+\sin^2(g/2)E_2(e)}{2-E_1(i)-(g/\pi)E_1(e)}\right) \tag{2.39}$$

$$\cos i_e(0) = \chi(\bar{\theta})\left(\cos i + \sin i\tan\bar{\theta}\,\frac{E_2(i)}{2-E_1(i)}\right) \tag{2.40}$$

$$\cos e_e(0) = \chi(\bar{\theta})\left(\cos e + \sin e\tan\bar{\theta}\,\frac{E_2(e)}{2-E_1(e)}\right) \tag{2.41}$$

(les équations (2.40) et (2.41) sont identiques au cas précédent des équations (2.35) et (2.36)).
Et enfin :

$$S(i,e,g) = \frac{\cos e_e}{\cos e_e(0)} \frac{\cos i}{\cos i_e(0)} \frac{\chi(\bar{\theta})}{1 - f(g) + f(g)\chi(\bar{\theta})[\cos i / \cos i_e(0)]} \tag{2.42}$$

La fonction S est représentée à la figure 2.10 pour un angle e de 30° et différentes valeurs de $\bar{\theta}$.

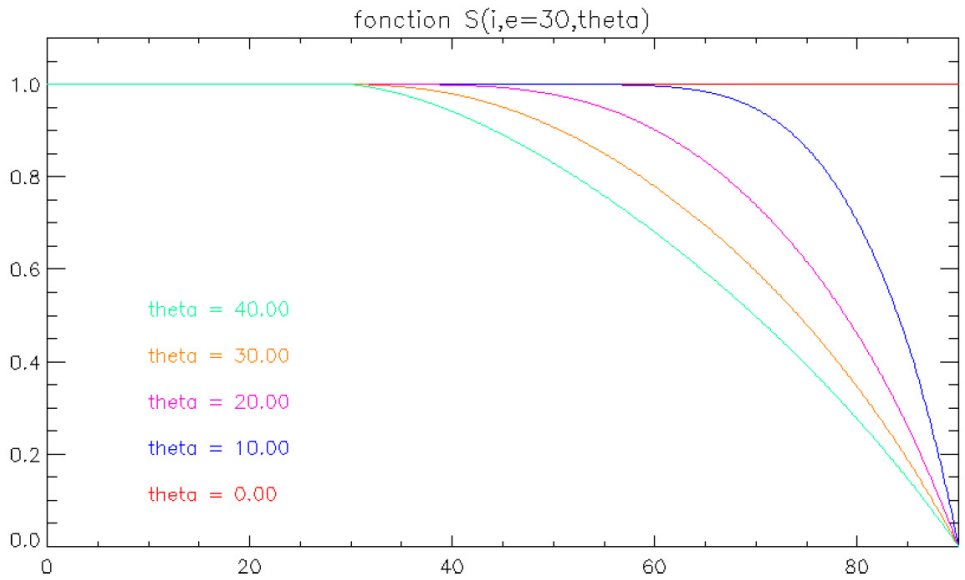


Fig. 2.10 : Fonction S en fonction de l'angle d'incidence i à émergence 30° pour différentes valeurs de $\bar{\theta}$ (Cord [2003]).

Sens physique de la rugosité macroscopique de surface $\bar{\theta}$

Plus que la fonction d'ombrage S, c'est le paramètre de rugosité macroscopique de surface $\bar{\theta}$ que l'on cherche à déterminer en photométrie, et son sens physique a été largement discuté. Il a été défini mathématiquement par Hapke [1984] comme étant l'angle moyen équivalent de la pente dû à la rugosité à l'intérieur d'un pixel, moyenné sur toutes les échelles allant de la taille du pixel à la taille des grains (cf. Fig. 2.11). Le sens physique de cette quantité est cependant plus complexe qu'il n'y parait au premier ordre.

Fig. 2.11 : Représentation géométrique de deux angles de rugosité de surface $\bar{\theta}$.

En effet, prendre en compte l'ensemble des échelles subpixellaires revient à considérer des grandeurs influencées par des processus variés affectant la surface considérée sur une gamme allant du kilomètre au submillimètre. Il a cependant été montré récemment que l'échelle prédominante concernant la rugosité de surface serait l'échelle du millimètre. Shepard et Campbell [1998] ont suggéré que l'échelle des facettes des grains est celle qui est dominante pour l'ombrage, et Helfenstein et Shepard [1999] ont déterminé que, pour le régolite lunaire, la contribution relative du relief de surface aux échelles supérieures à 8 cm

est faible par rapport aux échelles submillimétriques. Des travaux expérimentaux récents ont également montré que ce sont les échelles submillimétriques à centimétriques qui jouent un rôle essentiel (Cord et al. [2003]).

Des simulations numériques de plus en plus réalistes sont désormais également possibles, et des travaux récents ont abordé la question de la rugosité de surface par la méthode de Monté Carlo (e.g., Shkuratov et al. [2005], Parviainen et Muinonen [2007, 2009]). Shkuratov et al. [2005] abordent notamment le problème de la dépendance du paramètre de rugosité en fonction de la longueur d'onde.

L'influence du paramètre $\bar{\theta}$ est illustrée schématiquement à la figure 2.12 : une surface rugueuse observée sous illumination rasante (angle de phase élevé) verra sa luminosité diminuer en raison des ombres ; ce qui n'est pas le cas d'une surface lisse, qui ne voit pas sa réflectance diminuer aux grands angles de phase.

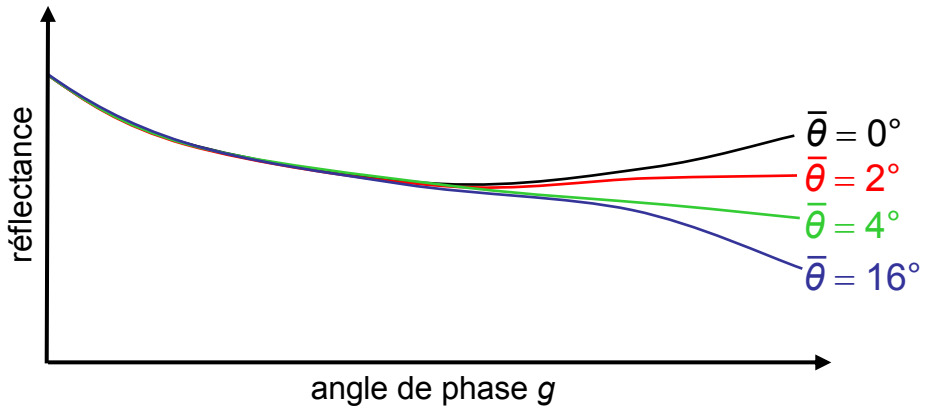


Fig. 2.12 : Courbes de phase modulées par la valeur du paramètre de rugosité de surface $\bar{\theta}$.

2.2.5. Les effets d'opposition

Remarqué au XIXème siècle par Seeliger, l'effet d'opposition correspond à la croissance non linéaire de l'intensité de la lumière diffusée par un milieu particulaire directement vers la source. Il est maximal lorsque l'angle de phase g est proche de 0°, c'est-à-dire lorsque la source, l'observateur et la cible sont alignés (cf. Fig. 2.13), ce qui lui a valu son nom, mais il est observé pour un éventail d'angles de phase plus large, généralement $< 20°$.

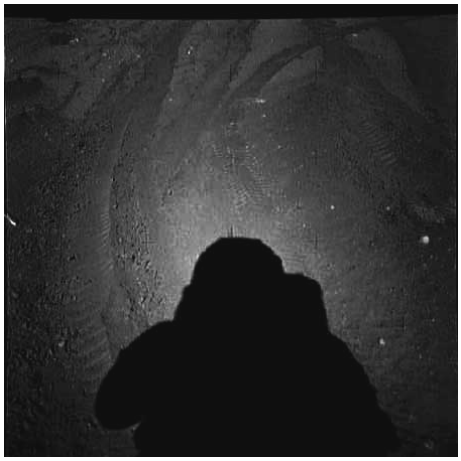


Fig. 2.13 : Illustration de l'effet d'opposition sur l'ombre de l'astronaute Eugene Cernan durant la mission Apollo 17 (image NASA AS17-140-21359).

L'effet d'opposition est quasiment omniprésent, observé pour des milieux aussi divers que les sols, givre, et canopée végétale.

C'est un phénomène important en télédétection pour les surfaces planétaires car il peut renseigner sur des quantités telles que la porosité et le libre parcours moyen des photons (aussi appelé libre transport moyen, et qui correspond à la distance moyenne parcourue par un photon avant que sa direction de propagation ne change de 1 rad environ) dans le sol (Hapke et al. [1998]). Il est très étudié en photométrie, de même qu'en polarimétrie.

L'explication physique de ce phénomène admet principalement deux contributions, le *Shadow Hiding Opposition Effect* (SHOE) et le *Coherent Backscattering Opposition Effect* (CBOE) (cf. Fig. 2.14).

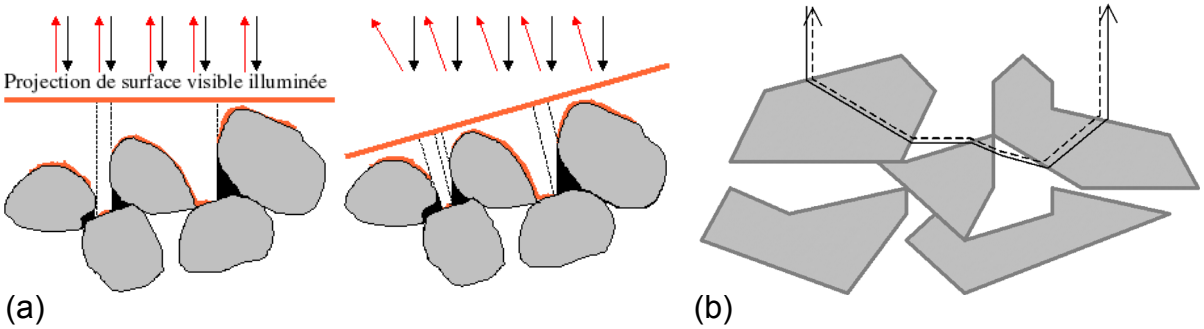


Fig. 2.14 : (a) SHOE : la partie visible de la surface éclairée apparaît en orange ; les ombres des grains sont masquées à faibles phases (schéma de gauche) (Jehl [2008]). (b) CBOE : les ondes se propageant dans des trajets identiques en sens opposés interfèrent constructivement (Cord [2003]).

- Le SHOE requiert l'existence de particules beaucoup plus grandes que l'échelle de la longueur d'onde pour projeter des ombres. À l'approche de l'opposition $(g = 0°)$, les ombres des grains sont alors masquées par les particules elles-mêmes, et la surface s'éclaire de façon non linéaire. Cette explication seule s'avère toutefois insuffisante, puisque dans le cas de milieux fortement réfléchissants composés de matériaux transparents, pour lesquels la diffusion multiple (cf. partie 2.2.6) devrait atténuer les effets d'ombrage, on observe également un pic d'opposition (Bonnefoy [2001]).

- Le CBOE a donc été introduit lorsque des études expérimentales ont montré que le SHOE seul ne pouvait rendre compte des observations. Surtout visible lorsque les particules sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, mais également observé dans le cas de grains de taille bien supérieure ou inférieure à la longueur d'onde (Nelson et al. [2000]), il s'agit par essence d'un phénomène de diffusion multiple (cf. partie 2.2.6), dans lequel deux photons prennent exactement le même chemin, mais en sens inverse, de la source à l'observateur. Il s'ensuit une interférence constructive près de l'opposition qui est responsable d'une augmentation extrêmement non linéaire de l'intensité lumineuse observée.

Il est important de noter que le SHOE est supposé dominer le CBOE pour des angles de phase supérieurs à ~3° (Helfenstein et al. [1997], Hapke et al. [1998, 2009], Kamei et Nakamura [2002], Johnson et al. [2008a]).

Le formalisme mathématique de Hapke [2002] modélise les effets d'opposition SHOE et CBOE de la façon suivante :

- L'effet SHOE est représenté par la fonction $B_{SH}(g)$ suivante :

$$B_{SH}(g) = 1 + \frac{B_{S0}}{1 + \frac{\tan(g/2)}{h_S}} \tag{2.43}$$

B_{S0} est l'amplitude du SHOE et est physiquement contraint entre 0 et 1. Il est relié à l'opacité des particules, une valeur de 1 signifiant que toute la lumière est diffusée à la surface et la particule est par conséquent opaque. Le paramètre h_S est la largeur angulaire du SHOE. Il est relié à la porosité et à la distribution en taille des particules suivant :

$$h_S = -E\langle a \rangle \ln(1-\phi)/2\phi \tag{2.44}$$

où E est le coefficient d'extinction du milieu, $\langle a \rangle$ est le rayon moyen de la particule et ϕ est le facteur de remplissage, fraction du volume occupé par des particules solides ($\phi = 1 - p$, p étant la porosité). Les surfaces plus compactes et/ou avec une distribution de taille plus uniforme auront de plus grandes valeurs de h_S (Hapke [1993]). La figure 2.15 illustre la signification de ces paramètres sur une courbe de phase.

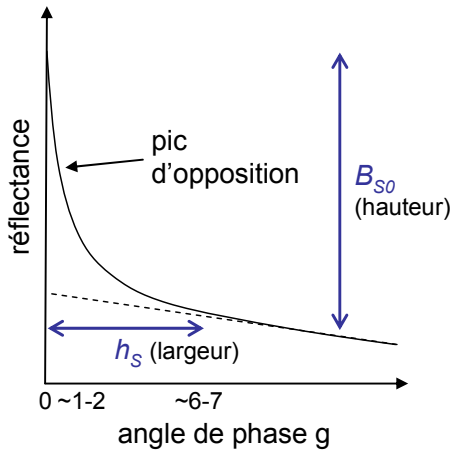


Fig. 2.15 : Paramètres B_{S0} et h_S représentés sur une courbe de phase.

- L'effet CBOE est modélisé par la fonction $B_{CB}(g)$ suivante :

$$B_{CB}(g) = 1 + B_{C0} \frac{1 + \frac{1 - e^{-\tan(g/2)/h_C}}{\tan(g/2)/h_C}}{2(1 + \tan(g/2)/h_C)^2} \tag{2.45}$$

Avec :

$$h_C = \frac{\lambda}{4\pi\Lambda} \tag{2.46}$$

B_{C0} est l'amplitude du CBOE, λ la longueur d'onde, et Λ le libre parcours moyen dans le milieu (distance moyenne parcourue par un photon avant que sa direction ne soit changée par un obstacle).

2.2.6. Diffusion multiple

Comme nous l'avons vu, la lumière qui se propage dans un milieu hétérogène subit des déviations qui sont fonction des propriétés optiques des particules rencontrées, de leur densité, forme, dimension, présence d'inclusions, etc. Il faut alors distinguer la *diffusion simple*, rattachée à une seule particule, et la *diffusion multiple*, qui correspond aux rayons diffusés deux fois (*diffusion double*) ou plus à l'intérieur d'une même particule ou entre différentes particules avant d'être observée (cf. Fig. 2.16).

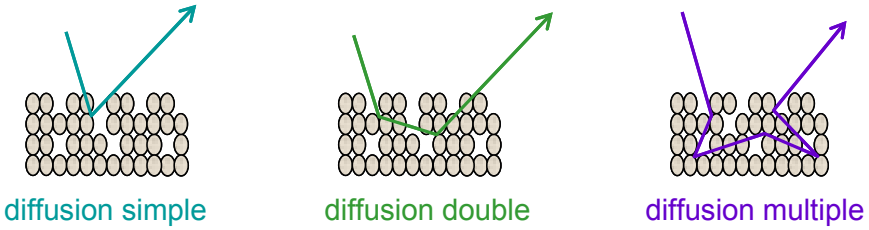


Fig. 2.16 : Schémas représentant les diffusions simple, double et multiples.

De façon générale, la diffusion simple correspond à la situation où les particules du milieu sont suffisamment éloignées pour que le rayonnement diffusé par une particule n'en atteigne pas une autre (milieux peu denses tels que les gaz). Mais elle est également présente dans le cas de matériaux granulaires compacts tels que des surfaces planétaires par la fraction de lumière directement renvoyée vers l'observateur après une interaction unique avec une particule du sol.

La diffusion multiple, quant à elle, est toujours associée à des milieux où la densité particulaire est élevée, tels que les nuages, les solutions concentrées, les poudres, etc.

La modélisation de la réflectance d'une surface granulaire compacte nécessite donc la prise en compte de ces deux types de diffusion.

- La diffusion simple est représentée par la fonction de phase $P(g)$ d'une part (cf. partie 2.2.3), et l'effet d'opposition SHOE d'autre part (cf. partie 2.2.5).
- La diffusion multiple résulte également de deux facteurs : la diffusion multiple entre différentes particules au sens strict, et l'effet d'opposition CBOE (cf. partie 2.2.5). La diffusion multiple entre particules est représentée par une fonction $M(\mu_i, \mu_e, g)$ (avec $\mu_i = \cos i$ et $\mu_e = \cos e$, cf. partie 2.1.2).

Hapke [1993] part de l'hypothèse que les effets d'anisotropie sont essentiellement concentrés dans le terme de diffusion simple. Ceci est dû au fait qu'un photon perd rapidement la mémoire de sa direction initiale à mesure qu'il est diffusé de plus en plus de fois. Cette approximation, bien que peu compatible avec des particules de petite taille, peu absorbantes, espacées les unes des autres et diffusantes vers l'avant, est néanmoins tout à fait valide pour la majorité des régolites planétaires d'albédo faible ou moyen (Bonnefoy [2001]). Dans ce cas, l'expression analytique de $M(\mu_i, \mu_e, g)$ est simplement :

$$M(\mu_i, \mu_e, g) = H(\mu_i)H(\mu_e) - 1 \tag{2.47}$$

Les fonctions de Chandrasekhar H pour des diffuseurs isotropes sont solutions de l'équation intégrale :

$$H(x) = 1 + \frac{w}{2} x H(x) \int_0^1 \frac{H(x')}{x + x'} dx' \tag{2.48}$$

et x peut soit être μ_i ou μ_e.

Ces fonctions complexes sont formulées de façon rigoureuse par Chandrasekhar [1960], mais dans la pratique, elles sont approximées par les expressions suivantes (l'équation (2.50) est plus précise) :

$$H(x) = \frac{1 + 2x}{1 + 2\gamma x} \tag{2.49}$$

$$H(x) = \left\{ 1 - (1-\gamma) x \left[\frac{1-\gamma}{1+\gamma} + \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1-\gamma}{1+\gamma} - \frac{1-\gamma}{1+\gamma} x \right) \ln\left(\frac{1+x}{x} \right) \right] \right\}^{-1} \tag{2.50}$$

Dans ces expressions, le paramètre γ se déduit de l'albédo de diffusion simple w selon :

$$\gamma = \sqrt{1 - w} \tag{2.51}$$

Hapke [2002] propose une version de M plus complexe, qui ne fait cependant pas intervenir de nouveaux paramètres, afin de tenir compte des diffuseurs anisotropes.

Les phénomènes physiques qui interviennent lorsque la lumière interagit avec des surfaces granulaires, décrits dans les paragraphes précédents, ont été intégrés, tous ou en partie, dans des modèles photométriques, afin de pouvoir déduire les caractéristiques physiques de surfaces pour lesquelles seules des données de télédétections sont disponibles.

2.3. Les modèles photométriques

Dérivant du formalisme de l'électromagnétisme statistique, l'équation du transfert radiatif permet d'exprimer l'interaction d'un rayonnement avec un milieu naturel granulaire et la réflectance bidirectionnelle correspondante. Cependant, en raison de sa grande complexité, des modèles analytiques empiriques, semi-empiriques ou numériques ont été développés. Cette partie présente, de façon non exhaustive, différentes approches qui ont été proposées, des plus simples aux plus complexes.

2.3.1. Théorie de Mie

L'interaction d'une onde plane monochromatique avec une particule diélectrique isolée sphérique uniforme est décrite par la théorie de Mie (début du XXème siècle), fondée sur les équations électromagnétiques de Maxwell. Elle fait intervenir les coordonnées et harmoniques sphériques, et l'application des conditions aux limites permet de déterminer les expressions des champs incident, intérieur à la sphère, et extérieur à celle-ci.

Le cas des particules de taille inférieure à la longueur d'onde constitue un cas limite de la théorie de Mie, et correspond à la *diffusion Rayleigh*.

La théorie de Mie est l'une des premières à traiter rigoureusement la diffusion de la lumière par une particule ; cependant, dans le cadre de l'étude d'une surface planétaire, l'étude d'une particule isolée dans l'espace ressemble plus à un cas d'école qu'à la réalité. De ce fait, on utilise plutôt des modèles basés sur l'équation du transfert radiatif, qui permet de considérer de nombreuses particules en interaction.

2.3.2. Équation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif permet de calculer les flux multidirectionnels d'énergie radiative traversant un milieu supposé continûment absorbant et diffusant si l'on suppose un empilement de couches homogènes. La luminance émanant d'une couche de matériau constitué d'un grand nombre de particules diffusantes est décrite par l'équation de transport des photons. Elle traduit la conservation de l'énergie au sein de la couche par le fait que la variation de luminance dans une direction donnée résulte soit de l'absorption ou de la diffusion dans d'autres directions (terme d'extinction), soit d'un apport à partir d'autres directions (terme de diffusion multiple), y compris depuis la source (terme de diffusion simple). Le bilan énergétique local du champ de rayonnement décrivant la variation de l'intensité en un point rapporté à l'unité de surface normale et dans un angle solide unitaire entre deux niveaux τ et $\tau + d\tau$ (τ étant l'épaisseur optique) s'écrit (Chandrasekhar [1960]) :

$$\mu_e \frac{\partial L_e(\tau,\mu_e,\Phi)}{\partial \tau} = \underbrace{L_e(\tau,\mu_e,\Phi)}_{extinction} - \underbrace{\frac{F}{4\pi}\exp(-\tau/\mu_i)P(g)}_{diffusion\ \ simple} - \underbrace{\frac{1}{4\pi}\int_{-1}^{1}\int_{0}^{2\pi} wP(g)L_e(\tau',\mu_e',\Phi')d\mu_e' d\Phi'}_{diffusion\ \ multiple} \tag{2.52}$$

L'ensemble des grandeurs apparaissant dans cette expression ont été définies dans les parties précédentes.

Cette équation est valable quelle que soit la complexité du système tant qu'il peut être représenté par un empilement de couches homogènes. En toute rigueur, l'équation du transfert radiatif ne peut traiter que les milieux dont les diffuseurs sont suffisamment éloignés les uns des autres (approximation dite de *champ lointain*), et ne peut décrire l'effet CBOE qui est lié à la partie cohérente du terme de diffusion multiple. Sur ces questions, le lecteur est invité à consulter les travaux récents de Mishchenko et al. (e.g., Mishchenko [2002, 2006, 2008a, 2008b], Mishchenko et Liu [2007], Mishchenko et al. [2007]).

Dans le cas des sols, milieux optiquement épais avec effets d'ombrage mutuel entre particules, peu de simplifications de l'équation du transfert radiatif peuvent être faites, ce qui rend sa résolution exacte impossible. Cela a motivé le développement de –très– nombreux modèles photométriques (analytiques empiriques, semi-empiriques, théoriques, numériques, etc.). Seule une petite fraction est présentée ici, qui constitue les principaux modèles ayant le plus trait à l'étude des surfaces planétaires. Pour une plus grande exhaustivité, le lecteur est invité à consulter la synthèse de Claustres [2000].

2.3.3. Modèle de Lambert

L'expression empirique la plus simple utilisée pour décrire le comportement diffusant de surfaces particulaires est la *loi de Lambert* (Lambert [1760]). Elle définit la réflectance bidirectionnelle r_L d'une surface sans dépendance spécifique en angle de phase :

$$r_L(i,e,g) = K_L \cos i \tag{2.53}$$

où K_L est une constante égale à A_L/π, A_L étant l'*albédo de Lambert* (rapport entre la puissance totale diffusée par unité d'aire par une surface et la puissance incidente par unité d'aire).

Ainsi, cette loi modélise une surface qui réfléchit ou transmet une fraction du flux incident (fraction caractérisée par A_L), avec une luminance uniforme (cf. Fig. 2.17). Pour une surface parfaitement diffusante (ou Lambertienne) : $A_L = 1.0$.

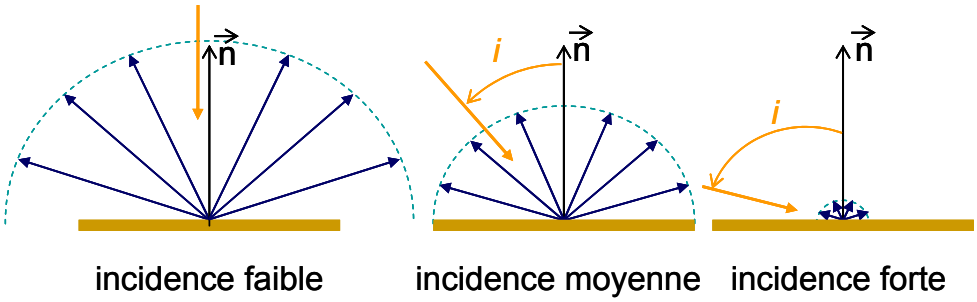


Fig. 2.17 : Illustration du modèle de Lambert selon l'angle d'incidence.

En pratique, la loi de Lambert tend à mieux décrire les surfaces d'albédo élevé (la neige par exemple), qui en raison d'une diffusion multiple plus importante ont tendance à diffuser de façon plus isotrope que les surfaces sombres (Hapke [1993]), bien qu'aucune surface planétaire diffusant comme un corps Lambertien n'ait été jusqu'à présent observée, même en incluant les satellites de glace (e.g., Domingue et Verbiscer [1997]).

2.3.4. Modèle de Minnaert

Lors de travaux portant sur les propriétés photométriques de la Lune, Minnaert [1941] a généralisé la loi de Lambert et exprimé la réflectance bidirectionnelle r_M en introduisant un terme supplémentaire dépendant du cosinus de l'angle d'émission, ainsi qu'un paramètre k appelé *coefficient de Minnaert* :

$$r_M(i,e,g) = A_M (\cos i)^k (\cos e)^{k-1} \tag{2.54}$$

A_M et k sont toutes deux des *constantes* empiriques dont les valeurs varient en fait avec la longueur d'onde, la phase, l'albédo et l'azimut (Hapke [1981, 1993]).

Dans cette loi plus élaborée, l'introduction de la dépendance en émission induit une dépendance en angle de phase, tandis que k permet de pondérer les contributions respectives des angles d'incidence et d'émission (k mesure l'écart par rapport au modèle Lambertien, le cas $k = 1$ nous ramenant à la loi de Lambert). L'*albédo de Minnaert* A_M est la fraction de l'éclairement solaire incident diffusé suivant la normale pour une surface illuminée verticalement (Soderblom et al. [2006]). Par exemple, on a $0.6 \le k \le 0.8$ et $0.1 \le A_M \le 0.4$

pour la Lune, et des variations significatives de k ont été observées à la surface de Mars à des échelles de 100–300 km, pouvant être reliées à des différences locales de propriétés physiques de surface (De Grenier et Pinet [1995]).

Cette loi est cependant limitée à des applications pour lesquelles les angles de phase restent limités (i et e inférieurs à 50°), et perd de son réalisme physique à mesure que les angles d'émission se rapprochent de la situation rasante (Bonnefoy [2001], Johnson et al. [2008a]).

Une autre limite à l'utilisation de ce modèle est que les paramètres introduits ne sont pas reliés directement à des propriétés physiques des matériaux et sont peu utiles à la caractérisation du comportement optique de la surface observée (Hapke [1981]).

2.3.5. Modèle de Lommel-Seeliger

Chandrasekhar [1960] a établi empiriquement une fonction photométrique, plus connue sous le nom de *loi de Lommel-Seeliger*, a partir des lois du transfert radiatif, dans le but de décrire les propriétés de diffusion des surfaces sombres (pas de prise en compte de la diffusion multiple). Elle s'écrit :

$$r(i,e,g) = \frac{w}{4\pi} \frac{\cos i}{\cos i + \cos e} P(g) \tag{2.55}$$

où w est l'albédo de diffusion simple et $P(g)$ est une fonction arbitraire décrivant la dépendance en phase de la fonction de diffusion.

Cette loi est applicable lorsque l'albédo de diffusion simple est suffisamment petit pour pouvoir négliger la contribution de la diffusion multiple (e.g., régions de la Lune, Mercure).

2.3.6. Fonction de Lambert Lunaire

Combinaison linéaire des lois de Lambert et de Lommel-Seeliger, la loi dite de *Lambert Lunaire* (Meador et Weaver [1975]) modélise de façon adéquate les propriétés de surface de la plupart des terrains. Son expression est la suivante :

$$r(i,e,g) = \frac{\cos i}{\cos i + \cos e} AP(g) + B\cos i \tag{2.56}$$

où A et B sont des paramètres empiriques qui déterminent les contributions de Lommel-Seeliger et de Lambert à la fonction de diffusion respectivement.

Les modèles présentés jusqu'ici sont basés sur des arguments purement géométriques, sans considération pour la nature du matériau étudié. Des modèles plus évolués, qui intègrent les différents types d'interaction présentés à la partie 2.2 (e.g., rugosité macroscopique de surface), ont depuis été développés. Parmi ceux-ci, ceux de Hapke sont les plus largement utilisés –et discutés– dans la communauté des photométristes, et sont l'objet du paragraphe suivant.

2.3.7. Modèle de Hapke

Hapke s'intéressant principalement aux surfaces planétaires, son modèle découle directement de la théorie du transfert radiatif. Afin de contourner les difficultés induites par la non-applicabilité de l'approximation de champ lointain dans le cas de surfaces granulaires compactes, une solution initiale consiste à supposer la lumière sensible à des propriétés moyennes locales de diffusion et d'absorption en volume, et non à la distribution spatiale discrète des structures. Ainsi, Hapke [1993] considère préalablement l'interaction entre un faisceau incident et une particule isolée (à travers la fonction de phase et l'albédo de diffusion simple), puis les effets dus à la proximité des grains sont intégrés au travers de fonctions spécifiques (effets d'opposition, rugosité macroscopique de surface, disparition du terme de diffraction en diffusion simple).

En intégrant progressivement à son modèle de base (Hapke [1981]) la rugosité macroscopique de surface (Hapke [1984]), l'effet d'opposition SHOE (Hapke [1986]), la réflectance bidirectionnelle telle que décrite par ce modèle semi-empirique s'écrit, en reprenant les notations de la partie 2.2 :

$$r(i,e,g) = \frac{w}{4\pi}\frac{\mu_{i_e}}{\mu_{i_e}+\mu_{e_e}}\left(P(g)B_{SH}(g)+M(\mu_{i_e},\mu_{e_e},g)\right)S(i,e,g) \tag{2.57}$$

Cette formulation est celle que l'on appelle généralement *modèle de Hapke [1993]*.

Des versions plus récentes ont été développées : Hapke [2002] prend en compte les effets CBOE et d'anisotropie ; Hapke [2008] a introduit un nouveau paramètre, *K*, appelé *facteur de porosité*, pour prendre en compte le caractère discret des éléments de l'interface vide/matériau dans la pénétration du rayonnement solaire incident. Mais à ce jour, seuls Helfenstein et Shepard [2011] ont mis en œuvre ce dernier modèle. Les premiers résultats de ces auteurs semblent indiquer une amélioration des modélisations suite à l'introduction du facteur de porosité, mais plus d'études réalisées avec ce modèle récent seraient nécessaires pour déterminer si sa mise en œuvre offre des avantages qui contrebalancent sa plus grande complexité vis-à-vis du modèle –largement utilisé– de Hapke [1993]. Ce dernier est d'ailleurs celui sur lequel Hapke et al. [2009] basent leur discussion vis-à-vis de modèles numériques, les modèles de Hapke [2002] et Hapke [2008] n'étant que brièvement discutés.

Il est important de noter que le modèle de Hapke [1981, 1993, 2001] est également très utilisé pour la modélisation et l'interprétation des informations minéralogiques contenues dans les spectres de réflectance. Dans ce cadre, il se base sur la connaissance des propriétés optiques fondamentales des minéraux et verres (constantes optiques dans le domaine spectral souhaité) pour prédire comment la lumière interagit avec des mélanges particulaires (Denevi et al. [2008]). Des études récentes ont en particulier été menées sur l'influence des grains submicroniques dans les régolites (e.g., Lucey et Noble [2008], Lucey et Riner [2011]).

Le modèle de Hapke est particulièrement intéressant dans les problèmes de mélanges spectraux non linéaires (cf. partie 1.1.4), car l'albédo de diffusion simple *w* d'un mélange minéral particulaire intime est une combinaison linéaire des albédos de diffusion simple de chaque composant, pondérés par leur section efficace respective (Johnson et al. [1992], Cord et al. [2005]).

Le modèle de Hapke au sens large est l'un des plus utilisés pour l'étude de la réflectance de surfaces planétaires à partir de données orbitales et in situ (pour des exemples d'études récentes : Johnson et al. [1999, 2006a, 2006b], Kaydash et al. [2006], Jehl et al. [2008], Warell et Davidsson [2010], Hillier et al. [2011]). Il est par conséquent l'un des plus discutés aussi. La validation numérique et expérimentale du modèle de Hapke a récemment mis en lumière certaines de ses limites (e.g., Shepard et Helfenstein [2007], Shkuratov et al. [2007a], Zhang et Voss [2005, 2008, 2011]). En raison notamment de sa complexité et du possible couplage de ses paramètres, le modèle de Hapke est également souvent comparé à d'autres modèles, en particulier numériques (Helfenstein et Veverka [1987], Hiroi et Pieters [1994], Liang et Townshend [1996], Douté et Schmitt [1998], Mishchenko et al. [1999], Shkuratov et al. [1999a, 2005], Cheng et Domingue [2000], Poulet et al. [2002]). Les paragraphes suivants présentent deux modèles numériques également largement utilisés.

2.3.8. Modèle de Douté et Schmitt

Adapté plus particulièrement aux surfaces sombres (e.g., régolites de la Lune, Mercure), le modèle de Hapke, qui ne considère l'anisotropie qu'au niveau de la diffusion simple, semble moins performant lorsqu'il est appliqué à des surfaces très brillantes, telles les surfaces des satellites de glace (Douté et Schmitt [1998], cf. partie 2.2.6 également).

Douté et Schmitt [1998] ont développé un modèle prenant en compte l'anisotropie aux niveaux de la diffusion simple et double, avec également une grande différence dans le traitement de la surface étudiée par rapport aux modèles granulaires tels que celui de Hapke : la distribution spatiale discrète des structures est remplacée par des propriétés moyennes locales de diffusion et d'absorption en volume (e.g., paramètre de diffusion caractérisant l'isotropie/anisotropie, albédo de diffusion simple). Ils ont proposé la formule suivante pour la réflectance bidirectionnelle d'un milieu optiquement semi-infini, homogène, absorbant et diffusant :

$$r(\infty,\mu,\phi,\mu_0,\phi_0) = \frac{1}{4\mu\,\mu_0}\left[S_{ms}^{P_r} - \left(S_{ss}^{P_r} + S_{ds}^{P_r}\right) + \left(S_{ss} + S_{ds}^{P_2^N}\right)\right] \tag{2.58}$$

Dans cette équation, μ_0 et μ sont respectivement les cosinus des angles d'incidence et d'émergence, ϕ_0 et ϕ sont les azimuts des angles d'incidence et d'émergence respectivement. S_{ss}, S_{ds} et S_{ms} sont les contributions de diffusion simple (*ss*), double (*ds*) et multiple (*ms*) de la fonction de réflexion diffuse S. P_r est la fonction de phase réduite et P_2^N est la décomposition de la fonction de phase P sur les $N+1$ premiers harmoniques de la base de Fourier (cf. Douté [1998] pour une description complète de ces fonctions).

La réflectance bidirectionnelle d'un milieu stratifié plan-parallèle est à partir de là évaluée par étapes successives, en ajoutant les différentes couches les unes sur les autres et en calculant à chaque fois les propriétés de réflexion de l'ensemble selon une méthode dite d'*adding* (Douté [1998], cf. Fig. 2.18).

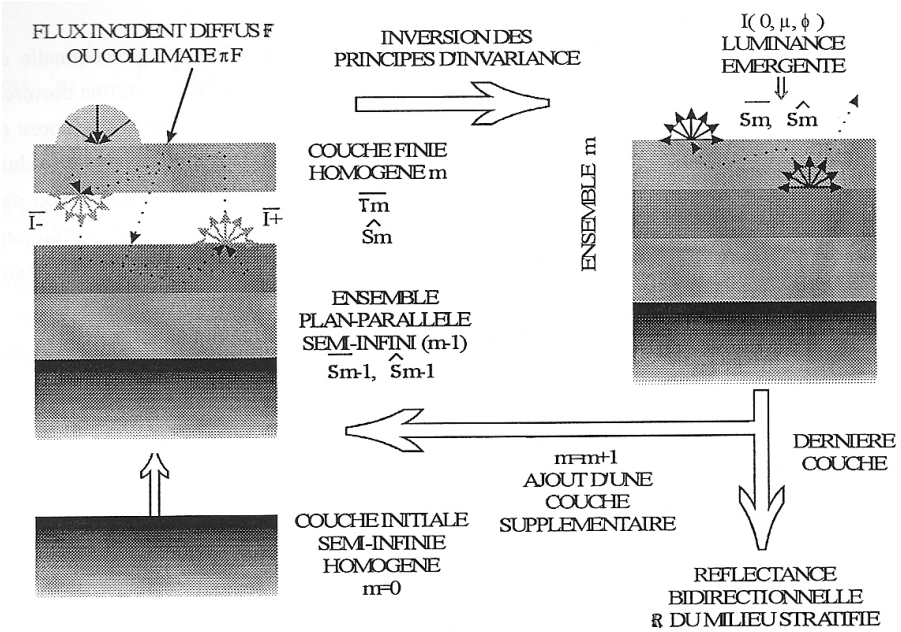


Fig. 2.18 : Schéma de principe de la méthode d'*adding* développée par Douté et Schmitt [1998] (Douté [1998]).

2.3.9. Modèle de Shkuratov

En alternative au modèle de Hapke, Shkuratov et al. [1999a] proposent un modèle simple à une dimension basé sur l'optique géométrique, qui permet de calculer le spectre de l'albédo de diffusion simple de surfaces poudreuses telles que le régolite lunaire. Dans ce modèle, la diffusion au sein d'un système de particules est remplacée par la diffusion au sein d'un système équivalent de couches plates (cf. Fig. 2.19).

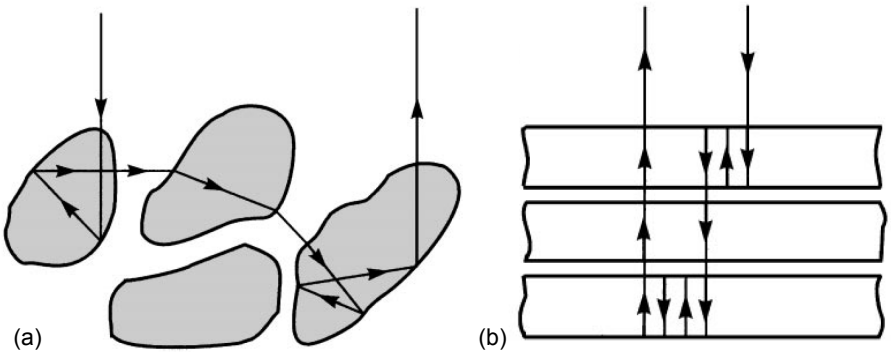


Fig. 2.19 : Schémas de propagation de la lumière : à travers un milieu particulaire (a) et à travers des plans empilés (b) (Shkuratov et al. [1999a]).

Utilisant les composantes optiques du milieu, ce modèle contient quatre paramètres :

- n : partie réelle de l'indice de réfraction ;
- κ : partie imaginaire de l'indice de réfraction ;
- S : libre parcours optique moyen ;
- q : fraction volumique remplie par les particules.

Et l'albédo A d'une surface particulaire dans ce modèle s'écrit :

$$A = \frac{1+\rho_b^2-\rho_f^2}{2\rho_b} - \sqrt{\left(\frac{1+\rho_b^2-\rho_f^2}{2\rho_b}\right)^2 - 1} \tag{2.59}$$

avec :

$$\rho_b = q\, r_b \tag{2.60}$$

$$\rho_f = q\, r_f + 1 - q \tag{2.61}$$

$$r_b = R_b + \frac{T_e\, T_i\, R_i \exp(-2\tau)}{2\left(1 - R_i \exp(-\tau)\right)} \tag{2.62}$$

$$r_f = R_f + T_e\, T_i \exp(-\tau) + \frac{T_e\, T_i\, R_i \exp(-2\tau)}{2\left(1 - R_i \exp(-\tau)\right)} \tag{2.63}$$

$$\tau = \frac{4\,\pi\,\kappa\, S}{\lambda} \tag{2.64}$$

Et, pour $1.4 \leq n \leq 1.7$:

$$R_b \approx \left(0.28n - 0.20\right)R_e \tag{2.65}$$

$$R_e \approx r_o + 0.05 \tag{2.66}$$

$$T_e = 1 - R_e \tag{2.67}$$

$$T_i = 1 - R_i \tag{2.68}$$

$$r_o = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \tag{2.69}$$

Ce modèle est inversible et permet de retrouver les absorptions spectrales (κ) à partir du spectre d'albédo et de la connaissance a priori de la partie réelle de l'indice de réfraction et de la porosité du matériau.

Cependant, de par le formalisme en couches plates, la dépendance angulaire de la réflectance est ignorée, n'autorisant que des études à faible angle de phase. Cela exclut de fait l'utilisation de ce modèle dans notre étude, où l'on cherche justement à reproduire la variation de la réflectance suivant l'angle de phase.

Remarque

Les modèles empiriques et semi-empiriques présentés dans la partie 2.3 ne sont bien sûr pas les seuls existants, de nombreux autres ont été développés pour analyser la réflectance bidirectionnelle de surfaces particulaires à partir des propriétés d'absorption et de diffusion de milieux particulaires (e.g., Phong [1975], Lewis [1994], et bien d'autres sont présentés par Claustres [2000]).

2.4. Choix du modèle

Dans les chapitres suivants, nous étudierons des surfaces granulaires naturelles à l'aide de données photométriques expérimentales (chapitres 3 et 4) et orbitales (chapitre 5) ayant des couvertures multiangulaires très variées, et dont les angles de phase s'étendent entre 3° et 130°.

Il a été décidé de mettre en œuvre le modèle de Hapke [1993] (équation (2.57)) en raison de son application spécifique aux surfaces granulaires régolitiques, et compte tenu de la couverture angulaire disponible dans les différents jeux de données, c'est la fonction de Henyey-Greenstein HG2 (équation (2.19)) qui est utilisée dans toute la suite pour modéliser les fonctions de phase (cf. partie 2.2.3). De même, aucun jeu de données utilisé ici ne contenant des angles de phase susceptibles de contraindre l'effet d'opposition CBOE (cf. partie 2.2.5), et la prise en compte de celui-ci dans le modèle de Hapke [2002] impliquant la recherche de deux paramètres supplémentaires, il n'a pas été jugé bénéfique de mettre en place ce modèle plus récent (la modélisation de la diffusion multiple anisotrope également dans ce modèle n'a pas semblée déterminante non plus, cf. discussion partie 2.2.6). Par simplicité, on utilisera donc dans toute la suite l'écriture B_0 pour B_{S0} et h pour h_S (cf. équations (2.43) et (2.44)).

2.5. Méthodes de résolution des modèles photométriques

Les modèles non linéaires à plusieurs paramètres, tel celui de Hapke [1993] qui nous occupe ici, n'ont d'intérêt que s'il est possible, à partir de mesures multiangulaires, de déterminer ces paramètres et de remonter à leur signification physique.

Pour cela, différentes techniques ont été développées, les principales étant présentées dans cette partie. Toutes ont pour critère de performance la *minimisation des résidus* (i.e. la minimisation de l'écart entre les observations et le modèle).

2.5.1. Calcul direct, Monté Carlo, gradient descendant

Calcul direct

La résolution de l'équation de Hapke (équation (2.57)), par exploration directe de l'espace paramétrique entier (Baratoux et al. [2006], Kaydash et al. [2006]), est possible en théorie, et fournit en principe une détermination optimale des paramètres.

Cependant, le temps de calcul augmente exponentiellement avec le nombre de paramètres et la résolution de la grille de recherche. Considérer six paramètres comme ici (b, c, $\overline{\theta}$, w, B_0 et h) rend en pratique cette approche prohibitive si l'on souhaite inverser un grand nombre de points, notamment dans un objectif cartographique à partir de données d'imagerie.

Méthode de Monté Carlo

En supposant que l'on peut disposer d'une description microscopique virtuelle de la surface dont on souhaite étudier la réflectance bidirectionnelle, généralement sous forme de particules décrites de façon plus ou moins complexe suivant leurs propriétés physiques (e.g., Muinonen et al. [2011]), il est possible de déterminer les paramètres photométriques et

d'évaluer la courbe de phase avec la méthode dite de *Monté Carlo* (dont la philosophie générale est mise en œuvre dans un grand nombre de problèmes physiques).

En générant aléatoirement des jeux de paramètres et en calculant systématiquement la proximité de la réflectance modélisée avec les observations (minimisation des résidus), il est possible de déterminer les paramètres qui permettent de reproduire au mieux les observations. Mais le coût en temps est très important, puisque chaque itération se fait indépendamment des précédentes, et il est alors nécessaire d'en réaliser un nombre statistiquement très important.

La méthode de Monté Carlo est surtout utilisée ici non pas en tant que méthode inverse, mais plutôt comme un outil numérique permettant une exploration paramétrique de la réflexion de la lumière par les matériaux granulaires. On l'utilise dans les problèmes de photométrie pour évaluer la courbe de phase d'une surface (virtuelle) : cela consiste à envoyer des photons sur la surface avec une certaine énergie en des points et sous des directions aléatoires. Chaque photon est alors suivi lorsqu'il entre en interaction avec les particules, suivant les lois de la réflexion, réfraction, absorption et diffusion, jusqu'à ce qu'il soit ou absorbé, ou rediffusé à l'extérieur de la surface (Hillier et Buratti [2001]).Un nombre suffisant de lancers de rayons permet d'établir des statistiques et de recréer la courbe de phase telle qu'on l'observerait sur la surface réelle. Cependant, cette technique devient vite couteuse en temps de calcul du fait du grand nombre de rayons sous différentes configurations angulaires qu'il est nécessaire de générer et de suivre. Dans le cas de l'étude de matériaux naturels pour lesquels on dispose d'observations multiangulaires, cette méthode trouve également ses limites dans le fait qu'elle ne permet pas l'inversion des données : on ne peut que tenter de *retrouver* la courbe de phase observée, tout en sachant qu'une surface virtuelle aussi complexe soit-elle ne pourra jamais être identique à une surface naturelle, a fortiori si celle-ci est inconnue.

Gradient descendant

Une autre technique utilisée dans les problèmes de détermination des paramètres photométriques est celle du *gradient descendant* (e.g., Shepard et Helfenstein [2007]), qui permet de se rapprocher de la solution cherchée en utilisant la dérivée de la fonction à optimiser (la différence entre observation et modèle dans notre cas). De proche en proche, les paramètres sont ajustés jusqu'à ce que la fonction soit minimisée.

Cependant, cette procédure ne permet pas de savoir si le minimum déterminé est absolu et unique, ou bien s'il s'agit fortuitement d'un minimum local. Pour pallier cela, soit de multiples essais à partir de conditions initiales différentes sont nécessaires, soit une procédure préalable visant à se rapprocher de la solution du problème doit être réalisée (Helfenstein et Shepard [2011]).

2.5.2. Algorithme génétique

Compte tenu des limites des méthodes classiques d'inversion et de minimisation décrites dans le paragraphe précédent, une méthode alternative, basée sur un *algorithme génétique*, a alors été choisie et développée (Cord [2003]). Considérant simultanément l'ensemble des paramètres, elle minimise la différence entre réflectance observée et modélisée pour l'ensemble des N configurations multiangulaires disponibles (i_i, e_i, g_i) :

$$\begin{aligned}
&\textit{résidu}_1 = r_1(obs) - f(i_1, e_1, g_1, b, c, \overline{\theta}, w, B_0, h)\\
&\textit{résidu}_2 = r_2(obs) - f(i_2, e_2, g_2, b, c, \overline{\theta}, w, B_0, h)\\
&\quad\vdots \qquad\quad \vdots \qquad\qquad\qquad \vdots\\
&\underbrace{\textit{résidu}_N = r_N(obs) - f(i_N, e_N, g_N, b, c, \overline{\theta}, w, B_0, h)}\\
&\qquad\qquad\qquad\qquad \Downarrow\\
&\text{Minimisation de l'écart quadratique}\left(\sqrt{\sum_i \textit{résidu}_i^2 \Big/ N}\right)\\
&\qquad\qquad\qquad\qquad \Downarrow\\
&\text{Détermination des paramètres}\, b, c, \overline{\theta}, w, B_0, h
\end{aligned}$$

Les algorithmes génétiques, inspirés de la théorie de l'évolution de Darwin, ont été inventés par Holland [1975] ; ils font partie d'une classe de méthodes communément utilisées pour les problèmes d'optimisation globale (e.g., Sambridge [1999]) lorsque l'on doit explorer un espace paramétrique à plusieurs dimensions. L'idée de base de ce type d'algorithme est que la meilleure solution d'un problème donné peut ne pas être exprimée au sein d'une population de solutions potentielles, mais éparpillée dans plusieurs solutions distinctes. Ce n'est que par des combinaisons génétiques (processus de *reproduction*) que la meilleure solution pourra émerger. Le concept de base des algorithmes génétiques est très général, et trouve des applications dans des domaines aussi variés que la bourse, les systèmes de production ou la programmation des robots d'assemblage dans les usines.

La mise en œuvre d'un algorithme génétique dédié à l'inversion des paramètres de Hapke a été progressivement améliorée ces dernières années (Cord et al. [2003, 2005], Pinet et al. [2004], Chevrel et al. [2006], Jehl et al. [2008], Souchon et al. [2009]). Une solution au problème de Hapke correspond à un jeu de six paramètres b, c, $\overline{\theta}$, w, B_0 et h (que l'on peut se représenter comme un chromosome formé de six gènes) et sa détermination suit les étapes suivantes :

1. 20 000 valeurs pour chaque paramètre b, c, B_0, h (entre 0 et 1) et $\overline{\theta}$ (entre 0° et 45°) sont générées aléatoirement ; l'espace paramétrique est bien couvert, de sorte que toutes les valeurs possibles sont testées au départ. Pour chaque jeu de cinq paramètres b, c, $\overline{\theta}$, B_0 et h, une valeur de w optimisée (i.e. pour laquelle le résidu entre réflectances observée et modélisée est le plus faible, étant donnés les cinq autres paramètres) est calculée, donnant ainsi une population initiale de 20 000 solutions.

2. Les 2000 solutions parmi les 20 000 qui présentent les plus petits résidus sont considérées comme les meilleures à ce stade et sélectionnées afin de former la population de génération #1.

3. Les solutions de génération #1 sont ensuite sélectionnées avec une probabilité de sélection inversement proportionnelle à leur résidu (cf. Cord et al. [2003] pour une description du processus de sélection).

4. Les couples de solutions sélectionnés échangent de façon aléatoire une partie de leurs cinq paramètres b, c, $\overline{\theta}$, B_0 et h (processus de *croisement*) pour donner naissance à

deux solutions filles (le sixième paramètre *w* est ici aussi optimisé à partir des cinq premiers). À l'issue de cette étape, une génération #2 de 2000 solutions a été créée.

5. Afin de donner naissance à des solutions potentiellement absentes du réservoir constitué par la génération #1, des changements aléatoires d'un seul paramètre (processus de *mutation*) ont lieu sur 1% des solutions de génération #2 prises au hasard.

6. Les étapes 3 à 5 sont répétées en boucle un nombre minimum de fois ; ensuite, les itérations se poursuivent jusqu'à ce que l'algorithme converge (voir plus bas), ou bien jusqu'à ce que l'on atteigne un nombre maximum d'itérations.

Afin de ne pas perdre la meilleure solution d'une génération à l'autre, la meilleure solution d'une génération est gardée intacte (i.e. pas de croisement) à la génération suivante (processus d'*élitisme*).

Les résidus quadratiques absolus rms_{abs} et relatifs rms_{rel} sont calculés comme suit :

$$rms_{abs} = \sqrt{\frac{\sum_N \left(\mathrm{REFF}_{obs} - \mathrm{REFF}_{mod}\right)^2}{N}} \tag{2.70}$$

$$rms_{rel} = \sqrt{\frac{\sum_N \left(\frac{\mathrm{REFF}_{obs} - \mathrm{REFF}_{mod}}{\mathrm{REFF}_{obs}}\right)^2}{N}} \tag{2.71}$$

où N correspond au nombre de configurations multiangulaires utilisées, et REFF_{obs} et REFF_{mod} aux valeurs de réflectance en REFF observées et modélisées respectivement.

Critères de convergence et résultats

Le calcul s'arrête et le modèle est dit *convergent* si aucune amélioration significative du résidu relatif n'est observée sur cinq itérations successives. S'il n'y a pas eu convergence après un nombre maximal autorisé d'itérations, le processus s'arrête et le modèle est dit *non convergent*. Il convient toutefois d'être prudent avec ce critère d'arrêt car une convergence rapide ne signifie pas forcément qu'une très bonne modélisation est réalisée, et inversement, même si une inversion n'a pas convergé, la raison peut être :

- soit une incapacité du modèle à trouver un jeu de paramètres corrects,
- soit que la modélisation est très bonne mais que le résidu garde cependant une valeur supérieure au seuil d'arrêt, comme cela peut être le cas pour des matériaux très sombres puisque le critère d'arrêt implique les *rms* relatifs.

Comme il a été montré dans des travaux antérieurs (Johnson et al. [1999, 2006a, 2006b], Jehl et al. [2008]) que les estimations et écarts-types dérivés d'un ensemble de solutions sont à la fois plus robustes et représentatifs de la distribution des résultats de l'inversion que la meilleure solution mathématique, la solution finale retenue a été définie non pas comme la meilleure solution de la dernière génération, mais comme la moyenne des paramètres des 100 meilleures solutions sur les 2000 de la dernière génération. C'est un

compromis : en prendre plus aurait conduit à du temps de calcul relativement inutile, et une moyenne réalisée sur 100 valeurs permet d'atténuer l'influence des deux ou trois meilleures solutions, qui peuvent s'écarter de façon significative de la tendance des meilleures solutions suivantes.

Les valeurs des écarts-types pour chaque paramètre permettent de caractériser une solution et d'analyser la pertinence du résultat. Si leur valeur est élevée, la solution délivrée par l'algorithme génétique est instable ou indéterminée, ce qui peut être une indication de :

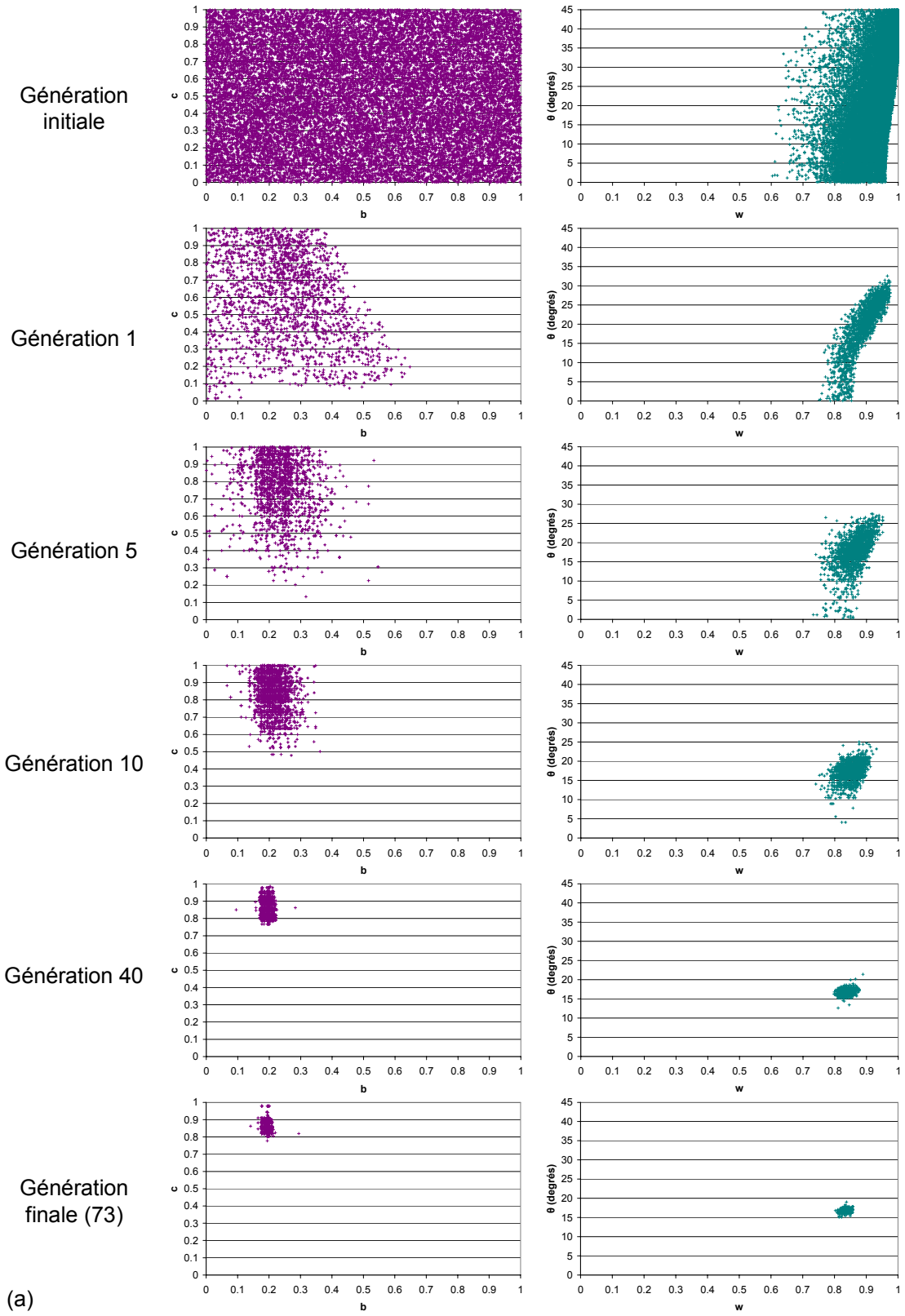
- l'existence de plusieurs (deux, trois, voire plus) solutions équivalentes en termes de *rms*, leur moyenne ne correspondant à aucune ;
- la trop faible contrainte des données sur l'estimation des paramètres, ce qui peut être le cas lorsque des mesures de réflectance ne sont disponibles que pour des configurations géométriques limitées.

Il faut cependant garder en mémoire que l'utilisation d'un tel algorithme, aussi puissant soit-il, ne garantit pas forcément une réussite systématique. Dans de tels systèmes stochastiques décrits ci-dessus, la probabilité qu'un réservoir génétique soit trop éloigné de la solution ou qu'une convergence trop rapide bloque l'évolution n'est pas nulle, et ce malgré les garde-fous que l'on peut avoir intégrés (grande population initiale, processus de mutation, etc.).

Malgré tout, cette technique reste très puissante et présente de nombreux avantages, parmi lesquels le fait de traiter l'ensemble des paramètres simultanément et sans présupposé diminue le risque de tomber dans un minimum local. Cette technique est aussi bien moins gourmande en temps de calcul que ne le sont les recherches aléatoires du type Monté Carlo, puisque la recherche des solutions se fait de façon *éduquée*, suivant le résultat des recherches précédentes.

Il est également possible de suivre l'évolution des solutions génération après génération, ce qui permet de détecter de possibles multiples minima. La figure 2.20 montre deux exemples de la recherche des paramètres à différentes étapes de l'inversion : un cas où la solution finale est unique (cf. Fig. 2.20.a), et un cas où la solution est bipolaire (cf. Fig. 2.20.b).

La figure 2.21 montre comment les 2000 solutions finales sont distribuées en termes de *rms* pour ces mêmes deux échantillons : si toutes sont stables dans le premier cas, on remarque que l'on passe de la première solution à la seconde autour de la 1200ème solution. Si cette visualisation n'était pas réalisée, la présence de cette autre solution n'aurait pu être détectée simplement en faisant la moyenne sur les 100 meilleures solutions.


Génération initiale
Génération 1
Génération 5
Génération 10
Génération 40
Génération finale (73)
c
b
θ (degrés)
w

(a)

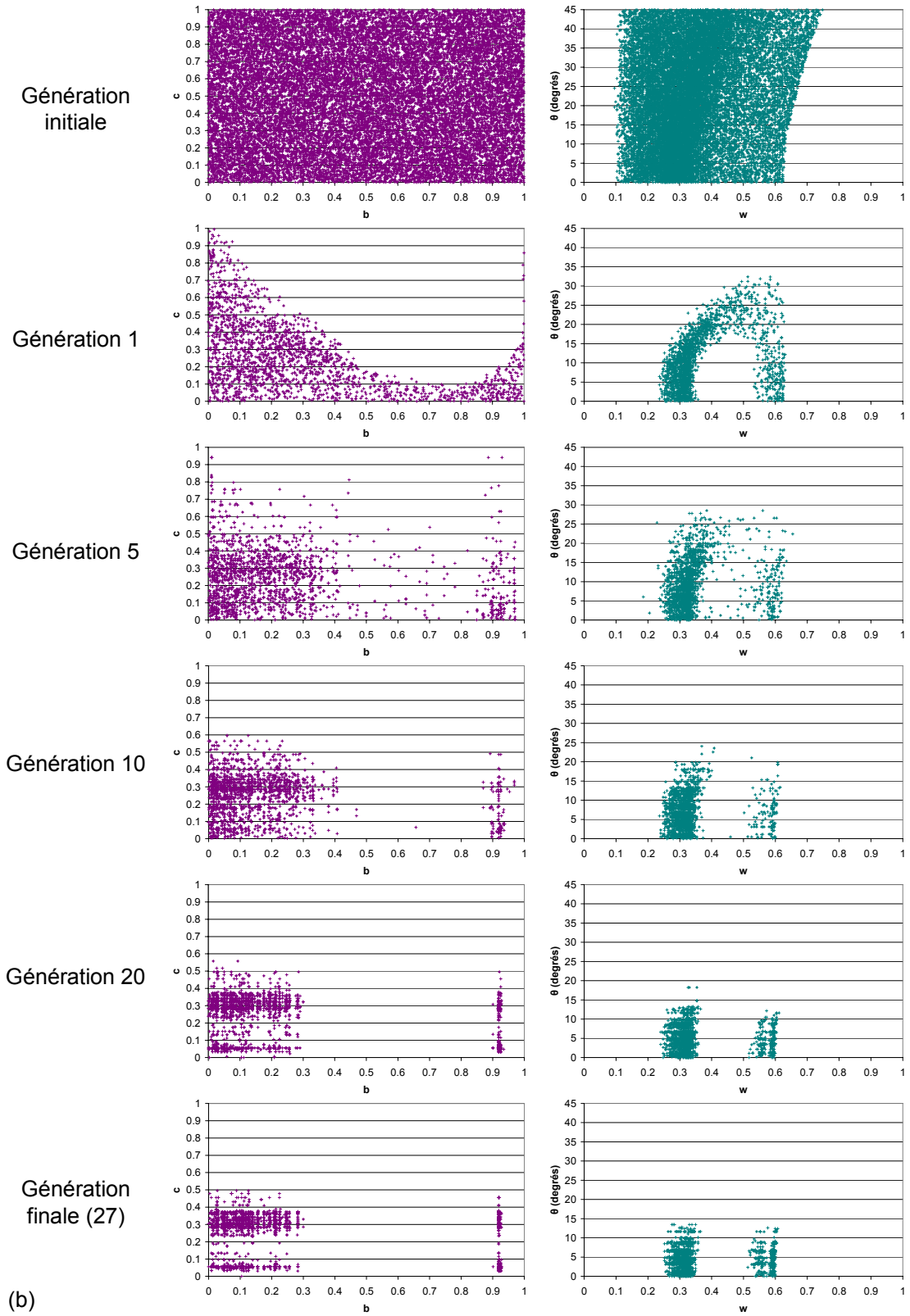


Fig. 2.20 : Illustration de la recherche des paramètres b, c, $\overline{\theta}$ et w par l'algorithme génétique sur des itérations successives, de la génération aléatoire de 20 000 solutions potentielles (génération initiale) à l'itération finale lorsque l'algorithme a convergé (génération finale) : Towada T6 à 699 nm (a) et Izu-Oshima I1 à 880 nm (b) (cf. chapitre 4). Les paramètres d'opposition ne sont pas représentés car non contraint par les données des échantillons utilisés comme exemples. Les deux cas proposés correspondent à deux issues possibles : convergence sur une solution unique (a) (la quasi-totalité des cas) et solution multiple (b) (très rare).

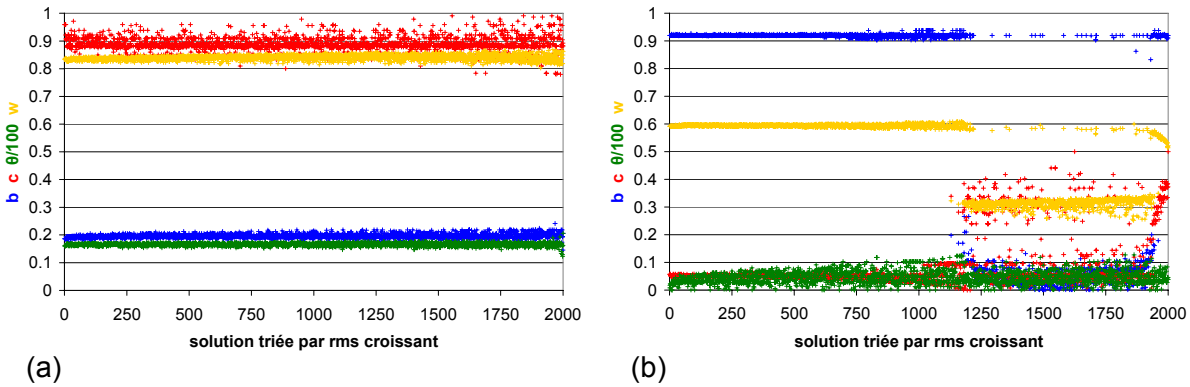


Fig. 2.21 : Présentation des 2000 solutions finales à l'issue de la convergence de l'algorithme, classées par *rms* croissants, pour les deux échantillons de la figure 2.20 : Towada T6 à 699 nm (a) et Izu-Oshima I1 à 880 nm (b) (cf. chapitre 4).

De façon très utile, un programme utilisant en entrée les paramètres de Hapke déterminés par l'algorithme génétique permet de calculer en sens direct les courbes de phase modélisées. La comparaison entre courbes de phase observée et modélisée donne des informations supplémentaires sur la qualité du modèle que ne peuvent transmettre les seules valeurs des résidus. Ainsi, des désaccords avec des configurations angulaires ponctuelles (point aberrant) ou systématiques (e.g., suivant l'angle d'incidence ou d'émission) peuvent être détectés, et apportent un regard critique, à la fois sur les observations (détection des mesures aberrantes) et sur le modèle. Cette visualisation des courbes de phase modélisées et observées constitue un outil important, largement mis en œuvre dans les études présentées dans la suite de ce travail.

Comme il a été souligné dans ce chapitre, la mise en œuvre des modèles photométriques et leur inversion nécessitent des données multiangulaires, qui sont mesurées à l'aide d'appareils spécifiques : les spectrophotomètres.

2.6. Les outils spectrophotométriques

2.6.1. Les spectrophotomètres

La réflectance bidirectionnelle peut s'observer à différentes échelles, sur des surfaces plus ou moins grandes, et les instruments utilisés, rassemblés sous le terme générique de *spectrophotomètres*, ont des caractéristiques techniques distinctes suivant leur domaine d'application.

Ils peuvent être embarqués à bord de satellites, auquel cas la source lumineuse est le Soleil et la mesure d'angles de phase variés est intimement liée aux orbites suivies ainsi qu'à la mobilité propre de la caméra, souvent limitée. Les zones couvertes sont fonction du champ de vue et de l'altitude de la caméra, et leur résolution est en général de l'ordre de quelques centaines de mètres par pixel.

C'est le manque –encore actuel– de données photométriques de laboratoire sur des échantillons de composition connue par ailleurs, et de données photométriques in situ (uniquement en provenance des *rovers* martiens MER), ainsi que la couverture multi-angulaire encore restreinte des données orbitales qui ont conduit la communauté des photométristes à concevoir différents instruments afin de pouvoir :

- comparer des mesures de laboratoire sur des échantillons bien caractérisés avec celles en provenance de satellites sur des terrains a priori inconnus ;
- mieux contraindre les domaines de validité des modèles photométriques grâce à des inversions réalisées sur des configurations angulaires bien plus denses que ce qui peut actuellement être réalisé depuis une orbite.

Les instruments de laboratoire dédiés à l'étude de surfaces artificielles ou naturelles, de l'ordre de quelques cm² en général, présentent une configuration de base à peu près invariable : une zone cible où l'on dépose la surface à étudier, une source (monochromatique ou non, naturelle ou non), un système goniométrique permettant de faire varier l'angle d'incidence et/ou d'émission. La liste ci-dessous, non-exhaustive, présente, au plan international, différents instruments contribuant principalement à la caractérisation expérimentale d'échantillons variés.

- Le RELAB (*Reflectance Experiment LABoratory*), situé à l'université de Brown (Providence, Rhode Island), est un institut possédant entre autres un spectrogonimètre développé dès 1983 (Pieters [1983]), dont la gamme spectrale s'étend de 0.30 µm à 2.60 µm, et les angles de phase possibles (dans le plan principal) de 10° à 140°. Sa bibliothèque de spectres de réflectance[1] sert aujourd'hui de référence à la communauté scientifique.

- Le photopolarimètre goniométrique du JPL (*Jet Propulsion Laboratory*, Pasadena, Californie) est dédié à l'étude des effets d'oppositions, avec des mesures possibles à très faibles angles de phase (entre 0.05° et 22°), à 633 nm (Nelson et al. [2000], Hapke et al. [2009]). La présence de filtres polarimétriques et de lames quart d'onde permet d'étudier l'effet de la polarisation de la lumière sur l'effet d'opposition.

- Deux instruments présents à l'université de Kharkov (Ukraine) sont dédiés à l'étude des effets d'opposition et des phénomènes de polarisation associés, avec des couvertures en angles de phase allant de 0.2° à 3.5° d'une part et de 3° à 45° d'autre part (Shkuratov et al. [1999b, 2002]).

- Le photopolarimètre présent à Kobe (Japon) permet d'étudier la réflectance d'échantillons dans le plan principal à des angles de phase compris entre 1° et 160° (Nakamura et al. [1999], Kamei et Nakamura [2002]).

- Le spectrophotogoniomètre de l'université de Grenoble I a été développé pour l'étude de la réflectance bidirectionnelle de différents types de matériaux, notamment ceux présents à la surface des satellites de glace. Il possède une large couverture multiangulaire qui permet la couverture du demi-hémisphère entier ($0° < i < 85°$, $0° < e < 80°$, $0° < \Phi < 180°$), ainsi qu'un domaine de longueur d'onde important, entre 0.3 µm et 5 µm (Bonnefoy et al. [2000], Bonnefoy [2001]).

- Développé plus récemment, le PHIRE (*PHysikalisches Institute Radiometric Experiment*) de l'université de Berne a une couverture multiangulaire de $-60° < i < +60°$, $-85° < e < +85°$, et $0° < \Phi < 180°$. Différents filtres placés devant la source halogène de lumière blanche permettent de travailler dans différentes

[1] Disponible en ligne sur : http://lf314-rlds.geo.brown.edu/

longueurs d'onde du visible et proche infrarouge, et l'iris d'ouverture variable permet d'ajuster la taille du faisceau incident suivant l'échantillon (Gunderson et al. [2006]).

- Le BUG (*Bloomsburg University Goniometer*), situé à l'université de Bloomsburg (Pennsylvanie), est un spectrogoniomètre qui permet le pavage quasi complet d'un demi-hémisphère de diffusion grâce à sa variété de configurations géométriques possibles ($-60° < i < +60°$, $-80° < e < +80°$, $0° < \Phi < 180°$ et $3° < g < 140°$), sur des longueurs d'onde s'étendant de 400 nm à 1000 nm (Shepard [2002]). Cet instrument a permis de tester expérimentalement la validité du modèle de Hapke (Shepard et Helfenstein [2007]), et l'utilisation de certaines de ses mesures nous a permis de comparer différentes techniques d'inversions, d'étudier l'influence de la densité des mesures photométriques sur les résultats (cf. parties 3.2 et 3.3 respectivement), et d'améliorer le protocole de mesures de l'imageur de l'IRAP (cf. partie 4.3.1) : l'ISEP.

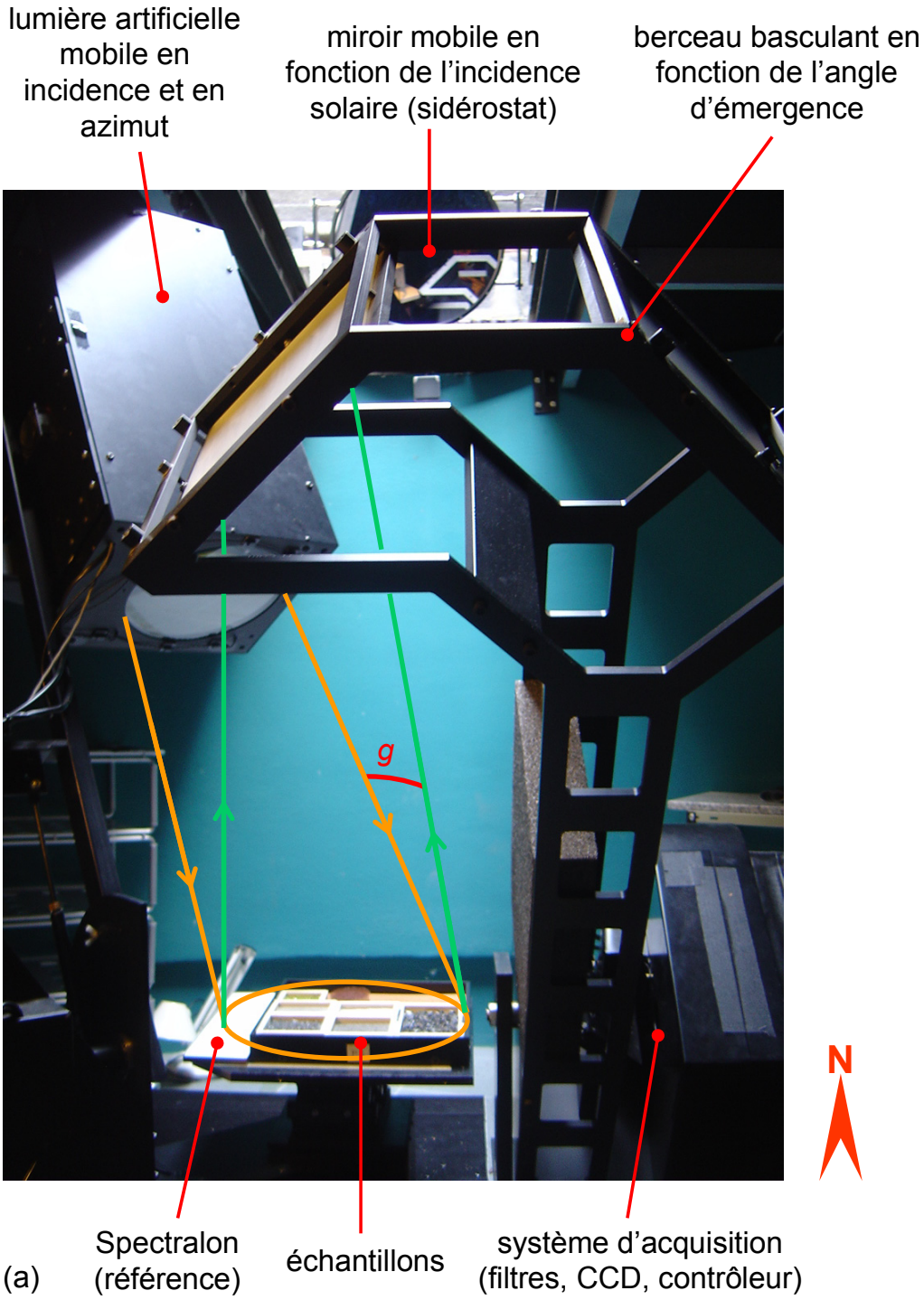
- L'ISEP (*Imageur Spectral pour l'Exploration Planétaire*) est l'instrument avec lequel j'ai effectué les mesures photométriques décrites dans ce manuscrit. Cet instrument, décrit en détails dans la partie suivante, se distingue des autres instruments par son caractère d'*imageur*, qui permet l'analyse spécifique de certaines régions de l'échantillon étudié. Cela le rend particulièrement adapté à l'étude des propriétés optiques de surfaces *macroscopiques* naturelles, hétérogènes ou non, les autres instruments ne mesurant que la valeur de la réflectance *intégrée* sur toute la surface (e.g., le BUG).

2.6.2. L'imageur spectral ISEP

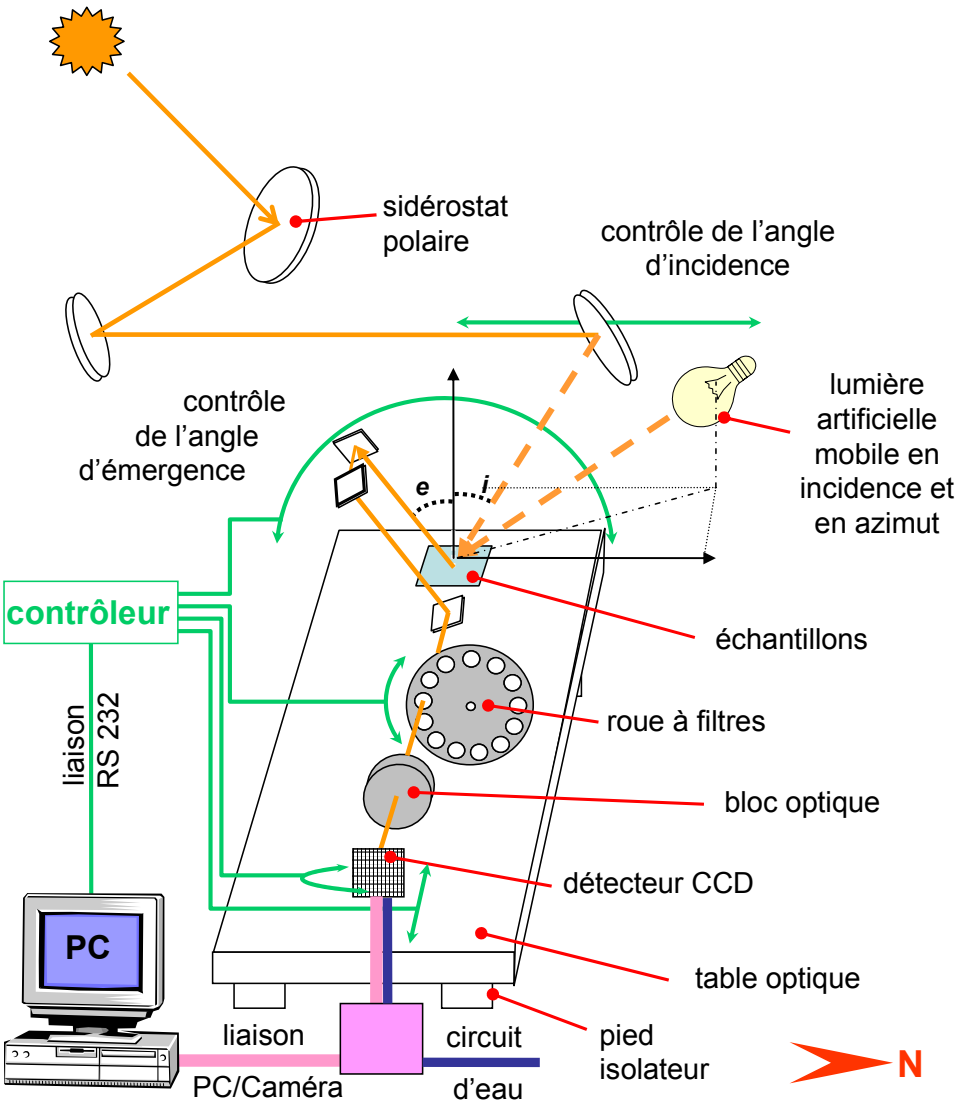
L'ISEP est un instrument prototype réalisé par la société *Lasoptic* et installé sous la coupole de l'Observatoire Midi-Pyrénées (cf. Fig. 2.22). Mis en service en 2000, il est dédié à la mesure spectrale de la réflectance bidirectionnelle de cibles macroscopiques pouvant atteindre 21×21 cm².

Grâce à la source et au détecteur mobiles, de nombreuses configurations géométriques peuvent être explorées en incidence $(0° < i < 60°)$, émission $(-70° < e < +70°)$, azimut $(0° < \Phi < 90°)$, et donc en angles de phase $(25° < g < 130°)$. Une roue à filtre contenant 19 filtres permet d'obtenir des données spectrales dans une gamme de longueurs d'onde allant de l'ultra-violet (400 nm) au proche infrarouge (1050 nm).

Un échantillon peut être éclairé soit directement par le soleil à l'aide d'un sidérostat polaire, soit par une source artificielle, mise en place en 2005. L'utilisation de cette dernière permet de s'affranchir des conditions météorologiques et de pouvoir faire des mesures plus variées en termes de configurations multiangulaires : $0° < i < 60°$ (contre $0° < i < 55°$ avec l'éclairage solaire), $0° < \Phi < 90°$ (azimut fixe à 0° ou 180° dans le cas solaire, qui ne permet donc pas l'acquisition de données hors du plan principal). En revanche, utiliser la source solaire permet une acquisition bien plus rapide en raison du flux solaire plus important, d'obtenir de meilleures données pour les filtres spectraux extrêmes (400 nm et 1050 nm), et d'atteindre des angles de phase légèrement plus faibles (20° contre 25° avec la source artificielle en raison d'un encombrement matériel plus important dans ce dernier cas). Toutes les mesures acquises durant cette thèse l'ont été avec la source artificielle, afin de pouvoir réaliser des mesures hors du plan principal.


lumière artificielle mobile en incidence et en azimut
miroir mobile en fonction de l'incidence solaire (sidérostat)
berceau basculant en fonction de l'angle d'émergence
g
N
Spectralon (référence)
échantillons
système d'acquisition (filtres, CCD, contrôleur)

(a)



(b)

Fig. 2.22 : Spectrophotogoniomètre ISEP (a), et sa représentation schématique (b).

Chaque séquence de mesure sur une configuration géométrique donnée est pilotée par ordinateur grâce à un logiciel dédié, et se décompose comme suit :

- acquisition des images pour chaque filtre avec une caméra CCD 1242×1152 pixels (refroidie par eau), chaque image ayant une résolution de 0.2 mm/pixel ;
- corrections instrumentales utilisant les images *dark* (bruit électronique de la caméra) et *flat field* (non uniformité de l'image) acquises préalablement à la mesure de l'échantillon ;
- correction photométrique à l'aide d'un Spectralon® (société *Labsphere*) présent sur l'image près de l'échantillon comme référence lors de l'acquisition ; cette correction prend en compte le caractère non Lambertien du Spectralon, et est basée sur des mesures produites à Grenoble (Bonnefoy [2000]).

Bien que le Spectralon soit en général considéré comme parfaitement Lambertien, les mesures de Bonnefoy [2000] ont montré que cela n'est pas exactement le cas, en particulier pour des mesures hors du plan principal et avec des angles d'incidence et d'émission élevés. C'est pourquoi, contrairement à d'autres protocoles qui utilisent pour l'ensemble des mesures

une valeur unique de normalisation du Spectralon, mesurée à une configuration angulaire donnée (e.g., McGuire et Hapke [1995], Shepard et Helfenstein [2007]), une mesure du Spectralon est faite ici pour chaque configuration angulaire, et le facteur correctif correspondant est appliqué pour la calibration (cf. Fig. 2.23).

Ce problème est loin d'être anodin, et a déjà été relevé comme une source possible d'erreur sur les valeurs de réflectance observées, lorsque la non Lambertianité des cibles de calibration n'est pas prise en compte (Johnson et al. [1999]).

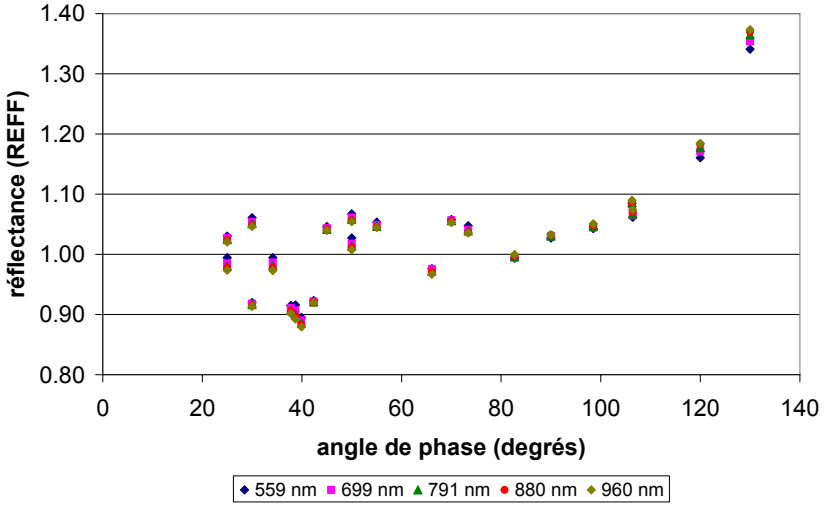


Fig. 2.23 : Courbe de phase du Spectralon, qui met en évidence les écarts à la valeur de 1.0 suivant l'angle de phase.

À l'issue de l'acquisition, le logiciel délivre les données sous forme de *cubes* d'images (deux dimensions spatiales contenant les valeurs de réflectance en REFF et une dimension spectrale) dans un format directement exploitable par le logiciel ENVI (société *Exelis Visual Information Solutions*).

Les filtres de l'ISEP permettent l'étude de la variation des propriétés physiques d'une surface avec la longueur d'onde. Pour une caractérisation minéralogique plus précise, un spectromètre de terrain est utilisé afin de compléter la caractérisation des matériaux étudiés.

2.6.3. Le spectromètre ASD

Le spectromètre ASD (société *Analytical Spectral Devices Inc.*) est un spectromètre de terrain comportant 2151 canaux d'une résolution spectrale allant de 1 à 3 nm, dans le domaine de longueur d'onde s'étendant de 350 nm à 2.50 µm (cf. Fig. 2.24). L'instrument est en fait composé de trois détecteurs (visible-proche infrarouge, proche infrarouge, et moyen infrarouge), l'acquisition et le traitement des spectres étant contrôlés par ordinateur. Une mesure préliminaire sur un matériau de référence (Spectralon, identique pour les mesures sur le spectro-imageur ISEP, cf. partie 2.6.2) dont la réflectance approximative est 1 quels que soient les angles d'incidence et d'émission (Lambertien) est nécessaire pour assurer la calibration des spectres.

Les acquisitions avec l'ASD sont réalisées sous des conditions les plus standards possibles : $e = 0°$, $i = 30°$, soit $g = 30°$; puis un traitement automatique des spectres bruts est réalisé pour chaque mesure :

- Ajustement du spectre à 1 µm pour tenir compte de l'existence d'une discontinuité de spectre entre les détecteurs visible-proche infrarouge et infrarouge proche ;
- Masquage des deux fenêtres atmosphériques principales (1.35 à 1.41 µm et 1.81 à 1.97 µm, correspondant à la vapeur d'eau dans l'atmosphère), rendues totalement inexploitables par leur trop faible rapport signal sur bruit ;
- Regroupement des canaux 10 par 10, le passage de 2151 à 216 canaux permettant l'augmentation du rapport signal sur bruit en supprimant les hautes fréquences indésirables, tout en gardant une résolution satisfaisante de l'ordre de 10 nm.

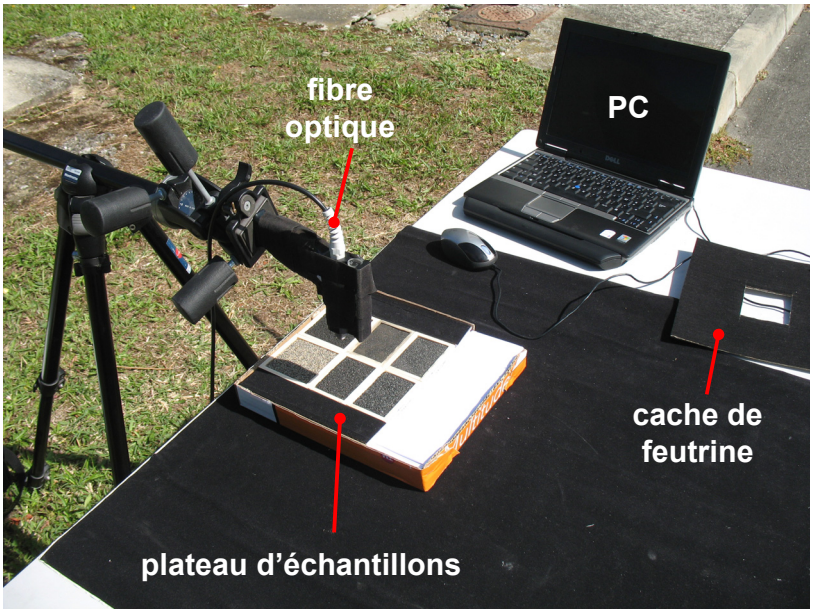


Fig. 2.24 : Spectromètre de terrain ASD.

À l'issue du traitement des spectres, une bibliothèque de mesures est générée, exploitable par le logiciel ENVI.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les grandeurs et effets physiques utilisés en photométrie, ainsi que les modèles et outils développés pour tenter d'approcher au mieux la réflectance bidirectionnelle d'une surface planétaire. Parmi ceux-ci, le modèle de Hapke constitue l'approche la plus aboutie à ce jour, pour décrire les surfaces naturelles granulaires poreuses et compactes. Notre étude étant centrée sur des matériaux volcaniques, sous forme de sables et de roches plus ou moins compactes, c'est ce modèle que nous mettons en œuvre dans la suite.

L'objectif est de pouvoir caractériser les propriétés physiques des matériaux étudiés, en déterminant les paramètres photométriques introduits dans le modèle. Cela est réalisé à l'aide d'un algorithme génétique, qu'il s'agisse de traiter des données multiangulaires de laboratoire (cf. chapitres 3 et 4) ou spatiales (cf. chapitre 5).

Les spectrophotomètres de laboratoire permettent d'étudier le comportement optique des surfaces particulaires, mais, à l'instar des études spectroscopiques, peu d'expériences photométriques ont été menées sur des matériaux naturels complexes : la plupart sont réalisées sur des matériaux synthétiques de texture simple et contrôlée. Or, si l'on souhaite

connaître les propriétés physiques d'une surface régolitique, des expériences menées sur des échantillons surfaciques réalistes sont indispensables, comme nous le verrons au chapitre 4.

En outre, la plupart des études photométriques réalisées à ce jour sont basées sur des mesures aux conditions géométriques restreintes en termes d'angle d'incidence et/ou phase et/ou azimut, et utilisent des procédés d'inversion différents, sans que tout cela ne soit discuté. C'est ce manque qui a motivé l'étude présentée au chapitre suivant, dans lequel sont explorées les limites des méthodes d'inversion utilisées ainsi que l'influence de la couverture multiangulaire sur les résultats photométriques.

CHAPITRE 3

INFLUENCE DES PROTOCOLES D'INVERSION ET DE LA DENSITE DES DONNEES SUR LES RESULTATS PHOTOMETRIQUES

Le théoricien invente le phénomène
et réciproquement
l'expérimentation peut entraîner une modification de la théorie.

A. Koyré – *Études d'histoire de la pensée scientifique*, 1966

Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, de nombreux modèles ont été développés en photométrie pour décrire l'état d'une surface granulaire ; et même si l'on ne s'intéresse ici qu'au modèle de Hapke, étant donné le nombre de versions plus ou moins sophistiquées existantes et les différentes façons de les mettre en œuvre (e.g., fonction de phase, méthode d'inversion, etc.), force est de constater qu'un consensus au sein de la communauté des photométristes quant au(x) modèle(s) à utiliser et à l'interprétation des résultats obtenus n'est pas encore atteint. En particulier, la caractérisation des erreurs expérimentales et le choix d'une fonction de pondération associée, de même que l'évaluation des erreurs sur les paramètres en raison des incertitudes expérimentales ont une grande importance sur les résultats. L'influence de la densité des données nécessaire pour obtenir un résultat robuste est également un problème crucial pour l'interprétation physique des inversions photométriques.

Il s'agit de problèmes centraux en photométrie, lorsque l'on sait combien les moindres écarts entre paramètres photométriques sont discutés entre différentes études, alors que le rôle des méthodes d'inversion des données, de la couverture multiangulaire, etc., pose la question de la légitimité même d'une comparaison des résultats. Or, ce travail d'analyse des opérations réalisées *en amont* sur les données, qui permettrait de mieux mettre en perspective les résultats, n'a jamais été réalisé.

C'est ce que nous proposons de faire ici, à l'aide de données expérimentales, mises à disposition par Paul Helfenstein (Université de Cornell, New York) et Mike Shepard (Université de Bloomsburg, Pennsylvanie) dans le cadre d'une collaboration inter-laboratoires visant à renforcer la robustesse des protocoles expérimentaux et de traitement.

3.1. Description des échantillons

Les échantillons utilisés dans ce chapitre pour tester l'influence des méthodes d'inversion et de la densité de la courbe de phase sur les résultats photométriques ont été mesurés par Mike Shepard sur le BUG, et bénéficient de la capacité de cet instrument à générer un très grand nombre de mesures multiangulaires (cf. partie 2.6.1). Les échantillons ont été choisis pour leur variété en termes de comportements photométriques (rétrodiffusants ou diffusants vers l'avant, niveaux de réflectance variés), leur texture, et pour leur caractère naturel. Ils font partie des échantillons analysés par Shepard et Helfenstein [2007], et les descriptions données ici proviennent de cette publication (par souci de clarté, les mêmes acronymes sont utilisés, les nombres suivant le nom correspondant à la longueur d'onde mesurée). La figure 3.1 présente les photos de ces échantillons, transmises par Mike Shepard ou extraites de l'article de Shepard et Helfenstein [2007].

Chaque échantillon a été mesuré sous 673 configurations multiangulaires, avec des incidences de 0°, 15°, 30°, 45° et 60°, et des angles de phase allant de 3 à 130°. La figure 3.2 présente les courbes de phase complètes de tous ces échantillons en facteur de radiance RADF, telles que mesurées par le BUG, et en facteur de réflectance REFF (i.e. RADF divisé par $\cos i$, cf. partie 2.1.8), l'unité utilisée par le code d'inversion basé sur l'algorithme génétique.

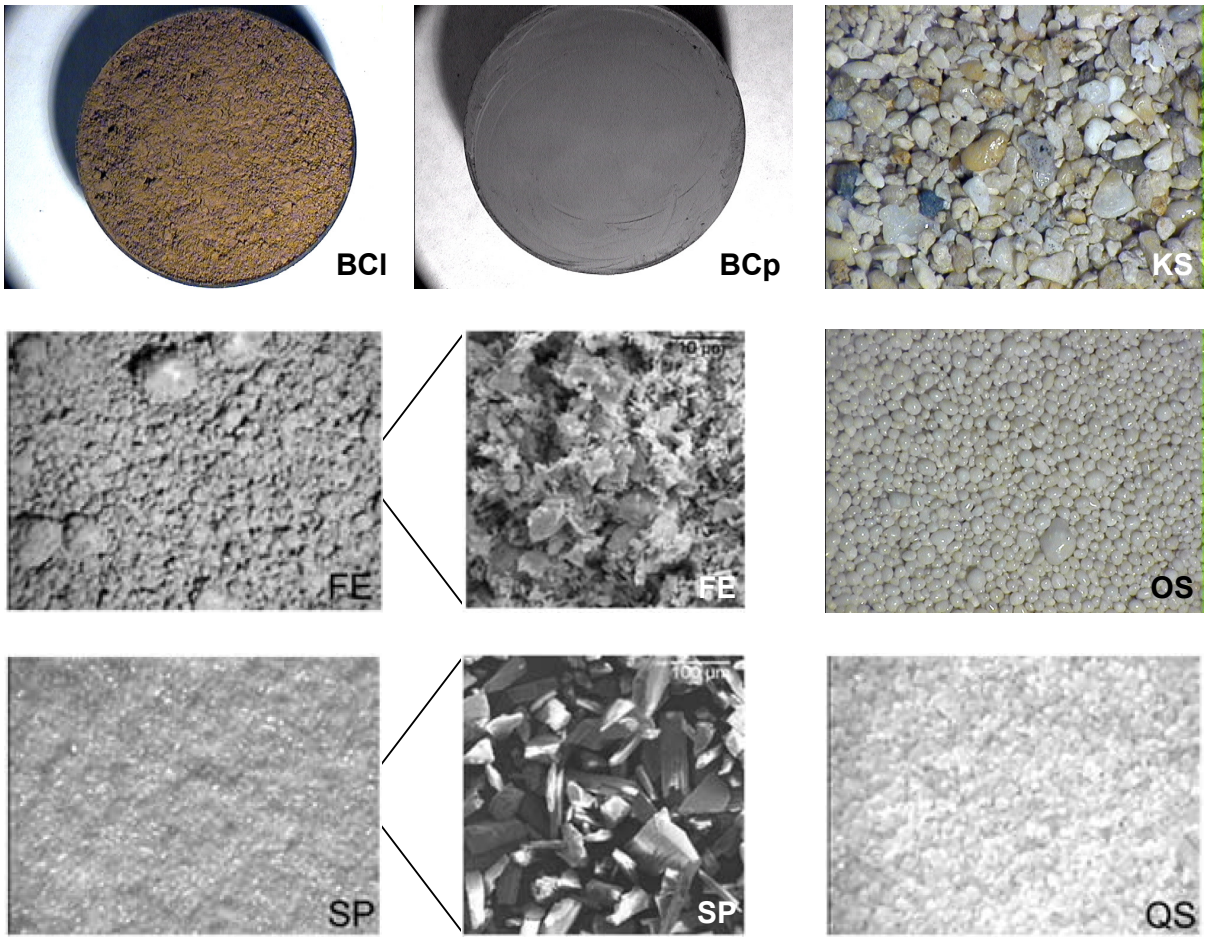


Fig. 3.1 : Photos d'échantillons mesurés avec le BUG : communication privée de Mike Shepard pour l'argile non compactée BCl et compactée BCp, le sable de Kualua KS et le sable ooïtique OS ; les photos de l'oxyde de fer rouge FE, du sable de quartz QS et du spodumène SP sont issues de l'article de Shepard et Helfenstein [2007]. Le diamètre du récipient de BCl et BCp est 5.6 cm, le champ de vue des autres photos est de 1 cm, avec une vue agrandie au microscope électronique pour le FE et SP.

Argile non compactée (BCl) et compactée (BCp)

Cette argile de potier a une composition dominée par l'illite, avec une abondance significative en hématite. Les grains individuels sont difficiles à discerner même au microscope électronique, mais ils semblent être à l'échelle du micron. La structure dominante apparaît être des agrégats de particules de l'ordre de ~10–50 µm. Cet échantillon est spectralement rouge ; les mesures analysées ici ont été faites à 550 nm et 700 nm. Les échantillons disponibles sont de deux types : non compacté et compacté (porosités de 84% et 67% respectivement), et l'effet de compaction est clairement visible sur les courbes de phase (cf. Fig. 3.2) : ce changement d'état de l'échantillon modifie significativement sa réponse photométrique, qui passe d'un comportement rétrodiffusant à diffusant vers l'avant (cf. Fig. 2.8 également).

Oxyde de fer rouge (FE)

Il s'agit de grains d'hématite (Fe_2O_3) de forme complexe et de taille ~4–10 µm. De façon similaire aux grains de l'échantillon BCl, ceux de FE ont tendance à former des structures de plus grande échelle (~100 µm). Cet échantillon est spectralement rouge et a été

observé à 550 nm et 700 nm ; sa porosité est de 84%. Les courbes de phase mesurées sont visiblement rétrodiffusantes (cf. Fig. 3.2).

Sable de Kualua (KS)

Il s'agit d'un échantillon de sable de la plage Kualua d'Hawaï, constitué d'un micro-mélange de différents grains opaques multicolores de taille 530 ± 200 µm. La porosité mesurée est de 47%. Le KS, matériau rétrodiffusant d'après ses courbes de phase (cf. Fig. 3.2), a été analysé à deux longueurs d'ondes, 550 nm et 850 nm.

Sable ooïtique (OS)

Cet échantillon est constitué d'ooïdes aragonitiques quasiment purs, d'apparence perlée, avec une porosité de 45%. La taille des grains est de 310 ± 95 µm, et leur forme est presque sphérique. Les mesures étudiées ici ont été acquises à 550 nm et 700 nm. Cet échantillon est de type rétrodiffusant (cf. Fig. 3.2).

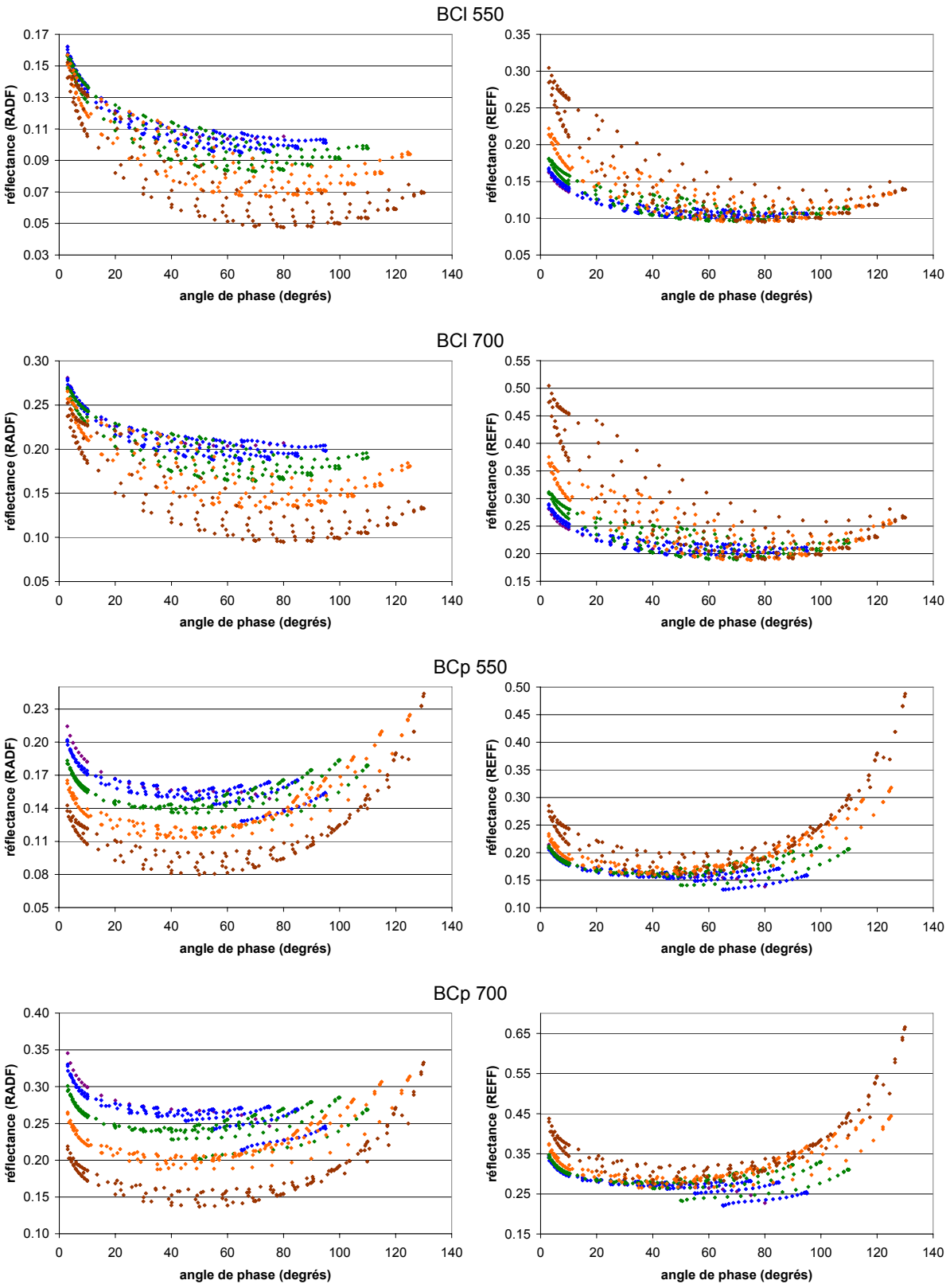
Sable de quartz (QS)

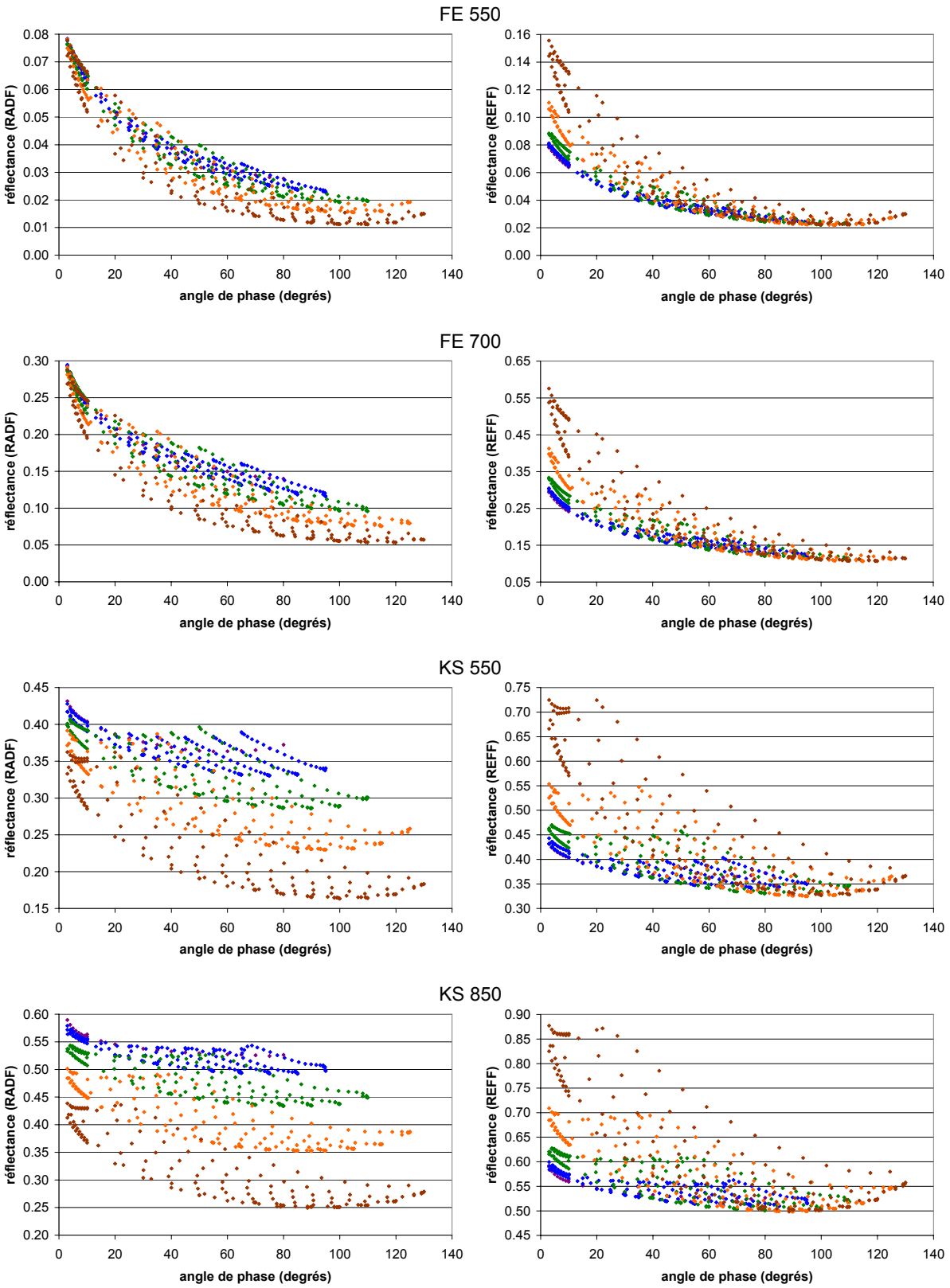
Il s'agit de sable de quartz quasiment pur, analysé à 550 nm, avec une porosité de 50%. Les grains sont équants (i.e. tous les axes sont de même longueur), de taille 310 ± 80 µm ; les particules sont presque transparentes. Cet échantillon présente une courbe de phase diffusant vers l'avant (cf. Fig. 3.2).

Spodumène (SP)

La taille des particules constituant cet échantillon de spodumène cristallin, analysé à 550 nm, est de 70 ± 40 µm. Translucides à transparents, les grains sont des cristaux en baguette. La porosité de ce matériau, diffusant vers l'avant (cf. Fig. 3.2), est de 60%.

Les mesures photométriques de ces échantillons, étudiées à la fois par Shepard et Helfenstein [2007] et avec notre protocole d'inversion (cf. partie 2.5.2), permettent de comparer l'influence du traitement des données sur les résultats. De plus, le très grand nombre de configurations géométriques rend possible l'analyse de courbes de phase plus ou moins denses.


BCl 550
réflectance (RADF)
0.17
0.15
0.13
0.11
0.09
0.07
0.05
0.03
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)
BCl 700
réflectance (RADF)
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0.05
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
0.55
0.50
0.45
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)
BCp 550
réflectance (RADF)
0.23
0.20
0.17
0.14
0.11
0.08
0.05
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
0.50
0.45
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)
BCp 700
réflectance (RADF)
0.40
0.35
0.30
0.25
0.20
0.15
0.10
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
0.65
0.55
0.45
0.35
0.25
0.15
0 20 40 60 80 100 120 140
angle de phase (degrés)


FE 550
réflectance (RADF)
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
angle de phase (degrés)
FE 700
réflectance (RADF)
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
angle de phase (degrés)
KS 550
réflectance (RADF)
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
angle de phase (degrés)
KS 850
réflectance (RADF)
angle de phase (degrés)
réflectance (REFF)
angle de phase (degrés)

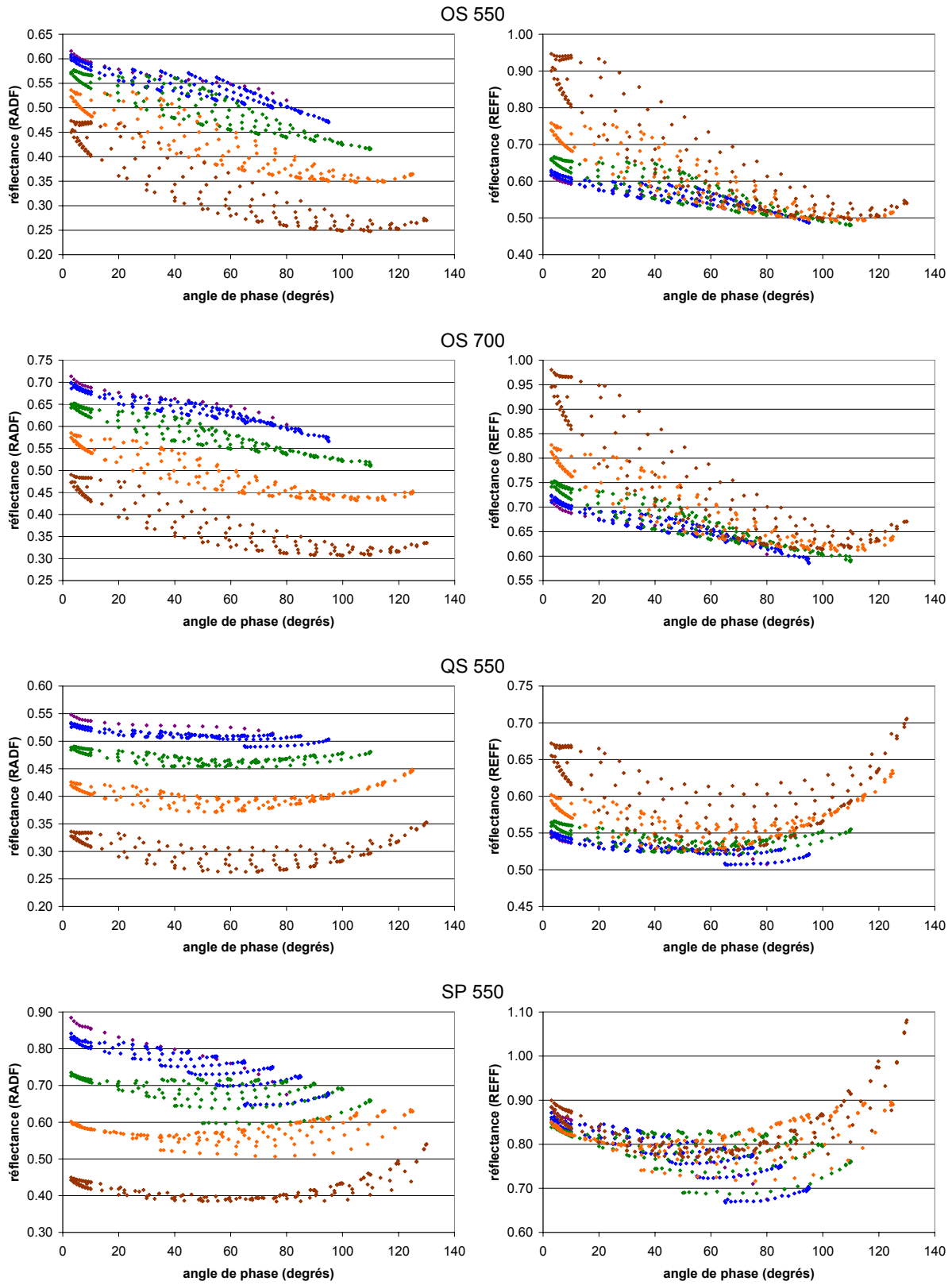


Fig. 3.2 : Courbes de phase observées en RADF (colonne de gauche) et REFF (colonne de droite) pour les différents échantillons mesurés avec le BUG : argile non compacté (BCl) et compactée (BCp), oxyde de fer rouge (FE), sable de Kualua (KS), sable ooïtique (OS), sable de quartz (QS) et spodumène (SP). Les nombres associés aux noms des échantillons correspondent à la longueur d'onde mesurée en nm. Les séries de mesures ont été réalisées suivant différentes incidences : 60° (marron), 45° (orange), 30° (vert), 15° (bleu) et 0° (violet).

3.2. Confrontation entre différentes techniques d'inversion

Dans cette partie, nous étudions deux méthodes d'inversion des données multiangulaires, qui diffèrent principalement dans la prise en compte des erreurs expérimentales, et l'évaluation des erreurs sur les paramètres photométriques. Pour l'heure, six échantillons parmi les douze présentés dans la partie précédente ont été utilisés pour cette étude en collaboration avec Paul Helfenstein : BCl 700, KS 850, OS 550, OS 700, KS 550 et SP 550.

3.2.1. Le problème de la détermination des erreurs expérimentales

Les erreurs expérimentales associées aux mesures photométriques sont intrinsèquement très difficiles à évaluer précisément, en raison de causes multiples. Les instruments de laboratoire de types ISEP ou BUG présentent des bras mobiles dont les incertitudes individuelles sur les angles d'incidence, d'émission et d'azimut affectent à leur tour la précision de l'angle de phase et donc la courbe de phase elle-même. De plus, qu'il s'agisse d'observations orbitales ou de laboratoire, les variations temporelles et spatiales du flux d'éclairement, les bruits instrumentaux lors de l'acquisition, etc., induisent également des erreurs qui se répercutent sur le résultat final.

De façon générale, plus les angles d'incidence et d'émission sont élevés, plus l'incertitude associée est importante, du fait par exemple de l'augmentation de la traction exercée sur les bras mobiles, et de la diminution de l'énergie de la lumière réfléchie qui induit des temps d'acquisition plus longs. Il existe également une erreur sur la réflectance mesurée elle-même, qui peut varier selon l'échantillon étudié (matériau sombre ou brillant) et selon la méthode d'acquisition (mesure intégrée sur toute la surface ou somme de pixels indépendants sur une image, calibration utilisant une ou plusieurs mesures de Spectralon).

Pour toutes ces raisons, les erreurs expérimentales ne peuvent qu'être grossièrement estimées (e.g., de $\pm 1\%$ à $\pm 15\%$ en réflectance absolue suivant la configuration géométrique d'après Shepard et Helfenstein [2007], ou entre 5% et 10% en RADF pour les données du satellite HST utilisées par Soderblom et al. [2006]), mais leur influence sur les inversions est inconnue et peut différer suivant les méthodes de minimisation. En effet, associer des erreurs expérimentales *incertaines* en chaque point du jeu de données a des conséquences lourdes sur les solutions produites par le processus d'inversion, selon la pondération appliquée. L'étude qui suit vise à montrer combien ceci peut s'avérer critique en photométrie.

Il faut également noter que le budget global des erreurs à prendre en compte n'est pas limité aux seules erreurs expérimentales/instrumentales discutées ici. Dans le cas d'instruments mettant en œuvre une caméra CCD et non pas un capteur d'intégration (e.g., ISEP) s'ajoutent les erreurs liées au traitement des données après leur acquisition (e.g., calibration de la caméra, coregistration des images, normalisation par rapport à une référence), à l'évaluation des angles de la géométrie d'observation et ceux au niveau de la surface observée (topographie), etc. Le problème de la normalisation des données par un matériau de référence (Spectralon) a été abordé à la partie 2.6.2.

3.2.2. Les différentes philosophies de pondération des mesures

Minimisation χ^2

Les minimisations de type χ^2 sont largement mises en œuvre dans les problèmes inverses en physique de façon générale, et dans les sciences planétaires en particulier (e.g., Guinness et al. [1997], Lawrence et al. [2003], Hagerty et al. [2006, 2010], Johnson et al. [2006a, 2006b, 2008a], Soderblom et al. [2006], Warell et Bergfors [2008], Miller et al. [2011]). Elles sont fondées sur des incertitudes associées à chaque mesure individuelle lorsque l'on cherche la distance minimale entre observations et modèle.

Shepard et Helfenstein [2007] ont utilisé le modèle de Hapke [2002] et inversé des données en RADF à l'aide d'un code informatique qui recherche la combinaison des six paramètres photométriques du modèle (b, c, $\overline{\theta}$, w, B_0 et h) pour laquelle le χ^2 sera minimal, avec :

$$\chi^2 = \sum_N \left(\frac{RADF_{obs} - RADF_{mod}}{\sigma_r} \right)^2 \tag{3.1}$$

Dans cette expression, N est le nombre de points mesurés, $RADF_{obs}$ est la réflectance en RADF mesurée pour une configuration géométrique donnée, $RADF_{mod}$ est la valeur en RADF correspondante prédite à partir de l'équation de Hapke [2002], et σ_r est l'incertitude associée à la mesure considérée.

Lors de l'inversion, la pondération en $(1/\sigma_r)^2$ permet de donner plus de poids aux configurations géométriques jugées plus précises. Cependant, la pondération utilisée par Shepard et Helfenstein [2007] diminue l'influence des points les plus brillants en RADF pour un angle de phase donné, ce qui peut avoir des effets significatifs dans le procédé d'inversion, à la fois pour les mesures faites à grandes incidences et émissions (particulièrement dans le cas de matériaux diffusant vers l'avant, cf. Fig. 3.2), et pour les mesures à angles de phase faibles (particulièrement dans le cas de matériaux rétrodiffusants, cf. Fig. 3.2).

Le possible couplage entre les paramètres de Hapke noté par certains auteurs (Helfenstein et Veverka [1987], Domingue et Verbiscer [1997], Domingue et al. [1997], Shepard et Helfenstein [2007], Johnson et al. [2008a], Warell et Davidsson [2010]) pourrait aussi être lié, voire amplifié par une pondération inappropriée des données.

Minimisation en $1/\cos i$

Comme détaillé dans la partie 2.5.2, l'algorithme génétique mis en œuvre dans cette thèse est basé sur un calcul de résidus en REFF, soit avec une pondération implicite pour chaque point en $1/\cos i$:

$$rms_{abs}^2 = \frac{1}{N} \sum_N \left(REFF_{obs} - REFF_{mod} \right)^2 \tag{3.2}$$

Soit :

$$rms_{abs}^2 = \frac{1}{N} \sum_N \left(\frac{RADF_{obs} - RADF_{mod}}{\cos i} \right)^2 \tag{3.3}$$

Les données mesurées aux grandes incidences ont ainsi plus de poids dans la solution que celles à faibles angles de phase, jusqu'à un facteur 2 (pour une incidence de 60°).

Contrairement à la méthode utilisant le χ^2, ce type de pondération est basé sur des considérations physiques, indépendamment des erreurs expérimentales.

Considérer ainsi des données non entachées d'erreur peut paraître à contre-courant de la pensée générale si l'on considère les jeux de données multiangulaires comme une collection de mesures individuelles. Cependant, cela prend sens si l'on considère que le but de l'approche développée ici est de reproduire la *forme globale* de la courbe de phase plutôt que des mesures isolées, ayant à l'esprit que c'est bien la forme *lisse* de la courbe de phase qui contient les informations photométriques. Notons que considérer la même pondération pour toutes les mesures de même incidence est différent de travailler sans pondération.

Cette approche ne prend cependant pas en compte l'erreur expérimentale associée aux mesures. Travailler avec des données sans erreurs expérimentales associées ne signifie pas pour autant que l'on ne peut pas évaluer la qualité des inversions, ce qui est conduit ici en comparant les courbes de phase observées et modélisées a posteriori.

3.2.3. Résultats sur les échantillons naturels

Afin d'illustrer l'influence des fonctions de pondération discutées dans les paragraphes précédents, une comparaison des performances (résidus *rms*, courbes de phase modélisées, paramètres photométriques) obtenues avec une approche en χ^2 et celle mise en œuvre ici (inversions en REFF, donc en $1/\cos i$, sans intégration d'erreurs expérimentales supplémentaires) a été réalisée. Par souci de clarté dans les comparaisons, tous les résultats sont présentés en RADF.

Influence de la fonction de pondération

Le premier critère à regarder lors de la comparaison de différents procédés d'inversion est le *résidu*, qui traduit la qualité globale de la modélisation par rapport aux mesures. Le tableau 3.1 présente les résidus obtenus avec les options de modélisation de Shepard et Helfenstein [2007] (i.e. avec diffusion anisotrope de Hapke [2002] et inversion en RADF), avec différentes fonctions de pondération :

- *Colonne 1 (SH2007, RADF)* : χ^2 calculés à partir des paramètres publiés dans Shepard et Helfenstein [2007] avec le code de modélisation original des auteurs pour comparaison avec les colonnes suivantes.
- *Colonne 2 (SH2007 / param. GA, RADF)* : χ^2 calculés par le code de modélisation original de Shepard et Helfenstein [2007] à partir des paramètres obtenus avec l'algorithme génétique.
- *Colonne 3 (SH2007 modifié / param. GA, REFF)* : *rms* calculés à partir des paramètres obtenus avec l'algorithme génétique par le code de modélisation modifié de Shepard et Helfenstein [2007], de sorte que leur quantité σ_r soit égale à $\cos i$; ce faisant, le poids assigné à chaque configuration équivaut à travailler en REFF.
- *Colonnes 4 et 5 (GA, REFF et GA, RADF)* : *rms* calculés par l'algorithme génétique en REFF et RADF respectivement, à partir du modèle de Hapke [1993].

	1	2	3	4	5
	χ^2	χ^2	*rms*	*rms*	*rms*
	SH2007	SH2007 / param. GA	SH2007 modifié / param. GA	GA	GA
	RADF	RADF	REFF	REFF	RADF
	Hapke [2002]	Hapke [2002]	Hapke [2002]	Hapke [1993]	Hapke [1993]
BCl 700	0.027	0.035	0.0043	0.0068	0.0046
KS 850	0.028	0.077	0.0157	0.0134	0.0091
OS 550	0.018	0.053	0.0131	0.0138	0.0085
OS 700	0.019	0.043	0.0135	0.0170	0.0104
QS 550	0.020	0.342	0.0323	0.0140	0.0089
SP 550	0.011	0.042	0.0168	0.0224	0.0145

Tab. 3.1 : résidus obtenus pour six échantillons suivant la fonction de pondération appliquée.

Les valeurs de la colonne 2 (SH2007 / param. GA) sont de l'ordre de grandeur de ceux de la colonne 1 (SH2007), mais toujours plus élevées, comme attendu. Cependant, une fois la fonction de pondération modifiée (colonne 3 : SH2007 modifié / param. GA), il est apparent que les valeurs des *rms* sont très similaires à ceux obtenus avec l'algorithme génétique (colonne 4 : GA REFF).

Le tableau 3.1 montre également à travers la similarité dans les valeurs de *rms*, lorsqu'une pondération comparable est appliquée, que le choix du modèle photométrique (Hapke [1993] ou Hapke [2002]), en ce qui concerne le *rms*, ne semble pas avoir d'influence au premier ordre, pour le jeu d'échantillons variés considéré.

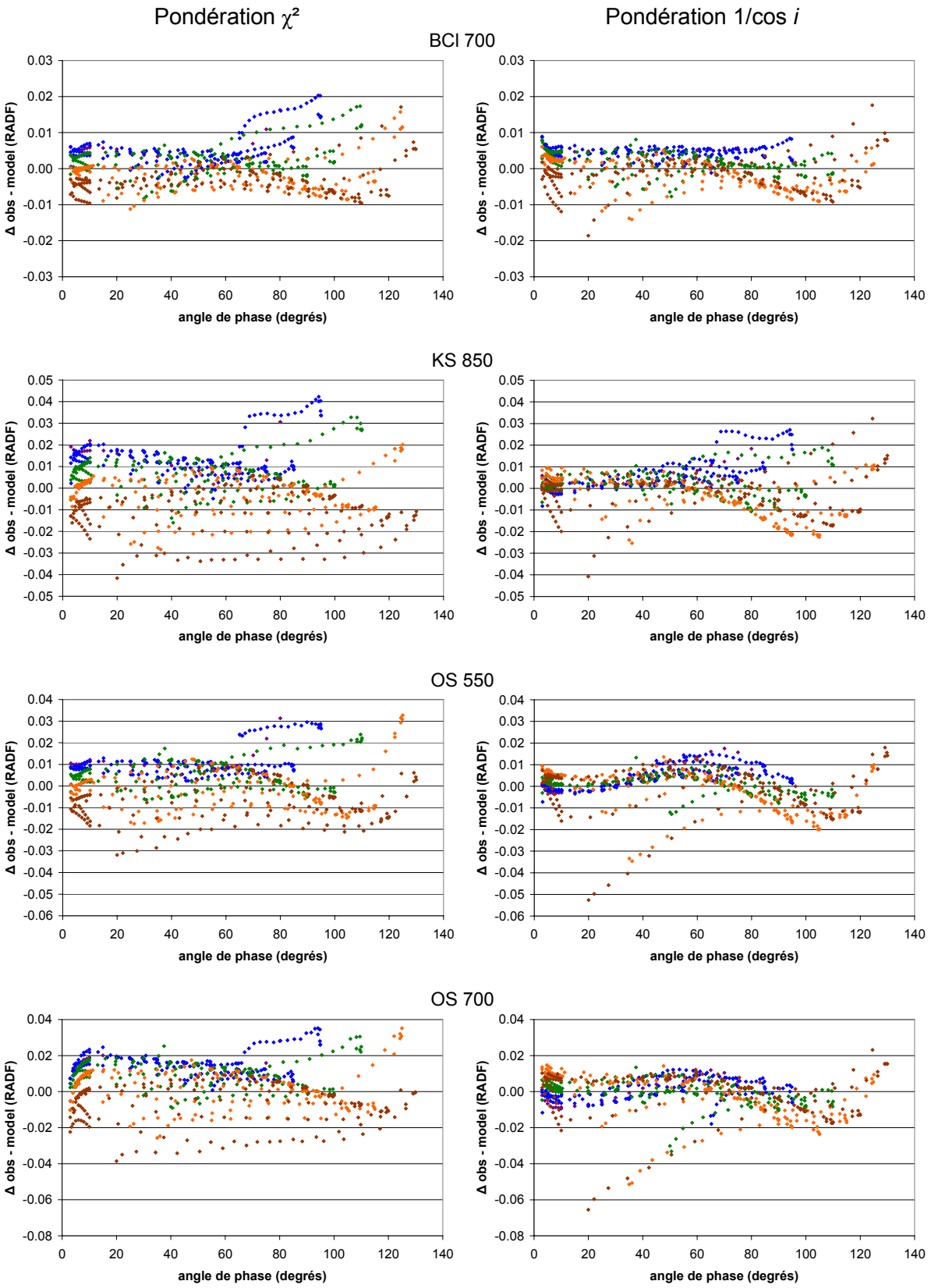
Modélisation des courbes de phase

Les différences entre les *rms* obtenus suivant les différentes méthodes discutées dans le paragraphe précédent ont un impact direct sur les courbes de phase modélisées. La figure 3.3 présente les différences entre courbes de phase observées et modélisées pour l'ensemble des échantillons discutés ici, dans deux cas :

- à partir des paramètres et modèle de Shepard et Helfenstein [2007] ;
- à partir des paramètres déterminés par l'algorithme génétique et du code de modélisation correspondant.

Représenter non pas directement les courbes de phase observées et modélisées mais leur différence permet de mettre en exergue des désaccords qui n'auraient pas été visibles autrement.

Les résultats issus de l'approche de Shepard et Helfenstein [2007] montrent que les différences signées entre modèles et observations sont dispersées sur une bande centrée sur zéro, d'une largeur apparemment indépendante de l'angle de phase (environ $\pm 5\%$ en réflectance). Et, en particulier aux faibles angles de phase, les séries de mesures à incidence fixe sont clairement distinguables. Ceci semble être une conséquence de la fonction de pondération utilisée, qui diminue l'influence des points les plus brillants pour un angle de phase donné (cf. partie 3.2.2).


Pondération χ²
Pondération 1/cos *i*
BCI 700
KS 850
OS 550
OS 700
Δ obs - model (RADF)
angle de phase (degrés)

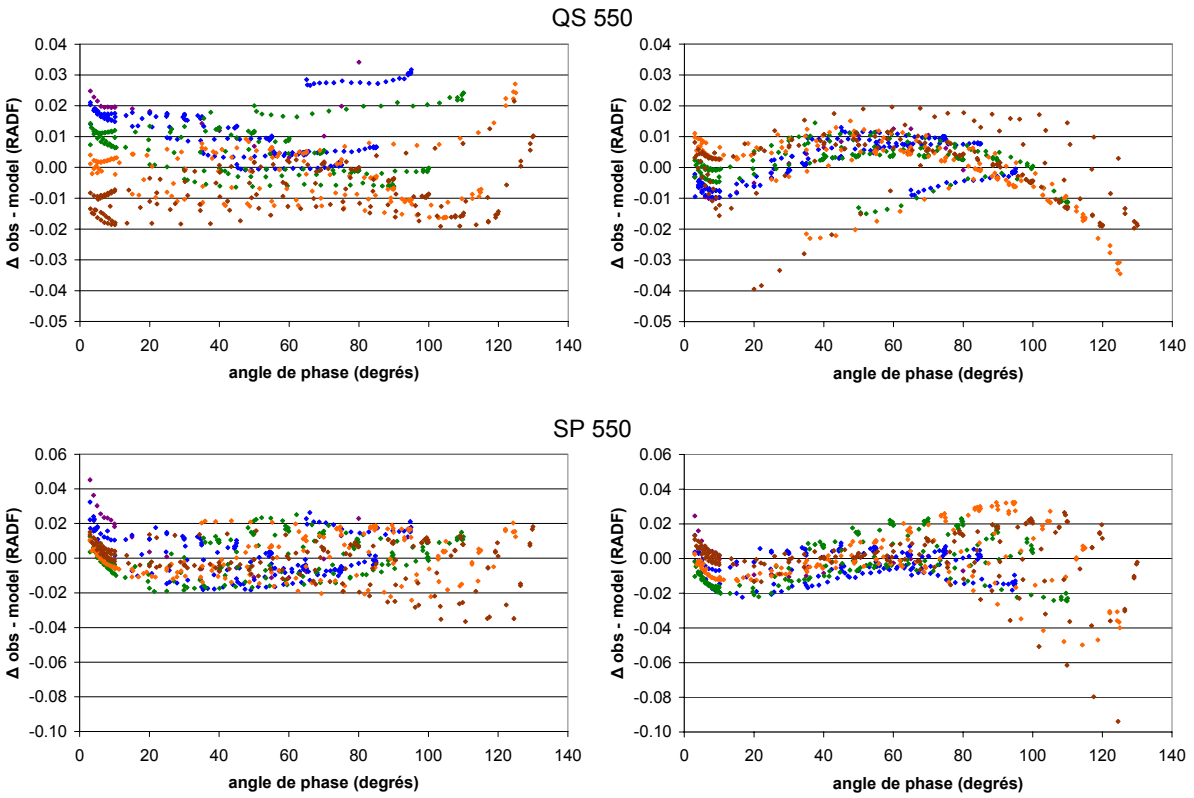


Fig. 3.3 : Différences Δ en RADF entre observations et modèles ($RADF_{obs} - RADF_{mod}$) avec l'approche en χ^2 (colonne de gauche) et en $1/\cos i$ (colonne de droite). Les couleurs correspondent aux séries de mesures réalisées suivant différentes incidences : 60° (marron), 45° (orange), 30° (vert), 15° (bleu) et 0° (violet).

Le motif des différences observations/modèle présenté par l'approche basée sur l'algorithme génétique et la pondération en $1/\cos i$ est très différent. Les fluctuations au-dessus et en-dessous de zéro, plus ou moins prononcées suivant l'échantillon, sont centrées sur zéro, et il n'apparaît pas de distinction nette suivant les angles d'incidence. Quel que soit l'échantillon, les courbes modélisées diffèrent des observations d'environ $\pm 2\%$ pour les plus petits angles de phase, et augmentent progressivement jusqu'à environ $\pm 5-7\%$ pour les grands angles de phase (les fluctuations plus importantes parfois visibles autour de 20-60° de phase correspondent à quelques configurations géométriques d'angle d'émission 80°, mal reproduites par le modèle).

Comme expliqué à la partie 3.2.2, le but de la modélisation des courbes de phase est de tenter de les reproduire dans leur *forme globale*, puisque c'est elle, et non pas les données individuelles la composant, qui contient l'information sur les propriétés physiques du matériau. À ce titre, le fait de se rapprocher des observations de façon comparable quelle que soit la géométrie d'observation (incidence en particulier) tend à montrer une meilleure reproduction des courbes de phase observées dans leur ensemble avec la méthode basée sur l'algorithme génétique.

Paramètres déterminés avec les deux approches

Les paragraphes précédents illustrent l'impact de la fonction de pondération dans les inversions photométriques sur la détermination des résidus et sur la modélisation de la courbe de phase qui en découle. Mais ses conséquences sur la détermination des paramètres

photométriques sont également bien visibles. La figure 3.4 présente les paramètres publiés par Shepard et Helfenstein [2007] comparés à ceux déterminés par l'algorithme génétique.

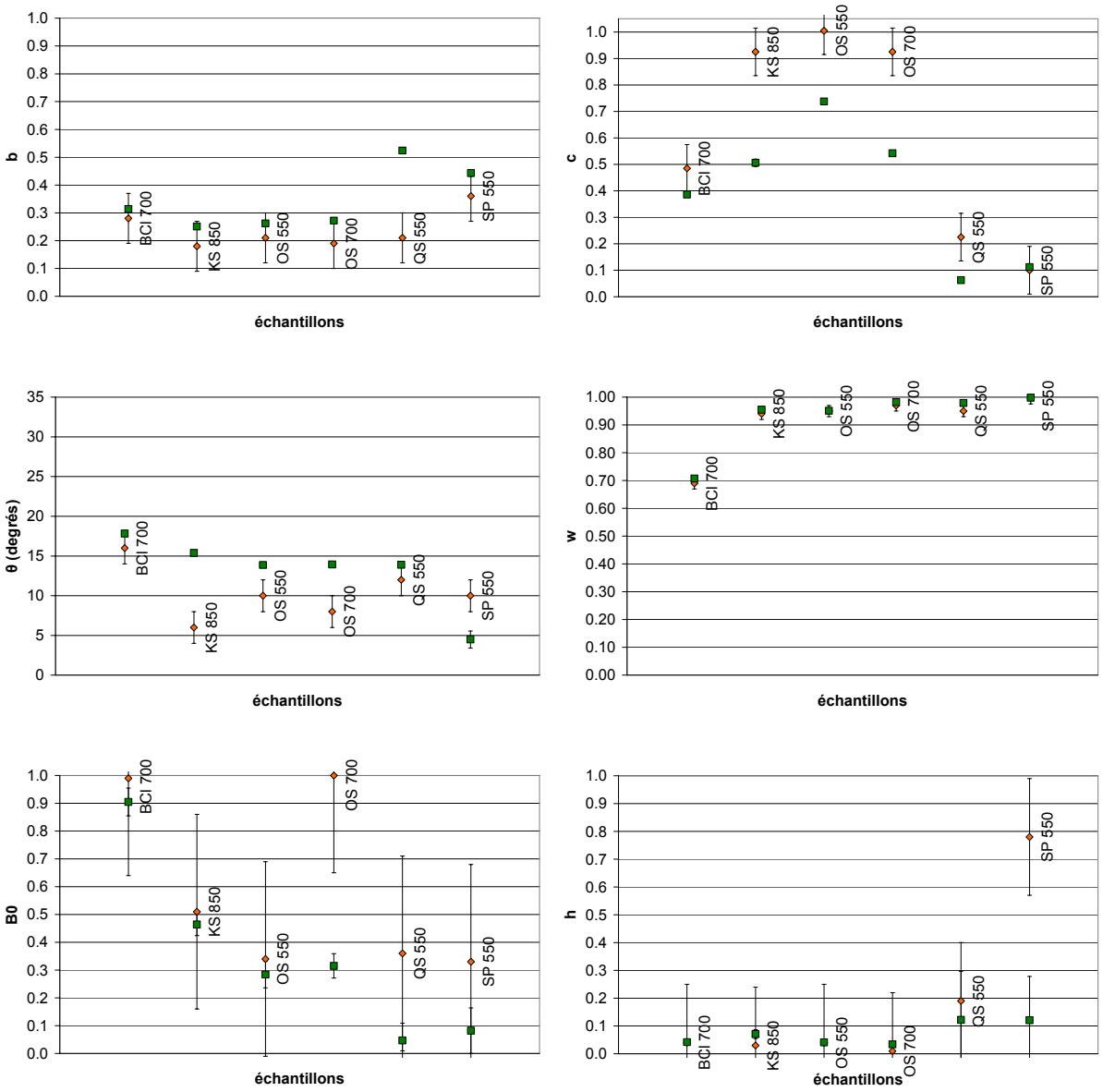


Fig. 3.4 : Paramètres photométriques de Hapke publiés par Shepard et Helfenstein [2007] (losanges orange) comparés à ceux déterminés par l'algorithme génétique (carrés verts). Les barres verticales attachées aux solutions de Shepard et Helfenstein [2007] sont les incertitudes telles qu'évaluées par ces auteurs, alors que celles liées aux solutions de l'algorithme génétique (parfois trop petites pour être visibles) correspondent à la stabilité des solutions de l'algorithme (cf. partie 2.5.2).

Alors que les six paramètres (b, c, $\overline{\theta}$, w, B_0 et h) sont très similaires avec les deux approches dans le cas du BCl 700, en accord avec la ressemblance des courbes de phase modélisées, les autres échantillons illustrent différentes situations :

- L'albédo de diffusion simple w est quasiment identique avec les deux approches pour tous les échantillons, confirmant la robustesse de ce paramètre qui apparaît le moins sensible au changement de technique d'inversion et de modèle.
- Une augmentation significative de la fraction de rétrodiffusion c dans le cas des matériaux rétrodiffusants est visible avec l'approche en χ^2, en accord avec les pentes

des courbes de phase modélisées aux faibles g des BCl 700, KS 850, OS 550 et OS 700, qui apparaissent un peu plus pentues que dans les observations.

- La rugosité macroscopique de surface $\overline{\theta}$ ne montre un accord entre les deux approches que pour le BCl 700 et le QS 550 ; cela illustre le fait qu'en plus d'être notoirement sensible à la couverture angulaire des données, la détermination de ce paramètre est également influencée par le processus d'inversion utilisé.
- Il est difficile d'analyser les paramètres d'opposition B_0 et h en raison de leurs grandes barres d'erreurs associées avec l'approche en χ^2, mais il est néanmoins clair que les B_0 de OS 700 et les h de SP 550 pour les deux méthodes de pondération sont en net désaccord.

Mais quelle est la signification de ces valeurs de paramètres ? En prenant en compte le sens physique des paramètres photométriques (cf. chapitre 2), des arguments en faveur des valeurs déterminées à l'aide de l'approche en $1/\cos i$ peuvent être notés :

- Des valeurs de c très proches de la limite de 1 telles que celles obtenues avec l'approche en χ^2 (KS 850, OS 550, OS 700) semblent quelque peu extrêmes, comparées aux valeurs trouvées avec la méthode alternative, car cela correspondrait à des particules totalement rétrodiffusantes, ce que l'on n'a jamais observé.
- Les valeurs de $\overline{\theta}$ pour KS 550 et KS 850 de Shepard et Helfenstein [2007] (16° –cf. article de ces auteurs– et 6° respectivement) semblent en contradiction avec l'idée que la rugosité macroscopique de surface devrait être indépendante de la longueur d'onde (Domingue et Verbiscer [1997]), alors que les valeurs issues de l'algorithme génétique (17.3° –étude du KS 550 non détaillée ici– et 15.4° respectivement) vont dans le sens de cette hypothèse ; dans une moindre mesure, la même observation peut être faite pour les échantillons OS 550 et OS 700.
- Même sans tenir compte des grandes barres d'erreurs, les valeurs très différentes des B_0 issues de l'approche en χ^2 pour OS 550 et OS 700 interpellent : une telle variation (0.34 à 1.0) est à tout le moins surprenante pour deux longueurs d'onde proches ; au contraire, les valeurs obtenues par l'approche en $1/\cos i$ sont très similaires (0.28 et 0.32 respectivement). On peut aussi remarquer que pour les matériaux translucides/transparents que sont le QS 550 et le SP 550, les valeurs de B_0 de l'approche en χ^2 sont relativement élevées, alors que de plus faibles valeurs telles que celles déterminées par la méthode alternative sont physiquement plus aisées à interpréter, B_0 étant d'autant plus faible que le matériau est transparent.
- La grande différence entre les valeurs de h trouvées par les deux pondérations pour le SP 550 semble être en faveur de la plus faible (0.12), déterminée par l'approche en $1/\cos i$; elle est en effet plus proche de la valeur attendue de 0.19 (Shepard et Helfenstein [2007]) tirée de la porosité de l'échantillon, et une valeur de ce paramètre aussi élevée que 0.78 n'est pas commune dans les études photométriques. Elle supposerait que ce matériau soit très compact et/ou que la distribution de taille de ses particules soit très uniforme, ce qui ne correspond pas à la description qui en a été donnée (porosité de 60%, taille 70±40 µm).

Les estimations des paramètres d'opposition issus de l'approche en χ^2 pourraient être une conséquence de la fonction de pondération, pour laquelle l'importance du rôle joué par les petits angles de phase est diminuée ; cela pourrait aussi expliquer les très grandes incertitudes liées à ces paramètres.

Un autre point soulevé par cette étude est que, quelle que soit la méthode d'inversion utilisée, aucune ne peut modéliser le QS 550 de façon satisfaisante (cf. tableau 3.1, avec des résidus différents même avec une approche similaire), et ce matériau s'avère extrêmement sensible au changement dans la façon dont sont traitées les données (cf. Fig. 3.4). Cela pourrait être typiquement un matériau que le modèle de Hapke n'est pas en mesure de traiter, quel que soit le modèle (1993 ou 2002) et la fonction de pondération. Le QS 550 ne se distingue des autres échantillons traités ici ni en termes de granulométrie, porosité, forme, ou niveau de réflectance, mais uniquement par le fait qu'il s'agit d'un matériau presque transparent (plus que le SP 550, qui lui aussi présente certaines difficultés de modélisation, cf. partie 3.3.2). Une telle transparence pourrait augmenter la complexité avec laquelle les rayons lumineux arrivant sur la surface sont diffusés et réfractés, le rendant ainsi extrêmement sensible à la méthode d'inversion. Il faut donc bien garder à l'esprit qu'il peut y avoir des limites intrinsèques au modèle de Hapke pour certains types de matériaux qui peuvent être étudiés.

3.2.4. Simulation d'une erreur de mesure systématique et influence sur les paramètres

Une conséquence de la difficile évaluation des erreurs expérimentales est que les incertitudes subséquentes sur les estimations des paramètres photométriques sont d'autant plus malaisées à apprécier. Comme la méthode d'inversion proposée ici, avec une pondération en $1/\cos i$, ne permet pas de déterminer les incertitudes des paramètres relatives aux erreurs expérimentales, une méthode indépendante de l'inversion des paramètres a été développée, permettant d'évaluer les conséquences d'une erreur sur les données mesurées. Cela a été réalisé pour les six échantillons étudiés dans cette partie, au moyen d'une *simulation* d'erreurs expérimentales. Il est certain que ces erreurs peuvent varier suivant les appareils et les protocoles expérimentaux, et par conséquent les résultats présentés ici ne doivent être considérés que comme une illustration de l'influence des erreurs expérimentales sur les paramètres photométriques, et non comme une estimation définitive d'incertitudes standards.

La simulation des erreurs a été pensée afin de prendre en compte une erreur expérimentale croissant progressivement à mesure que les angles d'incidence et d'émission augmentent, comme cela est observé en pratique sur les données de laboratoire et orbitales (cf. partie 3.2.1), tout en permettant de conserver une forme *lisse* de la courbe de phase. Cela revient au premier ordre à appliquer une erreur plus importante aux données mesurées aux grands angles de phase (nécessairement formés par des angles d'incidence et d'émission élevés), induisant un changement de la forme globale initiale de la courbe de phase. Cela a été fait de façon à introduire une augmentation dans les erreurs en relation avec les angles d'incidence et d'émission mesurés, tout en respectant l'ordre de grandeur des erreurs évaluées par Shepard et Helfenstein [2007] pour le BUG (entre 1% et 15%).

Ainsi, pour chaque jeu de données des six échantillons, une *enveloppe* supérieure, respectivement inférieure, a été construite en multipliant les valeurs de réflectance par un facteur de $1+g/1000$, respectivement $1-g/1000$, augmentant et diminuant respectivement la réflectance de 0.3% à 13% suivant la phase (cf. Fig. 3.5). Les deux enveloppes permettent d'étudier la conséquence d'une surestimation et d'une sous-estimation du facteur de radiance sur la détermination des paramètres photométriques. La figure 3.6 présente les paramètres obtenus dans les deux cas, comparés à ceux déterminés à partir des données initiales.

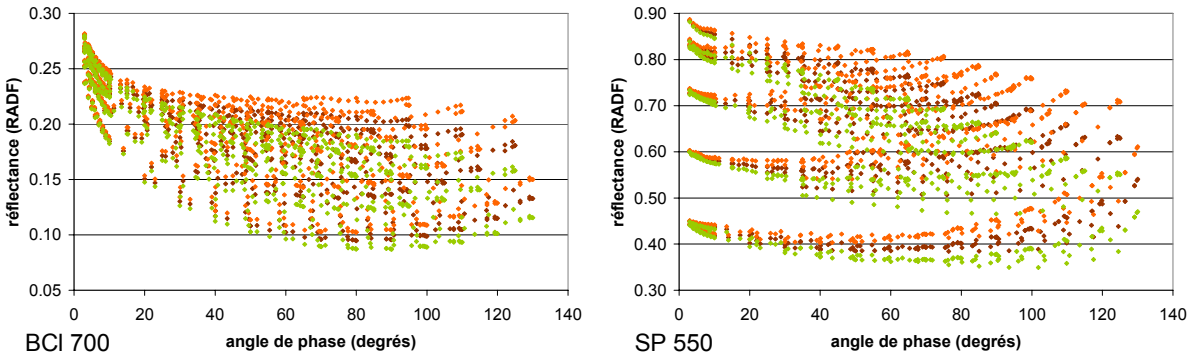


Fig. 3.5 : Courbes de phase en RADF du BCl 700 et SP 550 dans trois cas : données initiales (marron), enveloppe d'erreur supérieure (orange) et enveloppe d'erreur inférieure (vert).

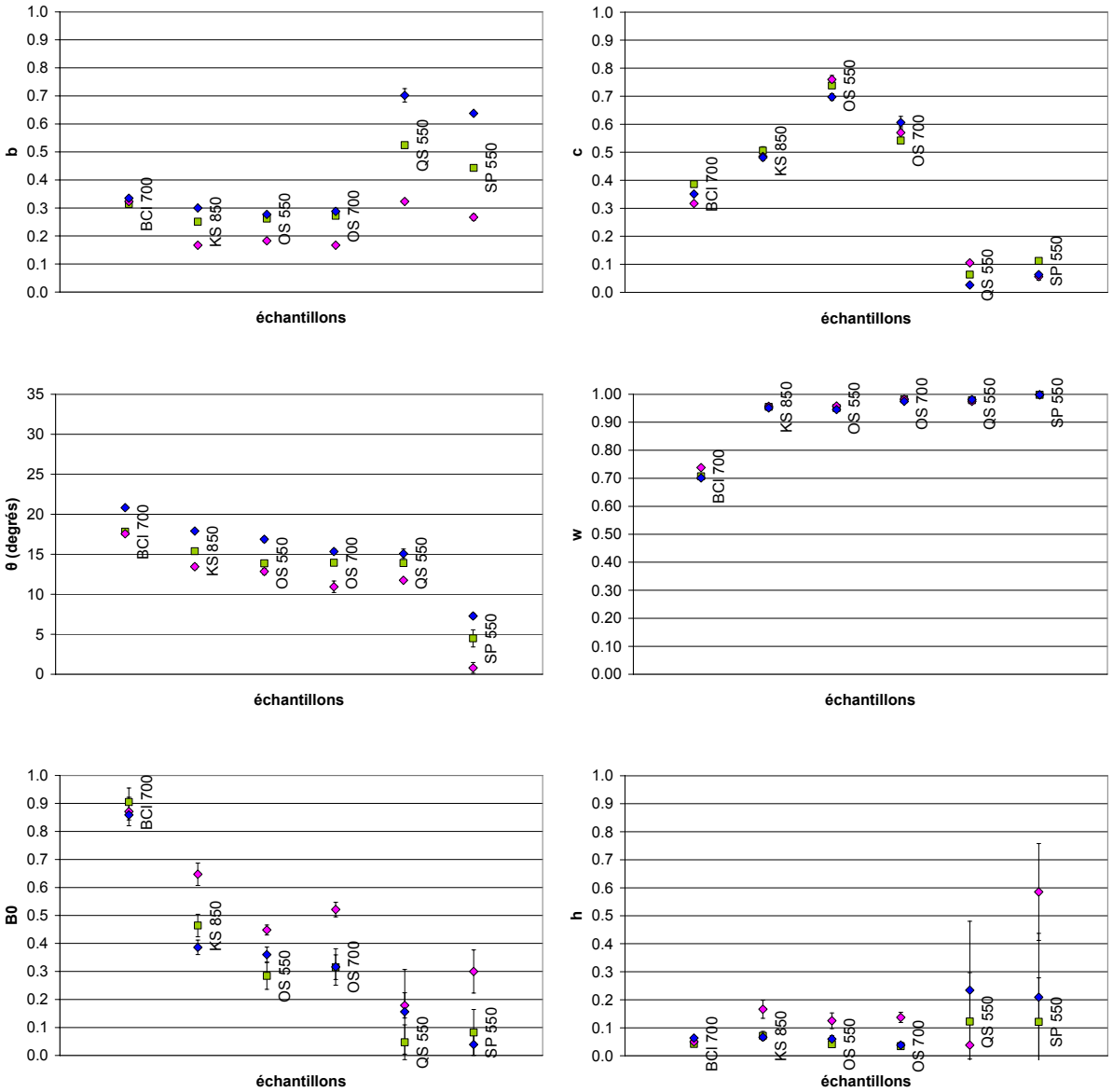


Fig. 3.6 : Estimation des paramètres photométriques par l'algorithme génétique dans trois cas : données initiales (carrés verts), enveloppe d'erreur supérieure (losanges roses) et enveloppe d'erreur inférieure (losanges bleus).

Il est clair que les écarts par rapport à la situation initiale sont plus ou moins marqués suivant l'échantillon. Cela est bien illustré par les graphes de la figure 3.7, qui présentent les écarts entre observations et modèle pour deux échantillons : BCl 700 se comporte de la même manière dans les trois cas (données initiales et enveloppes d'erreur), à la différence de SP 550.

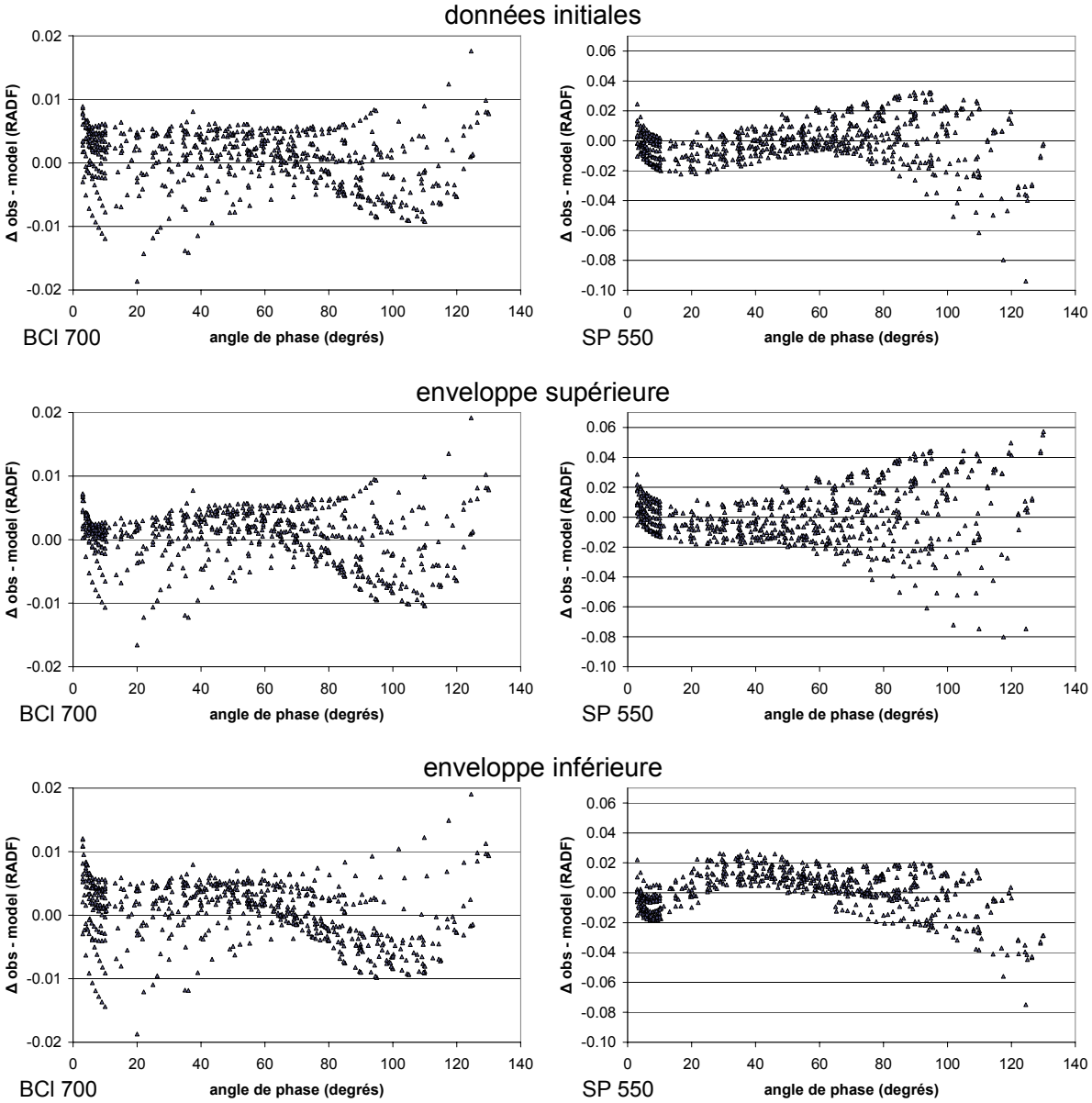


Fig. 3.7 : Différences Δ en RADF entre observations et modèle ($RADF_{obs} - RADF_{mod}$) issu de l'algorithme génétique pour le BCl 700 et SP 550 dans trois cas : données initiales, enveloppe d'erreur supérieure et enveloppe d'erreur inférieure.

Une conséquence est que lorsque l'on cherche à déterminer les incertitudes sur les paramètres photométriques en relation avec des erreurs expérimentales, non seulement les spécifications de l'appareil doivent être prises en compte, mais également le type d'échantillon mesuré lui-même. À partir des matériaux étudiés ici, les valeurs d'incertitudes pour chaque paramètre ont été évaluées :

$$b \pm 0.09\,,\ c \pm 0.04\,,\ \overline{\theta} \pm 2°\,,\ w \pm 0.006\,,\ B_0 \pm 0.09 \text{ et } h \pm 0.08$$

Ces estimations sont de l'ordre de grandeur des incertitudes présentes dans la littérature, déterminées par des méthodes indépendantes, en étudiant par exemple la variation d'un seul paramètre et en gardant les autres fixés (e.g., Domingue et al. [1997], Warell [2004]), en examinant la dispersion des paramètres suivant le modèle photométrique utilisé (Shepard et Helfenstein [2007]), ou encore en utilisant des méthodes numériques plus complexes basées sur le χ^2 (e.g., Helfenstein et Shepard [2011]). Il est à noter que les conclusions de la partie 3.2.3 ne sont pas affectées.
En ce qui concerne les perspectives en matière d'évaluation des incertitudes, l'application d'une approche bayésienne, donnant la distribution a posteriori de la probabilité conjointe pour les six paramètres (b, c, $\overline{\theta}$, w, B_0, h) explorée autour des solutions par un mécanisme de *Markov chain Monte Carlo* (e.g., Moussaoui et al. [2006, 2008], Ceamanos et al. [2011]), pourrait être une avancée.

Il faut cependant garder à l'esprit que cette étude a été réalisée sur des jeux de données avec une couverture multiangulaire donnée, pour des matériaux certes variés mais limités en nombre, et une erreur systématique subjective appliquée aux données, de sorte que les valeurs d'incertitude sur les paramètres données ici n'ont qu'une valeur indicative et ne sont pas généralisables en l'état.

Un résultat connexe à l'étude des erreurs pourrait être la confirmation du couplage probable entre b et $\overline{\theta}$ (cf. partie 3.2.2) : pour tous les échantillons, une diminution de b est accompagnée d'une diminution, plus ou moins importante suivant l'échantillon, de la rugosité macroscopique de surface (et vice-versa), alors qu'aucune tendance similaire n'est observée entre c et $\overline{\theta}$. Cela pourrait provenir d'un manque d'angles de phase supérieurs à 130°, qui contraindraient mieux $\overline{\theta}$. Malgré tout, la rugosité macroscopique de surface telle que déterminée par l'algorithme génétique bénéficie du poids substantiel donné aux plus grands angles de phase par l'utilisation de données en REFF. Ce paramètre devrait donc être mieux contraint et par conséquent plus robuste qu'avec d'autres pondérations dans lesquelles les grands angles de phase n'ont pas un rôle proéminent.

3.3. Influence de la distribution des données sur les résultats

La partie précédente s'est attachée à montrer toute l'importance et les conséquences du choix d'une pondération des données, mais un autre aspect des inversions photométriques à explorer pour évaluer leur robustesse est la distribution des données elles-mêmes.

3.3.1. Le problème de la densité des données en photométrie

Tant que des mesures photométriques in situ à la surface des corps planétaires ne seront pas largement disponibles, la connaissance de leurs propriétés physiques de surface (rugosité, taille des grains, état de compaction, mode de diffusion, etc.) ne pourront être connues qu'à travers les mesures télescopiques et orbitales. Idéalement, les mesures multiangulaires permettant de bien contraindre les modèles photométriques devraient couvrir l'ensemble de l'espace bidirectionnel. Cependant, les courbes de phase orbitales à ce jour sont généralement restreintes à une seule incidence et manquent souvent de grands ($> 90°$) ou petits ($< 20°$) angles de phase (e.g., Helfenstein et al. [1996], Clark et al. [2002], Pinet et al. [2004], Chevrel

et al. [2006], Johnson et al. [2006a, 2006b], Jehl et al. [2008], Schröder et Keller [2009]), pour des raisons techniques mais également car l'objectif principal est souvent de minimiser les effets photométriques sur les images afin de pouvoir créer des mosaïques homogènes. De ce fait, la couverture angulaire utilisée mène souvent à des modélisations photométriques insuffisamment contraintes ; celles-ci donnent lieu à des déterminations de paramètres photométriques publiés dans différentes études qui sont ensuite comparés sans que la pertinence de ces comparaisons soit discutée au plan fondamental. C'est cette absence d'analyse critique qui a motivé la présente étude.

Évaluer la fiabilité et le sens physique de paramètres photométriques dérivés de courbes de phase tronquées est d'autant plus difficile que moins il y a de données, plus facile est la modélisation mathématique et plus faibles sont les résidus, ce qui rend ces derniers sous-évalués ou non-significatifs. Si les résultats ne sont pas clairement physiquement aberrants, il est impossible de savoir si et comment le résultat varierait si plus de données avaient été disponibles. Autrement dit : dans quelle mesure le problème est-il sous-contraint ?

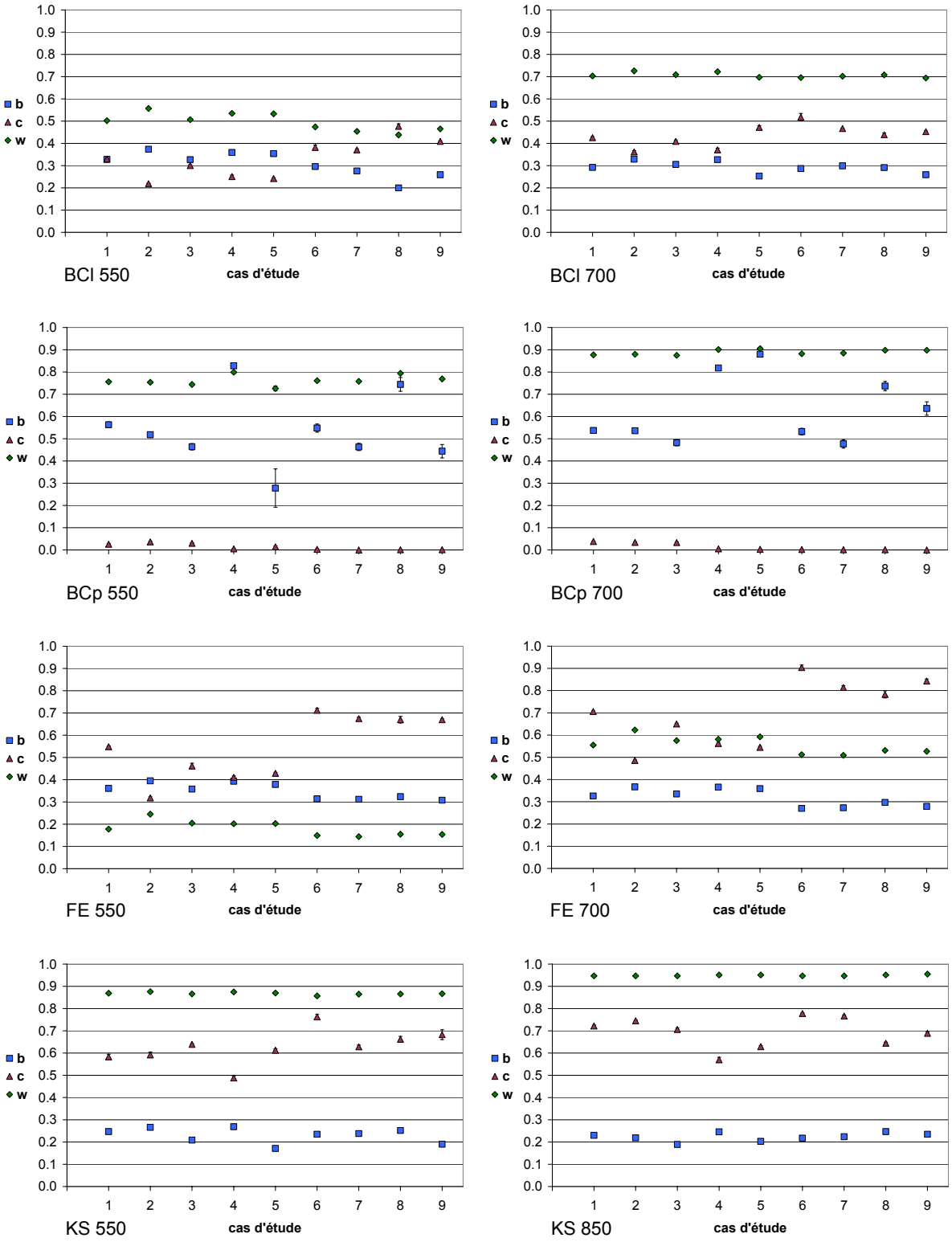
Ce problème peut être exploré en comparant les paramètres photométriques déterminés à partir de mesures comprenant un large éventail de configurations géométriques et ceux obtenus pour le même matériau mais avec un jeu de données restreint (un tel jeu peut par exemple simuler des observations orbitales). C'est ce type d'étude qu'ont effectué Kaydash et al. [2006] sur des données lunaires, avec des courbes de phase les plus complètes possibles alors couvrant des angles de phase entre 10 et 80°. Mais ce sont les seuls à avoir réalisé ce type d'étude, avec des données ne permettant pas une exploration poussée du problème. Ici, il est possible d'explorer un très grand nombre de troncatures grâce aux données expérimentales très denses du BUG (cf. partie 3.1). Cette partie a pour objectif de montrer l'influence, systématique ou non, de l'utilisation de courbes de phase tronquées par rapport aux résultats photométriques obtenus lorsque la couverture multiangulaire est beaucoup plus importante.

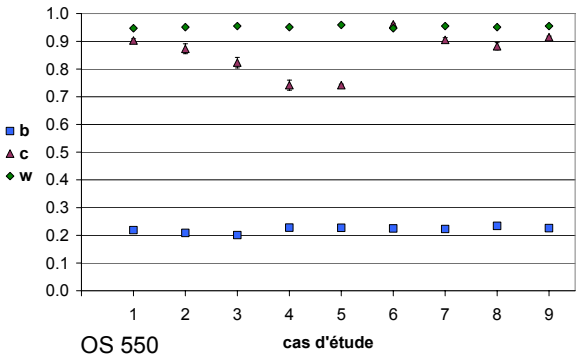
3.3.2. Cas de référence

Chaque échantillon a été mesuré par l'instrument BUG sous une très large couverture multiangulaire comprenant 673 configurations (cf. partie 3.1). Cependant, il s'est avéré que les mesures dont l'émission est supérieure à 60° ne sont pas toujours aussi bien reproduites par le modèle que les données d'émission inférieure ou égale à 60°. Cela pourrait provenir a priori soit des mesures elles-mêmes (mesures plus délicates des grands angles de phase, comme vu à la partie 3.2.1), soit d'une difficulté inhérente au modèle de Hapke à décrire les propriétés optiques de certains matériaux sous des incidences aussi élevées. Le but étant ici d'étudier l'influence de la troncature de courbes de phase, j'ai jugé plus sûr de ne pas utiliser les données d'émission strictement supérieure à 60°, afin de partir d'un jeu de données parfaitement bien reproduit par le modèle et pouvant servir de référence. Cela laisse au final toujours un très grand nombre d'observations multiangulaires par échantillon (486), avec des angles de phase allant de 3 à 120°.

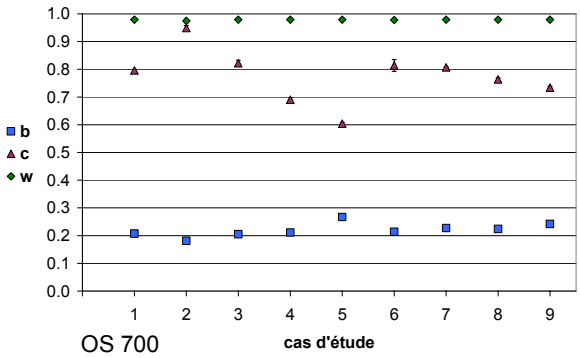
À noter que la prise en compte des données dont l'émission est supérieure à 60° dans l'étude précédente (partie 3.2) et pas ici est délibérée : dans la partie 3.2, le but était de comparer les performances de différentes méthodes d'inversion, et des données plus ou moins bien modélisées peuvent servir de diagnostic à ce type d'étude ; ici en revanche, cela pourrait fausser l'analyse si une mauvaise modélisation due à la mesure était interprétée comme une conséquence de la troncature de la courbe de phase.

Les 486 configurations multiangulaires des BCl, BCp, FE, KS, OS, QS et SP seront qualifiées dans toute la suite de jeux de données de *référence*. Les valeurs de b, c, $\overline{\theta}$, w, B_0 et h correspondantes, qui constituent le *cas 1* de la figure 3.8, seront également utilisées comme valeurs de référence auxquelles toutes les autres seront comparées.

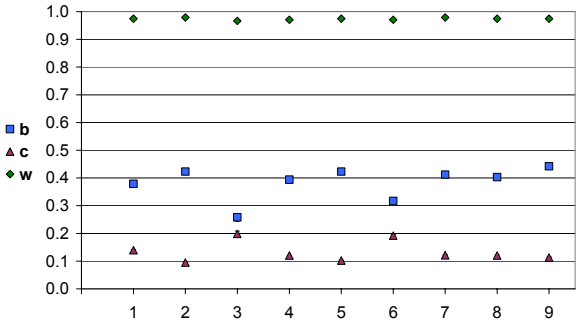




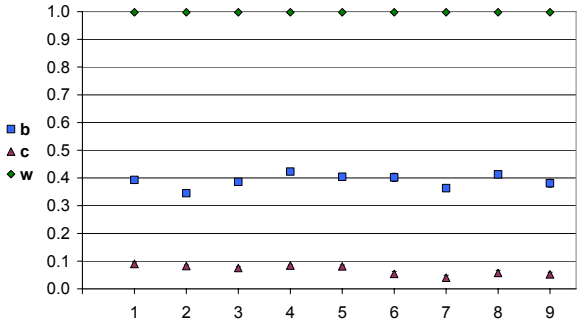
OS 550



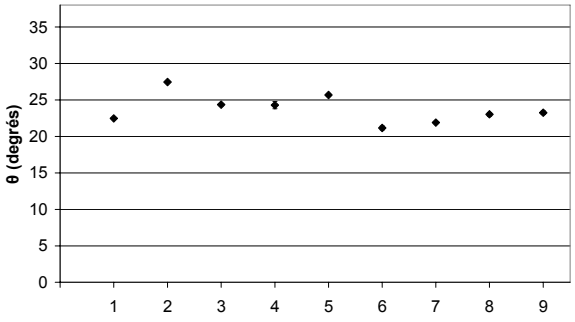
OS 700



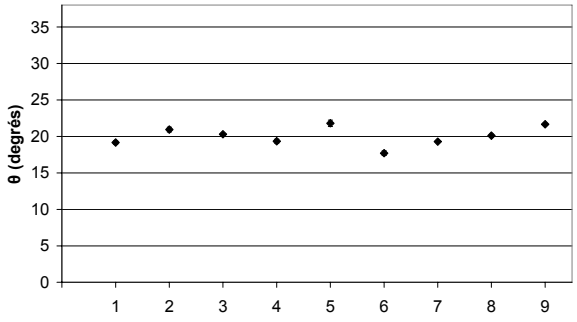
QS 550



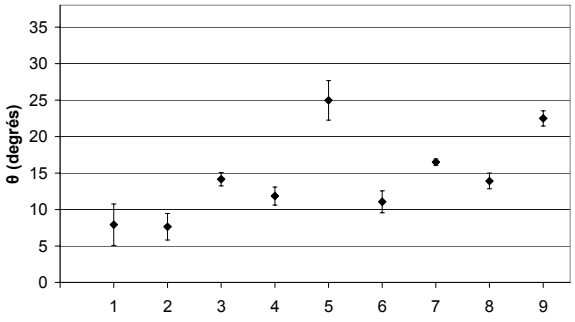
SP 550



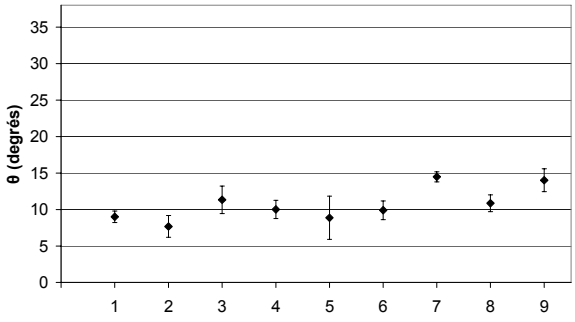
BCl 550



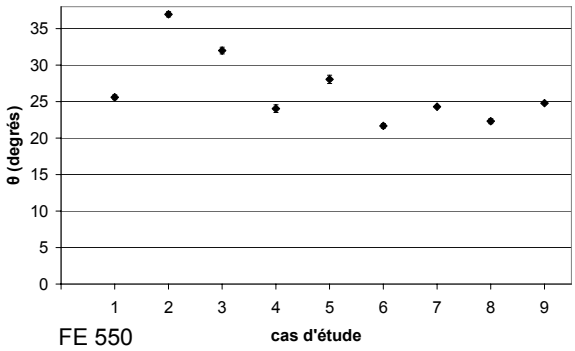
BCl 700



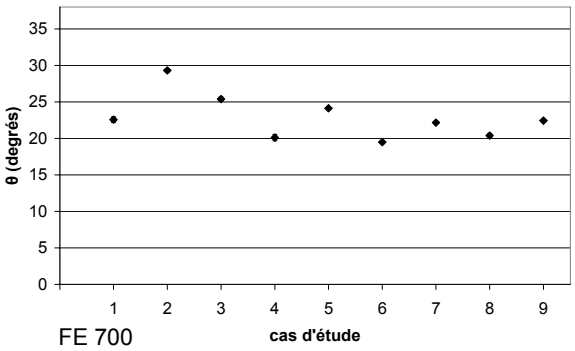
BCp 550



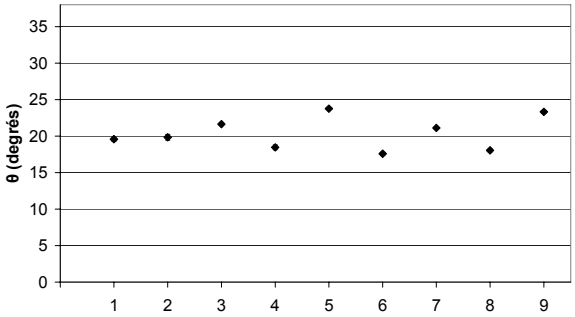
BCp 700



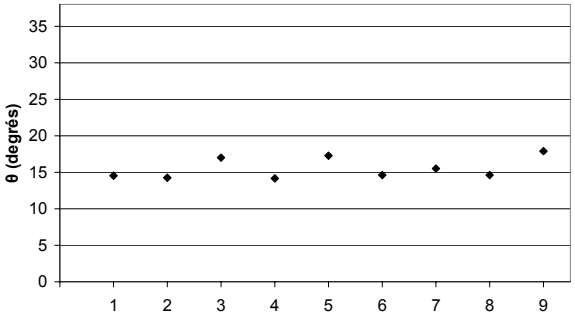
FE 550



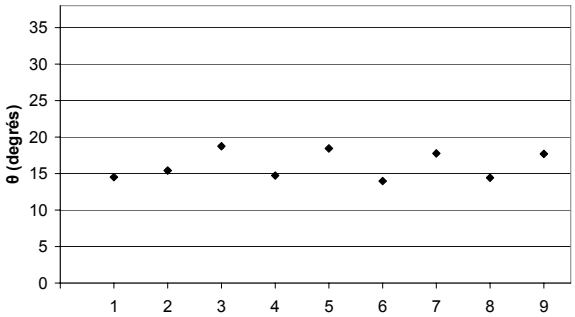
FE 700



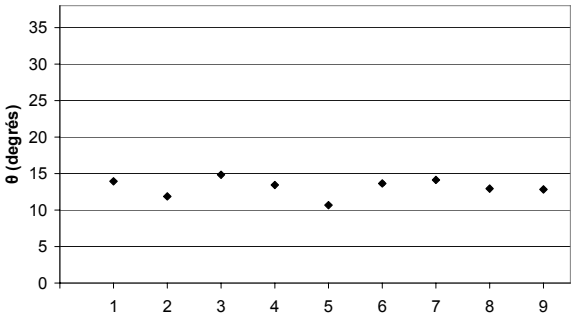
KS 550



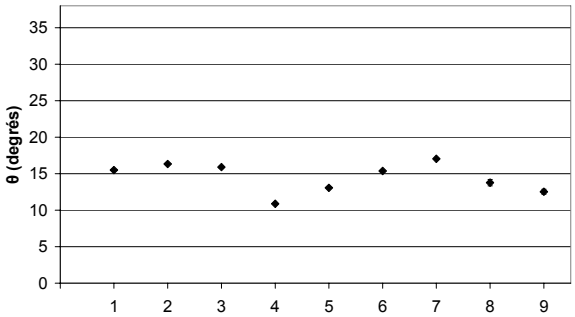
KS 850



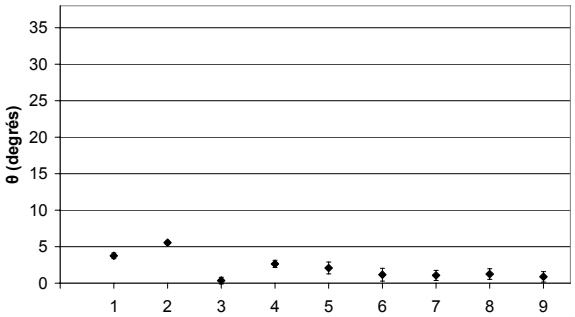
OS 550



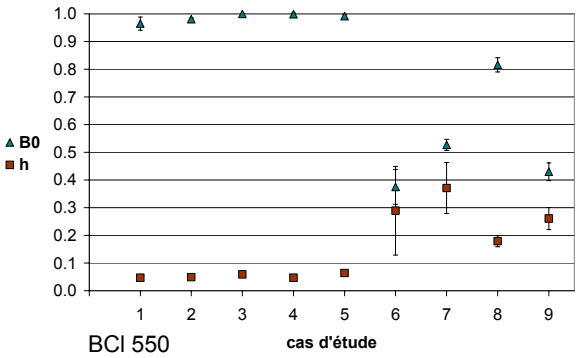
OS 700



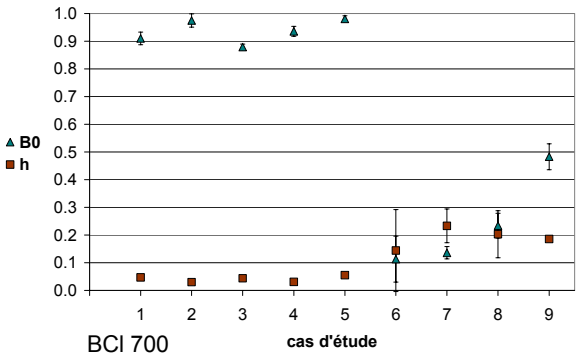
QS 550



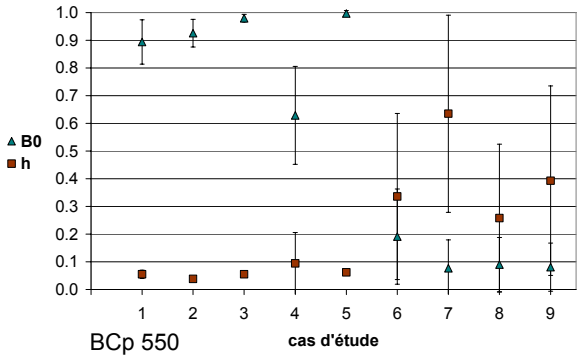
SP 550



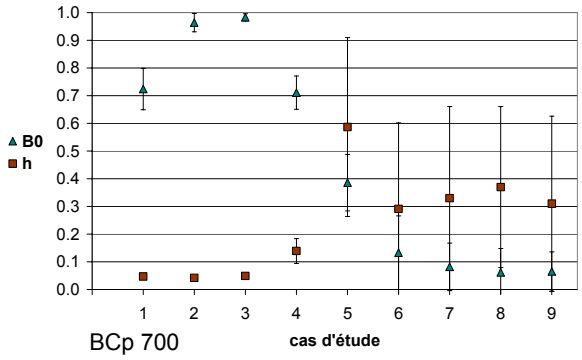
BCl 550



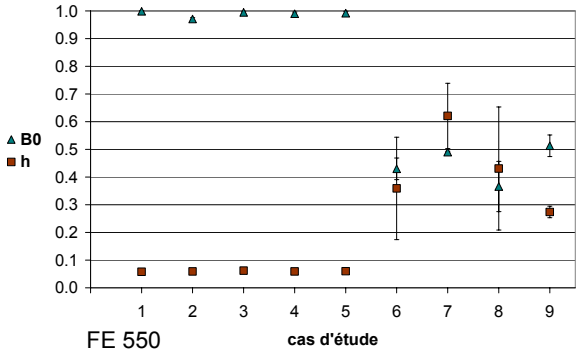
BCl 700



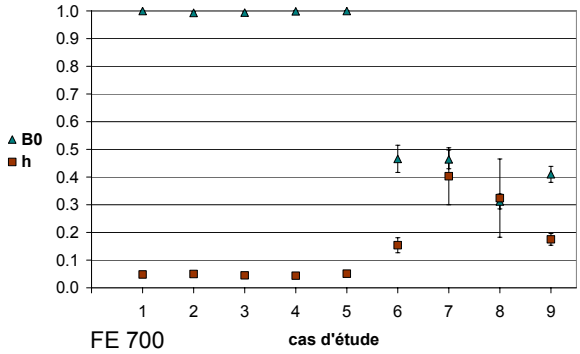
BCp 550



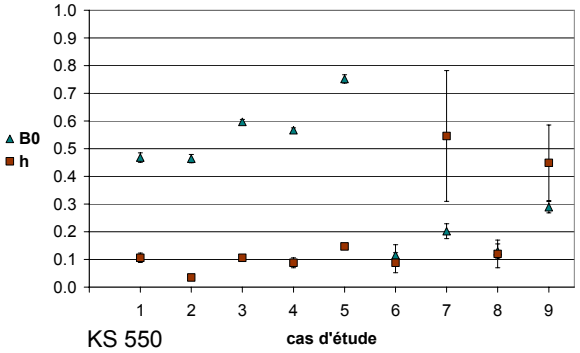
BCp 700



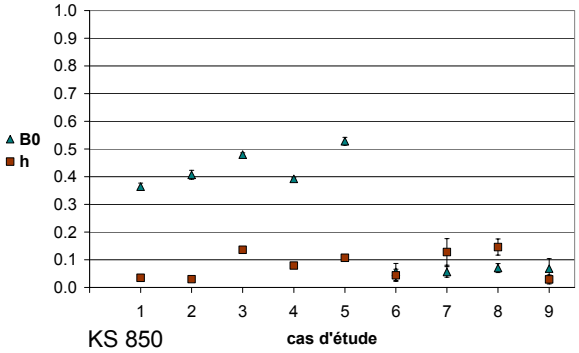
FE 550



FE 700



KS 550



KS 850

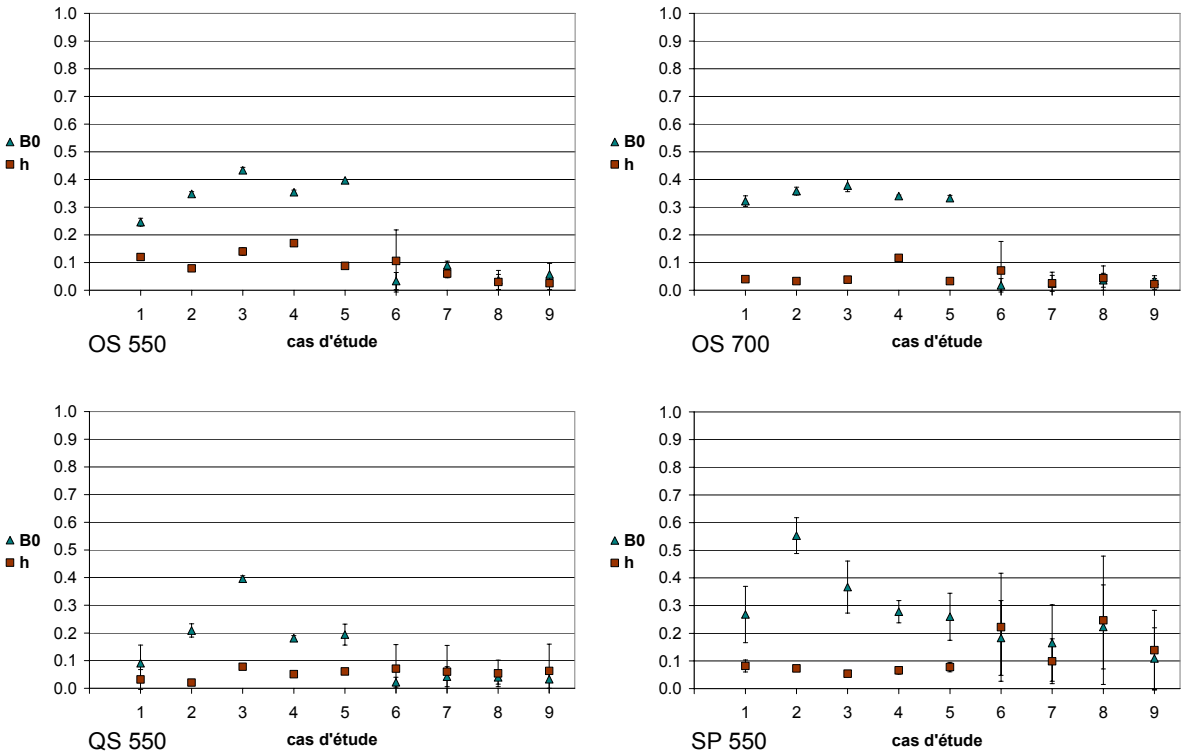
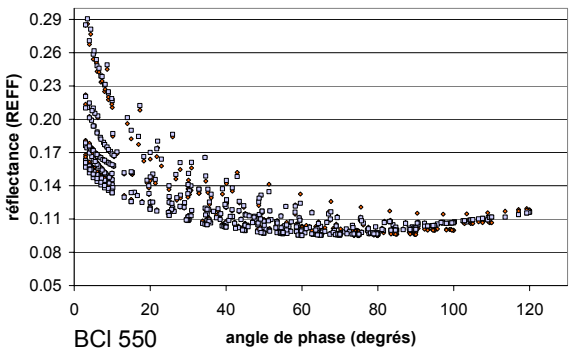


Fig. 3.8 : Paramètres photométriques de Hapke déterminés avec des densités de données variées : jeux de référence (*cas 1*), plan principal uniquement (*cas 2*), incidence fixe à 45° (*cas 3*), phases < 83.5° (*cas 4*), phases < 83.5° et incidence fixe à 45° (*cas 5*), phases > 26.5° (*cas 6*), phases > 26.5° et incidence fixe à 45° (*cas 7*), phases entre 26.5° et 83.5° (*cas 8*), phases entre 26.5° et 83.5° et incidence fixe à 45° (*cas 9*).

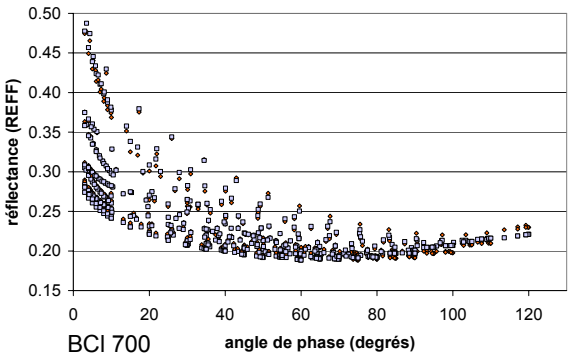
La figure 3.9 montre que le modèle reproduit très bien les observations dans ce cas de référence.

Les résidus de ces modélisations sont visibles dans la colonne *cas 1* du tableau 3.2, qui présente les résidus en REFF de chaque cas étudié dans les paragraphes suivants ; deux choses doivent être gardées à l'esprit à partir des valeurs qui y sont présentes :

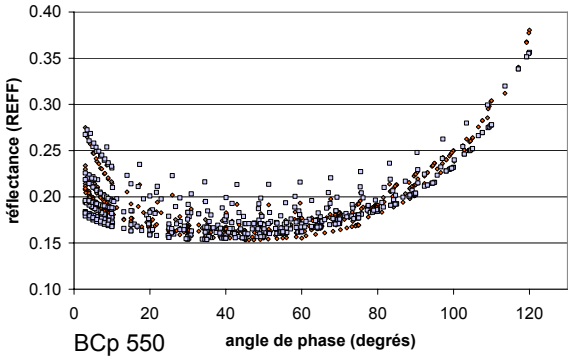
- Tous les résidus sont très faibles, illustrant le bon accord entre observations et modèle pour tous les cas analysés ;
- Les échantillons BCp et le SP présentent des valeurs de *rms* légèrement plus élevées que les autres échantillons, quel que soit le cas d'étude ; cela pourrait être induit par la difficulté intrinsèque au modèle de Hapke [1993] de reproduire le comportement photométrique de ces matériaux. En effet, ce sont les deux matériaux qui diffusent le plus dans les grands angles de phase, et il est possible que le modèle de Hapke [1993] ne soit pas en mesure de reproduire les courbes correspondantes à cause du terme de diffusion multiple qui n'est traité qu'en mode isotrope : pour des matériaux diffusant vers l'avant, ce terme est dominé par des ordres de diffusion peu élevés aux grands angles de phase, alors que dans le cas de matériaux plus isotropes ou rétrodiffusants, le terme de diffusion multiple est dominé par des ordres plus élevés pour la même configuration angulaire et l'hypothèse isotrope conduit alors à moins d'erreur car le rayonnement a été mieux réparti angulairement.



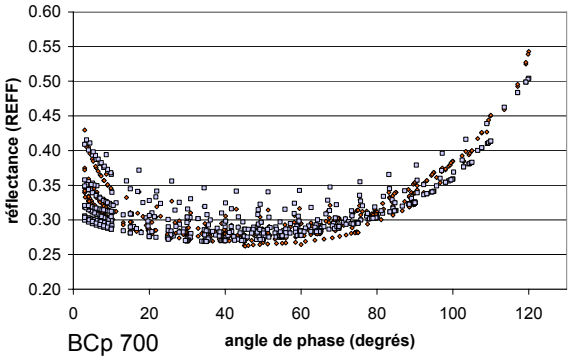
BCI 550



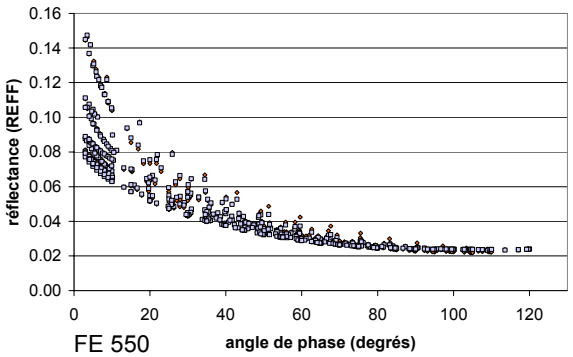
BCI 700



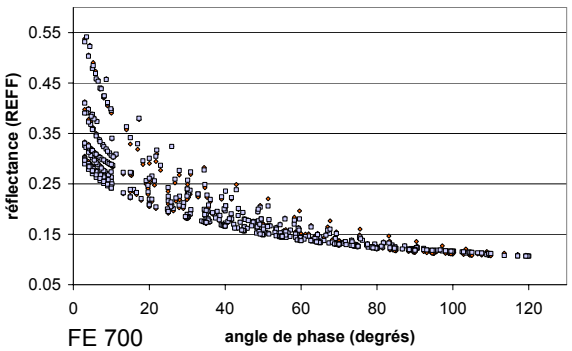
BCp 550



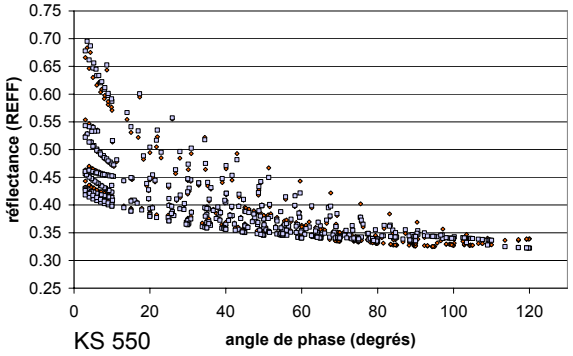
BCp 700



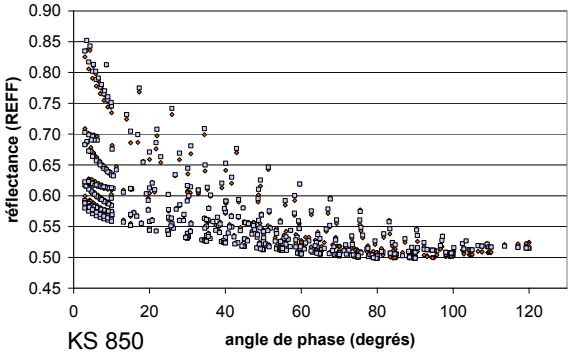
FE 550



FE 700



KS 550



KS 850

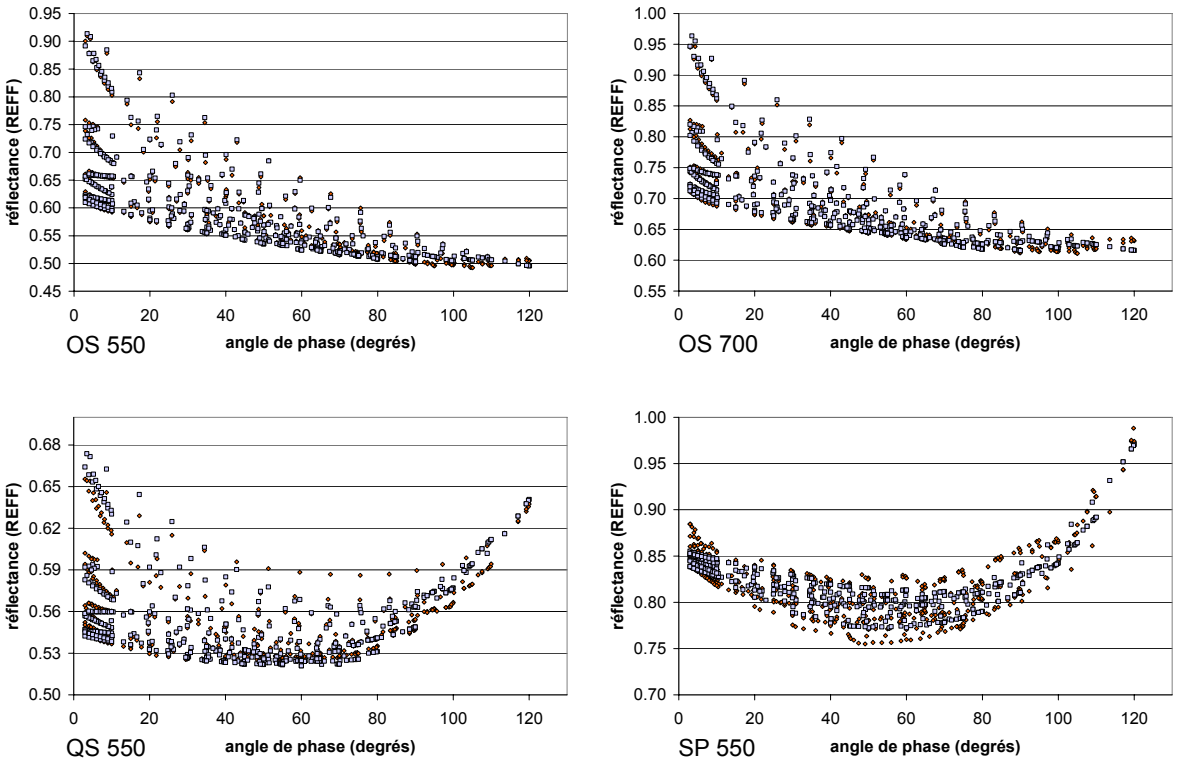


Fig. 3.9 : Comparaison entre modèle (carrés mauves) et observations (losanges orange) en REFF pour les jeux de données de référence.

cas	1	2	3	4	5	6	7	8	9
nb config.	486	117	117	414	90	328	83	256	56
phase *g*	3–120°	3–120°	3–105.01°	3–83.43°	3–83.43°	26.78–120°	26.78–105.01°	26.78–83.43°	26.78–83.43°
angle fixé	/	Φ : 0° et 180°	*i* : 45°	/	*i* : 45°	/	*i* : 45°	/	*i* : 45°
BCl 550	0.003	0.003	0.002	0.002	0.002	0.003	0.001	0.002	0.001
BCl 700	0.004	0.004	0.003	0.003	0.002	0.004	0.002	0.003	0.002
BCp 550	0.012	0.012	0.011	0.008	0.010	0.011	0.009	0.008	0.008
BCp 700	0.015	0.015	0.014	0.009	0.009	0.013	0.011	0.009	0.010
FE 550	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.000	0.001	0.000
FE 700	0.004	0.004	0.004	0.004	0.004	0.003	0.002	0.002	0.001
KS 550	0.007	0.006	0.005	0.006	0.004	0.006	0.005	0.005	0.004
KS 850	0.006	0.005	0.005	0.005	0.005	0.005	0.004	0.004	0.003
OS 550	0.006	0.006	0.006	0.005	0.005	0.006	0.006	0.005	0.004
OS 700	0.005	0.004	0.005	0.005	0.004	0.005	0.004	0.004	0.004
QS 550	0.006	0.005	0.007	0.003	0.004	0.006	0.005	0.003	0.003
SP 550	0.014	0.010	0.013	0.011	0.011	0.014	0.013	0.011	0.012

Tab. 3.2 : *rms* en REFF de chaque cas étudié dans la partie 3.3, pour l'ensemble des échantillons.

3.3.3. Observations dans le plan principal uniquement

En raison de contraintes techniques ou par choix de l'expérimentateur, les mesures expérimentales sont souvent réalisées dans le plan principal uniquement (e.g., Kamei et Nakamura [2002], Hapke et al. [2009]). Or, aucune étude à ce jour n'a été réalisée dans le but de caractériser expérimentalement l'importance des mesures hors plan principal sur la détermination des paramètres de Hapke. D'où l'intérêt de comprendre si les paramètres photométriques seraient modifiés par la présence de configurations géométriques en dehors du plan principal, en particulier lorsque l'on met en œuvre le modèle de Hapke [1993], qui ne prend pas explicitement en compte l'anisotropie potentielle dans la diffusion multiple du matériau (cf. partie 2.2.6).

Pour chaque échantillon, 117 configurations multiangulaires dans le plan principal (azimut 0° ou 180°) ont été extraites parmi les 486 initiales, et inversées, les différents matériaux étant bien modélisés (résidus faibles). Les résultats correspondent au *cas 2* de la figure 3.8, qui illustre le fait que travailler dans le plan principal uniquement donne des résultats qui dépendent beaucoup de l'échantillon considéré :

- *c* est plus faible pour BCl, FE et QS (de 0.13 en moyenne), plus élevé pour OS 700 (de 0.15), alors que ses valeurs pour BCp, KS, OS 550 et SP sont proches des références (*b* est anti-conjugué à *c*).
- Suivant l'échantillon, les valeurs de $\overline{\theta}$ peuvent être très proches des références (e.g., KS), ou au contraire clairement plus élevées (e.g., de 11.3° et 6.7° pour FE 550 et FE 700 respectivement) ; seul le OS 700 présente une valeur plus faible (de 2°) de rugosité dans ce cas.
- Les valeurs de l'albédo de diffusion simple *w* sont plus élevées que les références de 0.05 en moyenne pour les échantillons de BCl et FE, et très proches des références pour tous les autres échantillons (ceux-ci ayant des valeurs proches de 1, il ne peut y avoir de grande augmentation).
- Les valeurs de B_0 sont généralement plus grandes que les références (de 0.07 en moyenne), mais tous les *h* restent, comme les références, très faibles.

Ainsi, les inversions faites en utilisant uniquement des configurations dans le plan principal seraient tout à fait fiables dans le cas de KS, mais pas de FE. Par conséquent, l'idéal serait de pouvoir systématiquement avoir des mesures *dans et hors du plan principal* lorsque l'on étudie un matériau inconnu, puisque l'on ne peut savoir a priori si les inversions dans le plan principal uniquement seront robustes.

3.3.4. Observations à incidence fixe

Des inversions avec une unique valeur d'angle d'incidence ont été faites, en ne gardant que les mesures faites à $i = 45°$ dans les jeux de données de référence (ce qui correspond à 117 configurations également ici). Ces inversions ont été motivées par le fait que les courbes de phase orbitales acquises sur une seule orbite (appelées *Emission Phase Functions* ou *EPF*) ont une incidence fixe, et 45° est une valeur typique pour une région observée depuis l'orbite à des latitudes moyennes. Les paramètres photométriques correspondent au *cas 3* de la figure 3.8, où l'on peut voir que les paramètres *b*, *c*, *w* et *h* sont généralement proches des références (moins pour QS) ; en revanche, la rugosité de surface $\overline{\theta}$ est toujours plus élevée que les références (de 0.5° à 6°) pour tous les échantillons hormis SP, et B_0 est toujours plus élevé également (de 0.10 en moyenne).

Ces résultats établissent que dans la plupart des cas, lorsque des mesures sont réalisées sous une seule incidence, les paramètres photométriques apparaissent déterminés avec une bonne fiabilité du moment que les conditions géométriques sont suffisamment variées en angles d'émission, d'azimut, et donc de phase.

3.3.5. Troncature des grands et/ou petits angles de phase

Les données orbitales utilisées pour l'étude photométrique du cratère lunaire Lavoisier, qui est l'objet du chapitre 5, ont une couverture angulaire moyenne, avec des angles de phase allant de 26.6° à 83.3°, et une incidence fixe à 45°. S'inspirant de ces géométries d'observation, les paragraphes suivants présentent des résultats qui montrent l'influence sur les paramètres photométriques d'une troncature des grands (> 83.5°) et/ou petits (< 26.5°) angles de phase, avec toutes les incidences disponibles ou seulement 45°.

Inversions sans les grands angles de phase

Les inversions sans les angles de phase supérieurs à 83.5° ont été réalisées sur 414 configurations multiangulaires et correspondent au *cas 4* de la figure 3.8. Les différences principales avec les valeurs de référence sont que les *c* des BCl, FE, KS et OS sont plus faibles (de 0.12 en moyenne), et le *b* est nettement plus élevé (de 0.27) pour les BCp. Il était attendu que le paramètre de rugosité de surface $\overline{\theta}$ serait le plus affecté, car ce paramètre est supposé être bien contraint par les grands angles de phase, bien qu'il n'existe pas vraiment de consensus quant à ce que *grand* doit être quantitativement (e.g., Helfenstein [1988], Helfenstein et Veverka [1989], Warell et Bergfors [2008]). Mais les valeurs de $\overline{\theta}$ trouvées pour le *cas 4* montrent qu'elles ne s'écartent pas de plus de ±2° pour tous les échantillons à l'exception du BCp 550 et du QS.

Un sous-jeu de données ne conservant que les incidences fixes à 45° (pour un total de 90 configurations) a également été inversé, et les résultats correspondent au *cas 5* de la figure 3.8. Comparé au *cas 4*, prendre une valeur unique d'incidence ne semble pas affecter l'albédo de diffusion simple *w*, et les paramètres de phase *b* et *c* sont soit proches de ceux déterminés avec toutes les incidences, soit légèrement modifiés de façon anti-conjuguée. Par contre, les valeurs de $\overline{\theta}$ sont très modifiées, avec une augmentation très nette de 3° en moyenne par rapport au *cas 4* pour tous les échantillons excepté OS 700.

Inversions sans les petits angles de phase

Une procédure analogue au paragraphe précédent a été menée, cette fois en enlevant les angles de phase inférieurs à 26.5°, avec toutes les incidences (328 configurations) et uniquement avec l'incidence à 45° (83 configurations). Les résultats sont visibles sur la figure 3.8 au niveau des *cas 6* et *7* respectivement. Pour ce qui est du *cas 6*, on remarque que le caractère rétrodiffusant des BCl, FE et KS est artificiellement renforcé (augmentation de *c* de 0.12 en moyenne) par rapport aux valeurs de référence, les autres paramètres ne semblant pas significativement affectés par cette troncature, à l'exception bien sûr des paramètres d'opposition B_0 et *h* qui ne sont alors plus contraints. L'analyse des variations de ces deux paramètres n'a donc pas lieu d'être (comme illustré par leur grande instabilité). Les paramètres *b*, *c* et *w* issus de l'inversion avec l'incidence fixe à 45° sont proches de ceux déterminés sur toutes les incidences, exceptés les *b* des BCp, les *c* de FE 700 et KS 550 et le

couple *b*, *c* de QS 550. Concernant $\overline{\theta}$, garder une incidence unique implique son augmentation pour tous les échantillons par rapport au *cas 6*, de 2.3° en moyenne.

Inversions sans les petits et grands angles de phase

Ne garder que les angles de phase compris entre 26.5° et 83.5° avec toutes les incidences d'une part et uniquement l'incidence 45° d'autre part donne des jeux de données comprenant respectivement 256 et 56 configurations multiangulaires. Les résultats des inversions de ces jeux de données correspondent aux *cas 8* et *9* de la figure 3.8 respectivement. Pour le *cas 8* (toutes les incidences utilisées), les paramètres sont proches des références, les différences les plus marquées étant le couple *b*, *c* de BCl 550 (–0.13 et +0.15 respectivement), les *b* et $\overline{\theta}$ des BCp (+0.18 et +6° pour BCp 550 et +0.20 et +1.9° pour BCp 700 respectivement) et le *c* du FE 550 (+0.12). Comme dans les paragraphes précédents, les paramètres dérivés des jeux de données à incidence fixe sont proches de ceux obtenus sur la totalité des incidences, l'exception étant le *b* de BCp (–0.3 pour BCp 550 et –0.1 pour BCp 700). Une augmentation générale de $\overline{\theta}$ de 2.3° en moyenne est également visible. Le manque de petits angles de phase empêche bien sûr d'interpréter les variations présentées par les paramètres d'opposition B_0 et *h*.

3.3.6. Synthèse

Les paragraphes précédents (parties 3.3.2 à 3.3.5) montrent que le paramètre *b* dérivé des différentes courbes de phase tronquées reste relativement proche des références (±0.05), à l'exception du BCl 550 au *cas 8* (i.e. sans les petits et grands angles de phase), QS aux *cas 3* et *6* (i.e. avec une incidence fixe et sans les petits angles de phase respectivement) et BCp dans la quasi-totalité des cas d'étude (le caractère particulier de ce dernier échantillon, en raison de sa compaction manuelle, a été discuté dans la partie 3.3.2)

BCp, QS et SP ont des valeurs de *c* trop faibles pour permettre de larges variations de ce paramètre ; en revanche, on peut observer des variations systématiques de la fraction de rétrodiffusion *c* par rapport aux références suivant le cas d'étude :

- une diminution générale moyenne (calculée sur le *cas 4*, i.e. sans les grands angles de phase) de –0.10 lorsque seulement les grands angles de phase sont écartés (*cas 4* et *5*), la seule exception étant le BCl 700 au *cas 5* (i.e. avec une incidence fixe sans les grands angles de phase) ;
- une augmentation moyenne (calculée sur le *cas 6*, i.e., sans les petits angles de phase) de +0.10 lorsque seulement les petits angles de phase sont enlevés (*cas 6* et *7*) ;
- lorsque petits et grands angles de phase sont écartés (*cas 8* et *9*), les effets observés à la fois pour la troncature des grands angles et celle des petits angles semblent se contrebalancer en quelque sorte pour donner des paramètres *c* généralement plus proches des références que dans les cas précédents (à l'exception de BCl 550). Par extrapolation, dans le cas typique de données orbitales manquant à la fois des grands et petits angles, on peut s'attendre à observer un comportement rétrodiffusant si le matériau est effectivement rétrodiffusant. Cela conforterait les hypothèses sur la nature rétrodiffusante du régolite lunaire, sur laquelle s'accordent toutes les études, à partir de jeux de données variés (e.g., Chevrel et al. [2006], Hartman et Domingue [1998], Warell [2004]).

À l'exception de BCp, dont la compaction a pu générer quelques difficultés de modélisation, et FE aux *cas 2* et *3* (i.e. dans le plan principal et avec une incidence fixe respectivement), les différences avec les références pour les valeurs de $\overline{\theta}$ restent limitées à ±3°, mais sans systématisme apparent quant à un cas spécifique de troncature de courbe de phase. Ainsi, sans information a priori sur un matériau, une incertitude d'au moins ±3° devrait être prise lors d'études sur des courbes de phase incomplètes.

La majorité des échantillons analysés ici sont très brillants et les valeurs d'albédo de diffusion simple *w* modélisées sont très élevées (0.70 à 1) ce qui fait qu'elles apparaissent très stables quel que soit le cas de troncature de courbe de phase. Pour les échantillons les plus sombres (BCl 550 et FE), *w* reste aussi très stable, avec des différences avec les références qui ne dépassent pas ±0.05. Pour ces trois échantillons, il apparaît que *w* est toujours légèrement supérieur à la référence aux *cas 2* à *5* (i.e. dans le plan principal, avec incidence fixe, et lorsque les grands angles de phase uniquement sont écartés) de 0.03 en moyenne, et toujours légèrement inférieur à la référence aux *cas 6* à *9* (i.e. tous les cas où les petits angles de phase sont absents) de 0.03 en moyenne. Comme BCl 550 et FE sont rétrodiffusants, les valeurs de réflectance les plus élevées proviennent des petits angles de phase, de sorte qu'enlever ces angles-là aurait effectivement tendance à diminuer la réflectance globale de l'échantillon et à donner un albédo de diffusion simple plus faible. Réciproquement, enlever les plus grands angles de phase résulterait dans une augmentation globale de la réflectance, et ainsi fournirait un *w* plus élevé.

En ce qui concerne les paramètres d'opposition B_0 et *h*, de grandes variations sont notées comme attendu lorsque les petits angles de phase sont absents (*cas 6* à *9*), avec des écarts-types élevés. Mais la figure 3.8 montre également que pour des échantillons qui ne présentent pas de valeurs de B_0 proches de 1, des différences significatives avec les références sont visibles lorsque uniquement les grands angles de phase sont absents (*cas 4* et *5*), ou avec des valeurs particulières d'incidence et d'azimut (*cas 2* et *3*). Ceci constitue un résultat nouveau inattendu, qui montre qu'en plus des petits angles de phase, très importants pour contraindre les paramètres d'opposition, les angles de phase plus élevés influent également sur leur détermination. Cela illustre l'influence sur la réflectance des phénomènes de masquage et d'occultation liés au petites structures de surface (du grain jusqu'au décimètre) sur toute la gamme d'angles de phase. Ce résultat conforte le choix, lors de l'inversion des données de l'ISEP par exemple (cf. chapitre 4), de ne pas systématiquement mettre les paramètres d'opposition à 0 lorsqu'ils ne sont pas contraints par les petits angles de phase, mais laissés libres. Il est aussi intéressant de noter que les valeurs de *h* supérieures à 0.20 apparaissent seulement lorsque ce paramètre n'est pas contraint, ce qui tend à montrer qu'une valeur faible, autour de 0.10, serait la norme de tous les matériaux testés, aussi différents soient-ils.

Pour la grande majorité des échantillons, travailler à incidence fixe ne change pas fondamentalement les paramètres déterminés par rapport au cas où des incidences variées sont utilisées. Ce résultat expérimental tendrait à justifier l'intérêt des courbes de phase orbitales (EPF), souvent acquises sous une incidence donnée (acquisition des données dans un laps de temps très court), dans la mesure où les précautions nécessaires concernant l'éventail des angles de phase disponibles auront été prises (cf. variations systématiques ou non notées dans les paragraphes précédents), et qu'une variabilité suffisante en termes d'angles d'émission et d'azimut est présente (Souchon et al. [2011b])

Conclusion

L'ensemble des études présentées dans ce chapitre ont permis d'explorer les limites pour la détermination des paramètres photométriques du modèle de Hapke.

L'exploration inédite de l'influence de la pondération des données sur les inversions photométriques et les paramètres déterminés a montré que la pondération classique en χ^2 peut introduire des biais, liés à la difficile évaluation des erreurs de mesures, que l'on retrouve au final sur les courbes de phase modélisées. À l'inverse, la méthode alternative proposée, qui modélise des données *naturellement* pondérées en $1/\cos i$ semble mieux reproduire la forme *globale* des courbes de phase observées sur tout le domaine de phase.

L'influence de la couverture angulaire des jeux de données pouvant être inversés a également permis de montrer pour la première fois en laboratoire que les paramètres photométriques peuvent être très différents suivant les jeux de configurations. En particulier, il a été montré que travailler uniquement dans le plan principal n'offre pas a priori de contraintes suffisantes pour déterminer des paramètres fiables, bien que cela semble dépendre de l'échantillon.

Les résultats concernant les études à incidence fixe sont d'une importance particulière pour les études orbitales. Il a ainsi été montré que dans ces cas de figure, sous réserve d'avoir une variété angulaire suffisante en angles d'émission, azimut et phase (en complétant par exemple une observation EPF (*Emission Phase Function*) avec d'autres mesures acquises sous des conditions complémentaires), les paramètres déterminés restent relativement fiables.

L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre fournit un recul nécessaire utile à la mise en place des travaux expérimentaux spécifiquement centrés sur l'étude de matériaux naturels volcaniques et des phases amorphes, qui sont l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 4

CARACTERISATION PHOTOMETRIQUE EXPERIMENTALE DE MATERIAUX GRANULAIRES VOLCANIQUES NATURELS

Expérimenter, c'est imaginer.

Friedrich Nietzsche – *Aurore*, 1881

Introduction

La photométrie expérimentale connaît depuis quelques années un essor marqué, en raison de l'insuffisance actuelle des connaissances des propriétés physiques des surfaces planétaires, nécessaires à une meilleure caractérisation des régolites, mais également en raison de l'amélioration des algorithmes visant à déterminer la minéralogie des surfaces (cf. chapitre 1). Cependant, les expérimentations actuelles manquent d'études sur des matériaux naturels, pourtant les plus à même de simuler des surfaces planétaires, ce que l'étude de ce chapitre propose.

4.1. Photométrie expérimentale

4.1.1. État de l'art de la photométrie expérimentale

Tout comme en spectroscopie, la photométrie expérimentale sur des matériaux granulaires naturels ou synthétiques permet aujourd'hui de constituer des bases de données servant de références lors de l'étude photométrique de surfaces planétaires totalement inconnues.

Mais à ce jour, relativement peu d'études photométriques expérimentales ont été menées, comparativement à d'autres disciplines telles que la spectroscopie par exemple. On citera en particulier (mais la liste n'est pas exhaustive) les travaux de McGuire et Hapke [1995], Kamei et Nakamura [2002], Cord et al. [2003], Zhang et Voss [2005, 2008], Shepard & Helfenstein [2007], Shkuratov et al. [2007a], Johnson et al. [2007, 2008b, 2009], Hapke et al. [2009]. Il est intéressant de noter que le nombre d'études a tendance à augmenter ces dernières années, preuve d'un besoin et regain d'intérêt pour la discipline.

Malgré cela, tous les résultats de photométrie expérimentale mettant en œuvre le modèle de Hapke sont encore aujourd'hui comparés et interprétés à l'aide de l'étude de McGuire et Hapke [1995]. Ces auteurs ont étudié des matériaux de différentes compositions et textures, sous forme de particules *isolées* et *synthétiques* (verre commercial de silicate, sphères de métal, et billes de résine de polyester), d'environ 1 cm (reproduites à la figure 4.1.a). Dans ces travaux, les paramètres de phase du modèle photométrique de Hapke (cf. partie 2.2.3) ont été représentés sous la forme d'un graphe c vs b désormais classique, l'ensemble des échantillons se situant sur une tendance en L (cf. Fig. 4.1.b).

Ces résultats sont toujours largement repris dans la littérature, même très récente, comme le montre par exemple leur adaptation dans les travaux sur des analogues martiens de Johnson et al. [2007] (cf. Fig. 4.2).

S'il est indéniable que les résultats de McGuire et Hapke [1995] ont été fondateurs, les auteurs n'ont cependant pas exploré toutes les pistes possibles, et malgré les justifications apportées, il demeure qu'une particule isolée de 1 cm est *quelque peu* éloignée de l'image que l'on a d'un véritable régolite, surface étendue où l'interaction entre les particules adjacentes joue un rôle optique important.

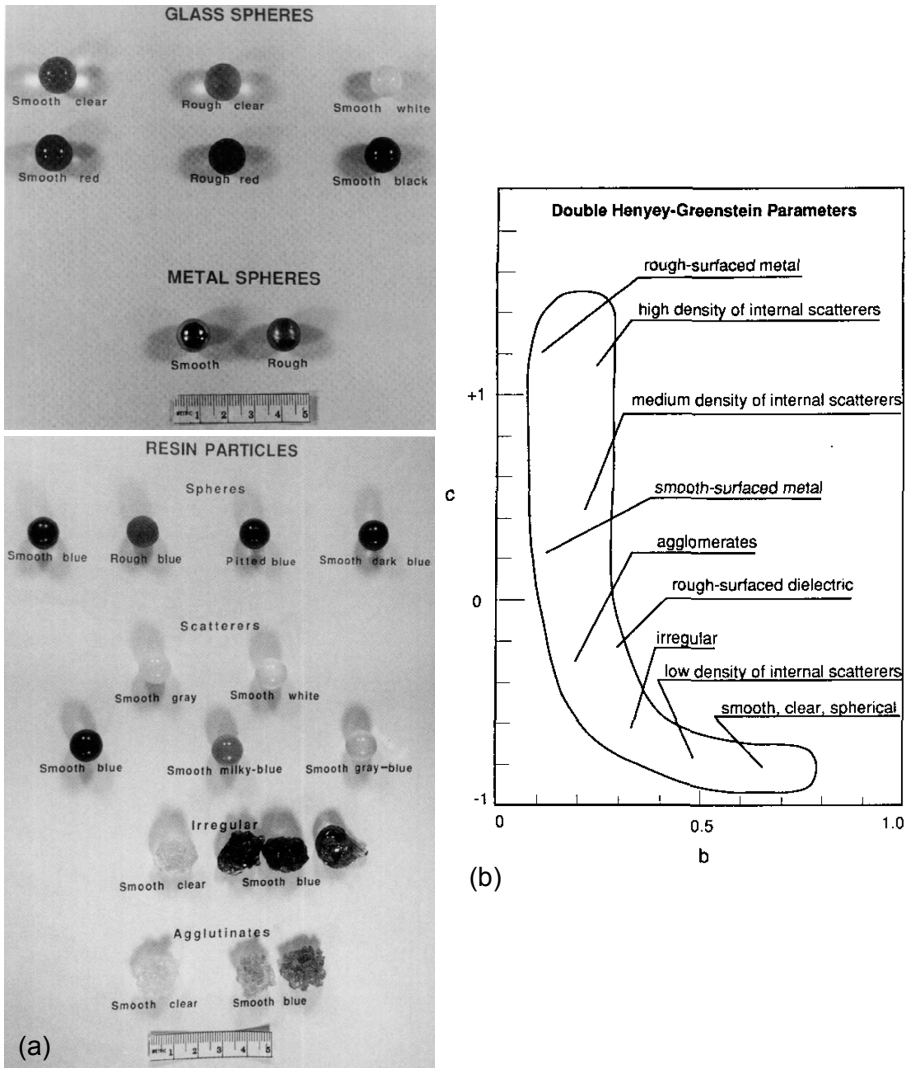


Fig. 4.1 : Particules expérimentales (a) et paramètres *b* et *c* (b) tirés de l'étude de McGuire et Hapke [1995].

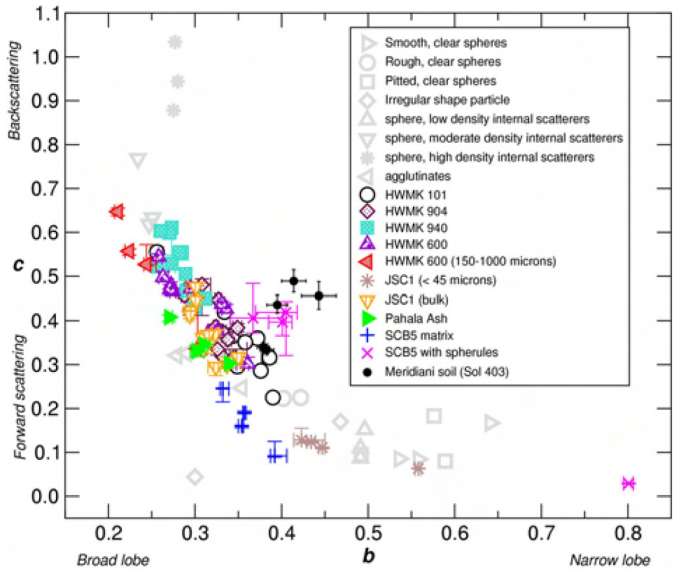


Fig. 4.2 : Paramètres photométriques *b* et *c* déterminés pour des analogues de sols martiens (en couleur), comparés aux résultats de McGuire et Hapke [1995] (en noir et blanc) (Johnson et al. [2007]).

Les travaux ultérieurs ont été menés sur des matériaux granulaires/poudreux, mais surtout de nature synthétique (e.g., Zhang et Voss [2005, 2008], Hapke et al. [2009]), et/ou de composition simple, comme par exemples de la dunite (Kamei et Nakamura [2002]), des oxydes de chrome ou de cobalt (Shepard et Helfenstein [2007]). Il s'agit là d'une philosophie similaire à celle qui prévaut encore en spectroscopie, à savoir la recherche de la caractérisation des propriétés physiques (ou minéralogiques pour la spectroscopie) de pôles ou *endmembers*, que l'on voudrait ensuite appliquer à des matériaux plus complexes. Or, comme l'ont montré les résultats de Pompilio et al. [2007] en spectroscopie, les propriétés minéralogiques d'une roche ne se déduisent pas d'un simple mélange des signatures spectrales de minéraux purs, mais dépendent d'autres paramètres, en particulier de la texture de la roche (cf. partie 1.1.4). De façon analogue, si l'on espère pouvoir mieux comprendre les surfaces planétaires régolitiques du point de vue de leurs propriétés physiques, des études photométriques de laboratoire sur des surfaces granulaires naturelles étendues contrôlées sont indispensables : travailler avec des matériaux synthétiques ou de composition simple ne permet d'introduire que des textures limitées qui ne peuvent rendre compte de la diversité offerte par le milieu naturel, fait quasi exclusivement de mélanges de différents matériaux.

Les études photométriques expérimentales réalisées diffèrent également dans les configurations multiangulaires utilisées, souvent restreintes, et qu'à la lumière des résultats du chapitre 3 il est possible de discuter. Les mesures sont en effet souvent réalisées dans le plan principal uniquement (McGuire et Hapke [1995], Kamei et Nakamura [2002], Cord et al. [2003], Hapke et al. [2009]), et/ou en moyennant la réflectance obtenue après rotation des échantillons (McGuire et Hapke [1995], Kamei et Nakamura [2002]) mais sans réellement inverser des données ayant à l'origine des azimuts variés ; la valeur de l'angle d'incidence ou d'émission est également souvent fixée (e.g., McGuire et Hapke [1995], Kamei et Nakamura [2002], Hapke et al. [2009]).

De plus, il existe encore de nombreuses questions relatives à la validité du modèle de Hapke et à ses limites d'application, clairement soulevées par l'étude de Shepard et Helfenstein [2007]. Ces auteurs ont montré la difficulté d'interpréter de façon unique un paramètre photométrique en termes d'état de surface, un problème qu'il est nécessaire d'étudier plus avant sur des matériaux aussi proches que possible de régolites.

Tout ceci fait qu'il est aujourd'hui difficile d'établir un cadre de référence solide des études photométriques de laboratoire utilisable pour les régolites planétaires, et c'est ce qui a motivé l'étude présentée dans ce chapitre, du choix des échantillons (partie 4.2) à celui des configurations géométriques sous lesquelles les observer (partie 4.3.1). Si nous comparons nos résultats à ceux de McGuire et Hapke [1995] (cf. article publié partie 4.4.1), ce n'est pas tant pour y chercher une *validation* que pour questionner *jusqu'où* des expériences faites dans des conditions extrêmement différentes peuvent avoir des résultats convergents, si convergence il y a. Il est intéressant de noter que les travaux récents de Johnson et al. [2007, 2008b, 2009] sur des analogues martiens, lunaires et un échantillon de la mission Apollo 11, qui utilisent toute la variété des configurations géométriques mesurables par le BUG, semblent cependant aller vers une tendance qui vise à caractériser des matériaux relativement complexes, mesurés sous un éventail de configurations géométriques aussi large que possible, qui est la philosophie mise en œuvre ici.

Parmi les caractéristiques physiques à définir en premier lieu quel que soit l'échantillon que l'on souhaite étudier se trouve la granulométrie, fondamentale dans les études photométriques autant que spectroscopiques.

4.1.2. Classes granulométriques et préparation des échantillons

Les études réalisées sur les échantillons lunaires des missions Apollo ont montré que la distribution en taille des particules subcentimétriques s'étend de 30 µm à 250 µm, avec une moyenne se situant autour de 60 µm (McKay et al. [1974]). Considérant le régolite lunaire comme l'archétype des régolites planétaires, les études expérimentales en spectroscopie sont généralement contraintes par des poudres constituées de particules de tailles variant de < 30 µm à 250 µm (RELAB, Pieters [1983]).

Or, les propriétés de surface que l'on cherche à déterminer par la photométrie sont influencées par un éventail de tailles plus large ; c'est en particulier le cas de la rugosité macroscopique de surface, pour laquelle les échelles submillimétriques à centimétriques jouent un rôle essentiel (cf. partie 2.2.4 et Cord et al. [2003]). Aussi, afin d'élargir la distribution de taille étudiée en spectroscopie et mieux appréhender le rôle optique des plus gros grains, une première approche a été conduite par Cord [2003], qui a étudié des échantillons naturels sur quatre classes granulométriques : < 75 µm (appelée *G1*), 75–250 µm (*G2*), 250–500 µm (*G3*), et 500–2000 µm (*G4*). Comme les inversions des paramètres réalisées sur les quatre classes ont montré que les paramètres photométriques issus des classes G1 et G2 étaient très différents (Cord et al. [2003]), il a été décidé de subdiviser cette classe en deux, tout en excluant les grains trop fins. La classe G4 apparaissant aussi trop hétérogène en termes de tailles de grains, celle-ci a aussi été divisée en deux.

Les six classes granulométriques utilisées ici sont alors les suivantes : 45–75 µm (appelée *C1*), 75–125 µm (*C2*), 125–250 µm (*C3*), 250–500 µm (*C4*), 500–1000 µm (*C5*) et 1–2 mm (*C6*).

Ces six classes peuvent être obtenues soit par tamisage uniquement si l'échantillon d'origine est naturellement constitué de grains suffisamment fins (type sable), soit par un broyage préalable à l'aide d'un concasseur à mâchoires pour obtenir tout ou partie des six classes (blocs de roches). L'utilisation de classes granulométriques permet de déterminer le rôle de la taille des grains dans la réponse photométrique d'un matériau, et la possible évolution de celle-ci suivant la granulométrie.

Un soin particulier a été donné au choix des échantillons à analyser, qui se devaient d'être aussi proches que possible d'un régolite, tout en offrant une variabilité permettant d'explorer toute une gamme de caractéristiques photométriques. Afin de reproduire au mieux une organisation naturelle isotrope des particules telles que celle des régolites planétaires, la surface des échantillons a été aplanie sans jamais toucher directement le contenu (pas de pression ni grattage exercé). Une partie des échantillons étudiés dans ce travail n'a pas fait l'objet d'un tamisage, et ce afin de pouvoir aussi étudier des poudres dans leur granulométrie naturelle.

4.2. Description et caractérisation des échantillons

Étant donnée l'importance des phases amorphes et des produits volcaniques en général pour l'étude de la surface des corps planétaires, l'accent a été mis sur des matériaux volcaniques d'origines variées, avec des contenus divers en verre et en minéraux. Nous avons ainsi sélectionné pour cette étude des matériaux issus de processus effusifs (basaltes, sables, olivine) et explosifs (matériaux pyroclastiques), ayant été affectés ou non par l'eau ou le vent, et offrant une large diversité texturale des grains.

Il a été également possible, par la fusion d'un basalte, de créer un verre qui pourrait s'approcher de ceux générés suite à un impact météoritique, permettant l'étude d'un analogue des verres d'impact. L'influence photométrique de la proportion de verre sur une surface a pu également être explorée, en insérant ce verre de fusion en proportions contrôlées au sein de sa roche mère.

Une description des échantillons étudiés, à la fois visuelle, spectroscopique (spectromètre ASD, cf. partie 2.6.3) et minéralogique pour certains est présentée ci-dessous. Les figures 4.3 et 4.4 montrent respectivement les échantillons dans leurs différentes granulométries et leurs spectres mesurés avec l'ASD ; des vues microscopiques obtenues avec une binoculaire sont rassemblées dans la figure 4.5.

4.2.1. Basalte (Pic d'Ysson)

Ce basalte frais, non altéré provient d'une coulée de lave du Pic d'Ysson (Massif Central, France). Il contient des phénocristaux d'olivine, plagioclase et pyroxène et a été mécaniquement broyé dans les six classes granulométriques C1 à C6 (cf. Fig. 4.3). Les plus gros grains (C5, C6) sont des blocs polycristallins d'aspect rugueux avec des facettes brillantes de phénocristaux. À mesure que la granulométrie diminue, les grains deviennent plus irréguliers et des monocristaux translucides isolés apparaissent. Les grains de classes C3 à C1 sont recouverts d'une fine poussière de microlites de plagioclase.

Le tableau 4.2 montre la composition globale de la roche mère, déterminée par microsonde, et son spectre acquis avec l'ASD est présenté dans la figure 4.4.

SiO_2	Al_2O_3	Fe_2O_3	MnO	MgO	CaO	Na_2O	K_2O	TiO_2	P_2O_5
42.8	11.5	12.9	0.3	15.3	9.6	2.7	1.2	2.1	0.6

Tab. 4.2 : Composition élémentaire de la roche mère de l'échantillon du basalte du Pic d'Ysson.

Les classes C1 et C2 se distinguent nettement des autres granulométries, avec une pente et des bandes d'absorption plus marquées (olivine notamment), sans doute en raison de l'expression facilitée des minéraux constitutifs de la roche une fois broyée finement, alors que les classes C5 et C6 ont un spectre relativement plat, typique d'un basalte non broyé.

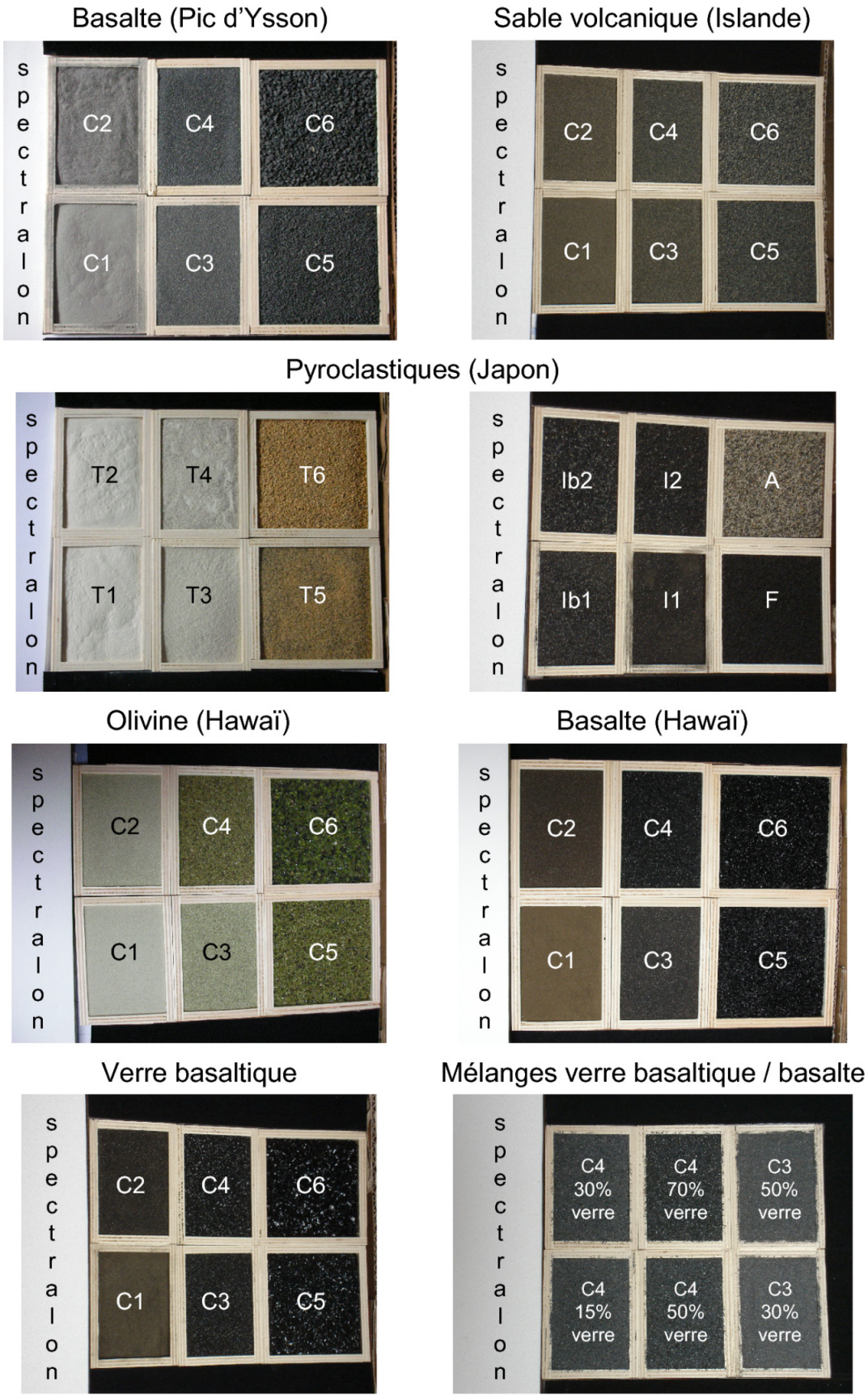


Fig. 4.3 : Plateaux d'échantillons mesurés avec l'ISEP. Les noms commençant par *C* correspondent à la classe granulométrique de l'échantillon considéré (cf. partie 4.1.2), les autres sont les acronymes des pyroclastiques (cf. partie 4.2.3)

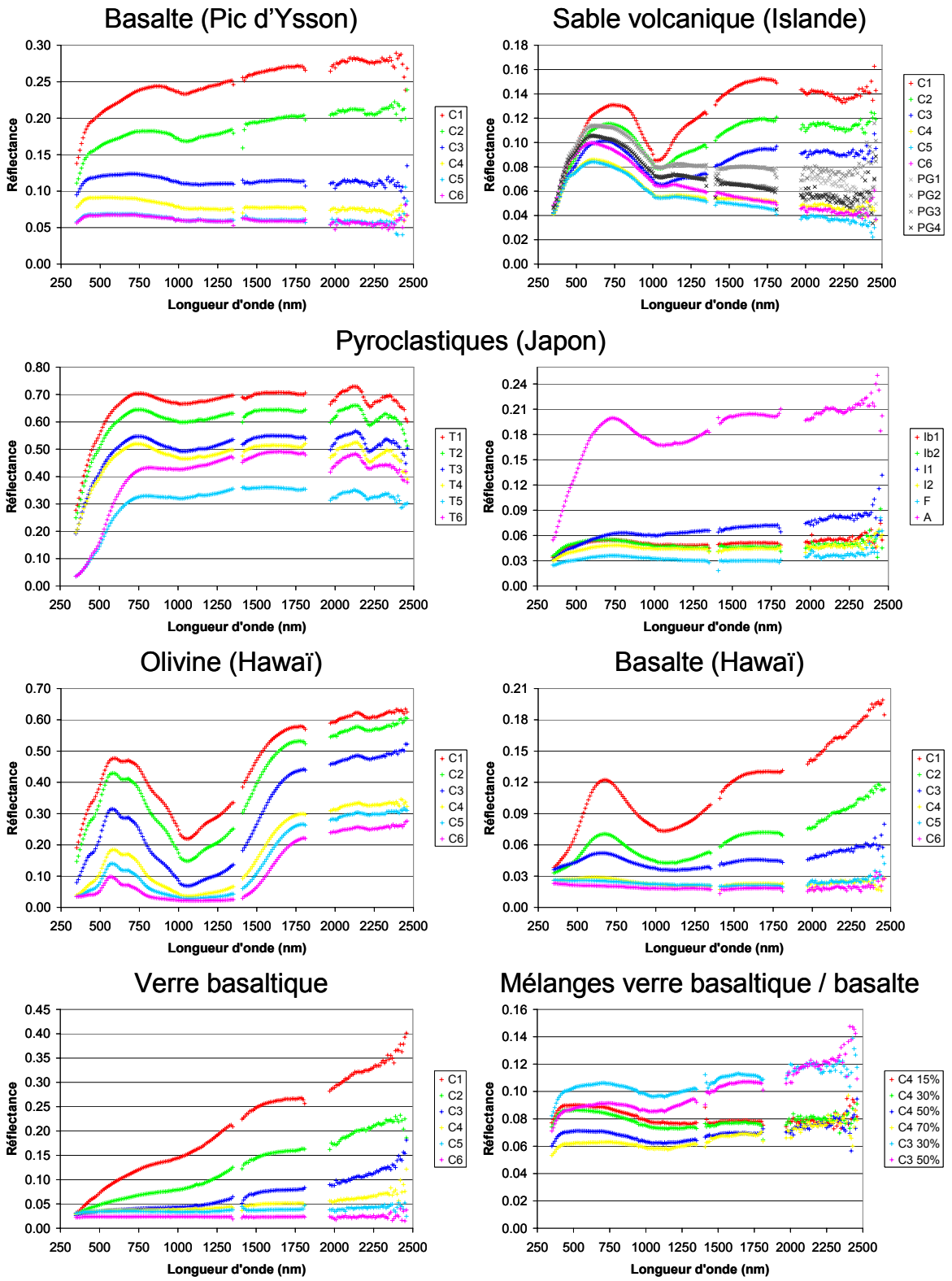


Fig. 4.4 : Spectres des échantillons mesurés avec le spectromètre ASD. Les noms commençant par *C* correspondent à la classe granulométrique de l'échantillon considéré (cf. partie 4.1.2), les autres sont les acronymes des pyroclastiques (cf. partie 4.2.3). Pour le sable volcanique d'Islande, les spectres de poudre globale (PG) correspondent au sable d'origine non tamisé (quatre acquisitions sont montrées pour vérifier la répétabilité de la mesure). Le pourcentage de verre donné dans les mélanges verre basaltique/basalte est celui du verre.

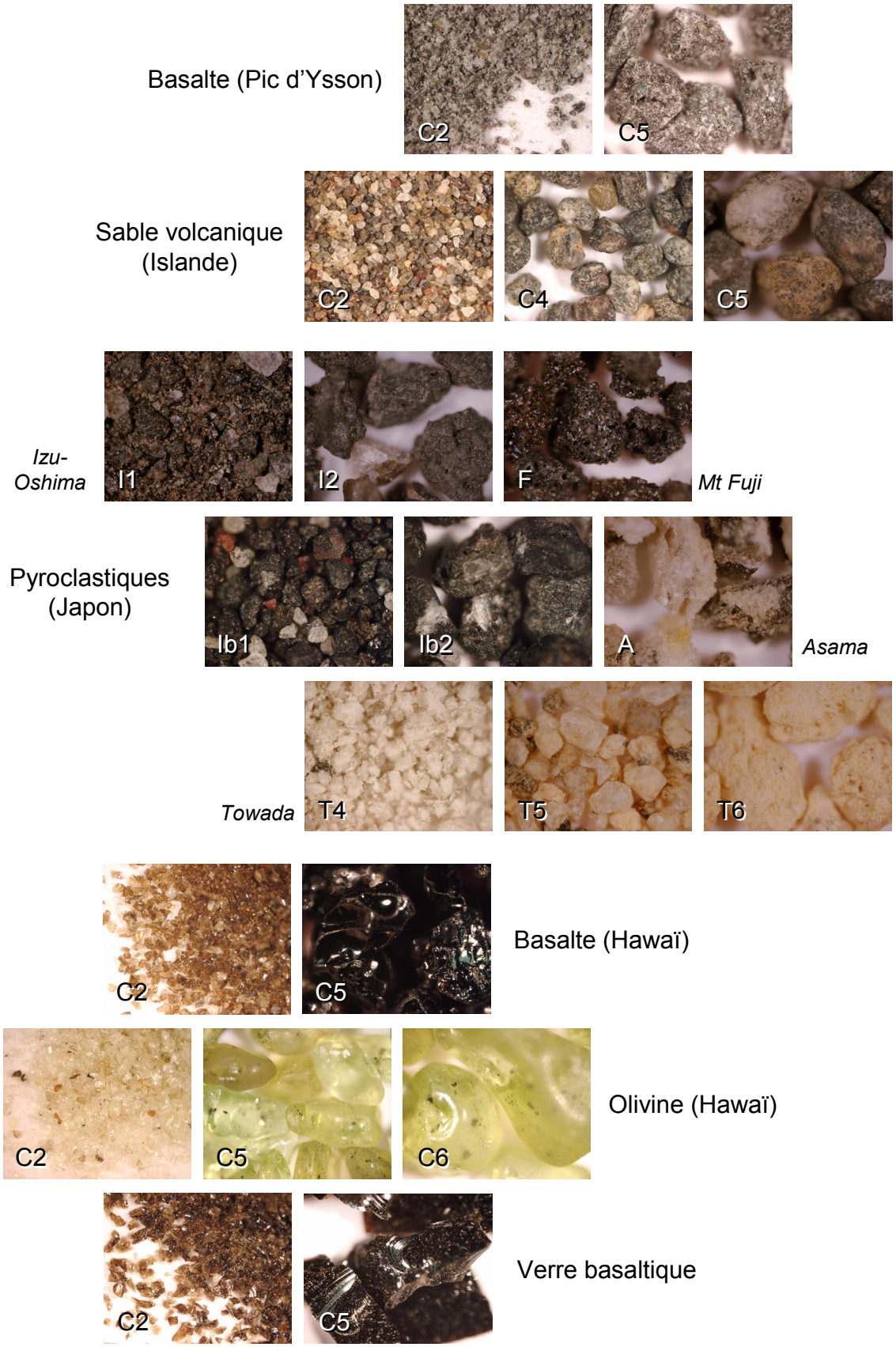


Fig. 4.5 : Photos d'échantillons étudiés, observés à la binoculaire (la totalité des granulométries n'est pas représentée, seulement les plus caractéristiques). Les noms commençant par *C* correspondent à la classe granulométrique de l'échantillon considéré (cf. partie 4.1.2), les autres sont les acronymes des pyroclastiques (cf. partie 4.2.3). Le champ de vue pour chaque image est de 2.5 mm × 2.0 mm.

4.2.2. Sable volcanique (Islande)

Ce sable basaltique provient de coulées de lave du volcan Eldborgir dans la région du Lambahraun en Islande. Gris-brun et d'aspect mat, il contient des grains grossiers à fins et dérive d'une coulée de lave ayant subi des effets éoliens et de glaciation (Baratoux et al. [2011]). Il a été tamisé dans les six classes granulométriques C1 à C6 (cf. Fig. 4.3), mais sans broyage mécanique préalable, ce qui permet d'observer des grains de différentes tailles avec un aspect de surface naturel et sans cassures fraiches. Les grains les plus gros (C5, C6) sont arrondis, opaques, rugueux et caverneux[1] avec des surfaces dévitrifiées par les processus d'altération. Les grains apparaissent de plus an plus anguleux avec la diminution de la taille des grains, et des monocristaux isolés de plagioclase et d'olivine translucides d'aspect dépoli et lisse commencent à apparaître à la classe C4 pour devenir progressivement majoritaires dans les plus petites classes (C2, C1).

Cet échantillon, très complexe, a été analysé spectralement avec l'ASD, à la fois sur l'échantillon de poudre globale (non tamisé) et sur les six classes granulométriques (cf. Fig. 4.4).

En premier lieu apparaît l'influence de la granulométrie sur l'intensité de la réflectance (à composition constante, réflectance plus élevée pour les grains fins). Cette tendance généralement observée n'est cependant pas strictement réalisée pour la classe C6, qui présente une réflectance supérieure à la C5, voire C4. La largeur et la profondeur des bandes d'absorption sont également affectées par la granulométrie.

Deux bandes d'absorption sont visibles, à 1 µm et 2 µm, caractéristiques du clinopyroxène, et sont bien développées pour les granulométries les plus fines (C1 à C3), mais à mesure que la taille des grains augmente la profondeur de ces bandes diminue nettement. Ceci est cohérent avec l'étude visuelle réalisée à la binoculaire (cf. Fig. 4.5), où les différents minéraux constituant l'échantillon sont incorporés dans les grains de roche pour les plus grosses classes, tandis qu'ils apparaissent beaucoup plus isolés à mesure que la taille des grains diminue, permettant ainsi une meilleure expression de leur signature spectrale. Les bandes d'absorption plus développées (granulométries fines) peuvent aussi témoigner de grains moins altérés, ce qui pourrait être l'effet d'une altération différentielle au sein de la poudre globale (non granuloclassée), les classes C4 à C6 représentant les produits les plus altérés. Cette distinction de comportement spectral est également apparente à travers une rupture nette entre les classes C1 à C3 d'une part, et C4 à C6 d'autre part, avec à partir de 1 µm des pentes positives et négatives respectivement. Ces dernières pourraient être causées par la composante amorphe au sein des grains.

Les spectres de la poudre globale montrent un niveau de réflectance moyen par rapport aux différentes classes granulométriques, mais il apparaît clairement que la signature spectrale reflète celle des grains grossiers (C4 à C6), avec une pente plate à négative à partir de 1 µm.

Une étude réalisée à la microsonde sur des grains des classes C1 à C6 a permis de déterminer la composition des différentes granulométries, illustrée à la figure 4.6.

[1] Le terme *caverneux* est utilisé pour décrire les échantillons dont une partie significative des grains (mais pas nécessairement tous) présente des *creux* ou *vides* sur leur surface. Ces cavités sont différentes des *bols* concaves que l'on peut observer à l'endroit où des bulles se sont formées dans d'autres échantillons.

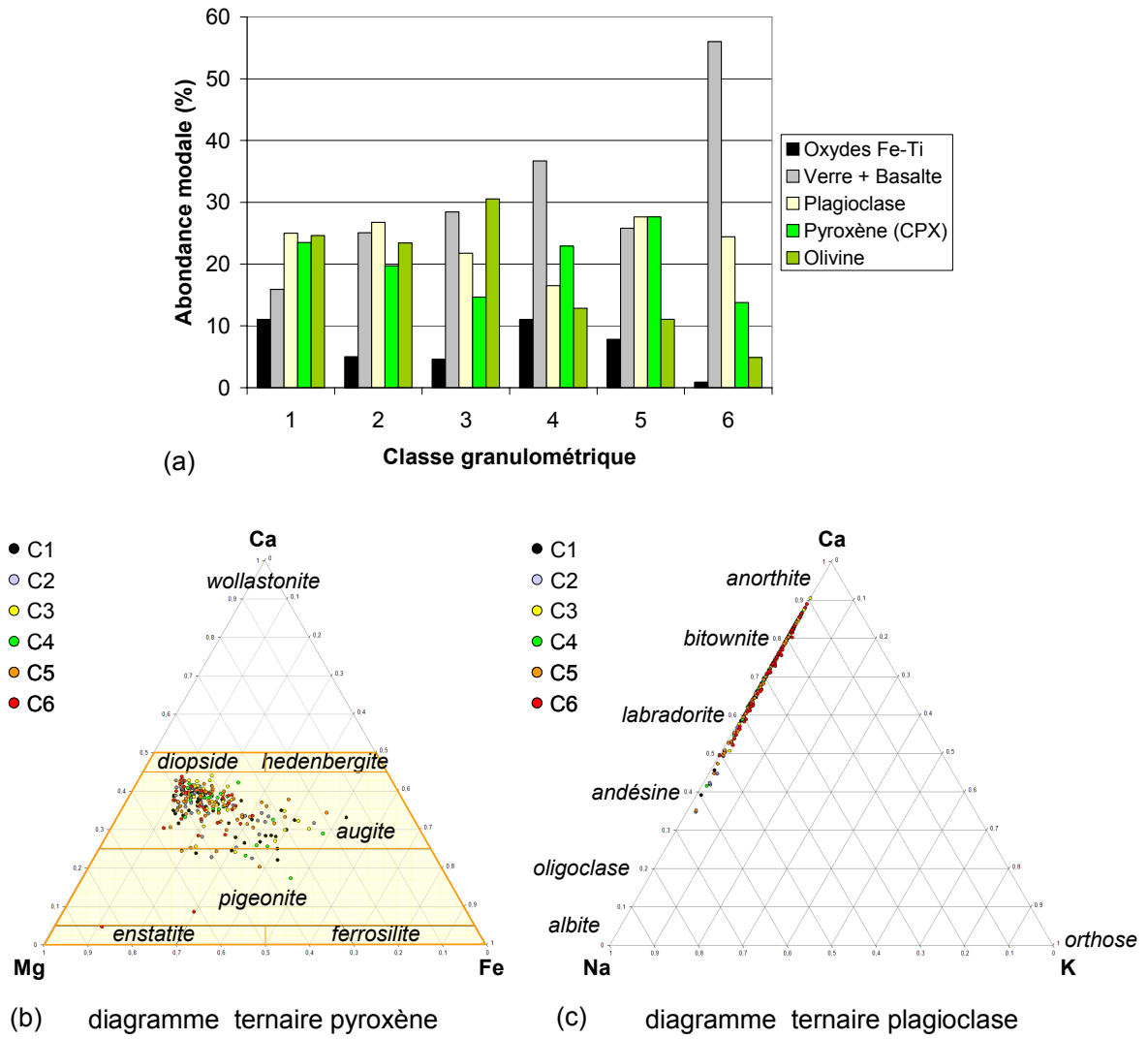


Fig. 4.6 : Résultats de l'étude minéralogique réalisée à la microsonde sur l'échantillon de sable d'Islande : abondances modales (a), diagrammes ternaires du pyroxène (b) et du plagioclase (c).

Les pyroxènes observés sont des augites/diopsides, donc uniquement des CPX ; les compositions des plagioclases correspondent à de la labradorite/bitownite. Dans les deux cas (pyroxène, plagioclase), aucune tendance particulière n'est observée en fonction de la taille des grains, ce qui montre l'homogénéité de la composition minéralogique pour l'ensemble des granulométries.

Les proportions en plagioclase, pyroxène, et oxydes ne varient pas non plus significativement suivant la taille des grains analysés ; en revanche, ce n'est pas le cas pour le verre et l'olivine. Le verre présente une augmentation progressive à mesure que la granulométrie augmente, si l'on excepte le cas du C5. La nette augmentation de verre visible pour la classe C6 pourrait cependant être un artéfact dû au petit nombre de grains analysés qui individuellement ont montré des proportions de verre extrêmement différentes (entre 16% et 80%), leur moyenne n'étant peut-être pas représentative. Par contre, une tendance inverse à celle du verre sur les six classes est clairement visible pour l'olivine, avec une proportion relativement constante et importante dans les granulométries C1 à C3 (~25%), diminuant de façon abrupte dans les classes C4 à C6 (~10%) ; cela pourrait être en partie à l'origine de la rupture de pente observée sur les spectres entre les classes C3 et C4.

4.2.3. Pyroclastiques (Japon)

Les produits *pyroclastiques* (du latin *pyr* signifiant *feu* et du grec *klastos* signifiant *brisé*) sont issus d'éruptions volcaniques explosives qui projettent un mélange à haute température de gaz magmatique, de laves, de cendres, de blocs et débris, et contiennent une fraction significative de verre.

Les pyroclastiques sont une classe de matériaux particulièrement utiles pour mieux connaître l'intérieur d'un corps planétaire, car ils ont une origine profonde et n'ont pas ou peu subi de fractionnement ou de contamination depuis leur région source. Par exemple, les verres pyroclastiques lunaires reflèteraient les caractéristiques compositionnelles de l'intérieur profond (< 300 km) de la Lune (Gaddis et al. [2000a]).

Pourtant, la composition de ces matériaux reste très peu caractérisée en raison de leurs propriétés physiques et optiques inhabituelles. Les paramètres multispectraux utilisés pour décrire les roches et sols communs composés de silicates ne fonctionnent pas sur les matériaux pyroclastiques (Pieters et Tompkins [2005]), tout comme les algorithmes de maturité (Lucey et al. [1998]). Si la spectroscopie gamma et neutron permet en théorie de les caractériser, l'extension spatiale souvent faible de ces unités géologiques (quelques km² à quelques centaines de km²) rend ces techniques inutilisables (étendues trop petites pour être résolues).

Les différents échantillons de matériaux pyroclastiques étudiés ici proviennent du Japon. Ils ont été analysés tels quels, dans leurs granulométrie originelle, ou grossièrement tamisés et ne permettent pas, ou peu, d'étude sur l'évolution de la réponse photométrique en fonction de la taille des grains, mais renseignent sur des matériaux naturels typiques de coulées pyroclastiques. Ils sont importants pour notre étude photométrique car constitués entièrement de matériaux volcaniques dont des verres. Loin d'être homogènes, ces échantillons, de compositions variées et complexes, permettent également de mettre en lumière certaines difficultés pouvant être rencontrées lors de l'étude de surfaces inconnues qui ne sont pas forcément uniformes. La figure 4.3 montre l'ensemble des ces échantillons, et tous ont également été analysés au spectromètre ASD (cf. Fig. 4.4).

Pyroclastiques siliciques (Towada)

Deux couches de dépôts pyroclastiques ont été échantillonnées à Towada, dont la dernière éruption remonte à 13 000 ans.

La première est constituée de quatre classes granulométriques (< 31 µm, 31–63 µm, 63–125 µm et 125–250 µm, nommées *T1*, *T2*, *T3* et *T4* respectivement), et apparaît comme une poudre blanche uniforme qui tend à s'agglomérer avec la diminution de la taille des grains. Ceux-ci sont constitués de monocristaux brillants, translucides à transparents, avec un aspect général mat et rugueux en raison d'une fine poussière de microlite qui recouvre leur surface.

La seconde couche, constituée de deux granulométries (125–425 µm et 425–1000 µm, nommées *T5* et *T6* respectivement) est très différente : la surface des grains est opaque et rugueuse avec des facettes de phénocristaux visibles et quelques monocristaux très minoritaires. Alors que les grains T6 sont arrondis et caverneux, ceux de classe T5 sont plus irréguliers et n'apparaissent pas caverneux.

Les spectres des six échantillons (cf. Fig. 4.4) présentent une allure similaire, avec une bande très large et peu profonde autour de 1 µm, ainsi qu'une bande plus marquée à 2.25 µm.

Pyroclastiques basaltiques (Izu-Oshima)

Deux couches de dépôts pyroclastiques ont également été échantillonnées à Izu-Oshima, une datant de l'éruption de 1986, l'autre étant antérieure.

L'échantillon de la couche inférieure est constitué de deux granulométries (< 425 µm et 425–1000 µm, nommées *Ib1* et *Ib2* respectivement, avec *b* pour *below*). Ces grains de lave vitreuse à bulle sont opaques, d'aspect rugueux et anguleux, et caverneux dans le cas des plus gros grains. La classe granulométrique la plus fine comprend autour de 30% de plagioclases isolés, contre environ 10% pour les grains plus gros.

La couche supérieure contient les mêmes deux classes de grains (< 425 µm et 425–1000 µm, nommées *I1* et *I2* respectivement), avec des grains rugueux, opaques, anguleux, et quelques pourcents de grains rouillés hydroxyde. La classe des plus gros grains contient très peu de plagioclases isolés, ses grains sont caverneux avec du verre frais spéculaire et parfois une irisation témoignant d'un début d'altération. La classe la plus fine est quant à elle composée d'environ 10% de plagioclases isolés, de beaucoup de verre frais brillant en surface des grains. Un peu de poussière est également visible à la surface des grains.

Les spectres mesurés à l'ASD pour ces échantillons apparaissent très plats (cf. Fig. 4.4).

Pyroclastiques basaltiques (Mont Fuji)

Cet échantillon datant de l'éruption du mont Fuji de 1707 est un verre basaltique à bulles qui présente des grains caverneux, anguleux et opaques homogènes, dans une granulométrie unique (425–1000 µm, nommée *F*). Leur surface est très rugueuse et scoriacée, avec des réflexions spéculaires du verre sur les surfaces concaves. Une irisation visible témoigne d'un début d'altération du verre basaltique.

Son spectre (cf. Fig. 4.4) est très plat.

Pyroclastiques andésitiques (Asama)

Cet échantillon, issu de l'éruption du volcan Asama en 1783, a une granulométrie unique de 425–1000 µm (nommée *A*). Il s'agit d'un mélange très hétérogène, assez spéculaire, composé de grains blancs et noirs anguleux, avec en majorité des assemblages plagioclase-amphibole. Des grains blancs caverneux de microlites de plagioclase sont présents (mais minoritaires), également des grains de basalte opaques avec phénocristaux de plagioclase, quelques grains avec un dépôt rouillé et des minéraux variés.

Son spectre montre une large bande d'absorption autour de 1.1 µm et une autre autour de 2.25 µm (cf. Fig. 4.4).

4.2.4. Olivine (Hawaï)

L'olivine étudiée provient de la plage d'Hawaï *Green Sand Beach*, formée après une des nombreuses éruptions du volcan Kilauea. À l'état naturel, le sable de cette plage est constitué d'olivine mélangée à du corail. Ce dernier a été extrait par séparation magnétique (Lerude [2007]), et l'analyse chimique des grains d'olivine (Clenet [2009]) indique qu'il s'agit d'une forstérite Fo_{88} (cf. partie 1.1.3). Les grains d'olivine ont ensuite été tamisés dans les six classes granulométriques C1 à C6, avec un broyage mécanique préalable pour produire les classes C4 à C1 (cf. Fig. 4.3). La couleur verte translucide pâlit progressivement avec la diminution en taille des grains. Alors que les plus gros grains, qui résultent d'une érosion

marine naturelle, présentent des surfaces arrondies et lisses (dépolies) avec parfois des facettes brillantes et anguleuses au niveau de cassures fraîches, ainsi que des inclusions de chromites noires, les grains broyés ressemblent à des esquilles de verre (grains anguleux à facettes lisses).

Les spectres des six classes (cf. Fig. 4.4) présentent l'évolution attendue en fonction de la taille des grains : augmentation de la réflectance et de la profondeur des bandes d'absorption avec la diminution de la granulométrie. Ces spectres sont caractéristiques d'une olivine pure, quelle que soit la granulométrie, sans autre signature spectrale (cf. partie 1.1.3).

4.2.5. Basalte (Hawaï)

Ce sable tholéïtique provient de la plage *Kamoamoa Beach* d'Hawaï. Il a été formé par le refroidissement d'une coulée de lave durant l'éruption de 1986, et est constitué principalement de verre (très peu de cristaux ou microlites visibles).

Comme dans le cas de l'olivine (cf. partie 4.2.4), un broyage a été nécessaire pour obtenir les classes granulométriques C4 à C1, les classes C5 et C6 préservant leur aspect originel (cf. Fig. 4.3). Ces derniers sont globalement anguleux, d'un noir opaque, avec des surfaces à alvéoles cratérisées par d'anciennes bulles très visibles. Le fond de ces *bols* est lisse et spéculaire, mais l'aspect intégré de l'ensemble des grains est plutôt rugueux. Les grains des classes C4 et inférieures ont des formes d'esquilles avec des facettes lisses, et vont d'un noir opaque à brun clair translucide à mesure que la taille des grains diminue.

Tout comme pour l'échantillon d'olivine, les spectres de cet échantillon (cf. Fig. 4.4) montrent une réflectance et une profondeur de bande d'autant plus importantes que la granulométrie est fine. Ils semblent montrer la présence d'olivine et de pyroxène ; la bande à 1 µm de ce dernier, décalée vers les plus grandes longueurs d'onde par la présence de l'olivine, ainsi que celle à 1.8 µm, bien qu'affectée par une bande d'absorption atmosphérique, indiqueraient qu'il s'agit d'un orthopyroxène. Une autre possibilité serait que ces deux bandes soient en réalité dues à la présence de Fe^{2+} dans une matrice basaltique vitreuse (Minitti et al. [2007] ; à noter que Bugiolacchi et al. [2011] proposent une interprétation similaire pour des spectres lunaires). Le fait que la bande à 1.8 µm soit de plus peu marquée indiquerait que cet échantillon serait constitué de grains avec une phase vitreuse importante, en accord avec les caractéristiques montrées lors de l'étude à la binoculaire, et avec les spectres quasiment plats des classes C5 et C6. Une autre explication (qui n'exclut pas la première) serait que le broyage mécanique des classes C4 à C1 révèlerait la signature spectrale des minéraux à l'intérieur des grains, alors que les grains C5 et C6, non broyés, seraient enveloppés d'un revêtement induit par leur brassage naturel, le vent, ou une oxydation, ce revêtement masquant toute signature spectrale.

4.2.6. Verre basaltique

Une quantité de 800 g de basalte du Pic d'Ysson (cf. partie 4.2.1) a été fondue au *CEA* de Marcoule, en une seule fois dans un creuset Pt-Rh. La température de fusion était de 1400°C, et la fusion a duré 1 heure. Le refroidissement a été réalisé par coulée sur plaque métallique (vitesse environ 20°C/s), le tout sous pression atmosphérique. Le résultat a été la production d'un verre amorphe à au moins 95% (inclusions homogènes de microlites, la trempe étant délicate pour obtenir un verre 100% amorphe), qui a été broyé dans les six granulométries C1 à C6 (cf. Fig. 4.3). Quelle que soit leur taille, les grains sont très anguleux, comparables à des échardes, avec des facettes lisses. Des fractures conchoïdales sont visibles

sur les plus gros grains, et leur couleur passe progressivement d'un noir opaque à un marron translucide lorsque la taille des grains diminue.

Un tel verre, issu de la fonte d'un basalte caractérisé, est ce que l'on a pu réaliser de plus approchant pour étudier les verres d'impact, extrêmement présents sur les surfaces des corps sans atmosphère. L'analogie présente cependant des limites évidentes, en particulier dans le caractère instantané de la fusion des matériaux lors d'un impact et des pressions subies.

L'étude à la microsonde de la composition de ce verre (cf. Tab. 4.3) a été réalisée. Elle permet de constater que celle-ci est très proche de celle du basalte originel (cf. Tab. 4.2).

SiO_2	Al_2O_3	Fe_2O_3	MnO	MgO	CaO	Na_2O	K_2O	TiO_2	P_2O_5
43.99	12.23	12.07	0.19	13.68	9.70	3.16	1.40	2.43	0.65

Tab. 4.3 : Composition élémentaire du verre issu de la fusion de l'échantillon du basalte du Pic d'Ysson.

Les spectres de ce verre, mesurés avec l'ASD (cf. Fig. 4.4), ont un albédo faible et ne présentent pas de bande d'absorption nette, comme attendu d'un verre, seulement une bande d'absorption très large et peu profonde autour de 1 µm, surtout visible pour les classes les plus fines (probablement dues à Fe^{2+}). Il pourrait s'agir d'un type de bande similaire à celles produites par les verres d'impact et que Bugiolacchi et al. [2011] notent comme pouvant être interprétées à tort comme des bandes de minéraux mafiques.

4.2.7. Mélanges basalte (Pic d'Ysson) et verre basaltique

Les échantillons décrits dans les parties précédentes permettent d'étudier l'influence des proportions de verre et monocristaux en différentes proportions au sein de matériaux volcaniques naturels, mais l'appréciation des proportions en présence reste néanmoins plus qualitative que quantitative, ce qui a motivé la réalisation de mélanges avec des rapports roche/verre contrôlés. Le verre utilisé pour cela est celui issu de la fusion du basalte du Pic d'Ysson (cf. partie 4.2.6), et la roche à laquelle il a été mélangé est le basalte du Pic d'Ysson originel (cf. partie 4.2.1). Mélanger ainsi verre et basalte ne peut évidemment pas remplacer l'étude d'*agglutinates* réels (extrêmement difficiles, voire impossibles à réaliser en laboratoire), mais du fait de l'origine identique des deux composants des mélanges, ils peuvent simuler un sol où des matériaux en fusions initialement de même composition auraient été formés lors d'un impact météoritique. Dans le cas lunaire, cela pourrait par exemple correspondre à du basalte de mer mêlé à du basalte fondu éjecté suite à un impact sur la même mer.

Les mélanges basalte/verre ont été réalisés à granulométrie constante, afin de ne pas ajouter la variable granulométrique au problème. Il a été décidé d'utiliser les classes C3 (125–250 µm) et C4 (250–500 µm), afin de pouvoir à la fois :

- travailler avec des grains suffisamment fins pour permettre une analogie avec un régolite planétaire (classes C5 et C6 trop grandes) ;
- observer une évolution possible des paramètres photométriques du basalte pur vers ceux du verre pur, les classes C1 et C2 du basalte ayant un comportement photométrique trop proche de celui du verre (cf. article publié partie 4.4.1).

Ainsi, des mélanges de granulométrie C4 (250–500 µm) ayant une proportion volumique/surfacique de verre de 15, 30, 50 et 70%, et de granulométrie C3 (125–250 µm),

aux proportions volumiques/surfaciques de verre de 30 et 50% ont été réalisés (cf. Fig. 4.3). Ces valeurs ont été choisies suite aux résultats obtenus sur les autres échantillons (cf. article publié partie 4.4.1), où une proportion de verre et/ou de monocristaux autour de 30% semblait correspondre à un seuil critique du point de vue de la réponse photométrique des matériaux.

Les spectres de ces différents mélanges mesurés avec l'ASD sont présentés à la figure 4.4, seuls, et à la figure 4.7, où l'évolution entre les pôles purs basalte et verre est bien visible.

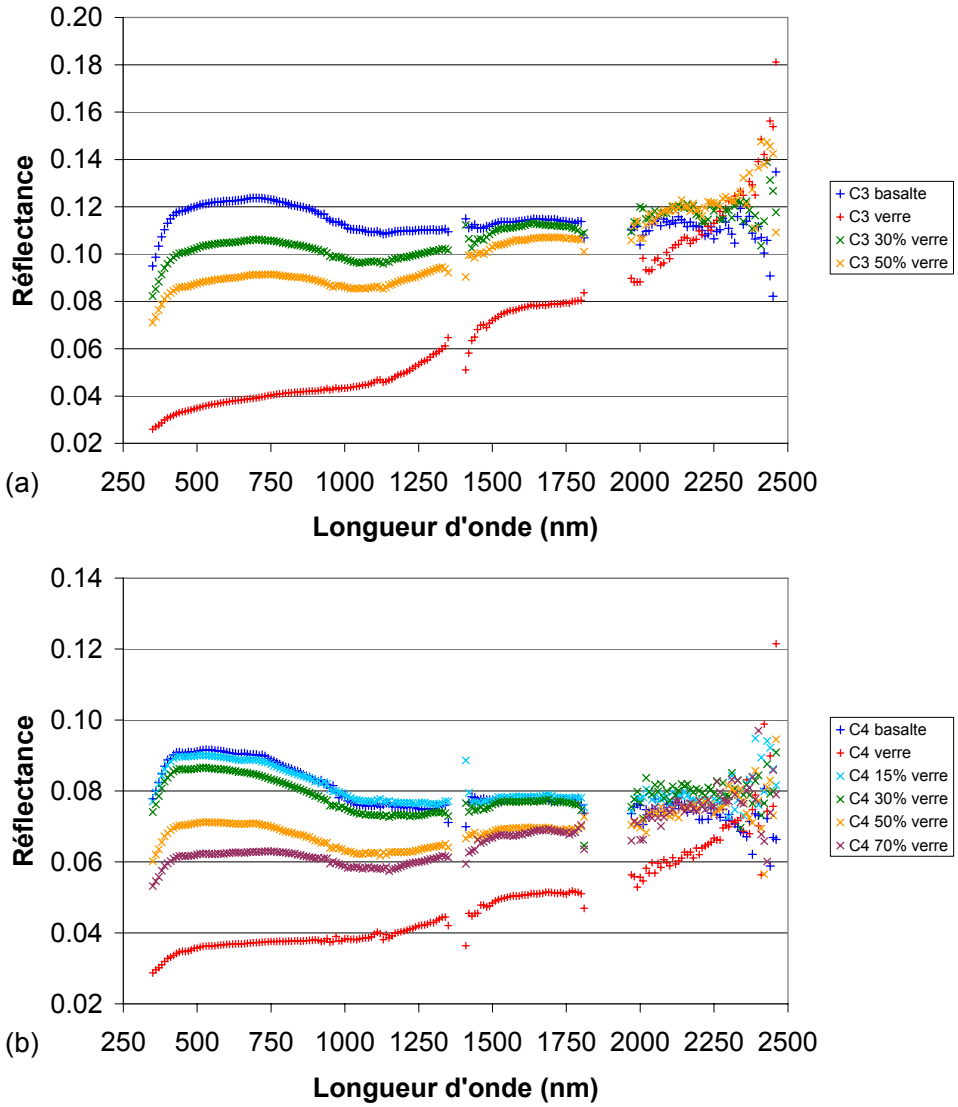


Fig. 4.7 : Spectres des mélanges verre/basalte mesurés avec l'ASD dans les classes granulométriques C3 (a) et C4 (b), comparés aux pôles extrêmes (verre et basalte purs) dans les mêmes granulométries.

Conformément à ce qui était attendu compte tenu du niveau de réflectance du verre inférieur à celui du basalte, plus la proportion de verre augmente, plus la réflectance du mélange diminue. Les quatre mélanges de C4 ont des spectres de forme tout à fait comparable à celle du basalte C4, celui du verre étant extrêmement plat. Les deux spectres des mélanges de C3 montrent une pente légèrement croissante dans les grandes longueurs d'onde, en accord entre le spectre plat du basalte et celui du verre de cette même granulométrie dont la pente est plus marquée.

4.2.8. Spectres pyroclastiques lunaires

Afin de remettre dans une perspective lunaire les échantillons présentés dans les paragraphes précédents, la figure 4.8 présente les spectres de laboratoire de trois matériaux pyroclastiques lunaires riches en fer (Pieters et Tompkins [2005]) :

- l'échantillon d'origine du verre vert pauvre en titane de la mission Apollo 15 (échantillon 15401) montre les bandes d'absorption classique du Fe^{2+} du verre refroidi près de 1 µm et 1.9 µm ;
- les billes noires (*black beads*) cristallisées riches en titane de la mission Apollo 17 (échantillon 74001) montrent une forte signature près de 0.6 µm due à la présence d'ilménite dans une matrice silicatée ;
- le verre orange (échantillon 74220, cf. Fig. 0.1), de composition équivalente aux billes noires, présente les bandes d'absorption du Fe^{2+} du verre refroidi.

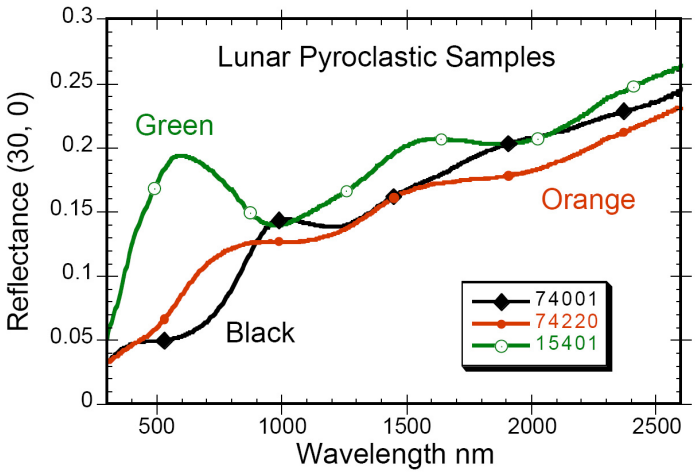


Fig. 4.8 : Spectres de laboratoire de matériaux lunaires pyroclastiques des missions Apollo 15 (échantillon 15401) et Apollo 17 (échantillons 74001 et 74220) (Pieters et Tompkins [2005]).

Les caractéristiques spectrales des verres lunaires sont ainsi très régulières : large bande d'absorption près de 1 µm et faible bande près de 1.9 µm. Bien que la bande d'absorption à 1 µm du verre orange 74220 soit déformée, les propriétés optiques de cet échantillon sont souvent utilisées comme pôle extrême pour les études de verre lunaire (Pieters et Tompkins [2005]).

Si l'on compare ces spectres avec les pyroclastiques terrestres analysés ici (cf. partie 4.2.3 et la figure 4.4), on constate que lorsque les bandes sont visibles (Towada, Asama), elles sont situées autour de 1 µm (larges et peu profondes) et 2.25 µm. Cette dernière n'apparaît pas dans les spectres lunaires. Cette comparaison entre pyroclastiques lunaires et terrestres, de même que la diversité observée sur les terrestres uniquement, montre combien un même terme –*pyroclastique*– peut englober des matériaux de composition et textures variées, et montre les limites à garder en mémoire lors d'analogies terrestres/lunaires.

L'ensemble des échantillons terrestres présentés ici ont été mesurés avec le spectrophotogoniomètre ISEP, afin de déterminer par inversion de données multiangulaires les paramètres photométriques du modèle de Hapke [1993] et déterminer leurs propriétés physiques de surface. Comme cela a été souligné au chapitre 3, le choix des configurations géométriques sous lesquelles un échantillon est mesuré est crucial, tout comme le traitement des données précédant l'inversion.

4.3. Protocole expérimental

4.3.1. Choix des filtres et du jeu de configurations multiangulaires

La roue à filtre de l'ISEP rend possible l'acquisition de données photométriques sur 19 longueurs d'onde entre 400 et 1050 nm, mais l'utilisation de la source artificielle réduit en pratique cet éventail entre 550 et 1020 nm, car au-delà et en deçà, des temps d'acquisition de plus de 15 minutes sont nécessaires pour un seul filtre et une seule configuration géométrique. De plus, le but des mesures sur l'imageur ISEP étant la caractérisation photométrique des propriétés de surfaces et non la caractérisation spectrale (obtenue avec le spectromètre ASD), il a été décidé de n'utiliser qu'un sous-jeu de cinq filtres couvrant le domaine visible-proche infrarouge : 559 nm, 699 nm, 791 nm, 880 nm et 960 nm, pour lesquels les temps d'acquisition sont raisonnables.

Le choix des configurations multiangulaires à mesurer s'est avéré complexe, car il devait répondre à un certain nombre de critères, à la fois scientifiques et techniques. En se basant sur les études présentées au chapitre 3, le jeu de données à déterminer devait présenter des géométries dans et hors du plan principal, avec l'éventail le plus large possible en termes d'angles d'incidence, émission et phase, le tout dans un nombre restreint de configurations. Le fait de pouvoir utiliser un jeu restreint de données multiangulaires qui peuvent cependant donner des inversions assez robustes n'a pas seulement un intérêt pour l'ISEP, mais aussi pour les mesures orbitales, pour lesquelles faire des observations d'un même point sous quelques dizaines de configurations est un maximum.

L'utilisation des données très denses du BUG pour des échantillons d'argile, d'oxyde de fer rouge, de sable de Kualua, de sable ooïtique, de sable de quartz et de spodumène (cf. partie 3.1) a permis de faire des simulations en prévision de mesures avec l'ISEP, en inversant des données de plus en plus appauvries et en comparant les résultats des inversions avec ceux obtenus avec des centaines de configurations.

Par essais et erreurs, et en considérant également des travaux antérieurs (Cord et al. [2003], Lerude [2007]), un sous-jeu de 23 configurations multiangulaires a été établi, qui, après inversion, aboutit à une détermination des paramètres b, c, $\overline{\theta}$ et w, similaire à celle obtenue avec des centaines de configurations. Il couvre le domaine multiangulaire (demi-hémisphère) de façon la plus régulière possible en termes d'angles d'incidence, d'émission, et de phase, et plus de la moitié des configurations sont en dehors du plan principal. Le tableau 4.1 liste ces 23 configurations géométriques, qui sont également représentées graphiquement dans l'article de Souchon et al. [2011b] inclus à la partie 4.4.1.

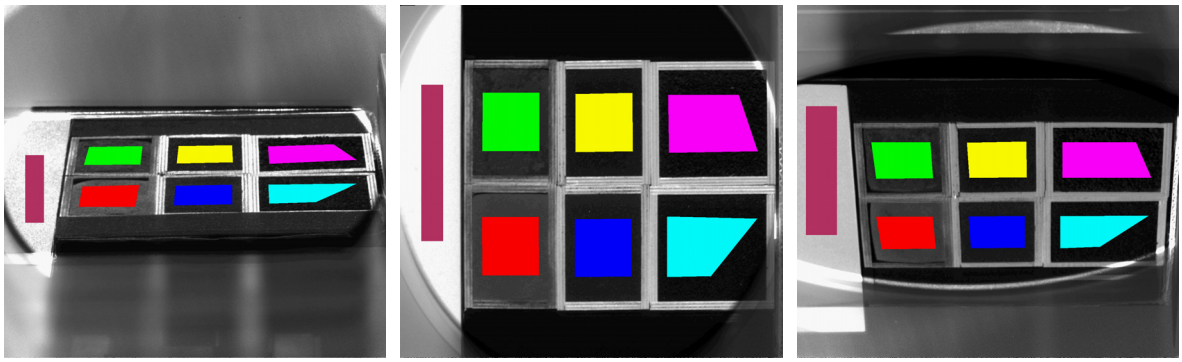
config.	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8	#9	#10	#11	#12
i (°)	10.0	10.0	30.0	30.0	30.0	30.0	30.0	50.0	50.0	50.0	30.0	30.0
e (°)	35.0	35.0	60.0	0.0	20.0	40.0	60.0	0.0	25.0	70.0	60.0	30.0
Φ (°)	0.0	180.0	0.0	0.0	180.0	180.0	180.0	0.0	0.0	180.0	45.0	135.0
g (°)	25.0	45.0	30.0	30.0	50.0	70.0	90.0	50.0	25.0	120.0	42.3	55.0
config.	#13	#14	#15	#16	#17	#18	#19	#20	#21	#22	#23	
i (°)	30.0	50.0	50.0	50.0	50.0	60.0	60.0	60.0	45.0	55.0	55.0	
e (°)	60.0	30.0	60.0	30.0	60.0	70.0	60.0	60.0	55.0	65.0	65.0	
Φ (°)	135.0	45.0	45.0	135.0	135.0	180.0	45.0	135.0	90.0	45.0	135.0	
g (°)	82.7	34.2	37.8	73.4	98.5	130.0	38.7	106.3	66.1	39.9	106.4	

Tab. 4.1 : Configurations géométriques (angles d'incidence i, d'émission e, d'azimut Φ et de phase g) mesurées avec l'ISEP.

4.3.2. Traitement des images

Contrairement à d'autres instruments tels que le BUG, l'ISEP ne réalise pas des mesures *intégrées* de l'énergie réfléchie par l'échantillon, mais des *images* de l'échantillon dans lesquelles chaque pixel, ou ensemble de pixels, peut être isolé et son niveau de réflectance analysé.

Ainsi, chaque scène acquise contient les données de six échantillons à la fois, placés sur un plateau, que l'on peut étudier individuellement en définissant sous le logiciel ENVI des *régions d'intérêt* (*ROI* pour *Region Of Interest*). Chaque ROI contient l'information en réflectance d'un échantillon sous une configuration géométrique donnée. Afin de prendre en compte le changement de perspective qui s'opère suivant l'émergence observée et conserver des ROI couvrant le même champ quel que soit l'angle de vue, j'ai ajusté leurs dimensions par un facteur d'échelle correspondant à l'agrandissement du champ de vue (des exemples sont présentés à la figure 4.9).



$i = 60°$, $e = 70°$, $\Phi = 180°$, $g = 130°$ $i = 30°$, $e = 0°$, $\Phi = 0°$, $g = 30°$ $i = 45°$, $e = 55°$, $\Phi = 90°$, $g = 66.1°$

Fig. 4.9 : ROI définies sous le logiciel ENVI pour trois configurations géométriques d'observation. Ces ROI permettent d'obtenir la valeur médiane de la réflectance de chaque échantillon (zones rouge, verte, bleue, jaune, cyan et rose). La ROI bordeaux, sur la gauche du champ de vue, correspond au Spectralon.

Afin de minimiser les effets d'inhomogénéité des échantillons et de ne pas être perturbé par la présence possible de pixels saturés par des effets de spécularité, la valeur médiane de la réflectance de chaque ROI est prise. Cela est rendu possible par le nombre statistiquement important de particules et de pixels présents dans l'image.

4.4. Résultats photométriques

L'ensemble des échantillons présentés dans ce chapitre ont été mesurés avec l'ISEP puis les paramètres photométriques du modèle de Hapke ont été déterminés par inversion des courbes de phase, ce qui a donné lieu à publication. À noter que malgré l'impossibilité de mesurer des angles de phase $< 25°$ avec l'ISEP, le choix a été fait de laisser les paramètres d'opposition B_0 et h libres durant les inversions, et non de les fixer à 0, ceci afin de permettre l'exploration la plus large possible de l'espace paramétrique par l'algorithme génétique, en accord avec les résultats de la partie 3.3.6. En revanche, aucune interprétation physique de ces paramètres, peu ou non contraints, n'est faite.

4.4.1. Étude expérimentale du modèle de Hapke sur des échantillons naturels granulaires surfaciques (Souchon et al. [2011b])

L'étude réalisée avec les techniques présentées au chapitre 2 et sur les échantillons de ce chapitre a été publiée de façon limitée dans l'*abstract* de Souchon et al. [2011a] de la 42ème *Lunar and Planetary Science Conference*, et de façon complète dans la revue *Icarus* (Souchon et al. [2011b]) sous le titre : *An experimental study of Hapke's modeling of natural granular surface samples*. Cet article, inclus dans cette partie, rassemble une grande partie des travaux expérimentaux réalisés durant cette thèse. Y sont décrits le modèle photométrique utilisé (Hapke [1993]) ainsi que l'algorithme génétique, suivis du protocole expérimental (caractéristique de l'ISEP et du choix des configurations multiangulaires mesurées). Après la description des échantillons, les résultats photométriques et conclusions sont présentés. L'*abstract* de cet article est traduit ci-après :

> Une série de surfaces granulaires composées d'échantillons volcaniques variant en taille de grains (de l'échelle du micron au millimètre), formes, aspects de surface, origines, et incluant du verre et des minéraux, a été mesurée dans le domaine visible avec l'imageur spectral ISEP (Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France) et inversée par modélisation photométrique. Le protocole expérimental utilise un jeu spécifique de configurations multiangulaires (de l'ordre de quelques dizaines), avec une diversité angulaire et une couverture de l'espace bidirectionnel suffisantes pour résoudre les différences de comportement des courbes de phase et de texture de surface. Ce jeu restreint délivre des résultats comparables en termes de paramètres photométriques à ceux produits avec un jeu dense de plusieurs centaines de mesures. Les échantillons considérés dans ce travail ont été choisis afin d'évaluer l'influence de diverses propriétés physiques sur le comportement de la lumière diffusée. Les tendances photométriques spécifiques suivantes ont été trouvées. Les échantillons comprenant du verre frais ou des monocristaux dans une proportion de l'ordre de 30% ou plus (à partir d'inspections à la binoculaire) sont extrêmement diffusant vers l'avant avec des lobes de diffusion étroits, et plus les particules sont grosses, plus le lobe est étroit ; les particules rondes tendent à être plus rétrodiffusantes que celles irrégulières de texture similaire, et la présence de cavités à l'intérieur des particules tend à accroître le caractère rétrodiffusant de l'échantillon. Les particules avec des lobes de diffusion larges (paramètre d'asymétrie de la fonction de phase $b \leq 0.5$) présentent des valeurs modélisées de rugosité macroscopique de surface relativement élevées (15–25°), alors que les particules avec des lobes de diffusion étroits ($b \geq 0.5$) montrent une rugosité macroscopique de surface modélisée plus faible (entre 15° et ~3°).
> La comparaison entre les présents résultats pour les paramètres *b* et *c*, et ceux obtenus dans des études antérieures à partir de particules artificielles montre une tendance similaire et un accord général bien que certaines différences aient été observées. Les échantillons granulaires surfaciques analysés dans la présente étude qui contiennent une grande proportion de monocristaux translucides isolés et/ou de verre frais apparaissent extrêmement diffusants vers l'avant et tracent clairement une nouvelle partie de la tendance *c* vs *b*. Ceci est également appuyé par des résultats récents similaires pour des données martiennes in situ et des analogues du régolite lunaire. Ces résultats devraient aider à mieux interpréter les données photométriques orbitales et au sol présentes et à venir sur des surfaces telles que les régolites de la Lune, Mars, Vesta ou Mercure.

Icarus 215 (2011) 313–331

Contents lists available at ScienceDirect

Icarus

journal homepage: www.elsevier.com/locate/icarus

An experimental study of Hapke's modeling of natural granular surface samples

A.L. Souchon [a,b,*], P.C. Pinet [a,b], S.D. Chevrel [a,b], Y.H. Daydou [a,b], D. Baratoux [a,b], K. Kurita [c], M.K. Shepard [d], P. Helfenstein [e]

[a] Université de Toulouse, Observatoire Midi-Pyrénées, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France
[b] CNRS, IRAP, 14, Avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France
[c] Earthquake Research Institute, University of Tokyo, 1-1-1 Yayoi, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan
[d] Department of Geography and Geosciences, Bloomsburg University, Bloomsburg, PA 17815, USA
[e] Center for Radiophysics and Space Research, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA

ARTICLE INFO

Article history:
Received 4 March 2011
Revised 15 June 2011
Accepted 16 June 2011
Available online 28 June 2011

Keywords:
Photometry
Experimental techniques
Regoliths
Radiative transfer
Volcanism

ABSTRACT

A series of natural granular surfaces composed of volcanic samples that widely vary in grain sizes (from the micron-scale to the millimeter-scale), shapes, surface aspects, origins, and including glass and minerals, has been measured in the visible domain with the spectro-imaging device ISEP (Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France) and inverted by photometric modeling. The experimental protocol makes use of a specific set of multiangular configurations (on the order of a few tens) with sufficient angular diversity and coverage of the bidirectional space to resolve differences in particle phase function behavior and surface texture. This restrained set delivers comparable results in terms of photometric parameters to those produced with a dense set of hundreds of measurements. The considered samples in this work have been chosen to assess the influence of varied physical properties on light scattering behavior. The following specific photometric trends are found. Samples comprising fresh glass or monocrystals in a proportion on the order of 30% or more (from binocular magnifying glass inspection) are extremely forward scattering with narrow scattering lobes, and the larger the particles, the narrower the scattering lobe; also, round particles tend to be more backscattering than irregularly-shaped ones of similar texture, and the presence of voids within particles tends to increase the backscattering character of the sample. Particles with broad scattering lobes (phase function asymmetry parameter $b \leqslant 0.5$) display relatively large modeled surface macroscopic roughness values (15–25°), while particles with narrow scattering lobes ($b \geqslant 0.5$) show smaller modeled surface macroscopic roughness (between 15° and ~3°).

The comparison between the present results for the scattering parameters b and c, and those obtained in previous studies from artificial particles shows a similar trend and general agreement although some discrepancies were observed. The granular surface samples analyzed in the present study that contain a high proportion of isolated translucent monocrystals and/or fresh glass appear extremely forward-scattering and clearly chart a new part of the c vs. b trend. This is further supported by recent similar findings for martian in situ data and lunar regolith simulants. These results should help to better interpret present and future orbital and landed photometric data from bodies' surfaces such as the Moon's, Mars', Vesta's or Mercury's regolith.

© 2011 Elsevier Inc. All rights reserved.

1. Introduction

The superficial topmost layer called the regolith that covers most airless bodies' surfaces such as the Moon or Mercury presents various volcanic deposits (e.g., mare basalts, pyroclastics) and widespread ejecta around craters. The regolith bears information on the volcanic history and impact processes, as well as on the body's interior, since large meteoritic impacts can expose materials from deeper origins, from which volcanic products also derive. Knowledge of the material physical properties of planetary surfaces such as particle size and shape, roughness or compaction state, drawn from the interpretation of photometric data, has been improved over the last past decades with the parallel development of numerical and semi-empirical models and remote sensing techniques. Most used in the photometric study of regoliths is Hapke's semi-empirical bidirectional reflectance model (Hapke, 1981, 1984, 1986, 1993, 2002), which uses specific parameters (whose number may vary from 4 to 8 depending on the photometric effects which are addressed) to characterize a material from

* Corresponding author at: Université de Toulouse, Observatoire Midi-Pyrénées, UPS-OMP, IRAP, 14, avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France. Fax: +33 561332900.
E-mail address: souchon@dtp.obs-mip.fr (A.L. Souchon).

0019-1035/$ - see front matter © 2011 Elsevier Inc. All rights reserved.
doi:10.1016/j.icarus.2011.06.023

reflectance data acquired with various angular and illumination conditions. To determine these parameters, photometric observations of planetary surfaces are needed for a wide range of incidence, emission and phase angles. These observations are difficult to achieve from Earth-based telescopes, and even though remote sensing techniques have been greatly improved over recent years, orbital data still appear to lack enough observational diversity (Kamei and Nakamura, 2002; Jehl et al., 2008; Kaydash et al., 2009). As in situ measurements are yet too few and concern the martian surface only (IMP, Johnson et al., 1999; Pancam, Johnson et al., 2006a, 2006b), photometric laboratory measurements on controlled materials with multiangular ranges as wide as possible are mandatory to provide ground truth and benchmarks to help interpret remotely sensed data. So far, few photometric experiments have been undertaken (McGuire and Hapke, 1995; Kamei and Nakamura, 2002; Cord et al., 2003, 2005; Okada et al., 2006; Shepard and Helfenstein, 2007; Johnson et al., 2007, 2008, 2009; Hapke et al., 2009), in majority on synthetic materials, which motivated the twofold objective of this work. Using Hapke's 1993 model along with a genetic algorithm and multiangular data acquired in Bloomsburg (Pennsylvania, USA) on various natural samples, the first aim is to explore the possibility that a limited multiangular dataset may allow the determination of photometric parameters close to those that would be obtained with hundreds of observations, and to determine an appropriate set of configurations to do so. Once the implemented method has been assessed, the second part of this work focuses on a detailed photometric study of natural granular surfaces made of volcanic samples measured with the spectro-imaging facility setup at the Midi-Pyrénées Observatory (OMP, Toulouse, France). In order to study a wide range of physical characteristics that influence the photometric behavior of a material, samples were chosen with diverse contents of rock fragments, mineral fragments and glass, various shapes and surface aspects, and sizes varying from the micron-scale to the millimeter-scale.

2. Photometric model inversion method

2.1. Hapke's photometric model

In the past years, photometric models based on analytic solutions for the radiative transfer equation have been developed to reproduce the bidirectional reflectance of planetary surfaces, with two main approaches. On the one hand, numerical solutions based on geometrical optics and Monte Carlo ray tracing method describe the bidirectional reflectance of a plane parallel, absorbing, scattering and stratified semi-infinite medium (e.g., Douté and Schmitt, 1998; Mishchenko et al., 1999; Cheng and Domingue, 2000). But even if these direct methods have greatly benefited from the ever increasing computing capacities, they are not yet operational for the purpose of systematic data inversion. On the other hand, semi-empirical models have been developed for analyzing the bidirectional reflectance data of particulate surfaces based on the scattering and absorption properties of discrete granular media (e.g., Hapke, 1981, 1986, 1993, 2002; Hiroi and Pieters, 1994; Shkuratov et al., 1999). Among those, we implement in the present work Hapke's 1993 model (Hapke, 1993), which, although often discussed against other numerical models (Helfenstein and Veverka, 1987; Liang and Townshend, 1996; Douté and Schmitt, 1998; Mishchenko et al., 1999; Shkuratov et al., 1999, 2005; Poulet et al., 2002;), is widely used for studying both in situ and orbital planetary surfaces reflectance data (e.g., Johnson et al., 1999, 2006a, 2006b; Kaydash et al., 2006; Jehl et al., 2008; Warell and Davidsson, 2010; Hillier et al., 2011, for recent studies). Its ability to quantitatively predict the reflectance of regoliths and other particulate media has recently been evaluated over other models and numerical simulations (Hapke et al., 2009).

Hapke's 1993 equation relies on six parameters. The macroscopic roughness $\bar{\theta}$ ($0^\circ \leq \bar{\theta} \leq 45^\circ$) represents the integral of surface facet tilts inside a pixel (Helfenstein, 1988; Hapke, 1993; Shepard and Campbell, 1998) but is mainly controlled by the roughness properties in the submillimetric-centimetric range (Helfenstein and Shepard, 1999; Cord et al., 2003, 2005). The single scattering albedo w is defined as the ratio of the amount of light scattered by the medium at the particle scale to the total amount of light scattered and absorbed by it, at a given wavelength (Chandrasekhar, 1960), so that $0 \leqslant w \leqslant 1$. Given the phase angle range considered in the present study ($g \leqslant 130^\circ$), the particle phase function $P(g)$ is described by a 2-terms Henyey-Greenstein function (HG2) that includes two parameters (Hartman and Domingue, 1998; Johnson et al., 2006a): b represents the asymmetry parameter ($0 \leqslant b \leqslant 1$) and c the backscattering fraction ($0 \leqslant c \leqslant 1$) such as:

$$P(g) = (1-c)\frac{1-b^2}{(1+2b\cdot\cos g+b^2)^{3/2}} + c\cdot\frac{1-b^2}{(1-2b\cdot\cos g+b^2)^{3/2}}$$

Note that an equivalent definition of the HG2 function may be used (e.g., Hapke, 1993; McGuire and Hapke, 1995; Shepard and Helfenstein, 2007), in which the backscattering fraction is comprised between −1 and +1, so that one has to be cautious about the chosen convention of an author prior to any direct parameter comparison.

The surge in brightness observed in particulate surface near zero phase angle, known as the "opposition effect", is described by its width h ($0 \leqslant h \leqslant 1$) and magnitude B_0 ($0 \leqslant B_0 \leqslant 1$). h is physically related to porosity and particle size distribution (Hapke, 1993) so that less porous materials or with little variation in the constitutive particles size have large values of h. B_0 is an empirical parameter that measures the particle transparency, a value of 1.0 meaning that all light is scattered at the surface and the particle is consequently opaque. The function that describes the opposition effect in the model considered here takes into account the shadow hiding opposition effect (SHOE) only and not the coherent backscatter opposition effect (CBOE), but the CBOE should not contribute significantly for phase angles >20° (Helfenstein et al., 1997; Hapke et al., 1998; Shepard and Arvidson, 1999; Shkuratov and Helfenstein, 2001), and SHOE is also believed to dominate over CBOE for phase angles >3° (Helfenstein et al., 1997; Hapke et al., 1998, 2009; Kamei and Nakamura, 2002); since no phase angle inferior to 3° has been used in the present work, not taking CBOE into account should not have any significant influence on the results.

2.2. Genetic algorithm

The direct resolution of Hapke's equation, by exploring the whole parametric space, is possible in theory and delivers in principle an optimal determination of the parameters. However, as computing time increases exponentially with the number of parameters and the resolution of the search grid (Baratoux et al., 2006), the six parameters that are considered here (b, c, $\bar{\theta}$, w, B_0 and h) make this approach prohibitive. An alternate method, founded on a genetic algorithm, has thus been chosen (Cord, 2003). Genetic algorithms, inspired by Darwin's evolution theory, have been invented by Holland (1975). They are based on the idea that the best solution of a given problem may not be expressed within a population of potential solutions, but scattered among several distinct solutions. It is only through genetic combinations (reproduction process) that the best solution may emerge. The outline of the basic genetic algorithm is very general and its implementation to determine Hapke's parameters has been developed and tested (Cord et al., 2003, 2005; Pinet et al., 2004; Chevrel et al., 2006; Jehl et al., 2008; Souchon et al., 2009). The algorithm used here proceeds according to

the following steps. (1) 20,000 values for each parameter b, c, B_0, h (between 0 and 1) and $\bar{\theta}$ (between 0° and 45°) are randomly generated; the parameters' space is very well covered, so that all the possible values are tested at the beginning. For each set of five parameters b, c, $\bar{\theta}$, B_0, and h, an optimized value of w (i.e. the value of w that gives the smallest residual between the observed and the modeled reflectances) is then computed, giving an initial population of 20,000 solutions (one solution being composed of the six parameters b, c, $\bar{\theta}$, w, B_0, and h). (2) The 2000 solutions that have the smallest residuals among the 20,000 are selected to form the generation #1 population. (3) Generation #1 solutions are selected with a probability of selection inversely proportional to their residuals. (4) Couples of selected solutions exchange randomly part of their five parameters b, c, $\bar{\theta}$, B_0, and h ("crossover" process) to give two "offspring" solutions (here again the sixth parameter w is optimized from the first five); at the end of this step a generation #2 of 2000 solutions has thus been created. (5) In order to give rise to new solutions (potentially absent from the reservoir of the generation #1 solutions), random changes of a single parameter ("mutation" process) take place on a random sampling of 1% of the generation #2 solutions. (6) Steps (3) to (5) are reiterated for a number of loops, depending on whether the algorithm converges (i.e. no significant decrease of the residuals is observed on five successive generations) or reaches a given limit set on the number of loops. Note that in order not to lose the best solution from one generation to the next, the best solution of one generation is kept intact to the next generation ("elitism" process). The final solution retrieved from the algorithm is not the best one from the last generation, but is computed from the parameters mean value of the 100 best solutions of the last generation. This choice was made after a number of tests have shown the estimate and associated standard deviation derived from an ensemble of solutions to be both more robust and representative of the distribution of the results given by the inversion than the best fit solution, a fact already noticed in previous works (Johnson et al., 1999, 2006a, 2006b; Jehl et al., 2008). Based on this standard deviation, an assessment of the quality of the convergence and thus of the stability of the solution delivered by the genetic algorithm is made. If this quantity takes a high value, it is an indication that the parameters estimates are poorly constrained by the data, resulting in nonunique solutions, which may be the case when measurements are only available at limited illumination or observation geometries. As shown in the following (see also in the Appendix), except for a very few cases, this quantity is very low.

Other advantages of this technique are that the whole set of Hapke's parameters is treated simultaneously without any a priori assumption, so that the risk of meeting a local minimum is limited in comparison to other methods of inversion, and that it is far less time-consuming than random searches such as in the Monte Carlo method. Besides, the evolution of the 2000 solutions can be traced generation after generation, thus enabling the potential detection of multiple secondary minima.

Inversion is performed on the data expressed in reflectance factor REFF, obtained by dividing the radiance factor by the cosine of the local incidence angle. This is similar to the BRDF used by Johnson et al. (1999, 2006a, 2006b), multiplied by a factor of π. The use of REFF (or BRDF) takes into account the diminution of the energy with incidence, through the weighting of measurements made at high incidence angles. To allow the widest solution space to be explored by the genetic algorithm, the opposition parameters are let free in all the inversions, even when they are not constrained (i.e. when $g > 20°$); but in such cases, no attempt to physically interpret them should be undertaken (this choice was meant to avoid introducing a bias in the parameters search, but inversions made with the opposition parameters set to 0 when they are not constrained showed that the final results were not significantly different). The absolute and relative quadratic residuals of the fits ($\mathrm{rms}_{abs} = \sqrt{\frac{\sum_N (REFF_{observed} - REFF_{modeled})^2}{N}}$ and $\mathrm{rms}_{rel} = \sqrt{\frac{\sum_N \left(\frac{REFF_{observed} - REFF_{modeled}}{REFF_{observed}}\right)^2}{N}}$ respectively, where N corresponds to the number of angular configurations that are used) are retrieved from the genetic algorithm along with the photometric parameters and their associated standard deviations. An inversion is deemed satisfactory when both fits present low quadratic residuals (absolute, e.g., on the order of 0.005 in REFF or less for a dark material, and relative) and the stability of the solution is verified on the basis of the parameters standard deviation estimate. The former point however has to be evaluated carefully as by definition dark materials will tend to show higher relative rms than brighter ones, even for a similar quality of fit. Based on the photometric parameters determined with the genetic algorithm procedure, a direct Hapke modeling of the phase functions is then systematically computed so as to assess the fit quality between the observed and modeled phase functions, and detect possible systematic discrepancies with specific angular configurations.

3. Methodology assessment

3.1. Experimental setup at OMP

The spectral imaging facility ISEP that is used is located at the Midi-Pyrénées Observatory (OMP) in Toulouse, France (Cord et al., 2003, 2005), and is presented in Fig. 1a. It measures the bidirectional reflectance of macroscopic targets up to 21 × 21 cm, using a Labsphere Spectralon® as a reference during measurements, and acquires images in the visible and near infrared domain by means of five narrow band interferential filters chosen among 19: their typical band pass is 15 nm and their central wavelengths are 559 nm, 699 nm, 791 nm, 880 nm and 960 nm. Due to technical limitations, no phase angle smaller than 25° can be measured, which implies that the opposition parameters B_0 and h cannot be constrained and no physical interpretation should be attempted when using ISEP datasets. Each measurement sequence in one multiangular configuration is decomposed as follows: (1) acquisition of images for all filters using a CCD 1242 × 1152 pixels camera; (2) instrumental corrections, including dark images and flat-field images; (3) photometric correction of the image using a Spectralon target included in the image as a reference during the acquisition; this correction takes into account the effect of the non-Lambertian behavior of the Spectralon, relying on measurements produced in Grenoble, France (Bonnefoy, 2001). While Halon is generally assumed to be isotropic, experimental measurements showed that it is not exactly the case (Bonnefoy, 2001), so that using only one geometric configuration to get the Halon normalization value (e.g., McGuire and Hapke, 1995; Shepard and Helfenstein, 2007) can induce uncertainties on the retrieved sample reflectance. Johnson et al. (1999) already noted that not taking into account the non-Lambertian nature of the calibration targets (Reid et al., 1999) was a possible cause of measurement uncertainty.

Each powdered sample is poured into a little wooden box (6 × 4 or 6 × 6 cm^2) to form an optically thick layer maximum 10 mm deep that is leveled by gently shaking the box, but without scraping or pressing the surface in any way, in order to mimic the natural particle ordering as much as possible. Acquired images contain data for 6 boxes at a time placed on a tray (cf. Fig. 1b). To minimize the effects of inhomogeneity of the sample surfaces and get rid of saturated pixels when specularity occurs, the median

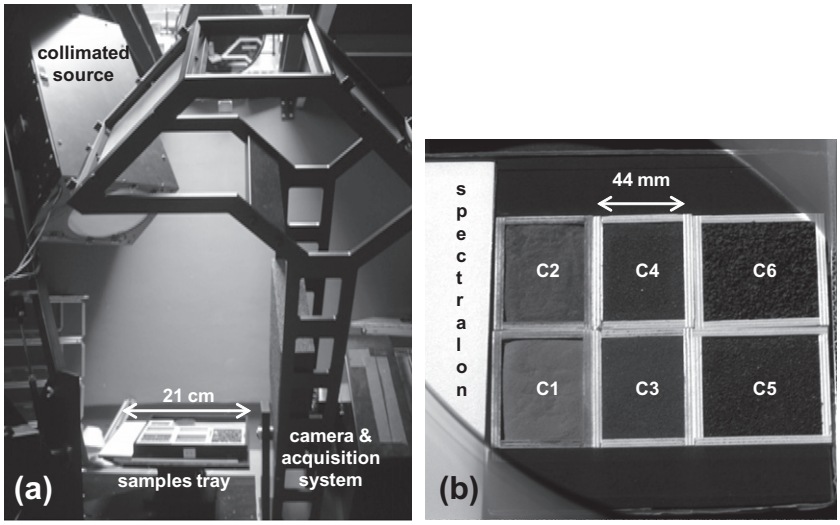


Fig. 1. (a) Spectral imaging facility ISEP; (b) field of view of the camera showing the sample tray at phase angle 73.4° (incidence 50°, emission 30°, azimuth 135°).

reflectance value of each box is used, allowed by the statistically large number of particles present in the images.

3.2. Bloomsburg goniometer

Data from Bloomsburg University Goniometer (BUG) have been used for checking the photometric consistency between instruments and add confidence in measurements made by both BUG and ISEP. A detailed description of BUG is presented by Shepard and Helfenstein (2007), and in the context of this work, only the main technical differences between BUG and ISEP are outlined: (1) BUG measures a reflectance value of an integrated spot while ISEP produces an image file for each configuration where reflectance measurement (in REFF) is produced for each pixel; (2) a single Spectralon value is used to calibrate all BUG data, while a Spectralon value is measured for each multiangular configuration for ISEP measurements; (3) the phase angle range of BUG goes from 3° to 130°, while ISEP is limited to 25–130° range.

3.3. Comparison ISEP vs. BUG

In view of assessing the consistency between ISEP and BUG measurements, two very different materials have been measured both with BUG and ISEP at two wavelengths: 550 and 700 nm with BUG, 559 and 699 nm with ISEP. The two samples, considered as photometric endmembers, are a translucent smooth olivine sand and a rough opaque volcanic sand (from binocular magnifying glass inspection), both with grain sizes between 500 μm and 1 mm (referred to as olivine C5 and volcanic sand C5 respectively in Section 4). Fig. 2 shows the corresponding measurements. When looked in detail, a slightly higher reflectance level for ISEP can be noticed (on the order of 0.017 and 0.016 in REFF for the olivine and volcanic sand samples respectively). Also, the olivine phase functions show small differences in terms of shape, especially at high phase angles; this is most probably due to the first two above-cited differences between BUG and ISEP (cf. Section 3.2), which are thought to mostly affect measurements of highly reflective and specular samples such as the considered olivine translucent grains. Notwithstanding the different number of angular configurations and the discrepancies mentioned above, the overall match in the general shapes and reflectance levels of the phase functions from ISEP and BUG sets confidence in the measurement consistency between the two devices, and validates the use of data from both instruments for further comparative analyses.

3.4. Inversion method assessment

The inversion technique used by Shepard and Helfenstein (2007) differs mainly on three levels from the one presented here: (1) use of Hapke's 2002 model, (2) different weighting function attached to the measurements, and (3) different parameter search code. Datasets from Shepard and Helfenstein have been used (cf. Section 3.5) to assess the consistency between the two methodologies. Fig. 3 shows an example of observed and modeled – with the genetic algorithm – phase functions using first the published parameters (Shepard and Helfenstein, 2007) and then the parameters derived from the inversion based on the genetic algorithm, both in radiance factor (RADF) and REFF for the ease of comparison. The two sets of parameters give equivalent solutions (the differences between observations and models show similar patterns with the two approaches, see Fig. 3), meaning that there is an agreement between Hapke's 2002 model used with Shepard and Helfenstein's inversion technique on the one hand, and Hapke's 1993 model used with the genetic algorithm (cf. Section 2.2) on the other hand.

However, such a consistency is not systematically achieved for all samples. Ongoing work to assess the relative influence of the differences between the modeling methods is being carried out and is the scope of a companion paper. In particular, the way experimental uncertainties (e.g., Cord et al., 2003; Baratoux et al., 2006; Johnson et al., 2006a; Shepard and Helfenstein, 2007) can be dealt with (through differently weighted data) will be addressed separately. Preliminary results show that the general conclusions drawn in the present paper are unaffected.

3.5. Multiangular configurations

Once the experimental and inversion approaches were validated, the present work aims at assessing whether a restrained dataset with sufficient angular diversity could deliver comparable results in terms of photometric parameters to those produced with a dense set of hundreds of measurements spanning the bidirectional space. This is of particular interest for orbital photometric studies, given the limited number of photometric measurements that a spaceborne optical instrument is usually allowed to make (a few tens at maximum). For this purpose, the complete sets of multiangular configurations measured with BUG on several materials have been inverted, then progressively depleted and inverted again. For each sample, the complete dataset comprises 673

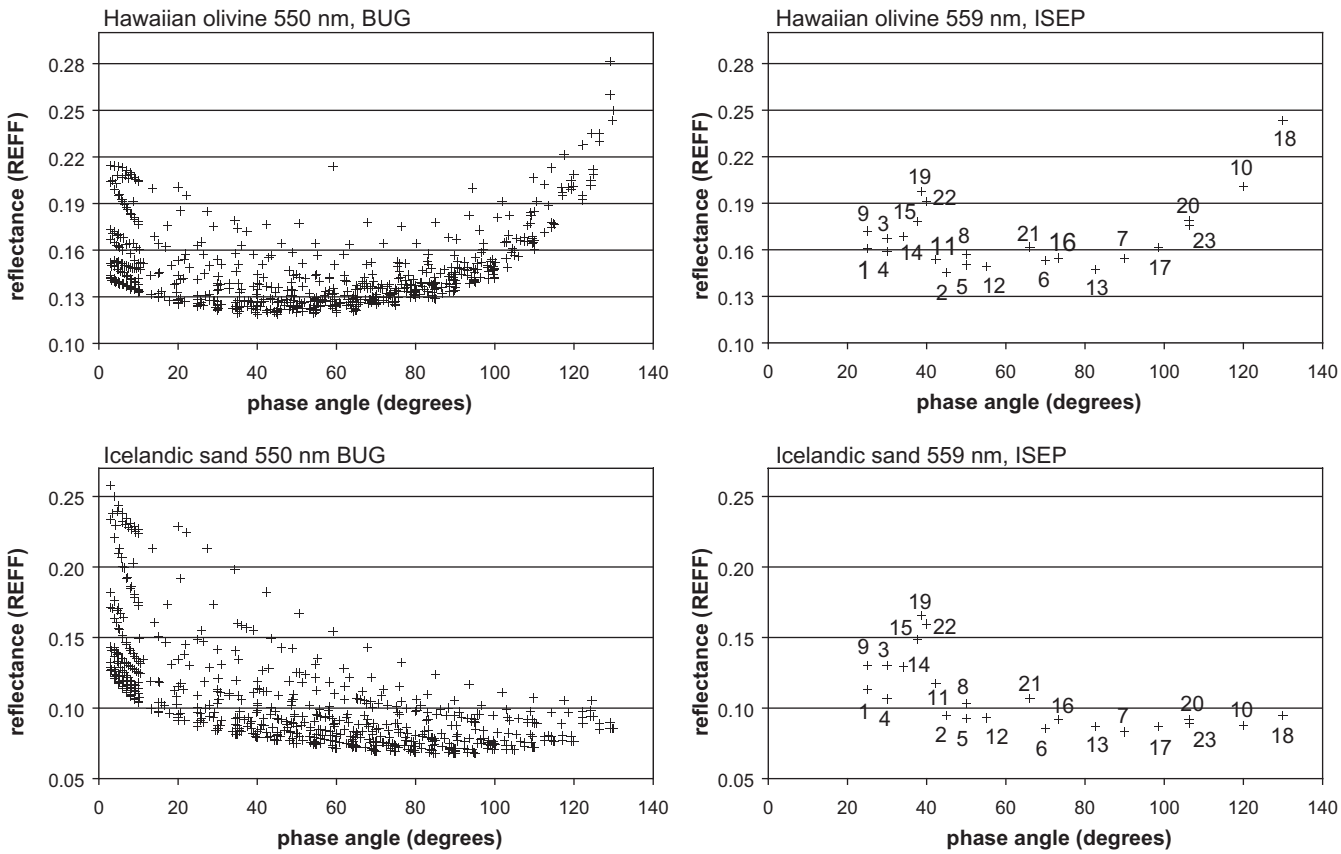


Fig. 2. Measured phase functions in REFF of olivine (top) and Icelandic volcanic sand (bottom) using BUG (left) and ISEP (right) at 550 nm and 559 nm respectively. Numbers correspond to ISEP multiangular configurations in Table 1.

multiangular configurations, with phase angles ranging from 3° to 130°. The materials were selected from Shepard and Helfenstein's work (2007) and chosen for their variety in terms of photometric behaviors (backscattering and forward-scattering), reflectance levels, grain sizes and shapes. Full description of these samples can be found in Shepard and Helfenstein's study (2007). The complete datasets have been inverted, and for the vast majority of samples, results present small rms (about 0.009 in REFF) and parameters with small associated deviations (about 0.003 for b, 0.007 for c, 0.2° for $\bar{\theta}$, 0.001 for w, 0.032 for B_0, and 0.006 for h). Subsequent depletions of the datasets have led to the determination of a subset of 23 configurations, presented in Table 1, that could be used for ISEP measurements (when the very same multiangular configuration as with BUG could not be achieved with ISEP, a close configuration within five degrees in incidence, emission or azimuth was chosen). These configurations have been carefully chosen in order to: (1) span the multiangular space as regularly as possible in terms of incidence, emission (cf. Fig. 4) and phase angles (phase between 25° and 130°, cf. Fig. 2); (2) contain more than half of the measurements out of the principal plane (i.e. with varying azimuths, cf. Fig. 4), as the use of measurements out of the principal plane adds significant constraints on the parameters, by giving information on the isotropic/anisotropic scattering of the samples; (3) lead to parameters close to those derived using 673 configurations. The last point is illustrated in Fig. 5, where the four parameters b, c, $\bar{\theta}$ and w, derived from the complete datasets and from the 23 chosen configurations, appear very similar (identical for w, and distant on average by 0.01 for b and c, and 0.37° for $\bar{\theta}$). Only minor discrepancies can be found (e.g., QS, BCp), which could highlight specific modeling difficulties for the Hapke model when addressing mechanically pressed powders or highly reflective and translucent materials (see Hapke, 2008). This could be a hint that the Hapke modeling is more suited for naturally leveled surfaces than for mechanically pressed ones (Warell and Davidsson, 2010).

The protocol implemented in the present work differs from previous published photometric experiments in the sense that most of them mainly studied artificial materials (McGuire and Hapke, 1995; Hapke et al., 2009), and except in Shepard and Helfenstein's latest work (2007), multiangular measurements were done either only in the principal plane (Okada et al., 2006; Hapke et al., 2009) or by averaging the reflectance obtained after rotating the samples (McGuire and Hapke, 1995; Kamei and Nakamura, 2002; Okada et al., 2006) but without actually inverting data from distinct azimuths, and often with fixed high values of incidence or emission angles (McGuire and Hapke, 1995; Kamei and Nakamura, 2002; Okada et al., 2006; Hapke et al., 2009). This study shows that, for a given range of angles, the factor that appears critical to constrain photometric inversions is the regular coverage of the bidirectional space in incidence, emission, azimuth, and consequently phase angles. Provided this condition is met, the number of considered configurations is not of the essence and reliable photometric estimates can be produced with a limited set of angular configurations (on the order of a few tens). However, one must bear in mind that the present conclusions are reached with a range of phase angle comprised between 25° and 130° and for a given set of particulate materials, which despite its diversity is likely not representative of all situations. While there clearly are naturally occurring geological samples for which it is possible to retrieve meaningful information with the photometric angular range considered here, types of samples may exist for which this range is not adequate to properly reveal the physical characteristics of the constitutive

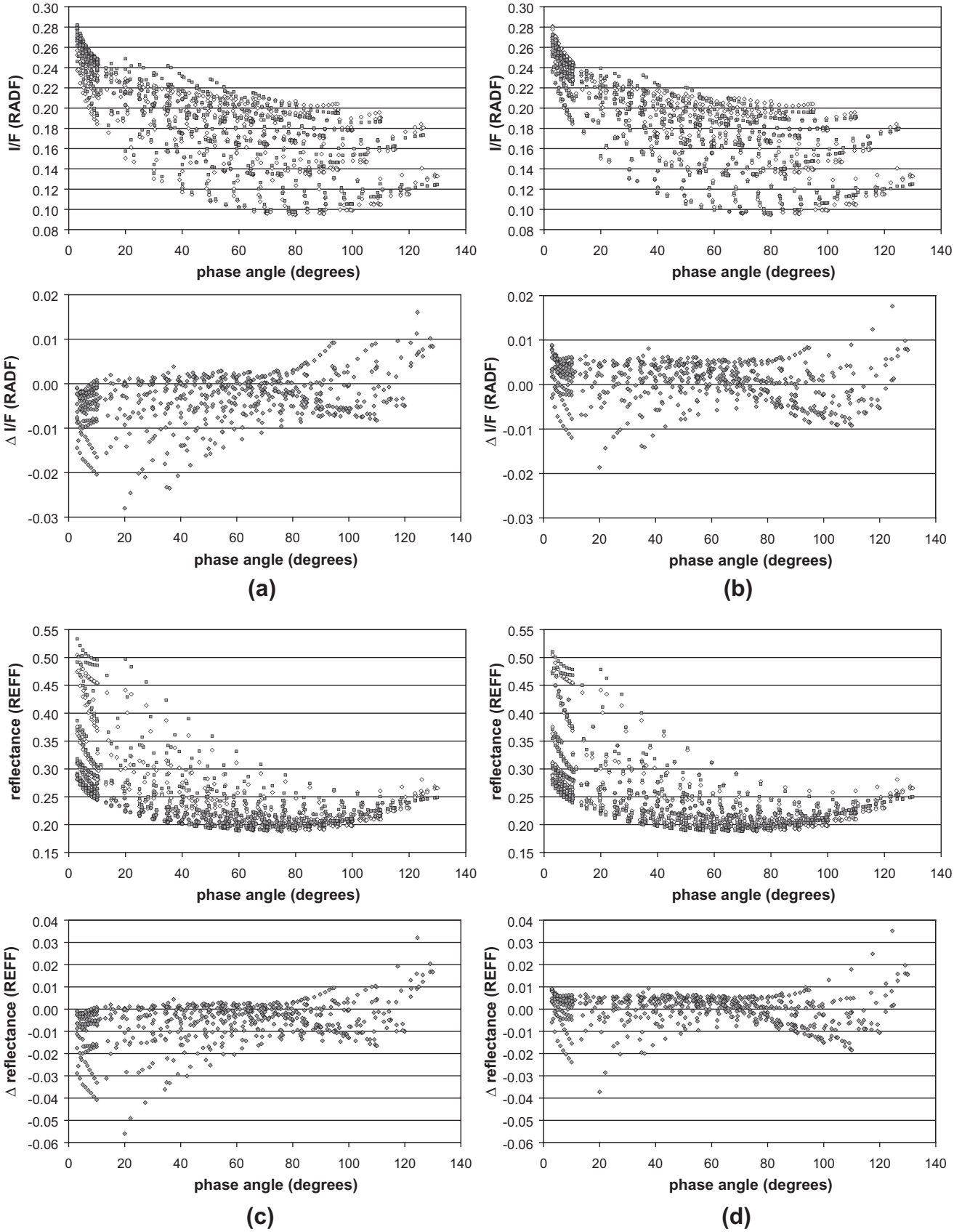


Fig. 3. Top plots of (a–d): Observed (white diamonds) and modeled (gray squares) phase functions of Blackbird clay at 700 nm in RADF (a and b) and REFF (c and d) using parameters (b = 0.28; c = 0.48; w = 0.69; $\bar{\theta} = 16^\circ$; h = 0.04; B_0 = 0.99) from Shepard and Helfenstein (2007) (a and c) and this work's parameters retrieved from the genetic algorithm (b = 0.31; c = 0.39; w = 0.70; $\bar{\theta} = 17.8^\circ$; h = 0.04; B_0 = 0.91) (b and d); absolute residuals (rms) are 0.0062 (a), 0.010 (c) and 0.0045 (b), 0.0068 (d). Bottom plots of (a–d): difference Δ between observed and modeled phase functions plotted above it.

Table 1
Multiangular configurations measured with ISEP.

#	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7	#8	#9	#10	#11	#12
Incidence (°)	10.0	10.0	30.0	30.0	30.0	30.0	30.0	50.0	50.0	50.0	30.0	30.0
Emission (°)	35.0	35.0	60.0	0.0	20.0	40.0	60.0	0.0	25.0	70.0	60.0	30.0
Azimuth (°)	0.0	180.0	0.0	0.0	180.0	180.0	180.0	0.0	0.0	180.0	45.0	135.0
Phase (°)	25.0	45.0	30.0	30.0	50.0	70.0	90.0	50.0	25.0	120.0	42.3	55.0
	#13	#14	#15	#16	#17	#18	#19	#20	#21	#22	#23	
Incidence (°)	30.0	50.0	50.0	50.0	50.0	60.0	60.0	60.0	45.0	55.0	55.0	
Emission (°)	60.0	30.0	60.0	30.0	60.0	70.0	60.0	60.0	55.0	65.0	65.0	
Azimuth (°)	135.0	45.0	45.0	135.0	135.0	180.0	45.0	135.0	90.0	45.0	135.0	
Phase (°)	82.7	34.2	37.8	73.4	98.5	130.0	38.7	106.3	66.1	39.9	106.4	

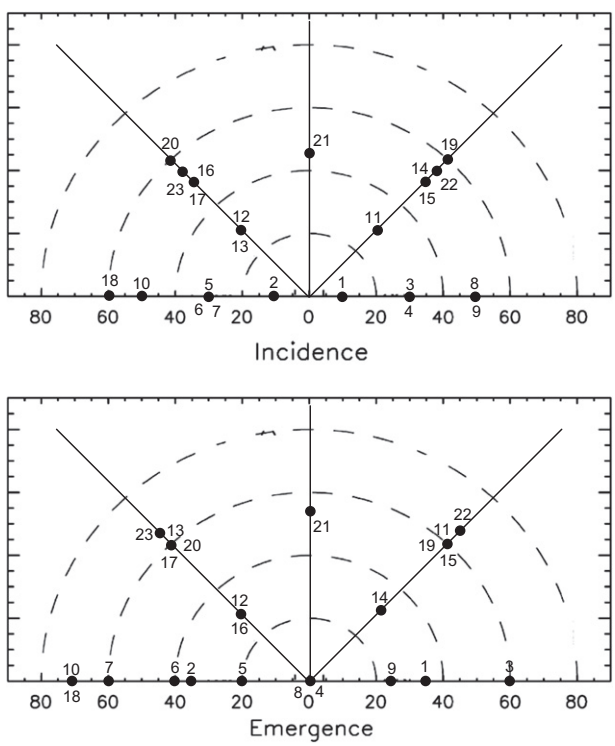


Fig. 4. Radial diagrams showing the incidence and emission angles as a function of azimuth for the 23 chosen configurations (with corresponding numbers in Table 1).

particles. Despite these limitations, an appropriate subset of the Hapke parameters (w, b, c, and $\bar{\theta}$) can be reliably retrieved even when other parameters (h and B_0) are not constrained by the phase angle range and the fitting approach.

4. Photometric study of natural granular surface samples

4.1. Samples description

Using the method assessed in the previous sections, a photometric study of volcanic materials from different origins has been undertaken, including samples made of mineral and glass particles. The aim is to establish distinct behaviors according to the shape, grain size, proportion of glass and minerals, etc., so as to provide benchmarks for orbital photometric data interpretation.

In order to study a wide range of physical parameters that can influence the photometric behavior of a material, samples were chosen with diverse contents of rock fragments, monocrystals and glass, various shapes and surface aspects. Some samples are homogeneous (e.g., olivine) while others are heterogeneous, consisting of complex mixtures (e.g., pyroclastics); accordingly, the role of the sample composition and texture on the photometric modeling can be addressed. In order to assess the relative proportions of fresh glass and/or mineral monocrystals vs. rock fragments, the samples have been inspected through a binocular magnifying glass. The different materials were either sorted into their original grain sizes or ground into predefined granulometric classes. Hapke's model being based on geometric optics, it is inappropriate for particles with a size on the order of the wavelength of the light or smaller; on the other hand, when working with visible light, particles larger than the millimeter scale behave similarly, being thousands of time larger than the wavelength. However, experimental studies in spectroscopy are generally constrained by powders made of particles with sizes ranging from <30 μm to 250 μm only (RELAB; Pieters, 1983). An attempt to widen this size distribution to better comprehend the optical role of larger grains was conducted by Cord et al. (2003), who defined four granulometric classes from less than 75 μm to 2 mm. In order to refine their results, samples in the present work were dry-sieved into six granulometric classes: 45–75 μm, 75–125 μm, 125–250 μm, 250–500 μm, 500–1000 μm and 1–2 mm (hereafter referred to as C1, C2, C3, C4, C5, and C6 respectively). A brief description of the samples is given in the following sections, and pictures of selected samples are presented at the end of Section 4.2.

4.1.1. Fresh basalt (Pic d'Ysson)

This fresh basalt (i.e. unweathered) from a lava flow of Pic d'Ysson (Massif Central, France), containing some phenocrysts of olivine, pyroxene and plagioclase, has been mechanically ground and sieved into the six granulometric classes C1–C6. The largest grains are composite polycrystalline regular blocks with a rough aspect and some visible shiny facets of phenocrysts. Their shapes become more irregular with more smooth isolated translucent monocrystals as grain size decreases. Grains from class C3 to C1 appear dusty with microliths.

4.1.2. Volcanic sand (Iceland)

This basaltic sand from the Lambahraun region in Iceland is derived from a lava flow which has undergone glacial and aeolian effects (Baratoux et al., 2011). The sand sample has been sieved into the six classes C1–C6, without mechanical grinding. Largest grains (C5–C6) present round, opaque, rough and hollowed surfaces with devitrified surfaces due to alteration processes (no apparent shiny facets). Grains look more angular as grain size decreases, with more abundant translucent smooth monocrystals that become largely predominant in the smallest granulometric classes. Note that the term "hollowed", close to the meaning of "pitted", is used for a sample when a significant amount of particles shows irregular voids randomly distributed at their surfaces.

4.1.3. Silicic pyroclastics (Towada, Japan)

Two volcanic layers of pyroclastic deposits have been sampled at Towada, Japan. The samples from one layer come with natural

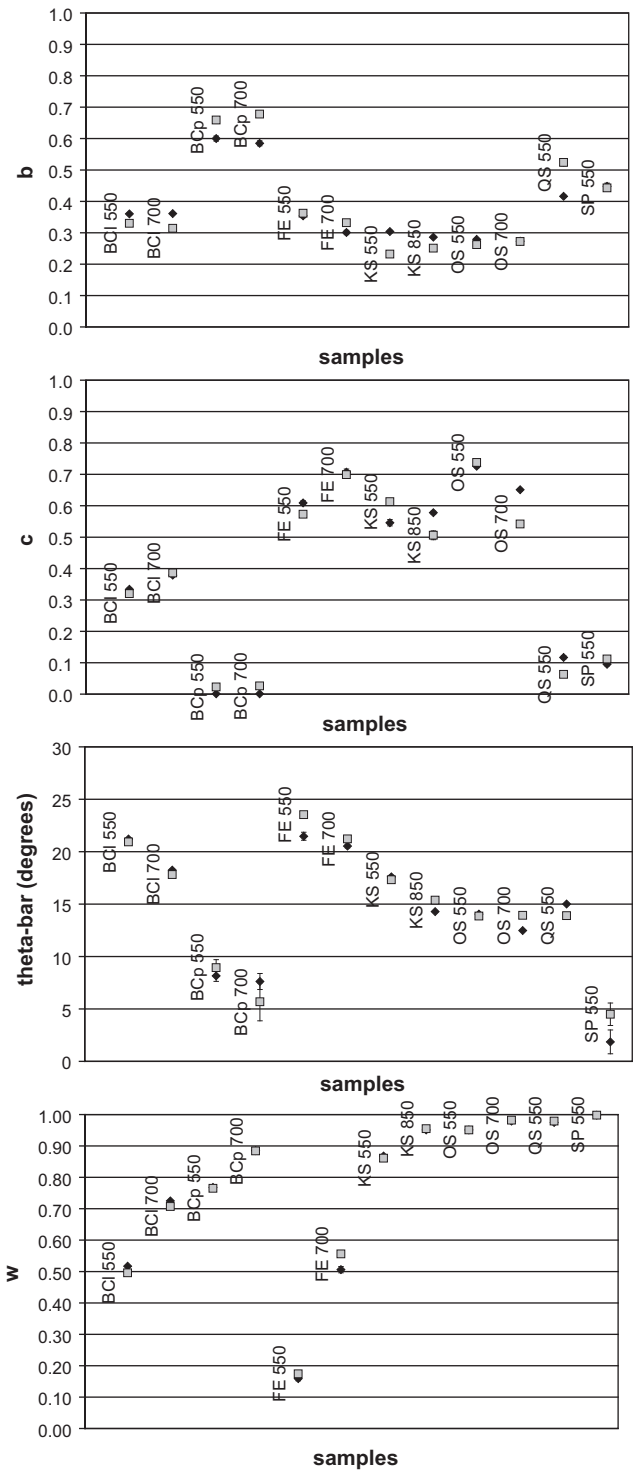


Fig. 5. Parameter estimates and associated deviations for samples measured with BUG from Shepard and Helfenstein (2007): loose and packed blackbird clay (BCl and BCp respectively), iron oxide (FE), Kualua sand (KS), ooitic sand (OS), quartz sand (QS), and spodumene (SP). Numbers refer to the wavelength (550 nm and/or 700 nm and/or 850 nm). The same terminology as in Shepard and Helfenstein (2007) is used for clarity. Two cases are displayed: full datasets (673 configurations, gray squares), and restrained datasets (23 configurations, black diamonds). Note that in the majority of cases, deviation values are smaller than the symbol's size and are not visible; the deviations indicated here are not a parameter error estimation but an assessment of the stability of the solutions, as mentioned in the text.

grain sizes <31 μm, 31–63 μm, 63–125 μm and 125–250 μm (hereafter referred to as T1, T2, T3 and T4 respectively), and are uniform white powders which tend to aggregate as grain size decreases. They are composed of translucent to transparent shiny monocrystals with an overall rough and matte aspect due to a fine dust of microliths that covers the grains. Grains from the second volcanic layer, with natural grain sizes of 125–425 μm and 425–1000 μm (hereafter referred to as T5 and T6 respectively) have rough opaque surfaces with facets of phenocrysts and some isolated monocrystals. While T6 grains are round and hollowed, T5 particles are more irregular and do not appear hollowed.

4.1.4. Basaltic pyroclastics (Izu-Oshima, Japan)

Samples from Izu-Oshima, Japan, come from two different volcanic layers. Those from the lowest volcanic layer have natural grain sizes <425 μm and 425–1000 μm (hereafter referred to as Ib1 and Ib2 respectively). Grains have rough and opaque aspects, with angular shapes and most of them are hollowed. Ib2 and Ib1 present about 10% and 30% respectively of isolated translucent monocrystals of plagioclase. Particles from the upper layer come in natural grain sizes of <425 μm and 425–1000 μm (hereafter referred to as I1 and I2 respectively), with rough opaque aspects. I2 grains are hollowed with little specularities that arise from fresh glass facets on the surface of some grains and few isolated grains of plagioclase. I1 grains, on the contrary, are dusty but not hollowed, display important specularities from fresh glass and contain ~10% of isolated monocrystals of plagioclase.

4.1.5. Basaltic pyroclastics (explosive) (Mt. Fuji, Japan)

This sample of bubbly basaltic glass from Mt. Fuji, Japan, (hereafter referred to as F), is composed of grains 425–1000 μm in size (not mechanically ground), hollowed, angular, opaque and homogeneous, with very rough scoria-like surfaces. Specularities arise from concave glass surfaces, with iridescence visible on some grains (beginning of glass alteration).

4.1.6. Andesitic pyroclastics (Asama, Japan)

This mixture of black and white angular grains 425–1000 μm in size from Asama, Japan (hereafter referred to as A) has not been mechanically ground and presents composite grains made of plagioclase and amphibole, basalt grains, some coated grains and various minerals. Minerals are either translucent or opaque, and some grains are hollowed.

4.1.7. Olivine (Hawaii)

Grains of olivine from "Green Sand" Hawaiian beach, formed after the eruption of Kilauea volcano, were sieved into the six granulometric classes C1–C6, with preliminary mechanical grinding for the C4 to C1 classes. Color fades as grain size decreases, and while large grains (C5 and C6), resulting from natural marine erosion, have round translucent smooth surfaces with inclusions of chromite and some shiny facets on fresh fractures, mechanically ground grains (C4 to C1) appear very angular and shard-shaped with smooth facets.

4.1.8. Basalt (Hawaii)

The tholeiitic basaltic Hawaiian sand from Kamoamoa Beach was formed by the cooling of a lava flow during the volcanic eruption of 1986, and is mostly composed of glass (very few crystals or microliths). As for the olivine sample, it has been sieved into the six granulometric classes C1–C6 with preliminary mechanical grinding for the C4 to C1 classes. C5 and C6 grains are opaque and angular with specular cavities from former bubbles; their overall aspect is rather rough. C4 and smaller particles are shard-shaped with smooth facets, and go from opaque black to translucent brown as their sizes decrease.

4.1.9. Amorphous basaltic glass

Pic d'Ysson basalt has been melted at the Laboratoire d'Études et Développement de Matrices de Conditionnement (Marcoule, France), in a Pt–Rh crucible at a fusion temperature of 1400 °C for 1 h; the cooling was done at atmospheric pressure by flowing on a metal plate (speed about 20 °C/s). This controlled melt of the basalt from Pic d'Ysson gave a glass at least 95% amorphous (homogeneous inclusions of microliths from quenching) which has been mechanically ground and sieved into the granulometric classes C1–C6. Grains are all very angular and shard-shaped with smooth facets regardless of their sizes, and conchoidal fractures are visible on the largest grains. The color shifts from opaque black to translucent brown as grain size decreases. Such a glass resulting from the melt of a well-characterized basalt allows the study of the influence of amorphous phases in terms of photometric parameters, and the evolution of the photometric parameters of a basaltic material that underwent melting, a very important process in planetary evolution.

4.2. Results

4.2.1. Photometric inversions and grain size evolutions

Modeled phase functions have been computed for each case and are presented in Fig. 6 (only at 559 nm for easier comparison), on top of the observed data, and show very good matches. Plotting on a same graph the phase functions for different grain sizes also illustrates the fact that some samples display similar photometric behaviors regardless of grain size (e.g., olivine, basaltic glass, with comparable phase curves), and some do not (e.g., Icelandic sand, Pic d'Ysson basalt, with backscattering to forward-scattering behaviors). This experimentally confirms how critical high phase angles are for photometric studies (Hillier et al., 1999; Kamei and Nakamura, 2002): the distinction between backward- and forward-scattering for a same material with different behaviors according to grain sizes becomes apparent for phase angles on the order of 100° and larger.

Fig. 7a and b present the estimates of Hapke's parameters at 559 and 699 nm (c as a function of b, and $\bar{\theta}$ as a function of w) for the samples sieved into six granulometric classes, to study the parameters' evolution with grain size.

As was expected from the differences in the absolute reflectance between the small and the large particles of a same material (cf. Fig. 6), the single scattering albedo w increases when particles get smaller. This influence of grain sizes on the reflectance was also verified in other experimental works (e.g., Okada et al., 2006).

Materials with broad scattering lobes, that is, $b \leqslant 0.5$ (namely Pic d'Ysson basalt C3–C6, Icelandic sand C4–C6) have rather large modeled surface roughness of the order of 15–25°, which can be related to the rough aspect displayed by the concerned samples (e.g., cf. Fig. 8c and e). They also tend to become more backscattering as grain size increases, an observation in agreement with previous findings that the forward scattering of smaller particles tends to be stronger compared to larger particles for a same material (Kamei and Nakamura, 2002). But since these samples (Pic d'Ysson basalt, Icelandic sand) do not display the same shape and/or composition with respect to grain size, the evolution of the photometric parameters could also be due to both the slight difference of the powders' composition and the size change.

Materials with narrow scattering lobes, that is, $b \geqslant 0.5$ (namely C1–C2 of Pic d'Ysson basalt and Icelandic sand, and all grain sizes of Hawaiian basalt, olivine and basaltic glass) are all extremely forward-scattering ($c < 0.10$) and their scattering lobes tend to become narrower (increase of b) as grain size increases. As the concerned grains present similar macroscopic aspects regardless of grain size, this last observation seems indeed uniquely induced by the change of particle size, though one cannot rule out possible minor variations in the sample's structure with respect to grain size. Their surface roughness is rather small (<15°) and appear to decrease as grain size increases. All these materials have in common a proportion on the order of 30% or more of fresh glass (i.e. "shiny" glass, not devitrified or altered glass) or isolated mineral monocrystals (from binocular magnifying glass inspection), which suggests that from this threshold and above, glass and monocrystals dominate the photometric response of a material. The small value of $\bar{\theta}$ could be interpreted as the result of the reflection of light by the smooth crystals' or glass surfaces (e.g., cf. Fig. 8g–j).

Fig. 7a and b also illustrate the drastic evolution of the photometric behavior of a material that underwent complete melting: indeed, the parameters displayed by the grains of Pic d'Ysson basalt are very different from those obtained for the glass that originates from the same basalt. This could help to better understand the influence of melting, a process highly present in planetary evolution studies, on the photometric properties of regoliths.

Results for the inversions at other wavelengths and for the materials that were not sieved into the granulometric classes C1–C6 are all listed in the Appendix. Fits are in great majority deemed satisfactory (as shown in Fig. 6 at 559 nm). A few cases (14 out of a total of 210 inversions, cf. values in italics in the Appendix) that show high residuals of the fits and high standard deviations for most of the parameters (meaning the stability of the solution is not fair) are considered not to be modeled well enough for the purpose of analysis. Apart for the special case of Icelandic sand C3 that is discussed below, for which no satisfactory modeling could be achieved at all wavelengths, there is no sample that is poorly modeled for all five wavelengths. The reasons for these cases to be ill-modeled could come from data acquisition problems or, more likely, a difficulty inherent to Hapke's 1993 model to deliver unambiguous solutions when dealing with materials made of complex mixtures. In particular, for some types of samples, the range of available photometric data ($25° \leqslant g \leqslant 130°$) may not be totally appropriate to characterize their physical characteristics.

With the exception of w which explicitly depends on the wavelength, values in the Appendix show that there is no systematic variation of the other photometric parameters with wavelength (the occasional variations that can be noticed do not show any clear pattern, e.g., b parameter for Pic d'Ysson basalt C1, Hawaiian olivine C2 and C6), as illustrated in Fig. 7a and b, where parameters are very similar at 559 and 699 nm. However, other studies of regolith analogs and in situ surface materials found a weak dependence on the wavelength for b and c (McGuire and Hapke, 1995; Cord et al., 2003; Johnson et al., 2006a), suggesting that variations could appear further in the infrared.

The fact that Icelandic sand C3 could not be satisfactorily modeled could illustrate the importance of the proportion of isolated monocrystals in a sample. It is composed of about 30% of isolated monocrystals, which is about the proportion from which the photometric influence of monocrystals was found to become prevailing, and the retrieved parameters b and c are similar to those of larger grains, while its $\bar{\theta}$ is comparable to those of smaller grains. Thus the case of this heterogeneous material could point at some limits of Hapke's model to the study of complex materials. Alternatively, this could also show that in such cases, with a photometric behavior neither clearly backward nor forward, the use of HG2 function may not be appropriate, or that observations at very large emission angles are needed to more accurately constrain $\bar{\theta}$.

4.2.2. Interpretation and comparison with artificial materials

Following Johnson et al. (2006a, 2006b), Table 2 presents the characteristics chosen to describe the physical aspects of the samples used in Fig. 8a (with illustrations of typical samples in Fig. 8b–j) for comparison with previous results on artificial materials (McGuire and Hapke, 1995). Although McGuire and Hapke studied

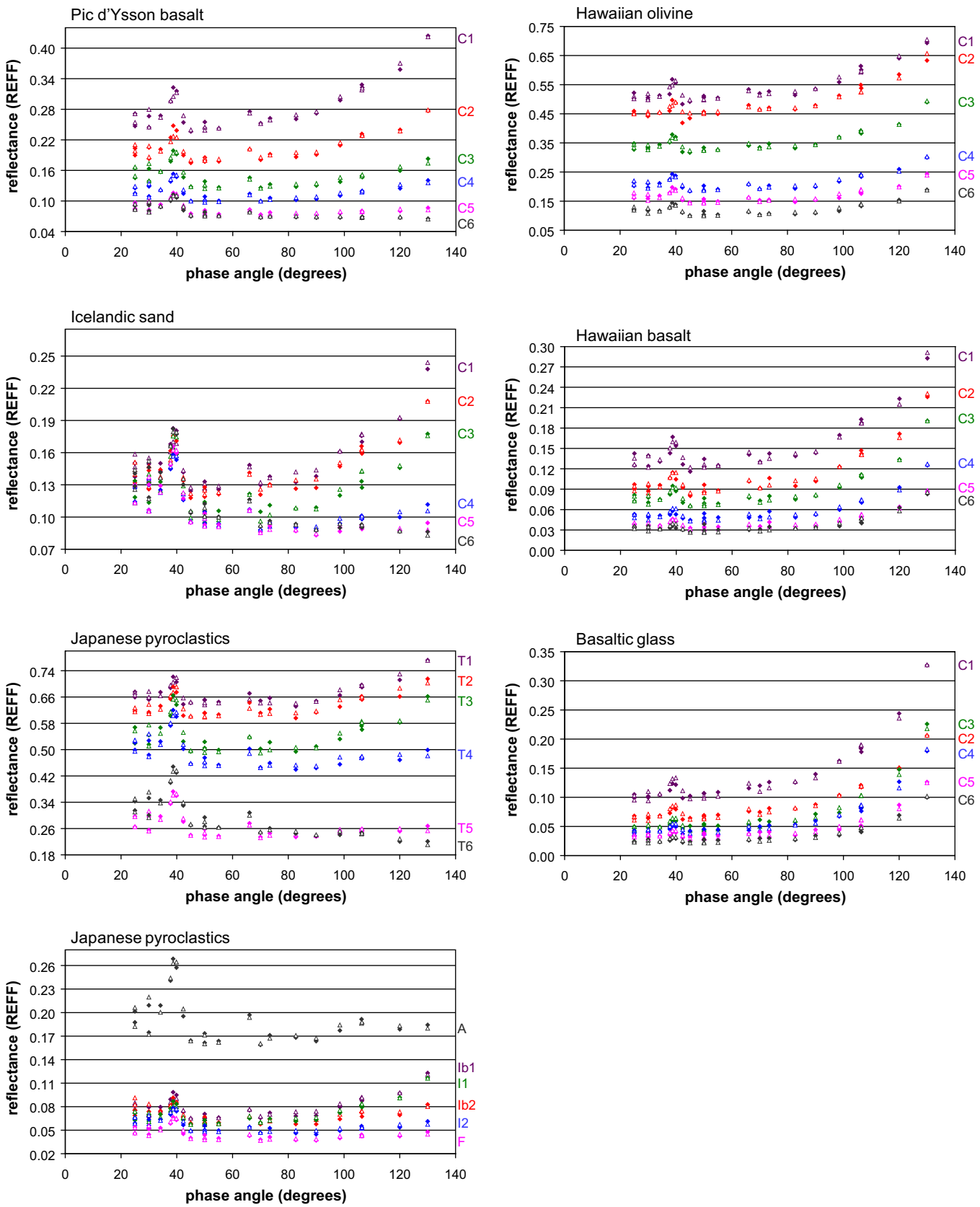


Fig. 6. Observed phase functions at 559 nm for samples measured with ISEP (diamonds) compared to the modeled ones computed with Hapke's parameters retrieved from the genetic algorithm (unfilled triangles): Pic d'Ysson basalt, Icelandic sand, Japanese pyroclastics, Hawaiian olivine, Hawaiian basalt, and basaltic glass. Colors correspond to granulometric classes (C1–C6) or different materials (Japanese pyroclastics).

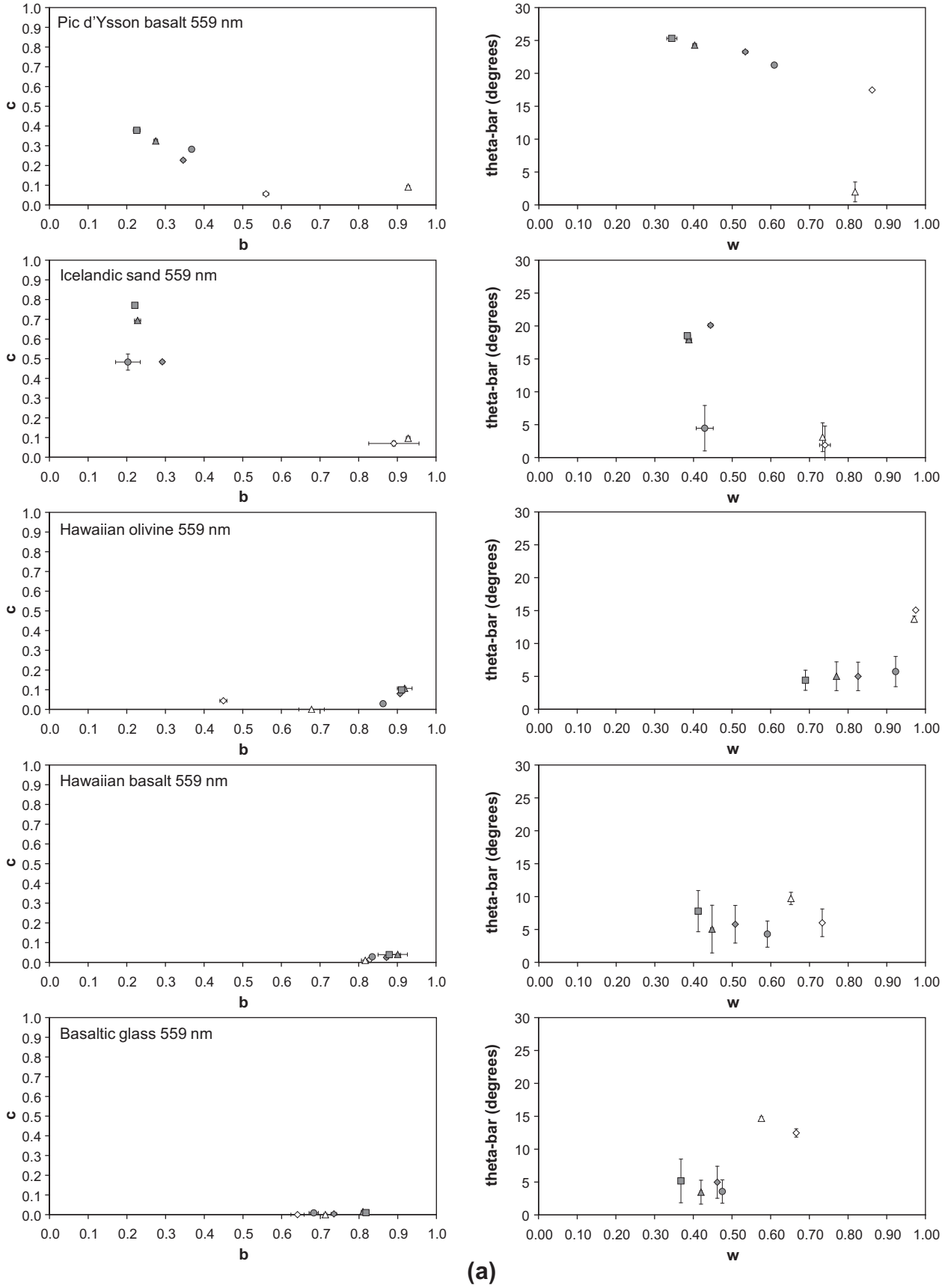


Fig. 7. Estimates and associated standard deviations of Hapke's parameters c vs. b (left column) and $\bar{\theta}$ vs. w (right column) at 559 nm (a) and 699 nm (b) for the samples measured with ISEP with controlled grain sizes: C1 (white diamonds), C2 (white triangles), C3 (gray circles), C4 (gray diamonds), C5 (gray triangles), and C6 (gray squares). Note that the associated standard deviations should not be considered as an uncertainty estimate but as an assessment of the stability of the 100 best solutions found by the genetic algorithm (see text).

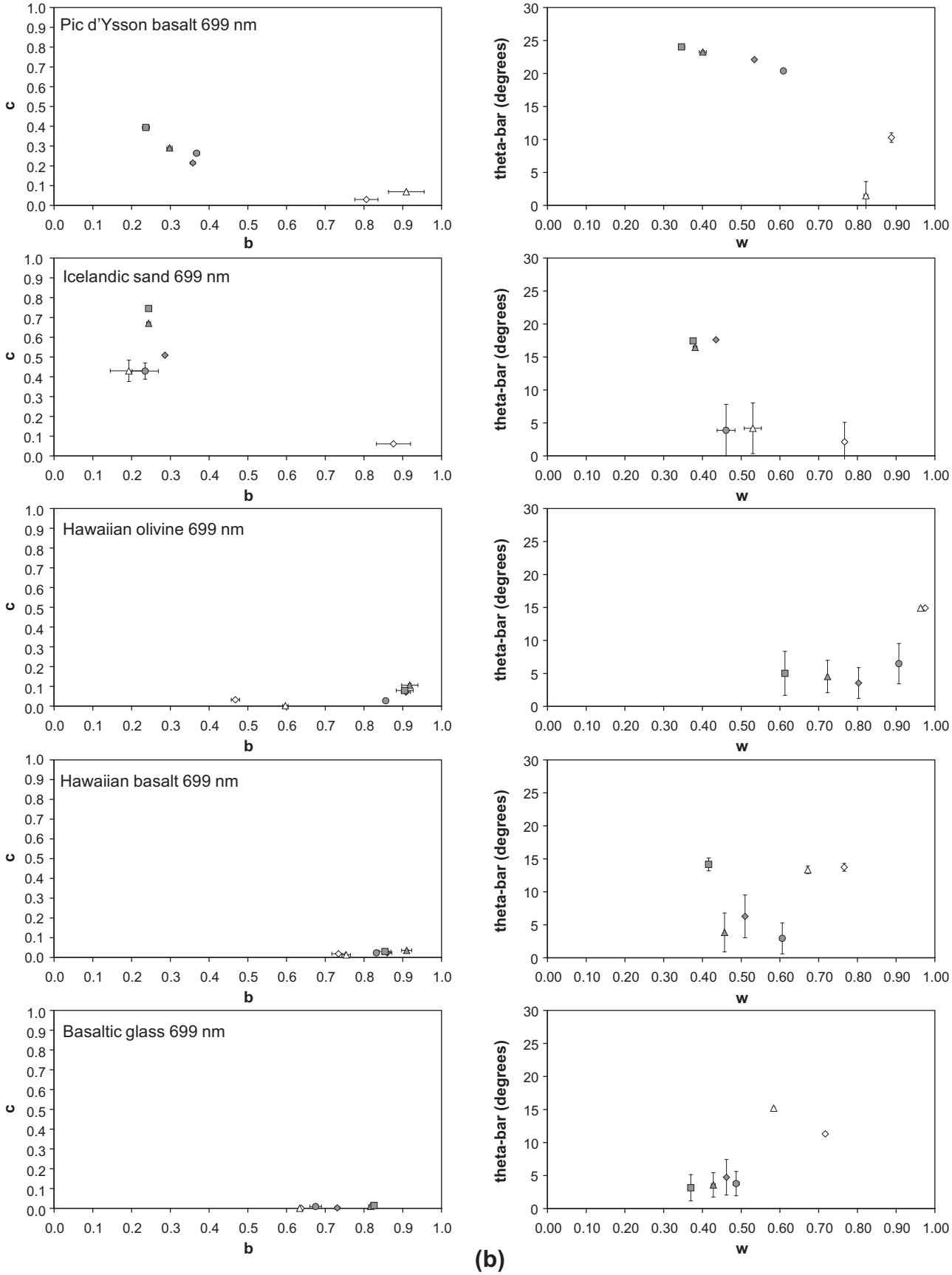


Fig. 7 (*continued*)

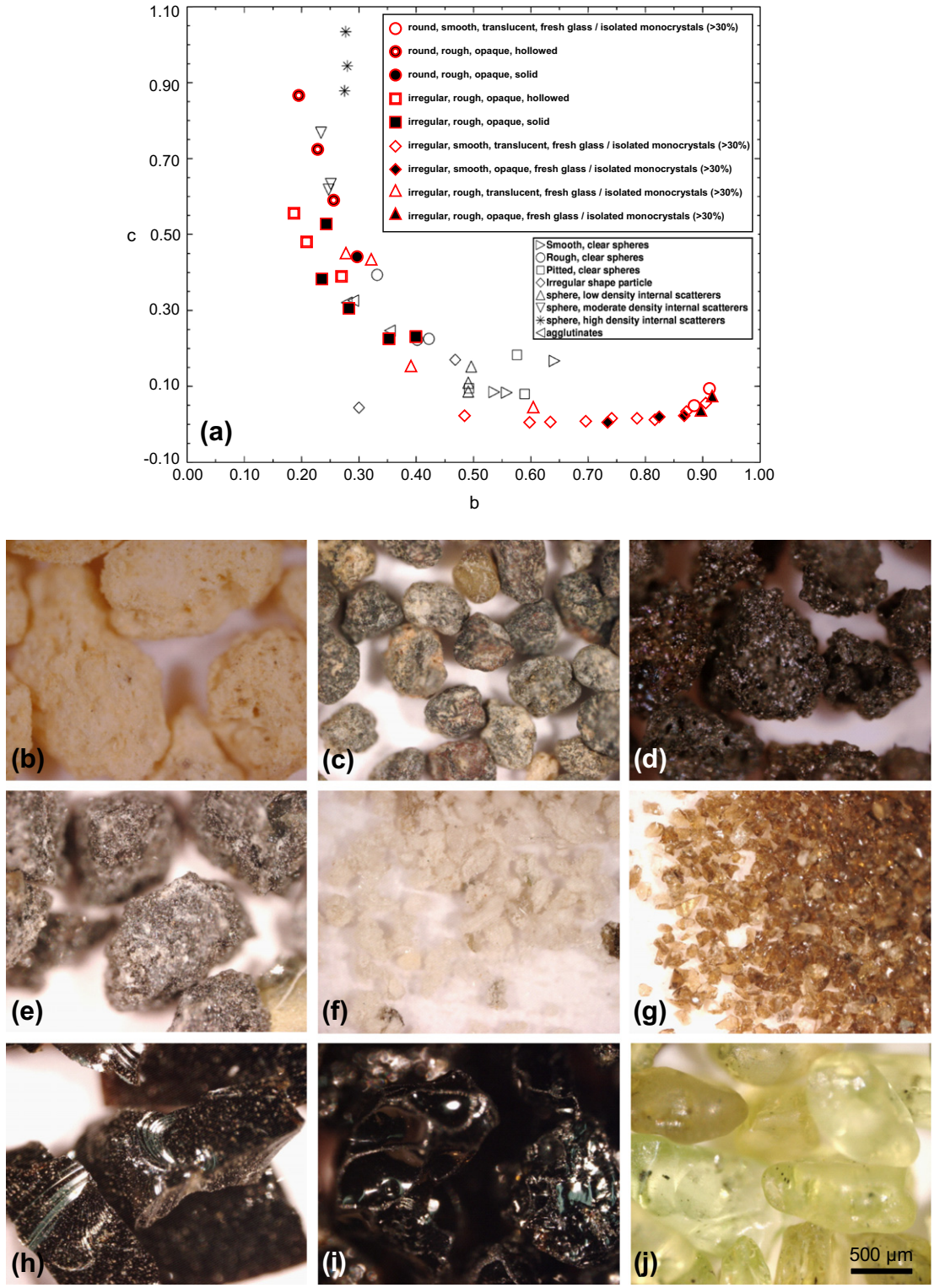


Fig. 8. (a) Synthesis of the results on natural samples for *b* and *c* estimates in terms of the physical properties of the particles (red-circled symbols, cf. Table 2) compared with results of McGuire and Hapke (1995) on synthetic materials (black-circled symbols) adapted by Johnson et al. (2006a, 2006b) (note that *c* estimates are comprised between 0 and 1, differently from the definition of the HG2 function used in McGuire and Hapke's (1995) work). One symbol can refer to several samples described in the present work if they share similar physical characteristics, and corresponds to the barycenter of the parameter values at different wavelengths. (b–j) Pictures taken with a binocular magnifying glass of representative samples for each type of particles described in Table 2 and (a): (b) pyroclastics from Towada T6 (◯), (c) volcanic sand from Iceland C4 (●), (d) pyroclastics from Mt. Fuji (◘), (e) Pic d'Ysson basalt C5 (■), (f) pyroclastics from Towada T4 (△), (g) Hawaiian basalt C2 (◇), (h) basaltic glass C5 (♦), (i) Hawaiian basalt C5 (▲) and (j) Hawaiian olivine C5 (○). All frames are on the same scale (field of view 2.5 mm × 2.0 mm).

Table 2
Characteristics describing the physical aspects of the samples: ○ round, smooth, translucent, fresh glass/isolated monocrystals (>30%); ⭘ round, rough, opaque, hollowed; ● round, rough, opaque, solid; ◘ irregular, rough, opaque, hollowed; ■ irregular, rough, opaque, solid; ◇ irregular, smooth, translucent, fresh glass/isolated monocrystals (>30%); ♦ irregular, smooth, opaque, fresh glass/isolated monocrystals (>30%); △ irregular, rough, translucent, fresh glass/isolated monocrystals (>30%); ▲ irregular, rough, opaque, fresh glass/isolated monocrystals (>30%). The character "hollowed" has been used when a significant amount of particles showed irregular voids randomly distributed at their surfaces (e.g., see Fig. 8b and d).

Sample	Symbol	Sample	Symbol	Sample	Symbol	Sample	Symbol
Fresh basalt (Pic d'Ysson)	C1 △	Pyroclastics (Izu-Oshima, Mt. Fuji, Asama)	Ib1 ▲	Pyroclastics (Towada)	T1 △	Volcanic sand (Iceland)	C1 ◇
	C2 ▲		Ib2 ◘		T2 △		C2 ◇
	C3 ■		I1 ▲		T3 △		(C3)
	C4 ■		I2 ◘		T4 △		C4 ●
	C5 ■		F ◘		T5 ■		C5 ⭘
	C6 ■		A ◘		T6 ⭘		C6 ⭘
Olivine (Hawaii)	C1 ◇	Basalt (Hawaii)	C1 ◇	Basaltic glass	C1 ◇		
	C2 ◇		C2 ◇		C2 ◇		
	C3 ◇		C3 ◇		C3 ◇		
	C4 ◇		C4 ♦		C4 ♦		
	C5 ○		C5 ▲		C5 ♦		
	C6 ○		C6 ▲		C6 ♦		

centimeter-sized particles, which are far larger than those typically found in planetary regoliths, Hartman and Domingue (1998) argued that their results could be considered as representative of their respective particle structure types, regardless of particle size. Nevertheless, recent works found that the effective particle scattering properties are different whether the particle is isolated or in a regolith (Hapke et al., 2009), and that the Hapke model is likely not to be pertinent at the particle level in the case of close-packed media such as planetary regoliths, but rather delivers complex information related to the surface organization (Jehl et al., 2008). Thus, one has to consider the possibility that McGuire and Hapke's results could be slightly different, had their measurements been made with several adjacent particles.

Concerning the present natural granular surface samples, general trends can be inferred from Fig. 8a. As regards particles that do not contain either a high proportion of fresh glass or isolated monocrystals, it appears that round particles tend to be more backscattering than irregularly-shaped ones, with an overlap around $c \sim 0.5$. Samples with a significant amount of hollowed particles tend to be more backscattering than those made of solid particles only. This is in agreement with the fact that the presence of voids within particles is among several characteristics noticed to have a strong backscattering efficiency (Warell et al., 2010). Samples comprising fresh glass or monocrystals in a proportion on the order of 30% or more are extremely forward-scattering with narrow scattering lobes.

When compared to parameters derived from synthetic materials (McGuire and Hapke, 1995), the first thing to note is that parameters of natural materials form a very similar L-shaped trend in the c vs. b diagram, and comparison is possible when characteristics overlap. Thus, the "round, rough, opaque, hollowed" description corresponds well to the "sphere, moderate density of internal scatterers" category. The "irregular, rough, opaque, solid" particles that fall within the "agglutinates" come from the Pic d'Ysson basalt (polycrystalline with phenocrysts), which is consistent, although polycrystalline samples with phenocrysts cannot be considered as typical agglutinates, which rather consist of comminuted rock, mineral and glass fragments bonded together with glass. However, the description of "round, rough, opaque, solid" particles comes close to the "rough, clear sphere" category, which would be consistent but for the "clear" part. This may illustrate the discrepancies that can arise from either the study of artificial vs. natural particles, or the modeling of isolated centimeter-sized particles. All the other descriptions that characterize the samples in the present work cannot be compared unambiguously to any category of McGuire and Hapke (1995). Especially, all the extremely forward-scattering samples discussed above that contain a high proportion of isolated translucent monocrystals and/or fresh glass clearly explore some new part of the c vs. b trend. Interestingly, similarly high b/low c values have been previously found for a few "gray rock" samples using Pancam in situ data (Johnson et al., 2006a), as well as for very glassy lunar regolith simulants and the lunar JSC-1A/1AF simulants (Johnson et al., 2008). Shepard and Helfenstein (2007) similarly found that their retrieved particle phase function parameters plotted within the L-shaped c vs. b region defined by McGuire and Hapke (1995). However the corresponding particle classes implied that the plot gave only crude agreement with the known properties of their laboratory samples. They noted that the retrieved particle phase function parameters appeared to be affected by the state of sample compaction, perhaps contributing to the discrepancies.

5. Conclusion

We showed that the experimental measurements from Bloomsburg University Goniometer (BUG) and the spectro-imaging device ISEP at the Observatoire Midi-Pyrénées (Toulouse, France) are consistent, and demonstrated that the implemented inverse modeling, based on Hapke's 1993 model along with a dedicated genetic algorithm, agrees with the inversion based on Hapke's 2002 model employed by Shepard and Helfenstein (2007). The progressive depletion of the dense BUG datasets led to the experimental finding that a restrained dataset of multiangular configurations (on the order of a few tens) with sufficient angular diversity and coverage of the bidirectional space delivers comparable results in terms of photometric parameters to those produced with a dense set of hundreds of measurements. This is of particular interest for orbital photometric studies, as these configurations could be acquired through an operational strategy involving a limited number (on the order of 5) of emission phase functions obtained with separate flybies or surveys over a given target of interest. But if useful results can be retrieved from such a "core" of multiangular photometric data, any opportunity to obtain denser datasets and/or additional phase angles in the small (<25°) and large (>130°) domains should of course be taken.

Relying on these tests and assessments, a series of natural granular surfaces composed of volcanic samples that widely vary in grain sizes (a few tens of μm to 2 mm), shapes, surface aspects, origins, and including glass and minerals, has been measured with ISEP and inverted. The following specific photometric trends are found. Samples comprising fresh glass or monocrystals in a proportion on the order of 30% or more are extremely forward scattering with narrow scattering lobes, and the larger the particles, the narrower the scattering lobe; also, round particles tend to be more

backscattering than irregularly-shaped ones of similar texture, and the presence of voids within particles tends to increase the backscattering character of the sample. Particles with broad scattering lobes ($b \leqslant 0.5$) display relatively large modeled surface macroscopic roughness values (15–25°), while particles with narrow scattering lobes ($b \geqslant 0.5$) show smaller modeled surface macroscopic roughness (between 15° and ~3°). Evolutions of parameters are observed with grain size, albeit the possibility that part of these photometric variations may arise from more or less subtle uncontrolled structural changes (e.g., number of facets, inclusions, etc.) between different granulometric classes cannot be totally ruled out.

The comparison between the present results for the scattering parameters b and c, and those obtained from artificial particles (McGuire and Hapke, 1995) shows a similar trend and general agreement. However, the granular surface samples analyzed in the present study that contain a high proportion of isolated translucent monocrystals and/or fresh glass appear extremely forward-scattering and clearly chart a new part of the c vs. b trend. This is further supported by the recent similar findings by Johnson et al. (2006a, 2008) for martian in situ data and lunar regolith simulants. These results should help to better interpret present and future orbital and landed photometric data from bodies' surfaces such as the Moon's, Mars', Vesta's or Mercury's regolith.

Acknowledgments

This project was supported by the French Space Agency CNES and PNP (Programme National de Planétologie) and has benefited from the scientific environment of Paul Sabatier University (Toulouse). Audrey Souchon has also benefited of a Ph.D. grant funded by the French ministry of education. Financial and technical support was provided by the Centre National de la Recherche Scientifique (France). Paul Helfenstein gratefully acknowledges support from NASA's Planetary Geology and Geophysics Program. We thank our colleagues Georges Ceuleneer, Mike Toplis, and Michel Gregoire for their invaluable help in characterizing the various samples and producing the glass that have been studied in this work. Also a special thank to Heïdi Lerude, who carefully prepared the Icelandic and Hawaiian samples, and acquired most of the multiangular data for the Hawaiian samples. We are also very grateful to the reviewer J.R. Johnson for his constructive comments and suggestions which helped improving the manuscript.

Appendix A

Hapke's parameters (means and standard deviation estimates used as a stability criterion of the solution (see text) corresponding to the 100 best solutions retrieved by the genetic algorithm) for the samples studied in the present work. Note that the c values follow the definition of the HG2 function as used in this work (and similar to the one used by Johnson et al. (2006a)), so that c quantity is comprised between 0 and 1; another formulation (e.g., McGuire and Hapke, 1995; Shepard and Helfenstein, 2007) has it comprised between −1 and 1. Values in italics correspond to ill-modeled cases.

		b	c	$\bar{\theta}$ (deg.)	w	Absolute rms (REFF)	Relative rms (%)
Basalt (Pic d'Ysson)							
C1	559 nm	0.56 ± 0.007	0.06 ± 0.003	17.47 ± 0.10	0.862 ± 0.002	0.007	2.59
	699 nm	0.81 ± 0.030	0.03 ± 0.004	10.28 ± 0.72	0.888 ± 0.002	0.009	3.01
	791 nm	0.80 ± 0.032	0.03 ± 0.002	9.73 ± 1.10	0.900 ± 0.001	0.009	2.63
	880 nm	0.60 ± 0.004	0.04 ± 0.003	15.76 ± 0.13	0.885 ± 0.001	0.006	2.10
	960 nm	0.64 ± 0.005	0.03 ± 0.001	15.22 ± 0.11	0.889 ± 0.001	0.006	1.99
C2	559 nm	0.93 ± 0.004	0.09 ± 0.005	1.98 ± 1.51	0.818 ± 0.001	0.007	3.19
	699 nm	0.91 ± 0.046	0.07 ± 0.006	1.48 ± 2.13	0.822 ± 0.005	0.007	3.23
	791 nm	0.90 ± 0.004	0.05 ± 0.005	1.73 ± 1.54	0.840 ± 0.002	0.006	2.58
	880 nm	0.89 ± 0.005	0.05 ± 0.005	1.54 ± 1.98	0.822 ± 0.001	0.006	2.75
	960 nm	0.90 ± 0.003	0.04 ± 0.002	1.76 ± 2.29	0.826 ± 0.001	0.005	2.38
C3	559 nm	0.37 ± 0.006	0.28 ± 0.008	21.25 ± 0.25	0.609 ± 0.004	0.005	3.52
	699 nm	0.37 ± 0.008	0.26 ± 0.004	20.39 ± 0.13	0.609 ± 0.003	0.005	3.35
	791 nm	0.43 ± 0.012	0.19 ± 0.016	21.23 ± 0.47	0.669 ± 0.007	0.007	4.43
	880 nm	*0.26 ± 0.021*	*0.41 ± 0.027*	*14.24 ± 0.95*	*0.525 ± 0.012*	*0.006*	*4.49*
	960 nm	0.42 ± 0.006	0.17 ± 0.003	21.40 ± 0.16	0.634 ± 0.003	0.005	3.30
C4	559 nm	0.35 ± 0.005	0.23 ± 0.005	23.27 ± 0.17	0.534 ± 0.006	0.004	3.35
	699 nm	0.36 ± 0.006	0.22 ± 0.003	22.11 ± 0.11	0.534 ± 0.003	0.004	3.00
	791 nm	*0.92 ± 0.098*	*0.13 ± 0.003*	*4.25 ± 4.88*	*0.708 ± 0.018*	*0.006*	*4.45*
	880 nm	*0.10 ± 0.050*	*0.47 ± 0.058*	*3.40 ± 4.39*	*0.371 ± 0.025*	*0.006*	*5.81*
	960 nm	0.94 ± 0.003	0.11 ± 0.009	2.68 ± 1.92	0.678 ± 0.001	0.004	3.48
C5	559 nm	0.28 ± 0.005	0.32 ± 0.010	24.29 ± 0.26	0.403 ± 0.005	0.003	4.03
	699 nm	0.30 ± 0.007	0.29 ± 0.009	23.26 ± 0.20	0.401 ± 0.009	0.004	4.24
	791 nm	0.34 ± 0.004	0.23 ± 0.006	23.84 ± 0.09	0.469 ± 0.006	0.004	4.30
	880 nm	0.28 ± 0.005	0.29 ± 0.003	22.75 ± 0.19	0.381 ± 0.004	0.003	4.06
	960 nm	0.34 ± 0.005	0.24 ± 0.004	24.77 ± 0.13	0.446 ± 0.002	0.004	4.52
C6	559 nm	0.23 ± 0.009	0.38 ± 0.014	25.31 ± 0.25	0.344 ± 0.013	0.003	3.49
	699 nm	0.24 ± 0.009	0.39 ± 0.012	24.03 ± 0.34	0.346 ± 0.008	0.003	3.51
	791 nm	0.32 ± 0.007	0.22 ± 0.007	26.30 ± 0.25	0.449 ± 0.010	0.003	3.47

(*continued on next page*)

Appendix A (*continued*)

		b	c	$\bar{\theta}$ (deg.)	w	Absolute rms (REFF)	Relative rms (%)
	880 nm	0.24 ± 0.005	0.39 ± 0.010	24.61 ± 0.24	0.345 ± 0.007	0.002	2.59
	960 nm	0.30 ± 0.003	0.26 ± 0.005	26.07 ± 0.05	0.384 ± 0.007	0.002	2.88
Volcanic sand (Iceland)							
C1	559 nm	0.89 ± 0.065	0.07 ± 0.013	1.90 ± 2.88	0.740 ± 0.014	0.006	3.81
	699 nm	0.88 ± 0.044	0.06 ± 0.004	2.13 ± 2.95	0.767 ± 0.005	0.007	3.74
	791 nm	0.87 ± 0.023	0.05 ± 0.003	3.45 ± 2.68	0.790 ± 0.001	0.006	3.11
	880 nm	0.87 ± 0.060	0.05 ± 0.010	1.89 ± 2.75	0.747 ± 0.011	0.006	3.69
	960 nm	0.87 ± 0.005	0.04 ± 0.005	2.29 ± 1.88	0.724 ± 0.001	0.005	3.32
C2	559 nm	0.93 ± 0.005	0.10 ± 0.011	3.09 ± 2.19	0.734 ± 0.002	0.006	4.03
	699 nm	*0.19 ± 0.048*	*0.43 ± 0.054*	*4.19 ± 3.84*	*0.530 ± 0.022*	*0.008*	*5.24*
	791 nm	0.91 ± 0.004	0.06 ± 0.007	2.78 ± 1.56	0.775 ± 0.001	0.006	3.22
	880 nm	0.91 ± 0.005	0.05 ± 0.005	2.62 ± 2.03	0.727 ± 0.002	0.006	3.83
	960 nm	0.91 ± 0.005	0.05 ± 0.004	2.68 ± 1.68	0.720 ± 0.001	0.004	3.19
C3	*559 nm*	*0.20 ± 0.032*	*0.48 ± 0.041*	*4.46 ± 3.45*	*0.429 ± 0.022*	*0.008*	*6.45*
	699 nm	*0.24 ± 0.034*	*0.43 ± 0.041*	*3.88 ± 3.93*	*0.461 ± 0.023*	*0.008*	*6.26*
	791 nm	*0.90 ± 0.036*	*0.11 ± 0.004*	*2.47 ± 2.74*	*0.728 ± 0.005*	*0.008*	*5.23*
	880 nm	*0.24 ± 0.025*	*0.40 ± 0.031*	*3.35 ± 2.97*	*0.420 ± 0.018*	*0.006*	*5.51*
	960 nm	*0.25 ± 0.033*	*0.35 ± 0.028*	*3.96 ± 3.00*	*0.408 ± 0.021*	*0.008*	*7.10*
C4	559 nm	0.29 ± 0.005	0.48 ± 0.007	20.11 ± 0.19	0.444 ± 0.006	0.003	3.14
	699 nm	0.29 ± 0.003	0.51 ± 0.005	17.61 ± 0.11	0.435 ± 0.003	0.003	2.82
	791 nm	0.31 ± 0.006	0.38 ± 0.010	19.44 ± 0.32	0.505 ± 0.004	0.005	4.02
	880 nm	0.29 ± 0.004	0.49 ± 0.002	17.36 ± 0.12	0.392 ± 0.002	0.002	2.52
	960 nm	0.32 ± 0.005	0.33 ± 0.002	20.13 ± 0.16	0.413 ± 0.005	0.004	4.58
C5	559 nm	0.23 ± 0.008	0.69 ± 0.007	17.92 ± 0.10	0.388 ± 0.007	0.003	3.19
	699 nm	0.24 ± 0.005	0.67 ± 0.006	16.45 ± 0.22	0.381 ± 0.005	0.004	3.60
	791 nm	0.27 ± 0.006	0.58 ± 0.008	17.68 ± 0.20	0.440 ± 0.003	0.004	3.88
	880 nm	0.23 ± 0.005	0.71 ± 0.005	15.16 ± 0.14	0.339 ± 0.004	0.003	3.04
	960 nm	0.26 ± 0.008	0.54 ± 0.009	17.61 ± 0.31	0.357 ± 0.006	0.004	4.57
C6	559 nm	0.22 ± 0.006	0.77 ± 0.008	18.51 ± 0.14	0.384 ± 0.008	0.003	2.35
	699 nm	0.24 ± 0.004	0.75 ± 0.006	17.43 ± 0.21	0.376 ± 0.006	0.003	2.87
	791 nm	0.26 ± 0.004	0.57 ± 0.005	19.28 ± 0.19	0.431 ± 0.006	0.004	3.10
	880 nm	0.22 ± 0.004	0.77 ± 0.004	16.39 ± 0.18	0.328 ± 0.006	0.002	2.43
	960 nm	0.25 ± 0.006	0.60 ± 0.004	18.41 ± 0.10	0.354 ± 0.005	0.002	2.75
Pyroclastics (Towada, Izu-Oshima, Mt. Fuji, Asama)							
T1	559 nm	0.39 ± 0.003	0.18 ± 0.003	13.96 ± 0.08	0.990 ± 0.000	0.012	1.79
	699 nm	0.36 ± 0.012	0.20 ± 0.006	13.40 ± 0.10	0.994 ± 0.000	0.012	1.62
	791 nm	0.36 ± 0.005	0.20 ± 0.006	12.62 ± 0.06	0.994 ± 0.000	0.013	1.74
	880 nm	0.42 ± 0.005	0.14 ± 0.003	13.32 ± 0.09	0.994 ± 0.000	0.011	1.56
	960 nm	0.41 ± 0.004	0.11 ± 0.002	13.88 ± 0.03	0.994 ± 0.000	0.009	1.29
T2	559 nm	0.33 ± 0.023	0.18 ± 0.032	15.00 ± 0.48	0.985 ± 0.002	0.014	2.17
	699 nm	0.26 ± 0.013	0.28 ± 0.014	13.00 ± 0.20	0.986 ± 0.001	0.015	2.18
	791 nm	0.39 ± 0.009	0.11 ± 0.002	14.97 ± 0.07	0.994 ± 0.000	0.013	1.85
	880 nm	0.39 ± 0.008	0.12 ± 0.006	14.63 ± 0.13	0.990 ± 0.000	0.012	1.87
	960 nm	0.41 ± 0.004	0.10 ± 0.002	14.68 ± 0.06	0.990 ± 0.000	0.011	1.68
T3	559 nm	0.27 ± 0.009	0.50 ± 0.012	9.25 ± 0.43	0.943 ± 0.001	0.015	2.80
	699 nm	0.26 ± 0.008	0.53 ± 0.013	5.21 ± 1.79	0.956 ± 0.002	0.014	2.43
	791 nm	0.27 ± 0.006	0.46 ± 0.007	8.63 ± 0.29	0.963 ± 0.000	0.015	2.56
	880 nm	0.29 ± 0.011	0.43 ± 0.018	7.58 ± 1.37	0.953 ± 0.002	0.015	2.67
	960 nm	0.28 ± 0.008	0.41 ± 0.012	9.65 ± 0.26	0.951 ± 0.001	0.014	2.43
T4	559 nm	0.32 ± 0.006	0.46 ± 0.011	16.20 ± 0.22	0.939 ± 0.002	0.012	2.32
	699 nm	0.30 ± 0.005	0.50 ± 0.008	14.89 ± 0.10	0.951 ± 0.000	0.012	2.19
	791 nm	0.32 ± 0.005	0.41 ± 0.006	15.23 ± 0.11	0.959 ± 0.000	0.012	2.22
	880 nm	0.32 ± 0.010	0.40 ± 0.015	15.44 ± 0.21	0.948 ± 0.002	0.012	2.20
	960 nm	0.35 ± 0.007	0.35 ± 0.006	15.72 ± 0.14	0.947 ± 0.001	0.010	2.03
T5	559 nm	0.25 ± 0.002	0.49 ± 0.009	18.43 ± 0.14	0.748 ± 0.003	0.008	2.92
	699 nm	0.23 ± 0.005	0.55 ± 0.020	16.49 ± 0.26	0.830 ± 0.003	0.009	2.67
	791 nm	0.25 ± 0.004	0.54 ± 0.006	15.90 ± 0.12	0.867 ± 0.002	0.010	2.48
	880 nm	0.23 ± 0.004	0.54 ± 0.008	16.23 ± 0.11	0.850 ± 0.001	0.010	2.71
	960 nm	0.25 ± 0.006	0.54 ± 0.008	15.99 ± 0.14	0.859 ± 0.002	0.008	2.24
T6	559 nm	0.20 ± 0.006	0.83 ± 0.023	18.10 ± 0.30	0.714 ± 0.007	0.008	2.72

Appendix A (*continued*)

		b	c	$\bar{\theta}$ (deg.)	w	Absolute rms (REFF)	Relative rms (%)
	699 nm	0.19 ± 0.005	0.90 ± 0.023	16.46 ± 0.28	0.834 ± 0.004	0.011	2.61
	791 nm	0.21 ± 0.003	0.86 ± 0.020	15.92 ± 0.25	0.878 ± 0.002	0.011	2.26
	880 nm	0.18 ± 0.004	0.87 ± 0.013	16.49 ± 0.19	0.856 ± 0.003	0.011	2.37
	960 nm	0.19 ± 0.001	0.88 ± 0.012	16.11 ± 0.12	0.865 ± 0.001	0.009	2.03
Ib1	559 nm	0.94 ± 0.002	0.11 ± 0.007	2.98 ± 1.76	0.599 ± 0.002	0.003	4.31
	699 nm	0.92 ± 0.003	0.08 ± 0.005	2.38 ± 1.73	0.604 ± 0.001	0.004	4.29
	791 nm	0.91 ± 0.003	0.07 ± 0.003	3.23 ± 2.08	0.653 ± 0.002	0.004	3.94
	880 nm	0.93 ± 0.001	0.08 ± 0.005	2.51 ± 1.76	0.591 ± 0.001	0.003	4.27
	960 nm	0.92 ± 0.002	0.07 ± 0.004	1.99 ± 1.56	0.607 ± 0.001	0.003	4.11
Ib2	*559 nm*	*0.98 ± 0.066*	*0.49 ± 0.085*	*10.23 ± 2.28*	*0.580 ± 0.020*	*0.006*	*8.43*
	699 nm	0.25 ± 0.013	0.42 ± 0.017	16.64 ± 0.71	0.300 ± 0.008	0.003	4.87
	791 nm	0.97 ± 0.004	0.19 ± 0.013	3.49 ± 2.04	0.637 ± 0.002	0.004	4.99
	880 nm	*0.98 ± 0.097*	*0.46 ± 0.041*	*2.83 ± 3.01*	*0.552 ± 0.034*	*0.008*	*13.23*
	960 nm	*0.98 ± 0.003*	*0.23 ± 0.028*	*4.44 ± 2.29*	*0.598 ± 0.002*	*0.005*	*6.16*
I1	559 nm	0.93 ± 0.003	0.08 ± 0.005	3.94 ± 2.03	0.571 ± 0.002	0.003	4.30
	699 nm	0.91 ± 0.002	0.07 ± 0.005	2.00 ± 1.48	0.592 ± 0.000	0.004	4.29
	791 nm	0.91 ± 0.002	0.05 ± 0.005	2.71 ± 1.70	0.639 ± 0.001	0.004	4.13
	880 nm	0.92 ± 0.001	0.05 ± 0.002	3.07 ± 1.19	0.594 ± 0.002	0.004	4.40
	960 nm	0.91 ± 0.003	0.05 ± 0.004	2.95 ± 1.98	0.608 ± 0.001	0.004	4.28
I2	559 nm	0.30 ± 0.009	0.32 ± 0.008	24.32 ± 0.30	0.292 ± 0.007	0.003	5.51
	699 nm	0.28 ± 0.004	0.39 ± 0.001	19.58 ± 0.13	0.274 ± 0.004	0.002	4.13
	791 nm	*0.98 ± 0.059*	*0.39 ± 0.042*	*3.29 ± 2.96*	*0.609 ± 0.015*	*0.005*	*6.86*
	880 nm	0.22 ± 0.007	0.48 ± 0.017	16.81 ± 0.49	0.241 ± 0.005	0.002	3.78
	960 nm	*0.98 ± 0.059*	*0.40 ± 0.079*	*11.02 ± 1.98*	*0.569 ± 0.017*	*0.005*	*8.47*
F	559 nm	0.24 ± 0.008	0.42 ± 0.006	20.78 ± 0.36	0.208 ± 0.006	0.002	4.93
	699 nm	0.22 ± 0.008	0.51 ± 0.010	14.12 ± 0.54	0.206 ± 0.005	0.002	4.99
	791 nm	0.16 ± 0.011	0.54 ± 0.016	8.61 ± 2.38	0.234 ± 0.006	0.003	5.34
	880 nm	0.17 ± 0.009	0.59 ± 0.011	13.80 ± 0.28	0.186 ± 0.004	0.002	4.87
	960 nm	0.21 ± 0.014	0.41 ± 0.009	16.66 ± 0.54	0.227 ± 0.006	0.003	6.57
A	559 nm	0.17 ± 0.007	0.57 ± 0.022	17.31 ± 0.24	0.595 ± 0.006	0.005	2.55
	699 nm	0.18 ± 0.008	0.55 ± 0.006	16.72 ± 0.13	0.649 ± 0.005	0.006	2.48
	791 nm	0.20 ± 0.006	0.55 ± 0.009	16.19 ± 0.13	0.678 ± 0.003	0.006	2.66
	880 nm	0.17 ± 0.005	0.62 ± 0.006	15.29 ± 0.11	0.611 ± 0.003	0.004	1.93
	960 nm	0.21 ± 0.004	0.51 ± 0.007	16.29 ± 0.08	0.620 ± 0.003	0.004	2.14
Olivine (Hawaii)							
C1	559 nm	0.45 ± 0.009	0.04 ± 0.003	15.08 ± 0.07	0.975 ± 0.000	0.013	2.49
	699 nm	0.47 ± 0.011	0.03 ± 0.006	14.91 ± 0.14	0.975 ± 0.000	0.012	2.33
	791 nm	0.51 ± 0.016	0.02 ± 0.005	14.88 ± 0.26	0.963 ± 0.001	0.011	2.32
	880 nm	0.51 ± 0.010	0.01 ± 0.003	15.45 ± 0.13	0.943 ± 0.000	0.010	2.34
	960 nm	0.50 ± 0.016	0.00 ± 0.004	15.57 ± 0.15	0.913 ± 0.002	0.009	2.69
C2	559 nm	0.68 ± 0.033	0.00 ± 0.001	13.70 ± 0.47	0.971 ± 0.001	0.013	2.83
	699 nm	0.60 ± 0.007	0.00 ± 0.002	14.92 ± 0.15	0.963 ± 0.000	0.013	2.86
	791 nm	0.73 ± 0.022	0.00 ± 0.000	12.03 ± 0.48	0.943 ± 0.001	0.013	3.44
	880 nm	0.55 ± 0.028	0.00 ± 0.002	16.17 ± 0.36	0.900 ± 0.002	0.012	3.98
	960 nm	0.54 ± 0.021	0.00 ± 0.001	16.02 ± 0.21	0.855 ± 0.003	0.012	4.85
C3	559 nm	0.86 ± 0.004	0.03 ± 0.004	5.73 ± 2.30	0.923 ± 0.001	0.007	2.01
	699 nm	0.86 ± 0.005	0.03 ± 0.003	6.48 ± 3.06	0.907 ± 0.002	0.007	2.24
	791 nm	0.85 ± 0.004	0.01 ± 0.004	6.13 ± 1.61	0.861 ± 0.001	0.007	2.75
	880 nm	0.84 ± 0.009	0.01 ± 0.005	8.95 ± 1.18	0.796 ± 0.002	0.006	3.21
	960 nm	0.80 ± 0.009	0.00 ± 0.002	10.94 ± 0.92	0.736 ± 0.001	0.005	3.63
C4	559 nm	0.91 ± 0.004	0.08 ± 0.005	5.00 ± 2.16	0.826 ± 0.001	0.005	2.54
	699 nm	0.91 ± 0.012	0.07 ± 0.008	3.55 ± 2.33	0.803 ± 0.001	0.006	2.83
	791 nm	0.89 ± 0.003	0.03 ± 0.004	4.95 ± 1.52	0.747 ± 0.001	0.006	3.78
	880 nm	0.87 ± 0.029	0.04 ± 0.004	10.32 ± 1.77	0.642 ± 0.003	0.005	4.35
	960 nm	0.86 ± 0.006	0.03 ± 0.004	6.48 ± 2.28	0.602 ± 0.002	0.004	5.07
C5	559 nm	0.92 ± 0.019	0.11 ± 0.007	5.02 ± 2.19	0.770 ± 0.002	0.007	4.18
	699 nm	0.92 ± 0.021	0.11 ± 0.008	4.53 ± 2.44	0.723 ± 0.002	0.006	4.52
	791 nm	0.89 ± 0.024	0.05 ± 0.008	3.75 ± 3.46	0.650 ± 0.003	0.006	5.93
	880 nm	0.88 ± 0.022	0.04 ± 0.002	5.65 ± 2.45	0.537 ± 0.003	0.004	6.67
	960 nm	0.87 ± 0.004	0.03 ± 0.003	3.85 ± 1.78	0.518 ± 0.002	0.004	7.10

(*continued on next page*)

Appendix A (*continued*)

		b	c	$\bar{\theta}$ (deg.)	w	Absolute rms (REFF)	Relative rms (%)
C6	559 nm	0.91 ± 0.004	0.10 ± 0.005	4.41 ± 1.53	0.690 ± 0.001	0.006	4.79
	699 nm	0.91 ± 0.022	0.08 ± 0.006	5.01 ± 3.34	0.613 ± 0.003	0.006	6.83
	791 nm	0.90 ± 0.005	0.04 ± 0.006	5.31 ± 2.01	0.574 ± 0.002	0.005	6.76
	880 nm	0.68 ± 0.021	0.03 ± 0.004	23.38 ± 0.62	0.423 ± 0.010	0.004	7.96
	960 nm	0.89 ± 0.004	0.04 ± 0.004	3.54 ± 2.10	0.473 ± 0.002	0.004	7.74
Basalt (Hawaii)							
C1	559 nm	0.83 ± 0.004	0.02 ± 0.002	6.01 ± 2.10	0.733 ± 0.001	0.005	3.59
	699 nm	0.73 ± 0.017	0.02 ± 0.003	13.72 ± 0.59	0.766 ± 0.002	0.005	3.01
	791 nm	0.81 ± 0.005	0.02 ± 0.002	6.63 ± 2.75	0.770 ± 0.002	0.006	3.54
	880 nm	0.73 ± 0.011	0.02 ± 0.002	14.10 ± 0.46	0.698 ± 0.003	0.004	3.42
	960 nm	0.73 ± 0.008	0.01 ± 0.002	13.53 ± 0.42	0.689 ± 0.003	0.005	3.77
C2	559 nm	0.82 ± 0.010	0.01 ± 0.003	9.71 ± 0.93	0.652 ± 0.002	0.005	4.54
	699 nm	0.75 ± 0.011	0.01 ± 0.001	13.33 ± 0.59	0.672 ± 0.002	0.005	4.00
	791 nm	0.81 ± 0.004	0.01 ± 0.002	9.83 ± 0.57	0.699 ± 0.002	0.006	4.58
	880 nm	0.80 ± 0.007	0.01 ± 0.002	10.05 ± 0.60	0.614 ± 0.002	0.004	4.50
	960 nm	0.79 ± 0.008	0.01 ± 0.003	11.18 ± 0.64	0.624 ± 0.003	0.004	4.76
C3	559 nm	0.84 ± 0.004	0.03 ± 0.003	4.29 ± 1.99	0.591 ± 0.002	0.003	4.39
	699 nm	0.83 ± 0.005	0.02 ± 0.002	2.94 ± 2.35	0.606 ± 0.002	0.003	3.34
	791 nm	0.84 ± 0.004	0.03 ± 0.003	4.48 ± 1.86	0.640 ± 0.002	0.004	4.67
	880 nm	0.83 ± 0.002	0.02 ± 0.002	3.73 ± 2.04	0.561 ± 0.001	0.002	3.65
	960 nm	0.82 ± 0.001	0.02 ± 0.002	3.72 ± 2.64	0.572 ± 0.001	0.003	4.41
C4	559 nm	0.87 ± 0.005	0.03 ± 0.004	5.79 ± 2.86	0.508 ± 0.002	0.005	8.50
	699 nm	0.86 ± 0.012	0.02 ± 0.003	6.27 ± 3.25	0.510 ± 0.002	0.004	6.54
	791 nm	0.88 ± 0.004	0.01 ± 0.003	5.38 ± 2.61	0.581 ± 0.002	0.005	7.38
	880 nm	0.80 ± 0.008	0.02 ± 0.003	15.89 ± 0.45	0.470 ± 0.003	0.003	7.29
	960 nm	0.86 ± 0.003	0.03 ± 0.003	4.34 ± 2.10	0.512 ± 0.002	0.004	7.39
C5	559 nm	0.90 ± 0.025	0.04 ± 0.004	5.05 ± 3.62	0.448 ± 0.004	0.003	8.36
	699 nm	0.91 ± 0.013	0.04 ± 0.004	3.84 ± 2.94	0.457 ± 0.002	0.002	5.36
	791 nm	0.91 ± 0.003	0.04 ± 0.003	3.27 ± 2.14	0.520 ± 0.002	0.004	6.73
	880 nm	0.79 ± 0.003	0.02 ± 0.001	22.16 ± 0.23	0.423 ± 0.003	0.002	7.04
	960 nm	0.90 ± 0.003	0.03 ± 0.003	2.68 ± 1.88	0.472 ± 0.003	0.004	7.72
C6	559 nm	0.88 ± 0.029	0.04 ± 0.004	7.78 ± 3.13	0.412 ± 0.005	0.004	12.09
	699 nm	0.85 ± 0.015	0.03 ± 0.002	14.16 ± 0.97	0.416 ± 0.004	0.004	10.53
	791 nm	0.90 ± 0.002	0.03 ± 0.004	4.66 ± 1.71	0.496 ± 0.002	0.004	7.96
	880 nm	0.76 ± 0.009	0.03 ± 0.003	22.09 ± 0.57	0.379 ± 0.006	0.003	9.44
	960 nm	0.89 ± 0.005	0.03 ± 0.005	4.33 ± 2.68	0.441 ± 0.003	0.004	9.21
Basaltic glass (from Pic d'Ysson basalt melt)							
C1	559 nm	0.64 ± 0.017	0.00 ± 0.001	12.47 ± 0.63	0.666 ± 0.004	0.008	6.66
	699 nm	0.64 ± 0.005	0.00 ± 0.000	11.31 ± 0.25	0.717 ± 0.001	0.008	5.60
	791 nm	0.64 ± 0.011	0.00 ± 0.001	11.50 ± 0.53	0.768 ± 0.002	0.010	5.64
	880 nm	0.59 ± 0.012	0.00 ± 0.000	12.29 ± 0.29	0.747 ± 0.003	0.008	5.09
	960 nm	0.59 ± 0.011	0.00 ± 0.000	11.89 ± 0.23	0.770 ± 0.002	0.010	5.35
C2	559 nm	0.71 ± 0.004	0.00 ± 0.000	14.69 ± 0.26	0.576 ± 0.001	0.004	6.16
	699 nm	0.63 ± 0.003	0.00 ± 0.000	15.20 ± 0.14	0.584 ± 0.001	0.003	4.18
	791 nm	0.66 ± 0.017	0.00 ± 0.000	14.74 ± 0.45	0.666 ± 0.003	0.006	5.51
	880 nm	0.59 ± 0.008	0.00 ± 0.000	15.50 ± 0.13	0.604 ± 0.002	0.004	4.47
	960 nm	0.65 ± 0.013	0.00 ± 0.000	14.72 ± 0.31	0.665 ± 0.003	0.007	6.74
C3	559 nm	0.68 ± 0.012	0.01 ± 0.004	3.56 ± 1.78	0.475 ± 0.006	0.008	12.42
	699 nm	0.68 ± 0.015	0.01 ± 0.005	3.78 ± 1.84	0.487 ± 0.008	0.008	10.91
	791 nm	0.71 ± 0.007	0.01 ± 0.003	4.02 ± 1.71	0.574 ± 0.003	0.009	9.96
	880 nm	0.71 ± 0.008	0.01 ± 0.003	3.33 ± 2.01	0.508 ± 0.005	0.007	9.00
	960 nm	0.68 ± 0.013	0.01 ± 0.005	3.74 ± 1.96	0.537 ± 0.006	0.009	10.56
C4	559 nm	0.74 ± 0.007	0.00 ± 0.002	4.97 ± 2.44	0.462 ± 0.004	0.005	10.40
	699 nm	0.73 ± 0.006	0.00 ± 0.002	4.73 ± 2.69	0.462 ± 0.003	0.004	7.05
	791 nm	0.74 ± 0.008	0.00 ± 0.001	8.51 ± 2.25	0.553 ± 0.001	0.006	8.41
	880 nm	0.68 ± 0.005	0.00 ± 0.002	13.21 ± 0.24	0.447 ± 0.003	0.003	6.16
	960 nm	0.73 ± 0.015	0.00 ± 0.002	11.81 ± 1.14	0.518 ± 0.004	0.006	10.52
C5	559 nm	0.81 ± 0.004	0.02 ± 0.003	3.46 ± 1.81	0.420 ± 0.003	0.006	13.33
	699 nm	0.82 ± 0.005	0.01 ± 0.004	3.58 ± 1.85	0.428 ± 0.005	0.005	11.12
	791 nm	0.82 ± 0.006	0.01 ± 0.003	3.93 ± 1.72	0.502 ± 0.003	0.006	10.34

Appendix A (*continued*)

		b	c	$\bar{\theta}$ (deg.)	w	Absolute rms (REFF)	Relative rms (%)
	880 nm	0.84 ± 0.001	0.01 ± 0.003	3.45 ± 1.98	0.428 ± 0.002	0.004	9.65
	960 nm	0.82 ± 0.002	0.02 ± 0.004	3.61 ± 1.85	0.471 ± 0.003	0.006	12.46
C6	559 nm	0.82 ± 0.007	0.01 ± 0.005	5.17 ± 3.32	0.368 ± 0.005	0.004	12.63
	699 nm	0.83 ± 0.006	0.01 ± 0.004	3.15 ± 1.99	0.370 ± 0.004	0.003	10.32
	791 nm	0.83 ± 0.006	0.01 ± 0.003	3.94 ± 1.77	0.462 ± 0.004	0.005	9.87
	880 nm	0.86 ± 0.002	0.01 ± 0.003	3.67 ± 2.14	0.371 ± 0.003	0.002	8.14
	960 nm	0.84 ± 0.004	0.02 ± 0.003	3.21 ± 2.07	0.420 ± 0.003	0.004	9.68

References

Baratoux, D. et al., 2006. The derivation of Hapke parameters using multi-angular observations from orbit and laboratory: An ill-posed inverse problem. Lunar Planet. Sci. 37. Abstract 1340.

Baratoux, D. et al., 2011. Volcanic sands of Iceland, Diverse origins of aeolian sand deposits revealed at Dyngjusandur and Lambahraun. Earth Surf. Process. Landforms, in press.

Bonnefoy, N., 2001. Développement d'un spectrophoto-goniomètre pour l'étude de la reflectance bidirectionnelle des surfaces géophysiques. Application au soufre et perspective pour Io. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble I.

Chandrasekhar, S., 1960. Radiative Transfer. Dover, Mineola, NY.

Cheng, A.F., Domingue, D.L., 2000. Radiative transfer models for light scattering from planetary surfaces. J. Geophys. Res. 105 (E4), 9477–9482.

Chevrel, S.D. et al., 2006. Surface physical properties of the lunar regolith at Reiner Gamma: Characterization and distribution using Hapke model inversion. Lunar Planet. Sci. 37. Abstract 1173.

Cord, A.M., 2003. Hétérogénéité optique et réflectance spectrale des surfaces planétaires solides: Etudes expérimentales et théoriques. Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III.

Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Chevrel, S.D., 2003. Planetary regolith surface analogs: Optimized determination of Hapke parameters using multi-angular spectro-imaging laboratory data. Icarus 165, 414–427.

Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Chevrel, S.D., 2005. Experimental determination of the surface photometric contribution in the spectral reflectance deconvolution processes for a simulated martian crater-like regolithic target. Icarus 175, 78–91.

Douté, S., Schmitt, B., 1998. A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths. J. Geophys. Res. 103 (E13), 31367–31389.

Hapke, B., 1981. Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. Theory. J. Geophys. Res. 86 (B4), 3039–3054.

Hapke, B., 1984. Bidirectional reflectance spectroscopy. 3. Correction for macroscopic roughness. Icarus 59, 41–59.

Hapke, B., 1986. Bidirectional reflectance spectroscopy. 4. The extinction coefficient and the opposition effect. Icarus 67, 264–280.

Hapke, B., 1993. Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy. Cambridge University Press, New York.

Hapke, B., 2002. Bidirectional reflectance spectroscopy. 5. The coherent backscatter opposition effect and anisotropic scattering. Icarus 157, 523–534.

Hapke, B., 2008. Bidirectional reflectance spectroscopy. 6. Effects of porosity. Icarus 195, 918–926.

Hapke, B., Nelson, R., Smythe, W., 1998. The opposition effect of the Moon: Coherent backscatter and shadow hiding. Icarus 133, 89–97.

Hapke, B.W., Shepard, M.K., Nelson, R.M., Smythe, W.D., Piatek, J.L., 2009. A quantitative test of the ability of models based on the equation of radiative transfer to predict the bidirectional reflectance of a well-characterized medium. Icarus 199, 210–218.

Hartman, B., Domingue, D., 1998. Scattering of light by individual particles and the implications for models of planetary surfaces. Icarus 131, 421–448.

Helfenstein, P., 1988. The geological interpretation of photometric surface roughness. Icarus 73, 462–481.

Helfenstein, P., Shepard, M.K., 1999. Submillimeter-scale topography of the lunar regolith. Icarus 141, 107–131.

Helfenstein, P., Veverka, J., 1987. Photometric properties of lunar terrains derived from Hapke's equation. Icarus 72, 342–357.

Helfenstein, P., Veverka, J., Hillier, J., 1997. The lunar opposition effect: A test of alternative models. Icarus 128, 2–14.

Hillier, J.K., Buratti, B.J., Hill, K., 1999. Multispectral photometry of the Moon and absolute calibration of the Clementine UV/vis camera. Icarus 141, 205–225.

Hillier, J.K., Bauer, J.M., Buratti, B.J., 2011. Photometric modeling of Asteroid 5535 Annefrank from Stardust observations. Icarus 211, 546–552.

Hiroi, T., Pieters, C.M., 1994. Estimation of grain sizes and mixing ratios of fine powder mixtures of common geologic minerals. J. Geophys. Res. 99 (E5), 10867–10879.

Holland, J.H., 1975. Adaptation in Natural and Artificial System. University of Michigan Press, Ann Arbor.

Jehl, A. et al., and the HRSC Team, 2008. Gusev photometric variability as seen from orbit by HRSC/Mars-express. Icarus 197, 403–428.

Johnson, J.R. et al., 1999. Preliminary results on photometric properties of materials at the Sagan Memorial Station, Mars. J. Geophys. Res. 104 (E4), 8809–8830.

Johnson, J.R. et al., 2006a. Spectrophotometric properties of materials observed by Pancam on the Mars Exploration Rovers: 1. Spirit. J. Geophys. Res. 111, E02S14.

Johnson, J.R. et al., 2006b. Spectrophotometric properties of materials observed by Pancam on the Mars Exploration Rovers: 2. Opportunity. J. Geophys. Res. 111, E12S16.

Johnson, J.R., Shepard, M.K., Grundy, W., Morris, R.V., White, T.S., 2007. Spectrogoniometric measurements and models of Mars analog soils. Lunar Planet. Sci. 38. Abstract 1288.

Johnson, J.R., Shepard, M.K., Grundy, W., 2008. Spectrogoniometric measurements and models of lunar analog soils. Lunar Planet. Sci. 39. Abstract 1331.

Johnson, J.R., Shepard, M.K., Paige, D.A., Foote, E.J., Grundy, W., 2009. Spectrogoniometric measurements and modeling of Apollo 11 Soil 10084. Lunar Planet. Sci. 40. Abstract 1427.

Kamei, A., Nakamura, A.M., 2002. Laboratory study of the bidirectional reflectance of powdered surfaces: On the asymmetry parameter of asteroid photometric data. Icarus 156, 551–561.

Kaydash, V.G., Pinet, P.C., Baratoux, D., Besse, S., Jehl, A., Chevrel, S., 2006. Lunar photometry from Clementine multiangular data: Analysis of Hapke parameters estimate and implication for upcoming Smart-1 spot-pointing data. Lunar Planet. Sci. 37. Abstract 1692.

Kaydash, V., et al., and the AMIE SMART-1 Team, 2009. Photometric anomalies of the lunar surface studied with SMART-1 AMIE data. Icarus 202, 393–413.

Liang, S., Townshend, J.R.G., 1996. A modified Hapke model for soil bidirectional reflectance. Remote Sens. Environ. 55, 1–10.

McGuire, A.F., Hapke, B.W., 1995. An experimental study of light scattering by large, irregular particles. Icarus 113, 134–155.

Mishchenko, M.I., Dlugach, J.M., Yanovitskij, E.G., Zakharova, N.T., 1999. Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: An efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 63, 409–432.

Okada, Y., Nakamura, A.M., Mukai, T., 2006. Light scattering by particulate media of irregularly shaped particles: Laboratory measurements and numerical simulations. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 100, 295–304.

Pieters, C.M., 1983. Strength of mineral absorption features in the transmitted component of near-infrared reflected light: First results from RELAB. J. Geophys. Res. 88, 9534–9544.

Pinet, P.C., Cord, A., Chevrel, S., Daydou, Y., 2004. Optical response and surface physical properties of the lunar regolith at Reiner Gamma Formation from Clementine orbital photometry: Derivation of the Hapke parameters at local scale. Lunar Planet. Sci. 35. Abstract 1660.

Poulet, F., Cuzzi, J.N., Cruikshank, D.P., Roush, T., Dalle Ore, C.M., 2002. Comparison between the Shkuratov and Hapke scattering theories for solid planetary surfaces: Application to the surface composition of two centaurs. Icarus 160, 313–324.

Reid, R.J. et al., 1999. Imager for Mars Pathfinder (IMP) image calibration. J. Geophys. Res. 104 (E4), 8907–8925.

Shepard, M.K., Arvidson, R.E., 1999. The opposition surge and photopolarimetry of fresh and coated basalts. Icarus 141, 172–178.

Shepard, M.K., Campbell, B.A., 1998. Shadows on a planetary surface and implications for photometric roughness. Icarus 134, 279–291.

Shepard, M.K., Helfenstein, P., 2007. A test of the Hapke photometric model. J. Geophys. Res. 112, E03001.

Shkuratov, Y.G., Helfenstein, P., 2001. The opposition effect and the quasi-fractal structure of regolith: I. Theory. Icarus 152, 96–116.

Shkuratov, Y.G., Starukhina, L., Hoffman, H., Arnold, G., 1999. A Model of spectral albedo of particulate surfaces: Implications for optical properties of the Moon. Icarus 137, 235–246.

Shkuratov, Y.G., Stankevich, D.G., Petrov, D.V., Pinet, P.C., Cord, A.M., Daydou, Y.H., Chevrel, S.D., 2005. Interpreting photometry of regolith-like surfaces with different topographies: Shadowing and multiple scattering. Icarus 173, 3–15.

Souchon, A.L., et al., and the AMIE team, 2009. Characterization of the optical properties of J. Herschel pyroclastic deposit using SMART-1/AMIE photometric data. Lunar Planet. Sci. 40. Abstract 1237.

Warell, J., Davidsson, B.J.R., 2010. A Hapke model implementation for compositional analysis of VNIR spectra of Mercury. Icarus 209, 164–178.

Warell, J., Sprague, A., Kozlowski, R., Rothery, D.A., Lewis, N., Helbert, J., Cloutis, E., 2010. Constraints on Mercury's surface composition from MESSENGER and ground-based spectroscopy. Icarus 209, 138–163.

Cet article met en évidence qu'il est possible de caractériser photométriquement des matériaux volcaniques variés, avec une distinction claire entre des matériaux extrêmement diffusants vers l'avant (e.g., olivine, verre frais), et plus ou moins rétrodiffusants (pyroclastiques). Il est aussi mis en lumière ici qu'il existe une grande différence entre le verre frais brillant, non altéré, et dont la réponse photométrique s'apparente à celle des monocristaux comme l'olivine (e.g., basalte d'Hawaï, verre issu de la fusion du basalte du Pic d'Ysson), et celui travaillé par le temps que l'on retrouve dans les pyroclastiques du Mont Fuji par exemple.

La distinction entre les différents types de matériaux est également visible à travers la rugosité macroscopique de surface, qui traduit bien la texture apparente des grains. Lorsque le diamètre des particules augmente, le libre parcours moyen des photons à l'intérieur des particules augmente également, et donc la probabilité d'absorption. Par conséquent l'albédo de diffusion simple w diminue. Les échantillons d'aspect rugueux et à lobes de diffusion larges, tels que le basalte du Pic d'Ysson ou le sable volcanique d'Islande, sont plus rétrodiffusants pour les classes granulométriques élevées car alors la fraction de grains opaques augmente. Ce type d'échantillons présente de plus une rugosité macroscopique apparente élevée car les effets induits par la micro-rugosité (ombres, effet d'opposition SHOE) sont particulièrement forts sur une large gamme d'angles de phase. Une partie de ces effets se traduit par une courbe de phase rétrodiffusante $(c > 0.5)$. Les échantillons fortement diffusants vers l'avant (e.g., olivine, verre frais) en raison de leurs diffuseurs très translucides ont une rugosité macroscopique apparente faible car ils projettent moins d'ombres, et l'effet SHOE est donc également réduit. De plus, le fait que leur lobe de diffusion soit plus étroit (b augmente) au fur et à mesure que la taille des particules croît est reproduit par la théorie de Mie sur les sphères. Cependant, dans le cas de matériaux de composition variée (e.g., sable volcanique d'Islande), l'évolution des paramètres photométriques observée suivant la granulométrie pourrait aussi être en partie induite par de subtils changements de forme, texture ou composition d'une classe de grains à une autre.

Concernant le caractère récurrent de la forme en L du diagramme des paramètres de phase c vs b, on ne peut exclure que cette forme de corrélation soit inhérente à l'inversion du modèle de Hapke et non uniquement aux propriétés optiques des matériaux granulaires : b et c sont peut-être intrinsèquement couplés en raison du formalisme développé. Il semble cependant que le modèle fournisse une caractérisation photométrique ayant un sens au regard des propriétés physiques de surface des matériaux.

Il est particulièrement intéressant de noter que le comportement que l'on a observé pour les matériaux riches en monocristaux et/ou verre a été ponctuellement observé par Johnson et al. [2006a] sur un type de roche analysé par le *rover* martien *Spirit* (cf. Fig. 4.10.a), mais ces valeurs quelque peu extrêmes des paramètres b et c avaient été considérées alors avec circonspection. Ce même comportement extrêmement diffusant vers l'avant a cependant été observé une nouvelle fois par Johnson et al. [2008b], sur des analogues lunaires riches en verre (cf. Fig. 4.10.b). Nos résultats étoffent ces premières observations ponctuelles en leur donnant un cadre interprétatif et montrent que ce type de comportement photométrique semble bien être une caractéristique propre aux matériaux riches en phases amorphes.

L'étude des mélanges basalte/verre, non incluse dans l'article, est présentée dans la section suivante.

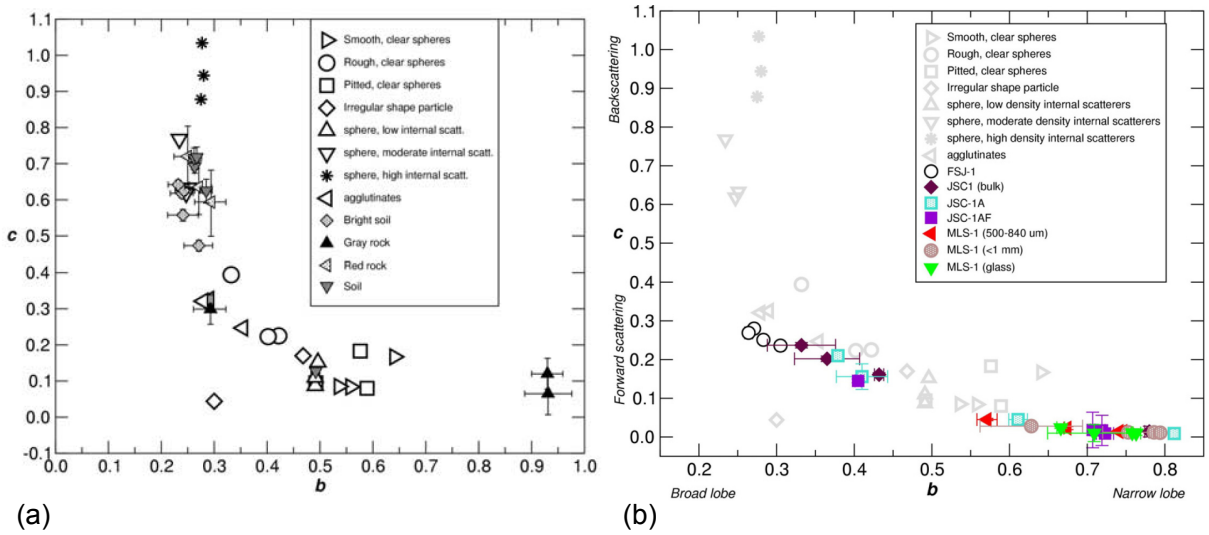


Fig. 4.10 : Paramètres photométriques *b* et *c* déterminés pour des unités du Sol 013 du *rover* martien *Spirit* (Johnson et al. [2006a]) (a), et pour des analogues du régolite lunaire (Johnson et al. [2008b]) (b), comparés aux résultats de McGuire et Hapke [1995].

4.4.2. Étude de mélanges basalte/verre basaltique

De façon analogue à ce qui a été réalisé pour les autres échantillons, les mesures photométriques des mélanges basalte/verre (cf. partie 4.2.7) ont été inversées, et les paramètres photométriques déterminés par l'algorithme génétique rassemblés dans le tableau 4.4 ; les valeurs des paramètres photométriques obtenues pour les pôles basalte et verre purs des classes C3 (125–250 µm) et C4 (250–500 µm) sont également rappelées ici (cf. annexe de l'article Souchon et al. [2011b]). Les valeurs en italique (peu nombreuses) correspondent à des résultats jugés trop peu fiables qui ont été exclus de l'analyse. Il s'agit des cas présentant de hauts *rms* et dispersions des paramètres, en particulier *w*, qui doit être normalement le paramètre le plus robuste et dont une forte dispersion, de l'ordre de ±0.01 ou supérieure, est en général symptomatique d'une modélisation peu fiable. Ces cas mis à part, les courbes de phase modélisées à partir des paramètres issus d'inversions présentent un très bon accord avec les observations (exemples à 791 nm dans la figure 4.11).

	λ (nm)	*b*	*c*	$\bar{\theta}$ (°)	*w*	rms_{abs} (REFF)	rms_{rel} (%)
Basalte (Pic d'Ysson)							
C3	559	0.37±0.006	0.28±0.008	21.25±0.25	0.609±0.004	0.005	3.52
	699	0.37±0.008	0.26±0.004	20.39±0.13	0.609±0.003	0.005	3.35
	791	0.43±0.012	0.19±0.016	21.23±0.47	0.669±0.007	0.007	4.43
	880	*0.26±0.021*	*0.41±0.027*	*14.24±0.95*	*0.525±0.012*	*0.006*	*4.49*
	960	0.42±0.006	0.17±0.003	21.40±0.16	0.634±0.003	0.005	3.30
C4	559	0.35±0.005	0.23±0.005	23.27±0.17	0.534±0.006	0.004	3.35
	699	0.36±0.006	0.22±0.003	22.11±0.11	0.534±0.003	0.004	3.00
	791	*0.92±0.098*	*0.13±0.003*	*4.25±4.88*	*0.708±0.018*	*0.006*	*4.45*
	880	*0.10±0.050*	*0.47±0.058*	*3.40±4.39*	*0.371±0.025*	*0.006*	*5.81*
	960	0.94±0.003	0.11±0.009	2.68±1.92	0.678±0.001	0.004	3.48

Verre							
C3	559	0.68±0.012	0.01±0.004	3.56.±1.78	0.475±0.006	0.008	12.42
	699	0.68±0.015	0.01±0.005	3.78±1.84	0.487±0.008	0.008	10.91
	791	0.71±0.007	0.01±0.003	4.02±1.71	0.574±0.003	0.009	9.96
	880	0.71±0.008	0.01±0.003	3.33±2.01	0.508±0.005	0.007	9.00
	960	0.68±0.013	0.01±0.005	3.74±1.96	0.537±0.006	0.009	10.56
C4	559	0.74±0.007	0.00±0.002	4.97±2.44	0.462±0.004	0.005	10.40
	699	0.73±0.006	0.00±0.002	4.73±2.69	0.462±0.003	0.004	7.05
	791	0.74±0.008	0.00±0.001	8.51±2.25	0.553±0.001	0.006	8.41
	880	0.68±0.005	0.00±0.002	13.21±0.24	0.447±0.003	0.003	6.16
	960	0.73±0.015	0.00±0.002	11.81±1.14	0.518±0.004	0.006	10.52
Mélanges verre/basalte (% proportion de verre)							
C4 15%	*559*	*0.97±0.090*	*0.39±0.029*	*1.49±3.19*	*0.682±0.023*	*0.009*	*7.69*
	699	*0.95±0.057*	*0.16±0.007*	*2.14±2.26*	*0.676±0.015*	*0.005*	*4.31*
	791	0.93±0.013	0.10±0.008	2.22±2.24	0.709±0.001	0.005	3.66
	880	*0.94±0.054*	*0.12±0.006*	*1.76±2.40*	*0.661±0.013*	*0.004*	*3.92*
	960	0.94±0.003	0.09±0.009	2.29±1.71	0.681±0.002	0.005	4.07
C4 30%	559	0.94±0.002	0.10±0.007	2.19±1.53	0.682±0.001	0.005	3.84
	699	*0.92±0.051*	*0.06±0.008*	*1.97±2.37*	*0.669±0.013*	*0.004*	*3.62*
	791	0.91±0.003	0.04±0.004	3.13±2.14	0.713±0.001	0.004	3.25
	880	0.92±0.003	0.04±0.004	1.74±1.70	0.654±0.000	0.003	2.99
	960	0.92±0.007	0.03±0.006	5.32±3.21	0.705±0.002	0.007	5.99
C4 50%	559	0.90±0.018	0.05±0.004	3.01±2.61	0.635±0.001	0.004	3.83
	699	0.88±0.024	0.03±0.002	3.27±2.76	0.629±0.003	0.004	3.62
	791	0.87±0.010	0.02±0.001	4.07±2.57	0.669±0.002	0.004	3.74
	880	0.89±0.010	0.02±0.001	1.69±2.15	0.615±0.000	0.003	3.20
	960	0.87±0.012	0.02±0.002	4.84±2.75	0.642±0.002	0.004	4.19
C3 70%	559	0.84±0.026	0.01±0.002	4.50±3.51	0.589±0.004	0.005	5.54
	699	0.71±0.007	0.02±0.001	16.43±0.24	0.566±0.003	0.004	4.72
	791	0.81±0.007	0.00±0.001	11.36±0.45	0.642±0.001	0.005	5.46
	880	0.74±0.010	0.01±0.002	16.17±0.52	0.561±0.004	0.003	4.44
	960	0.81±0.021	0.01±0.003	12.28±2.02	0.618±0.003	0.008	9.04
C3 30%	*559*	*0.03±0.058*	*0.44±0.070*	*2.57±3.22*	*0.434±0.021*	*0.009*	*6.72*
	699	*0.91±0.063*	*0.08±0.007*	*2.62±3.08*	*0.711±0.012*	*0.006*	*4.33*
	791	0.90±0.045	0.07±0.008	2.74±2.24	0.732±0.008	0.006	3.86
	880	0.91±0.003	0.06±0.004	2.25±1.72	0.707±0.002	0.006	3.99
	960	0.90±0.005	0.06±0.006	3.19±2.77	0.720±0.002	0.006	4.18
C3 50%	559	0.92±0.048	0.07±0.005	2.12±2.44	0.688±0.009	0.005	3.87
	699	0.90±0.005	0.05±0.006	3.28±3.00	0.688±0.002	0.005	3.73
	791	0.90±0.005	0.03±0.003	2.34±1.68	0.713±0.000	0.004	3.10
	880	0.90±0.003	0.03±0.003	3.14±2.11	0.682±0.001	0.004	2.92
	960	0.88±0.003	0.02±0.003	9.62±0.55	0.697±0.001	0.004	3.17

Tab. 4.4 : Paramètres photométriques b, c, $\overline{\theta}$ et w et *rms* absolus et relatifs obtenus à l'issue de l'inversion photométrique des pôles basalte et verre purs des classes C3 et C4, suivis de ceux des mélanges basalte/verre. Les valeurs en italique n'ont pas été prises en compte dans l'analyse. Les écarts-types des paramètres correspondent à la dispersion sur les 100 meilleures solutions (cf. partie 2.5.2).

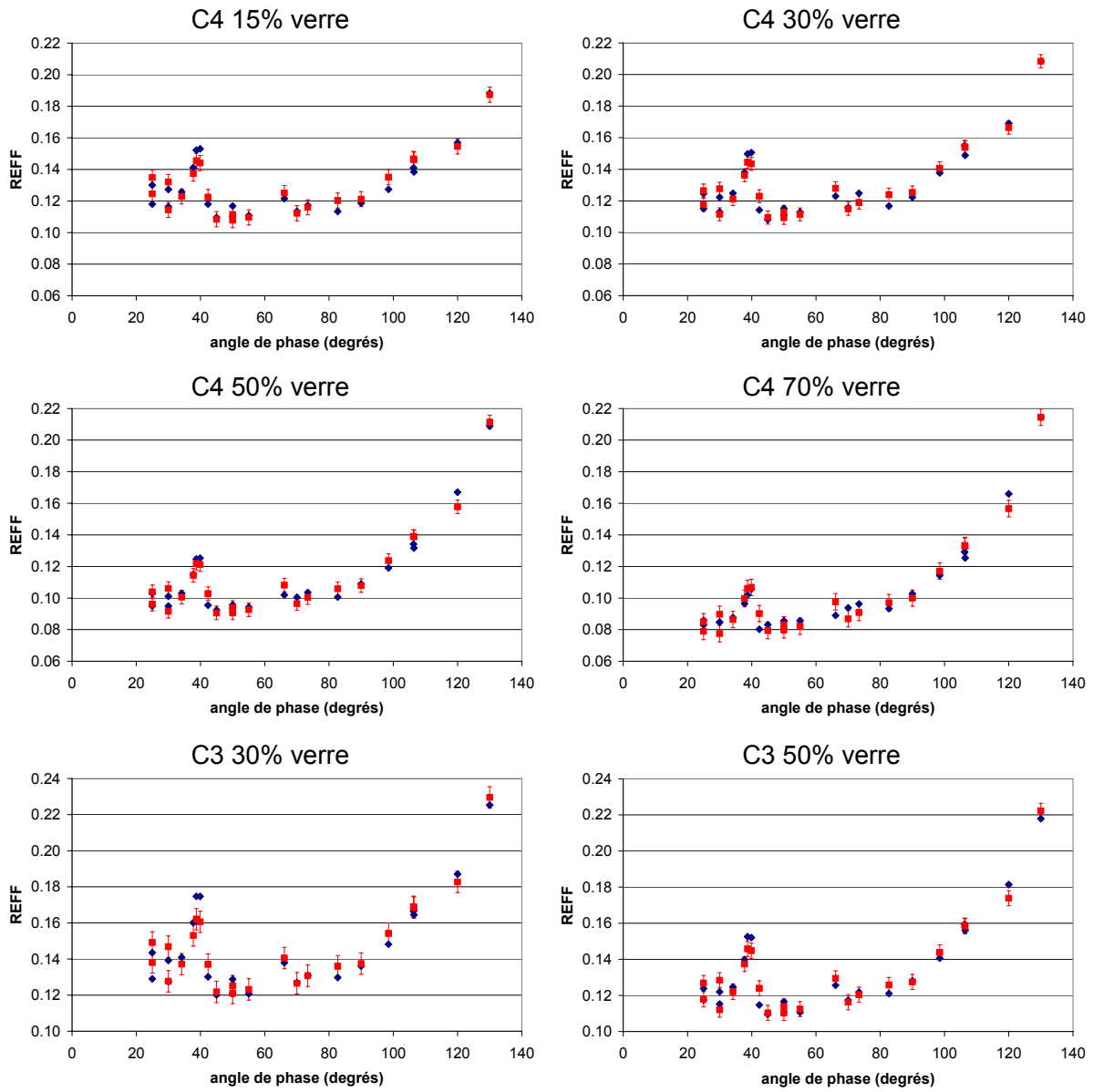


Fig. 4.11 : Courbes de phase en REFF observées (losanges bleus) et modélisées (carrés rouges) pour les mélanges verre/basalte, à 791 nm.

La figure 4.12 présente les couples (b,c) et $(\bar{\theta},w)$ du tableau 4.4. Il apparaît que quelle que soit la fraction de verre en présence, tous les mélanges présentent un comportement aussi diffusant vers l'avant que le verre pur lui-même, avec des $\bar{\theta}$ très faibles. On observe également une très légère tendance à décroître pour b avec l'augmentation de la proportion de verre, le mélange à 70% de verre étant le plus proche de celui du verre pur. C'est un résultat inattendu mais cohérent avec les courbes de phase observées, toutes nettement croissantes dans les grands angles de phase (cf. Fig. 4.11).

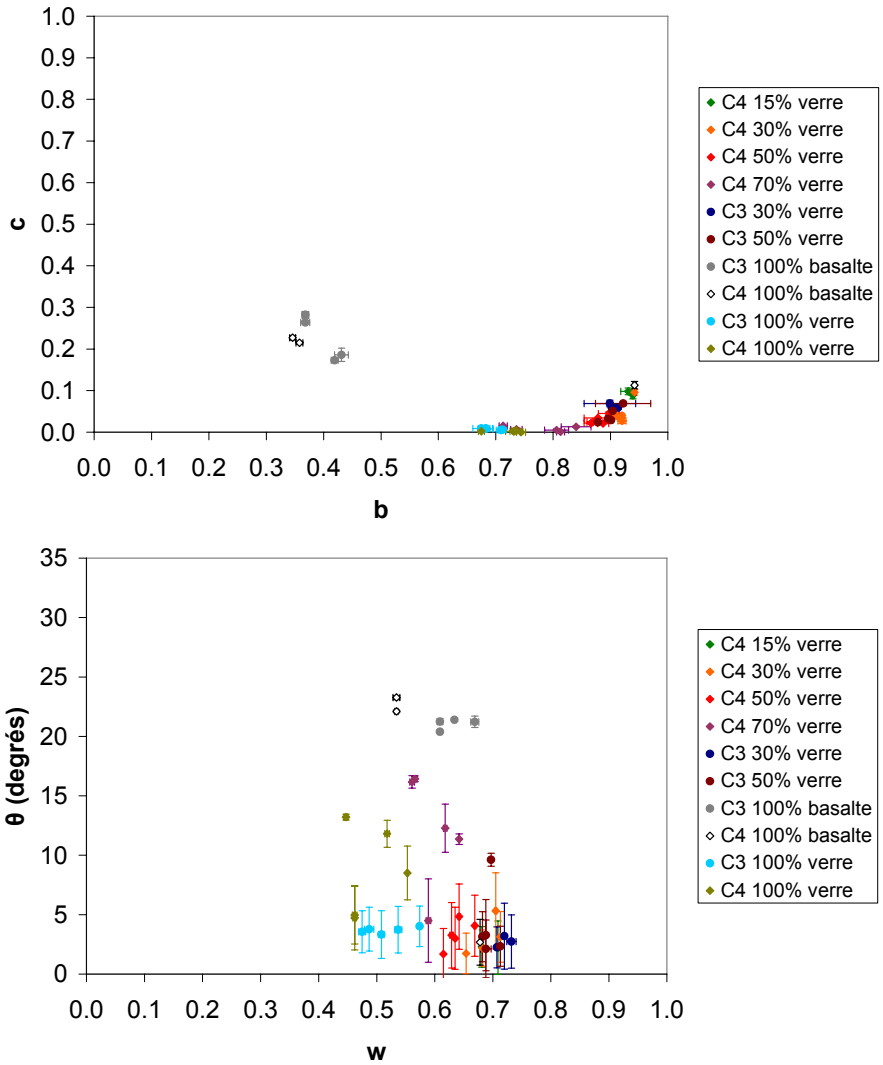


Fig. 4.12 : Paramètres *c* vs *b* et $\overline{\theta}$ vs *w* des mélanges verre/basalte ainsi que ceux des pôles purs verre et basalte. Les écarts-types des paramètres correspondent à la dispersion sur les 100 meilleures solutions (cf. partie 2.5.2).

Cette expérience montre que la présence d'une très faible quantité de verre frais (<15%) a un effet majeur sur le comportement photométrique du basalte, avec un comportement extrêmement diffusant vers l'avant et un lobe de diffusion très étroit. Cependant, le basalte lui-même contenant une certaine fraction –à quantifier– de verre et de monocristaux, la fraction de verre donnée ici est en réalité un *minorant* du contenu réel de l'échantillon. Si ces premiers résultats étaient confirmés, cela aurait une importance significative pour la détection de verre frais sur des surfaces planétaires, car alors il suffirait qu'il n'y en ait qu'une proportion très minoritaire pour qu'il soit détectable.

Des tests supplémentaires seraient cependant nécessaires pour vérifier expérimentalement si les observations réalisées pour les matériaux basaltiques étudiés ici sont valables plus généralement.

L'expérience proche réalisée par Johnson et al. [2008b], sur un analogue synthétique de régolite lunaire riche en titane et en verre, a été faite pour simuler le régolite de mer. Les résultats des inversions photométriques sur les paramètres de phase *b* et *c*, visibles sur la

figure 4.10.b, montrent un comportement très similaire à celui que nous avons obtenu pour des fractions de verre de 70% et 100%.

Mais des études photométriques expérimentales sur des mélanges contrôlés mettant en présence différentes proportions de verre n'ayant jamais été réalisées auparavant, il est nécessaire d'aller plus loin afin d'affiner et confirmer/infirmer les résultats obtenus. Pour cela, d'autres types de mélanges sont envisagés, à partir notamment de roches initialement beaucoup plus rétrodiffusantes que le basalte, afin de mieux appréhender la limite à partir de laquelle le verre devient optiquement dominant.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré expérimentalement que le choix des configurations géométriques d'observation est crucial pour déterminer des paramètres photométriques fiables, et donc pour remonter à des propriétés physiques de surfaces plausibles : plus que le nombre, bien sûr important puisque toute nouvelle mesure ajoute à la contrainte du modèle photométrique, c'est la diversité en termes d'angles d'incidence, d'émission et de phase qui est fondamentale. Ce résultat est particulièrement intéressant pour la définition de missions orbitales, qui ne peuvent dépasser quelques dizaines d'observations au plus sur une même orbite.

L'étude expérimentale réalisée sur des échantillons volcaniques variés, ainsi que sur du verre pur, a permis d'observer que la tendance des paramètres de phase *b* et *c* des matériaux naturels est comparable à celle observée par McGuire et Hapke [1995] pour des matériaux synthétiques. Cela n'était pas a priori attendu, étant données les différences entres les matériaux étudiés en 1995 (grains synthétiques isolés de 1 cm) et ceux étudiés ici (surfaces granulaires naturelles étendues), dont les propriétés physiques sont beaucoup plus proches de celles des régolites. Cependant, il apparaît que si la même tendance est observée, une variété plus large de comportements photométriques a pu être observée dans notre étude, notamment concernant les matériaux fortement diffusant vers l'avant.

En plus de mettre en évidence la possibilité de caractériser photométriquement des matériaux naturels en fonction de leurs textures, formes, granulométries, etc., il a été montré que les matériaux à forte composante de monocristaux et de verre frais présentent un comportement non observé dans les études antérieures, ou très ponctuellement sur des matériaux observés par le *rover* martien *Spirit* et des analogues de régolite lunaire (Johnson et al. [2006a, 2008b]).

L'étude réalisée sur des mélanges verre/basalte a permis de montrer la domination optique du verre frais, même présent en très faibles quantités. Ceci a des implications importantes pour l'étude des régolites, car si du verre frais est présent, il devrait être détectable par la photométrie, ce qui n'est pas possible uniquement par la spectroscopie. Mais ce résultat nécessite des approfondissements, en mettant en œuvre d'autres types de mélanges (différentes proportions de verre, autres granulométries, etc.).

L'ensemble des expériences présentées ici a été pensé afin d'obtenir une caractérisation de matériaux naturels terrestres pouvant servir de références lors de l'interprétation physique de résultats photométriques orbitaux, pour des surfaces planétaires dont la nature des sols est a priori inconnue. Le chapitre suivant propose une telle application, sur le cratère lunaire Lavoisier.

CHAPITRE 5

APPLICATION A LA PHOTOMETRIE ORBITALE : LE CRATERE LUNAIRE LAVOISIER

Are there
Short-cuts in the sky,
Summer moon?

Lady Sute-Jo (1633-1698)

Such a moon –
Even the thief
Pauses to sing.

Yosa Buson (1718-1783)

Introduction

Les techniques et études présentées aux chapitres 2, 3, et 4 ont pour objectif principal une meilleure connaissance des surfaces planétaires, en éclairant au vu des résultats expérimentaux la signification possible des résultats photométriques obtenus depuis l'orbite ou in situ. Ce dernier chapitre montre l'applicabilité des techniques et modèles photométriques utilisés sur des échantillons de laboratoire à des *unités géologiques* observées depuis l'espace, avec l'étude du cratère lunaire Lavoisier, observé par la sonde européenne SMART-1.

5.1. Régolite et photométrie lunaire

5.1.1. Le régolite lunaire

La couche superficielle appelée *régolite* (littéralement *couverture de roche* en grec), qui recouvre la surface de la Lune, est constituée de fragments de roches brisées, abrasées, réagglomérés entre eux par les mécanismes d'impact (météorites et micrométéorites) et irradiés sous l'action du vent solaire et du rayonnement cosmique. D'une profondeur variant entre 4–5 m pour les régions des mers et 10–15 m pour les highlands, plus anciens (McKay et al. [1991]), le régolite renseigne sur les mécanismes d'impact à l'échelle locale et micro-échelle, ainsi que sur les interactions que subit une surface planétaire dépourvue d'atmosphère avec le milieu interplanétaire.

Dans le domaine des études lunaires, le terme *régolite* est souvent utilisé de façon synonyme avec celui de *sol*, ce dernier désignant historiquement la portion de régolite dont les particules ont un diamètre < 1 cm (McKay et al. [1991]). Une classification plus précise de cette composante a également été faite par la suite : *fines* fait référence à la fraction de diamètre inférieur à 1 mm, et *poussière* renvoie à celle de diamètre inférieur à 100 µm (Colwell et al. [2007]).

Le flux de météorites et micrométéorites (diamètre < 1 mm) est l'agent principal de formation du régolite, du sol et des poussières depuis les derniers 4.6 milliards d'années. Avec une moindre importance, les rayonnements cosmique et solaire interviennent aussi, causant la spallation, la vaporisation et l'irradiation des particules affectées. L'évolution de la surface lunaire résulte donc de l'ensemble de ces processus extérieurs, appelé *space weathering*, qui retravaille en permanence la surface ; ses effets sur le sol lunaire sont connus sous le nom de *maturation*, et le degré auquel le sol a été exposé au *space weathering* est caractérisé par son *degré de maturité* (McKay et al. [1991]). Cette maturité est presque entièrement déterminée par l'équilibre entre deux processus opposés, l'un destructif, l'autre constructif (Taylor [2008]) :

- cassage et pulvérisation via les processus du *space weathering*,
- agrégation de particules du sol par le verre produit lors des impacts météoritiques et micrométéoritiques, le verre jouant le rôle de liant lors de son refroidissement.

Les propriétés physiques du régolite lunaire sont modifiées par les processus de *space weathering* (Lucey et al. [2000]) :

- changement de la taille moyenne des grains et de la distribution en taille des particules ;
- production de verre d'impact et d'*agglutinates* (débris de roches et minéraux liés entre eux par du verre) par les petites quantités de verre générées suite aux impacts micrométéoritiques ;
- réduction du Fe^{2+} dans le verre et les minéraux en fer métallique qui crée des particules de fer de taille inférieure au micron et constitue un dépôt autour des grains ;
- implantation de gaz du vent solaire.

L'évolution physique des grains induit une modification des propriétés optiques du régolite, qui s'assombrit avec le temps ; cela a par exemple pour conséquence d'atténuer le contraste optique des raies d'éjecta brillantes (matériau immature) des cratères, qui finissent par disparaître. Dans un spectre de réflectance, le processus de maturation a pour effet d'abaisser la réflectance globale, de réduire l'intensité des bandes d'absorption, et d'augmenter la pente du continuum. Il est donc important de déterminer ce degré d'évolution et d'en tenir compte pour l'interprétation des données spectrales optiques, en termes d'abondance en éléments chimiques ou de minéralogie. Les mesures photométriques sont en mesure d'apporter de tels renseignements sur l'état de maturité d'un sol, en permettant l'étude de la granulométrie et de la texture des particules.

Le régolite lunaire est en partie composé de roches et de fragments de minéraux provenant de la roche locale en place (*bedrock*) sous-jacente qui ont été brisés par les impacts de météorites, et est considéré représentatif de la minéralogie locale sous-jacente (Bugiolacchi et al. [2011]). Les minéraux majeurs des roches lunaires sont les pyroxènes (OPX et CPX), l'olivine, le plagioclase et l'ilménite. Il est à noter que du fait du transport balistique par les impacts, une *brèche* (agrégats de roches et minéraux soudés entre eux par du verre) ou un échantillon de sol peut contenir une plus grande diversité de roches que celle existante in situ dans le *bedrock* local.

À l'échelle de l'astre, la composition du sol lunaire varie entre les basaltes (mers), sombres, et les anorthosites (highlands), claires, riches en feldspath. Plus d'un quart des particules sont des *agglutinates*, avec une plus petite fraction de verres et de brèches générés par les impacts (Colwell et al. [2007]). Les unités géologiques plus locales que sont les *dépôts pyroclastiques* sont l'objet de l'étude présentée dans ce chapitre.

5.1.2. État de l'art de la photométrie lunaire

Depuis plus d'un quart de siècle, des inversions du modèle de Hapke (ou de versions légèrement modifiées adaptées aux problèmes étudiés) ont été réalisées sur des données lunaires, martiennes, mercuriennes et sur des astéroïdes (e.g., Warell [2004], Chevrel et al. [2006], Jehl et al. [2008], Hillier et al. [2011] pour des exemples récents). L'évolution et la complexification du modèle de Hapke d'une part (Hapke [1981, 1984, 1986, 2002, 2008]) et l'augmentation de la résolution des données disponibles d'autre part (disque intégré, résolu, données orbitales de plus en plus précises) ont fait que les paramètres photométriques déterminés pour la Lune ne sont pas les mêmes suivant les données et le modèle utilisés (ceci est une autre illustration du problème exploré au chapitre 3).

Parmi les travaux lunaires qui ont été menés, les valeurs suivantes ont été publiées :

- Les valeurs de w sont de l'ordre de 0.512 ± 0.010 pour les highlands (terrains clairs) et 0.333 ± 0.007 pour les mers (terrains sombres) avec le filtre B (750 nm) de Clementine (Hillier et al. [1999]) ; de 0.279 ± 0.002 à 550 nm sur disque intégré (Helfenstein et al. [1997]) ; de 0.168 ± 0.001 sur une courbe de phase à 550 nm de Rougier (observations télescopiques) de 1933 (Warell [2004]).
- Le paramètre de rugosité $\overline{\theta}$ est le plus discuté, avec des valeurs proposées très variées, notamment : $26.7° \pm 0.1°$ à 550 nm sur disque intégré (Helfenstein et al. [1997]) ; $24° \pm 1°$ pour les régions sombres (mers), $26° \pm 1°$ pour les terrains moyens et $27° \pm 1°$ pour les terrains clairs (highlands) (Helfenstein et Shepard [1999]) ; entre 19° et 38° sur la région de Reiner Gamma (Pinet et al. [2004]) ; $11° \pm^{3}_{4}$ à 550 nm (Warell [2004]).
- Les paramètres b et c sont moins discutés dans la littérature, ou bien non directement comparables suivant les fonctions de phase utilisées (Henyey-Greenstein à un, deux ou trois paramètres, polynômes de Legendre, etc.). Avec les mêmes conventions que celles décrites à la partie 2.2.3, Warell [2004] obtient $b = 0.21 \pm 0.02$ et $c = 0.7 \pm 0.1$ à partir des observations photométriques de Rougier [1933], ce qui correspond au premier ordre à un comportement de rétrodiffusion.
- Les paramètres d'opposition B_0 et h sont les plus délicats à déterminer car seuls les petits angles de phase (inférieurs à 20° pour le SHOE et à 3° pour le CBOE) peuvent vraiment les contraindre, bien qu'ils apparaissent influer sur une portion beaucoup plus large de la courbe de phase, comme l'ont montré les différentes inversions présentées dans la partie 3.3.6. Si les phases proches de 0° sont fréquemment accessibles depuis la Terre par les télescopes, elles sont en revanche plus difficiles à obtenir depuis l'orbite. Les valeurs répandues de la littérature donnent B_0 autour de 1.0 et h autour de 0.06 (Hillier et al. [1999]).

Jusqu'à très récemment, des courbes de phase intégrées télescopiques assez anciennes telles que celle de Rougier [1933] étaient encore utilisées en photométrie lunaire (e.g., Warell [2004], cf. Fig. 5.1.a). Cependant, des progrès sensibles se font jour actuellement, avec en particulier les données du *Spectral Profiler* à bord du satellite japonais SELENE (cf. Fig. 5.1.b) qui permettent d'établir des propriétés photométriques sur différentes régions lunaires et sur un large domaine spectral (Yokota et al. [2011]), et les données de la caméra WAC de la sonde américaine LRO, dont l'objectif est de cartographier les paramètres de Hapke, et donc les propriétés physiques de surface de la Lune, sur l'ensemble de la surface lunaire, à des échelles toujours plus fines (jusqu'au niveau du pixel) à mesure que la densité des données acquises augmentera (Sato et al. [2011b]). Un exemple de courbes de phase modélisées à l'aide des observations de LRO à l'échelle locale est présentée à la figure 5.1.c, où les contrastes d'albédo et de formes des courbes de phase au sein d'une même région sont bien visibles.

En résumé, tout cela montre que la photométrie sur des corps planétaires (via des télescopes ou des satellites) traitait auparavant seulement d'études *globales* (disque intégré, mers ou highlands lunaires) et non *locales* (quelques km²), à la différence des mesures multiangulaires devenues progressivement possibles avec les dernières sondes. Au moment de la réalisation de l'étude présentée dans ce chapitre, la seule analyse orbitale de type photométrique menée sur des sols planétaires était l'exploration des propriétés physiques à l'échelle décamétrique au sein du cratère martien de Gusev observé par la caméra HRSC à bord de la sonde Mars Express (Jehl et al. [2008]). L'étude présentée ici, focalisée sur des zones lunaires de quelques km², constitue donc un précurseur des applications de la photométrie lunaire à la caractérisation des unités géologiques locales lunaires.

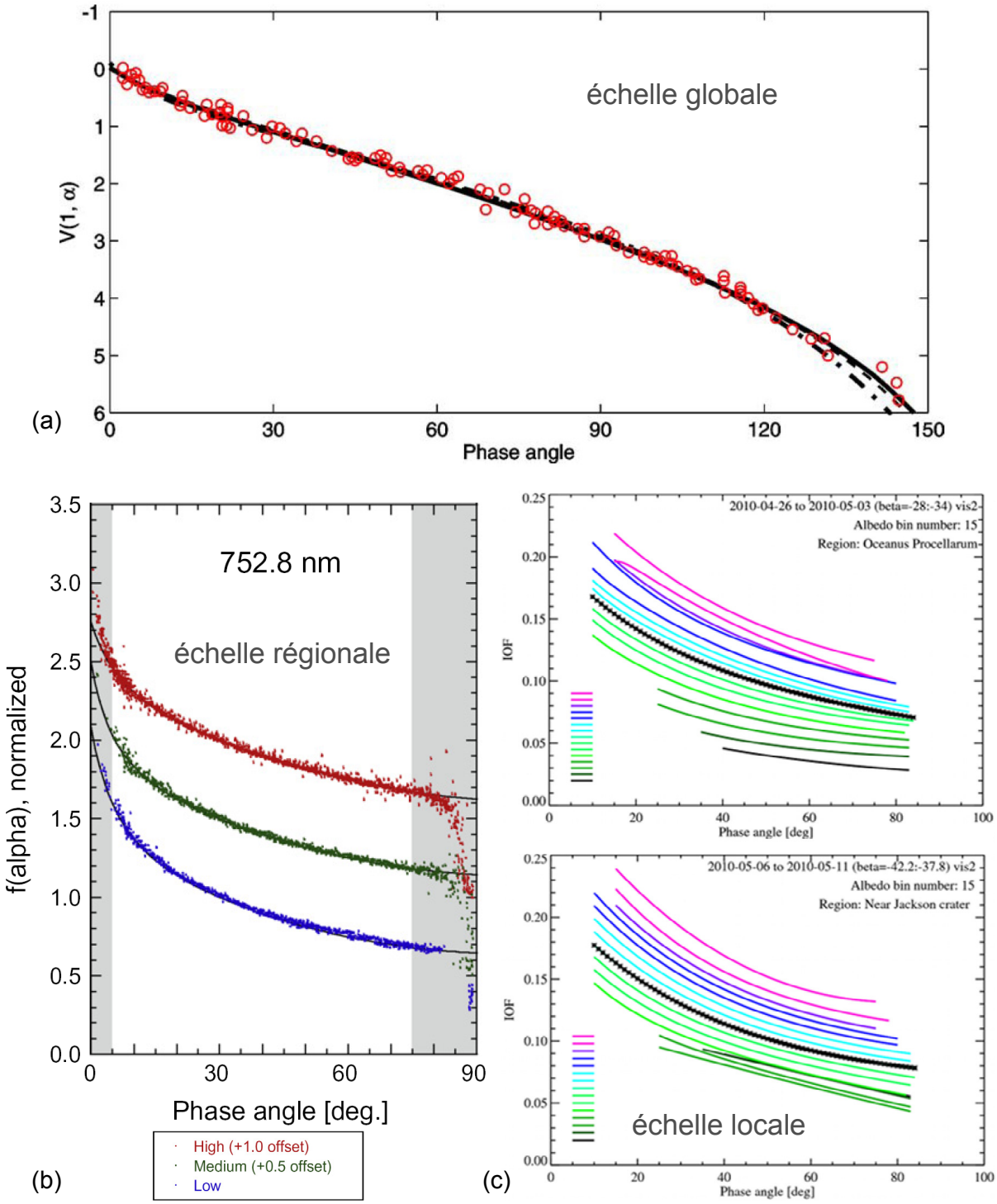


Fig. 5.1 : (a) Courbe de phase lunaire intégrée à 550 nm observée par Rougier [1933] (cercles rouges), modélisée par Warell [2004] (trait plein et tirets noirs). (b) Courbes de phase observées par le *Spectral Profiler* de SELENE sur des terrains d'albédo faible (points bleus), moyen (points verts) et élevé (points rouges) et modélisées (traits plein) à 752.8 nm ; les zones grisées correspondent aux domaines extrapolés (Yokota et al. [2011]). (c) Courbes de phase modélisées pour 15 groupes d'albédo à 566 nm pour des régions de mer (Oceanus Procellarum, graphe supérieur) et de highland (proche du cratère de Jackson, graphe inférieur) (Sato et al. [2011a]).

5.2. Les dépôts pyroclastiques lunaires

5.2.1. Description des dépôts pyroclastiques lunaires

Comme leurs analogues terrestres, les dépôts pyroclastiques lunaires, généralement de faible albédo, ont pour origine d'anciennes éruptions volcaniques de type explosif, au cours desquelles des mélanges de billes de verre, de gaz et de cendres ont été projetés puis déposés au sol. Formant une couverture sombre sur les unités préexistantes, le sigle *DMD* (de l'anglais *Dark Mantle Deposits*) est souvent employé pour les désigner. Enrichis en éléments volatils et métalliques (fer et titane), ces dépôts contiennent des informations sur les conditions qui régnaient à l'intérieur de la Lune après la formation de la croûte, dans les premiers stades du volcanisme. Sombres et lisses en surface, les DMD sont en général observés en association avec des rainures sinueuses, des dépressions irrégulières ou des cratères endogènes à l'intérieur des highlands et/ou sur le plancher de vieux cratères situés en bordure des bassins d'impact. Des analyses antérieures ont montré que de nombreux dépôts pyroclastiques lunaires contiennent des matériaux sombres, friables, riches en verre, tels que ceux collectés à Taurus-Littrow par la mission Apollo 17. La composition primitive des verres pyroclastiques indique qu'ils n'ont subi que peu ou pas de fractionnement ou de contamination après avoir quitté leur région source. Ces verres reflèteraient donc les caractéristiques de composition primaire de l'intérieur profond (> 300 km) ou du manteau de la Lune (Gaddis et al. [2000a]).

Les dépôts pyroclastiques lunaires sont divisés en deux classes selon leur taille, morphologie et occurrence. Les *grands* dépôts (au nombre d'environ 12) sont d'étendue régionale (jusqu'à plusieurs dizaines de milliers de km²) alors que les *petits* dépôts (environ 90) sont plus localisés, typiquement de l'ordre de quelques centaines de km², voire beaucoup moins. La figure 5.2 montre la localisation des dépôts pyroclastiques lunaires déjà recensés.

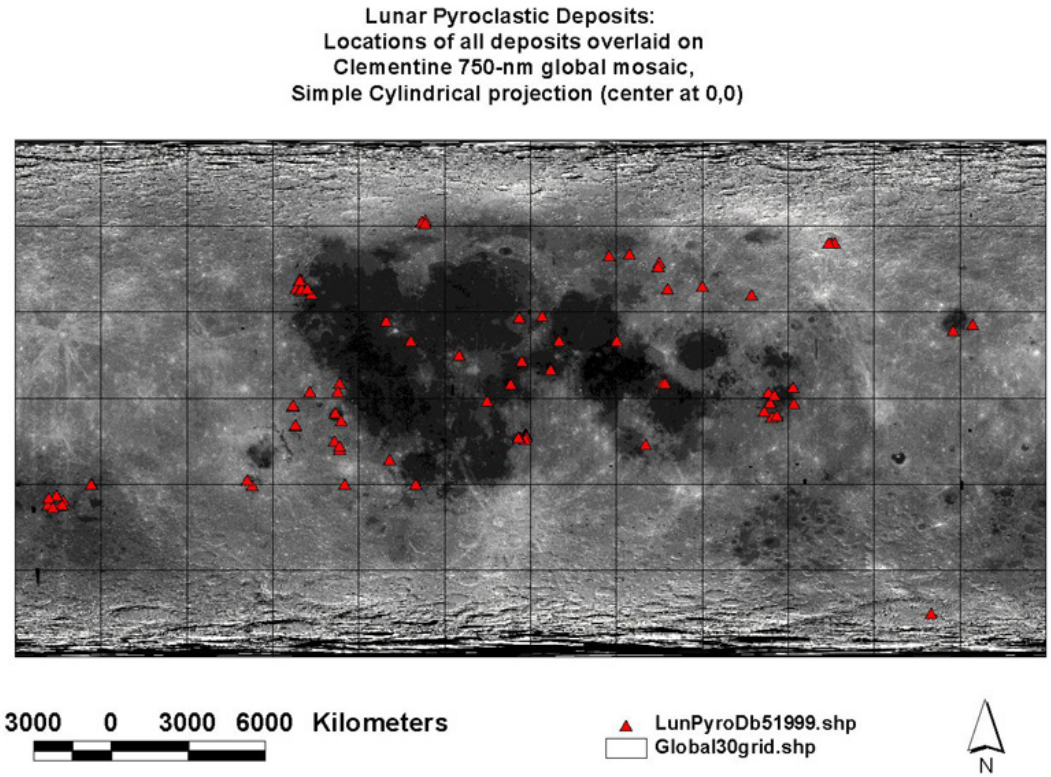


Fig. 5.2 : Localisation des dépôts pyroclastiques lunaires connus (L. Gaddis, http://astrogeology.usgs.gov/Page/research/name/MoonPyroclasticVolcanismProject).

Alors que les grands dépôts pyroclastiques ont sans doute été mis en place par des éruptions de type strombolien ou *fire fountaining* continus avec une large dispersion, les petits dépôts pyroclastiques pourraient résulter d'éruptions intermittentes ou de style vulcanien (i.e. éruption explosive avec projection de cendres, lapilli, blocs), avec une décompression explosive enlevant un bouchon de lave (*caprock*) à l'intérieur d'un conduit et formant une cheminée (Gaddis [1999]).

Les petits dépôts pyroclastiques ont été classés en trois groupes compositionnels sur la base de la profondeur, position et forme de leur bande d'absorption mafique à 1.0 µm (augmentation de sa profondeur du groupe 1 au groupe 3) ; cette bande, pour les sols lunaires est due en premier lieu au Fe^{2+} des composants contenant du fer, tels que le pyroxène, l'olivine et les verres volcaniques (Gaddis et al. [2000a]). Des exemples de spectres appartenant aux trois groupes de petits dépôts pyroclastiques sont présentés à la figure 5.3. Les matériaux mafiques (minéraux sombres) primaires volcaniques dans ces petits dépôts pyroclastiques auraient été mélangés avec des matériaux des highlands ou des mers suite à l'entraînement de la paroi rocheuse ou du *caprock* lors de la décompression explosive et de l'éruption volcanique. Les spectres du groupe 1 ressemblent à ceux des highlands, avec des assemblages mafiques contenant du feldspath dominés par l'orthopyroxène ; ceux du groupe 2 ressemblent de près aux dépôts de mers matures et sont dominés par le clinopyroxène ; ceux du groupe 3 sont dominés par l'olivine, matériau juvénile, et l'orthopyroxène, issu des parois du conduit volcanique (Gaddis et al. [2000b]).

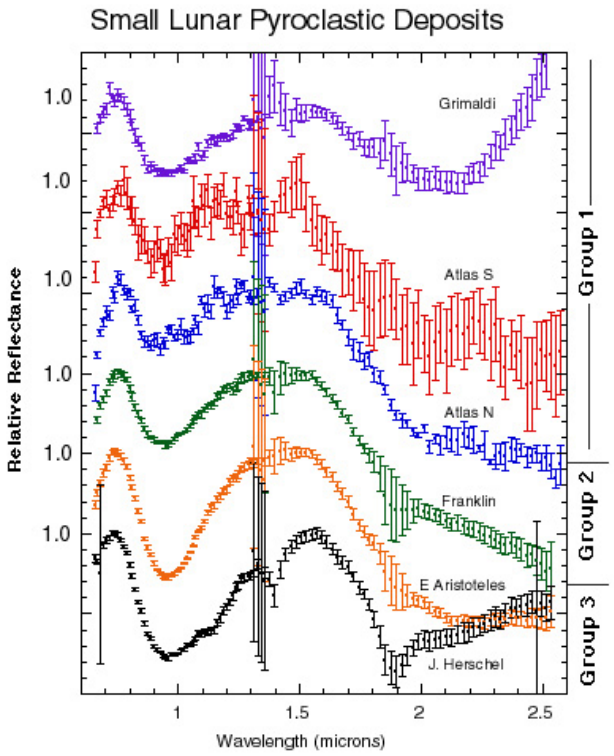


Fig. 5.3 : Spectres télescopiques de plusieurs petits dépôts pyroclastiques (L. Gaddis, http://astrogeology.usgs.gov/Page/research/name/MoonPyroclasticVolcanismProject).

5.2.2. Le cratère Lavoisier

Le cratère lunaire Lavoisier (80.8°W, 38.2°N), visible à la figure 5.4, se situe sur le bord ouest d'Oceanus Procellarum et est un archétype de cratère à plancher fracturé (Schultz [1976]). Datant de l'époque pré-nectarienne (chronologie de Wilhelms [1987]), cet ancien cratère de 70 km de diamètre présente des fractures et conduits volcaniques et des dépôts de faible albédo. Ses bords sont très érodés, avec une hauteur maximale d'environ 1.2 km au-dessus du point le plus bas du plancher. Les zones sombres situées pour la plupart à la périphérie du plancher du cratère ne révèlent pas de topographie proéminente (Kaydash et al. [2009]). D'autres sont situées autour de failles plus à l'intérieur. Sept de ces petits dépôts sombres ont été étudiés spectralement et décrits comme de petits dépôts pyroclastiques[1] (entre 3 et 18 km²) rattachés au groupe 1 défini précédemment, qui ressemblent aux highlands, avec une faible profondeur de bande mafique et des rapports UV/VIS relativement élevés (Gaddis [1999], Gaddis et al. [2000a]).

Lavoisier F (cf. Fig. 5.4) est un cratère de forme irrégulière avec un plancher en monticule qui partage un bord commun avec Lavoisier au sud-est de ce dernier, et présente également un large dépôt sombre, lui aussi décrit comme un dépôt pyroclastique (Gaddis et al. [2003]).

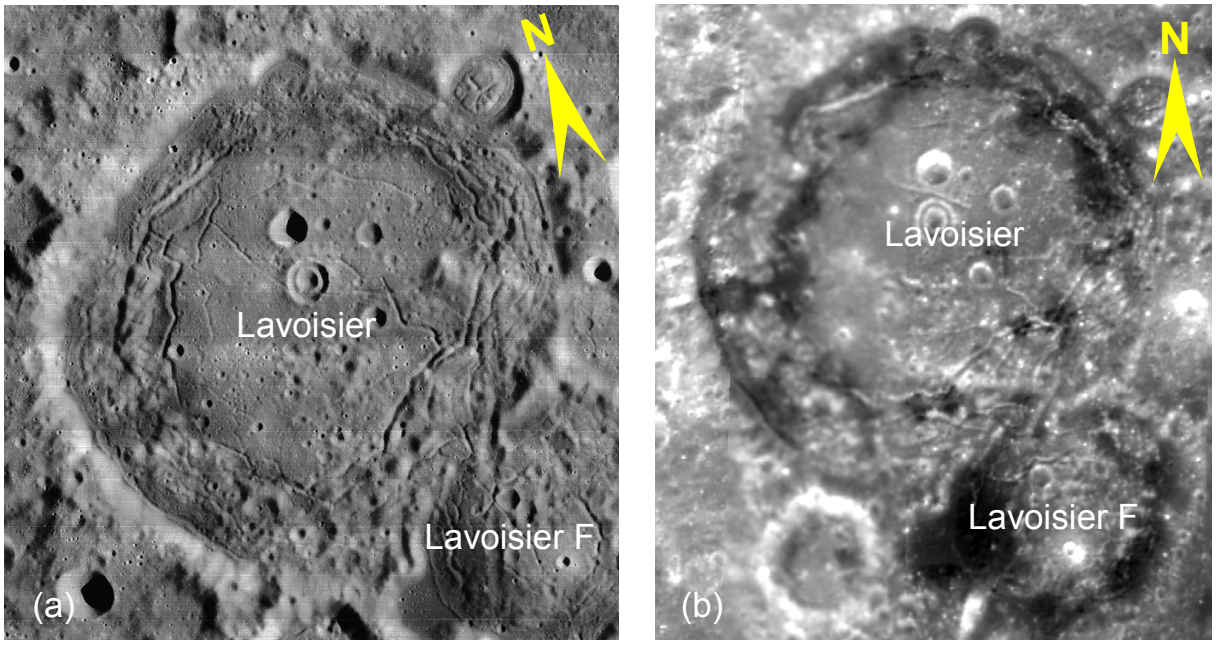


Fig. 5.4 : (a) Cratère lunaire Lavoisier : Lunar Orbiter IV image 4189 H2 ; (b) Basemap Clementine, dans laquelle les dépôts sombres sur le bord intérieur du cratère et au niveau de Lavoisier F sont bien visibles.

Le cratère Lavoisier, ainsi qu'une partie de Lavoisier F, constituent l'objet d'étude de ce chapitre, grâce aux observations acquises par la sonde SMART-1.

[1] Base de données disponible sur le site :
http://astrogeology.usgs.gov/Page/research/name/MoonPyroclasticVolcanismProject

5.3. Les données SMART-1/AMIE

5.3.1. Acquisition des données

SMART-1

Premier satellite européen à avoir été mis en orbite autour de la Lune, SMART-1 (*Small Missions for Advanced Research in Technology*), conçu par l'ESA, a été lancé le 27 septembre 2003, et est arrivé en orbite lunaire le 15 novembre 2004. Il a été réalisé dans deux buts bien distincts (Pinet et al. [2005]). Son objectif premier a été de tester de nouvelles technologies spatiales, telles que la propulsion ionique et de nouveaux modes de communication et de navigation. L'orbite opérationnelle nominale du satellite SMART-1 était polaire, de périlune à environ 300 km et d'apolune à 3000 km. Son second objectif a été d'ordre scientifique. Comme les autres composants du satellite, les principaux instruments scientifiques embarqués ont utilisé des concepts et des méthodes de pointe de miniaturisation afin d'optimiser l'espace et d'économiser la masse :

- La caméra électronique ultra-compacte (2 kg) AMIE (*Advanced Moon Micro-Imager Experiment*), dédiée aux mesures spectrales (filtre composite à 750, 847, 915 et 960 nm) et à des mesures photométriques utilisant une partie non filtrée à large bande centrée sur 800 nm couvrant un quart du CCD, soit 512×512 pixels (Josset et al. [2006]) ;
- Le spectromètre infrarouge SIR, donnant des spectres en visée nadir ;
- Le télescope à rayons X D-CIXS, consacré à l'identification des éléments chimiques majeurs présents à la surface de la Lune.

Après avoir conduit un certain nombre d'opérations scientifiques, la mission du satellite SMART-1 a pris fin par un impact programmé sur la Lune le 3 septembre 2006.

Données utilisées

Une série de 33 images successives centrées sur le cratère Lavoisier a été acquise par la caméra AMIE durant l'orbite 2251 (partie du CCD non filtrée, résolution horizontale/verticale entre 111 et 199 m/pixel suivant les conditions d'observation), avec une couverture angulaire en termes d'angles de phase allant de 26.6° à 83.3°. Cet ensemble d'observations, qui constitue un jeu de données unique, a été permis grâce à la technique complexe dite de *spot-pointing* (cf. Fig. 5.5) qui permet au satellite, par rotation, d'imager une même zone sous différents angles lors de son survol.

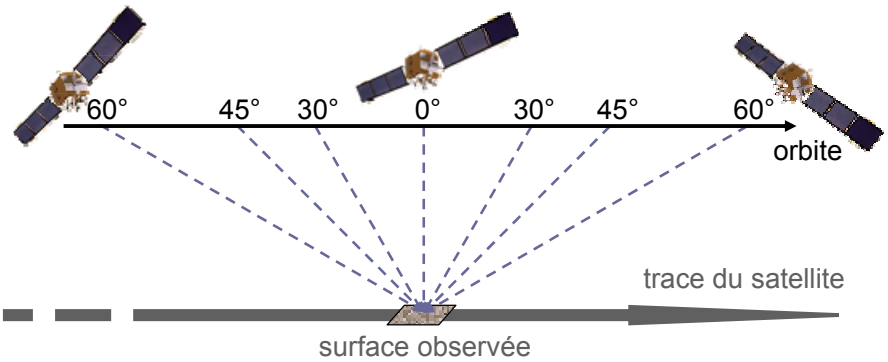


Fig. 5.5 : Illustration de la technique d'observation en *spot-pointing*.

Une courbe de phase construite à partir d'une telle série d'images réalisée sur une même orbite est une EPF (*Emission Phase Function*) typique, mais ce genre d'observations est rare. La figure 5.6 synthétise la variation des angles d'incidence, d'émission et de phase de ce jeu de données (angles au centre de l'image), en fonction du temps. Les acquisitions sont faites sur un temps très court, ce qui implique que l'angle d'incidence ne varie quasiment pas.

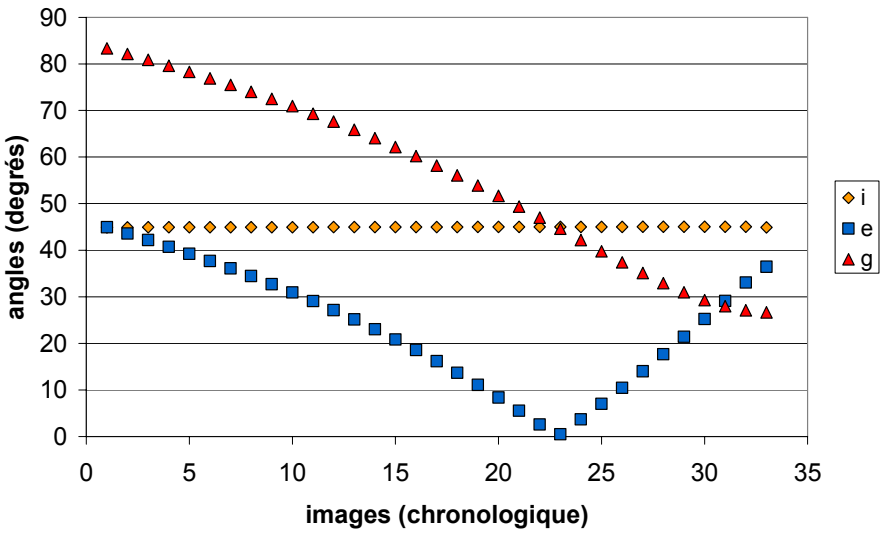


Fig. 5.6 : Angles d'incidence *i*, d'émission *e* et de phase *g* au centre des images du jeu de données de la caméra AMIE lors du survol du cratère Lavoisier.

5.3.2. Calibration instrumentale et reprojection des données

Les images acquises par la sonde ont préalablement subi une première calibration instrumentale corrigeant du bruit électronique de la caméra (*dark frame*), de la différence d'homogénéité d'un pixel à l'autre (*flat field*), de la non linéarité de la caméra, des pixels morts, etc. :

$$image\ corrigée = \frac{image\ brute - image\ dark}{image\ flat - image\ dark} \tag{5.1}$$

La description complète de cette calibration est réalisée par Grieger [2008]. C'est sur ces données calibrées instrumentalement que nous avons travaillé. Afin de mener une étude photométrique la plus fiable possible à partir d'images orbitales, il est nécessaire de réaliser en outre un certain nombre d'opérations préalables sur les images visant à :

- déterminer les angles d'incidence, d'émission et de phase sur chaque pixel, afin de pouvoir construire une courbe de phase en tout point de la région imagée ;
- rendre l'ensemble des images parfaitement superposables (processus de *coregistration*), afin de pouvoir construire la courbe de phase correspondant à chaque pixel ou groupe de pixels.

En utilisant le langage IDL pour l'écriture des programmes (interpolation des angles notamment) et le logiciel ENVI pour la coregistration, le traitement géométrique suivant a ainsi été appliqué aux images afin de préparer leur analyse photométrique :

- chaque image ne contenant que la donnée des angles aux coins et au centre, un programme d'interpolation a été écrit afin d'obtenir les valeurs d'incidence, émission et phase pour chaque pixel de chaque image (sous l'hypothèse forte que la région est plate et lisse) ;
- coregistration des 33 images sur l'image nadir (observée à la verticale), ainsi que des images géométriques associées (incidence, émission, phase) comme illustré à la figure 5.7.

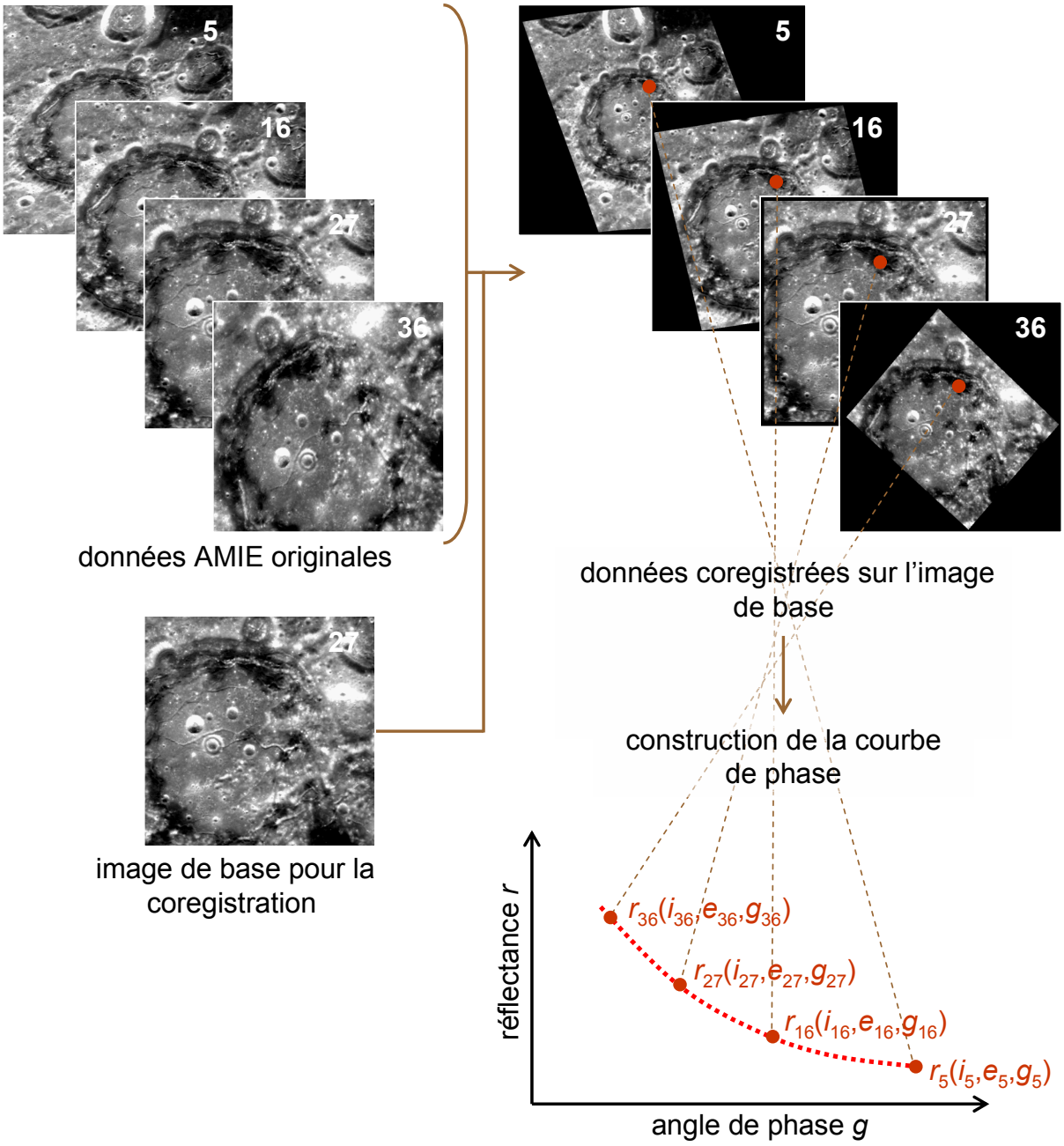


Fig. 5.7 : Représentation schématique de la coregistration des images AMIE lors du survol du cratère Lavoisier, en préalable à la construction de courbes de phase.

5.3.3. Calibration radiométrique indirecte basée sur Clementine

Il n'existe malheureusement pas de calibration radiométrique absolue pour les données de la caméra AMIE (Grieger [2008]), qui n'ont pas d'unité radiométrique (données en *DN* ou *Digital Number*). Par conséquent, j'ai réalisé non pas une calibration au sens strict du terme, qui impliquerait de travailler sur toute la surface lunaire couverte par cette caméra, mais une calibration empirique indirecte. Cette opération consiste à rechercher une fonctionnelle rendant cohérents le jeu de données AMIE d'une part et les données lunaires de la mission Clementine (la référence, déjà calibrée photométriquement, pour les observations lunaires) d'autre part, sur la région de Lavoisier uniquement.

Les données Clementine

Projet commun entre la *Strategic Defense Initiative Organization* (département américain de la défense) et la NASA, la mission Clementine (officiellement *Deep Space Program Science Experiment*) fut lancée le 25 janvier 1994. Son objectif était de tester des capteurs et des composants exposés longuement à l'environnement spatial et de réaliser des observations scientifiques de la Lune et de l'astéroïde proche de la Terre 1620 Geographos. Le survol de la Lune a été effectué entre le 26 février et le 21 avril 1994, permettant de réaliser deux cartographies systématiques quasi-globales successives, suivies par des observations spécifiques.

La zone du cratère Lavoisier imagée par Clementine

La première étape du processus visant à rendre cohérentes les valeurs des pixels des images AMIE avec les valeurs en réflectance (RADF) de Clementine a été de sélectionner une image du cratère Lavoisier observé par Clementine présentant à la fois des zones très brillantes et sombres (cas idéal pour la calibration). L'utilisation d'une seule image plutôt que d'une mosaïque, qui couvrirait la totalité du cratère, évite tout risque d'incohérence que l'on rencontre souvent au niveau du raccordement des images d'une mosaïque.

Intercalibration à l'aide des images Clementine

La régression linéaire de type $ax+b$ entre AMIE (incidence 45°) et Clementine (incidence 40.5°) a été faite à partir de la bande à 750 nm de l'image Clementine sélectionnée et de l'image AMI_LE3_R02251_00027_00014.IMG, préalablement coregistrée sur l'image Clementine. L'image AMIE utilisée a été choisie en raison de ses conditions d'éclairement et d'émergence, les plus proches de celles de Clementine parmi les 33 images disponibles. La résolution des deux images a été réduite d'un facteur 16 (4×4 pixels regroupés) afin de réduire l'influence de la topographie à petite échelle.

Un masque de pixels non altérés par la topographie a été créé : tous les pixels éloignés de la tendance linéaire entre les images Clementine et AMIE sont ainsi écartés. Ils correspondent principalement aux zones de bords de cratère où la topographie est plus marquée, ou à des zones d'ombres portées, comme illustré sur la figure 5.8 ; cela est dû à l'angle d'azimut légèrement différent de l'éclairement sous lequel ont été acquises les images Clementine et celles de AMIE.

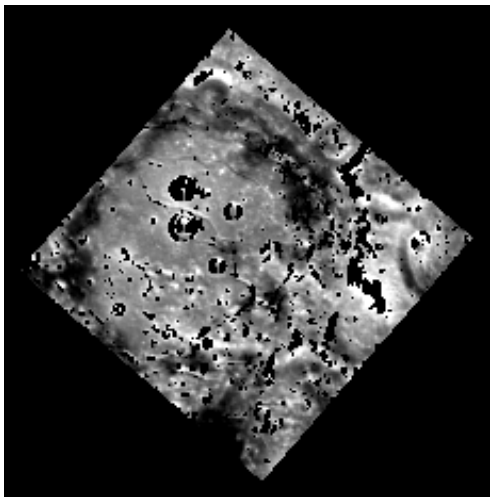


Fig. 5.8 : Masque utilisé pour la régression linéaire entre les images Clementine et AMIE (les pixels noirs ont été écartés).

Une régression linéaire sur les pixels retenus entre l'image Clementine et AMIE a donné les coefficients suivants :

$$a = 0.0431,\ b = 0.0251 \text{ et } rms = 0.0021$$

On obtient alors l'image régressée :

$$AMIE_{RADF}^{40.5} = a \times AMIE_{DN}^{45} + b \tag{5.2}$$

La dernière étape consiste en une transformation photométrique de l'image AMIE ainsi obtenue après régression pour la ramener à une incidence $i = 45°$, le passage de $i = 40.5°$ à $i = 45°$ impliquant une diminution de l'intensité lumineuse :

$$AMIE_{RADF}^{45} = AMIE_{RADF}^{40.5} \times \frac{\cos(45.0)}{\cos(40.5)} = (a \times AMIE_{DN}^{45} + b) \times \frac{\cos(45.0)}{\cos(40.5)} \tag{5.3}$$

Il faut toutefois noter que cette opération (application d'un coefficient multiplicatif simple) n'est qu'une approximation et ne peut fonctionner qu'au premier ordre, car 40.5° et 45° sont proches du point de vue angulaire. Au final, l'ensemble des 33 images du jeu de données AMIE, qui ont toutes le même temps d'acquisition, a été corrigé suivant :

$$AMIE_{RADF} = (0.0431 \times AMIE_{DN} + 0.0251) \times 0.93 \tag{5.4}$$

permettant ainsi d'obtenir des valeurs en RADF pour les données AMIE sur la zone considérée.

La cohérence de l'image nadir AMIE ainsi calibrée a été testée a posteriori avec l'image correspondante de la base de données connue sous le nom de *Basemap Clementine*. Il s'agit d'une mosaïque de l'ensemble de la surface lunaire, assemblée à partir de plus de 43000 images issues du filtre à 750 nm de la caméra UV-Vis et contrôlée géométriquement et photométriquement. Cette mosaïque a été réalisée en projection sinusoïdale et rapportée à une résolution de 100 m par pixel. Un traitement radiométrique permettant de se ramener aux conditions de laboratoire (incidence 30°, émission 0°) a été appliqué (McEwen et al. [1998]).

Si l'on se ramène aux conditions Basemap (en multipliant par $\cos 30/\cos 45$), l'histogramme de la différence Basemap–AMIE présente une moyenne à 0.0066 ± 0.0065, donc très proche mais non centrée sur zéro (cf. Fig. 5.9.a). Ce point reste inexpliqué, et peut provenir :

- d'un biais systématique de notre calibration (e.g., utilisation d'une bande à 750 nm pour Clementine et d'une bande large centrée vers 800 nm pour AMIE) ;
- ou de la correction au premier ordre en $\cos 30/\cos 45$, dont l'application devient limite compte tenu des 15° d'écart ;
- ou d'une erreur inhérente à la Basemap, où une nette différence est visible entre l'est et l'ouest du cratère Lavoisier en raison du raccord de deux images pour couvrir l'ensemble du cratère (cf. Fig. 5.9.b).

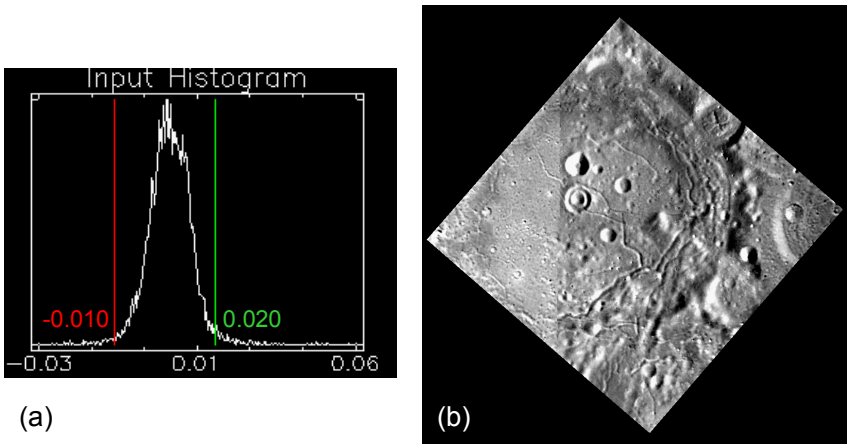


Fig. 5.9 : Différence de réflectance entre la Basemap Clementine et l'image AMIE nadir ramenée à des valeurs en RADF sous les mêmes conditions d'éclairement : histogramme (a), image correspondante avec seuils $noir = -0.010$ et $blanc = 0.020$ (b).

Après avoir réalisé l'ensemble des procédés décrits ci-dessus, nous avons obtenu un jeu de données permettant d'accéder à la réflectance en tout point et sous toutes les géométries disponibles de la zone imagée par AMIE. La cohérence avec les images Clementine calibrées photométriquement présente certes des limites, mais est néanmoins très satisfaisante et permet l'étude photométrique du cratère Lavoisier.

5.4. Inversions et résultats photométriques

5.4.1. Tests numériques préliminaires

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, inverser le modèle de Hapke [1993] requiert l'utilisation d'un nombre de configurations angulaires variées aussi grand que possible. Or, dans le cas de données satellitaires, l'incidence est fixée sur une orbite, et les angles de phases sont généralement restreints (avec pour conséquence une absence ou un déficit en très petits et très grands angles). C'est pourquoi, de façon analogue à ce qui a été présenté dans la partie 3.3, un sous-jeu des données de Shepard et Helfenstein [2007] a été extrait, dans le but de simuler les conditions angulaires prises par la caméra AMIE lors du survol du cratère Lavoisier. Les angles correspondants sont représentés à la figure 5.10, où l'accord avec les configurations réellement observées par AMIE est visible ; seuls 17 points

sur les 33 de AMIE ont une correspondance proche dans les jeux de Shepard et Helfenstein [2007], mais la couverture d'angles reste similaire, les points sont simplement plus espacés dans l'espace hémisphérique.

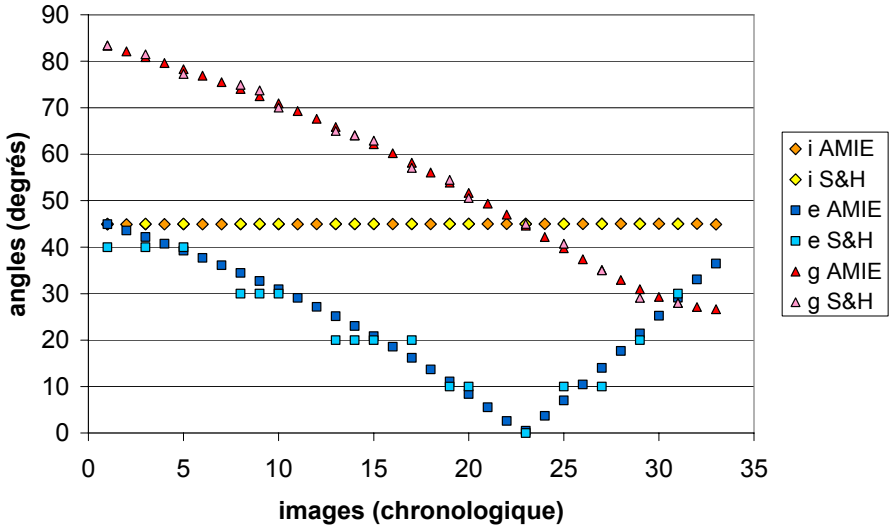


Fig. 5.10 : Comparaison des angles d'incidence *i*, émission *e* et phase *g* du sous-jeu extrait des données de Shepard et Helfenstein [2007] (S&H) et ceux acquis lors du survol du cratère Lavoisier (AMIE).

Les tests ont été menés sur les sept échantillons de laboratoire disponibles sur une ou deux longueurs d'onde, comme au chapitre 3 : argile non compactée (BCl 550 et BCl 700) et compactée (BCp 550 et BCp 700), oxyde de fer rouge (FE 550 et FE 700), sable de Kualua (KS 550 et KS 850), sable ooitique (OS 550 et OS 700), sable de quartz (QS 550) et spodumène (SP 550). Les résultats de l'inversion sont résumés dans le tableau 5.1 (les valeurs de B_0 et h ne sont pas reportées, la couverture angulaire ne permettant pas de les contraindre).

17 pts	b	c	$\bar{\theta}$	w	rms_{abs} (REFF)	rms_{abs} (RADF)	rms_{rel} (%)
BCl 550	0.20±0.001	0.55±0.003	17.98±0.40	0.402±0.004	0.001	0.000	0.49
BCl 700	0.23±0.001	0.60±0.001	19.34±0.04	0.661±0.002	0.000	0.000	0.24
BCp 550	0.35±0.025	0.00±0.002	20.72±0.54	0.750±0.006	0.003	0.002	1.45
BCp 700	0.36±0.034	0.01±0.004	15.45±3.63	0.875±0.005	0.004	0.003	1.22
FE 550	0.29±0.000	0.79±0.002	24.67±0.05	0.150±0.000	0.000	0.000	0.48
FE 700	0.27±0.001	0.95±0.005	22.51±0.24	0.521±0.002	0.001	0.001	0.50
KS 550	0.18±0.000	0.90±0.007	23.73±0.06	0.869±0.000	0.001	0.001	0.40
KS 850	0.14±0.006	0.76±0.001	22.07±0.10	0.950±0.002	0.002	0.001	0.36
OS 550	0.18±0.005	0.88±0.001	22.01±0.10	0.955±0.001	0.002	0.001	0.33
OS 700	0.15±0.001	0.97±0.001	19.03±0.02	0.982±0.000	0.001	0.001	0.22
QS 550	0.70±0.000	0.03±0.000	8.74±1.83	0.979±0.001	0.001	0.001	0.21
SP 550	0.28±0.006	0.01±0.001	4.11±0.31	0.998±0.000	0.004	0.003	0.47

Tab. 5.1 : Paramètres photométriques b, c, $\bar{\theta}$ et w, ainsi que les valeurs des *rms* issus des inversions réalisées sur des échantillons de laboratoire, tirés de Shepard et Helfenstein [2007], pour un sous-jeu de configurations multiangulaires simulant les observations de la caméra AMIE au-dessus de Lavoisier. Les écarts-types des paramètres correspondent à la dispersion sur les 100 meilleures solutions (cf. partie 2.5.2).

Les valeurs des résidus, très faibles, sont à relativiser compte tenu du faible nombre de points inversés et des niveaux de réflectance propres à chaque échantillon : les BCl, FE, KS, OS et QS apparaissent bien modélisés, alors que le SP et surtout les BCp le sont beaucoup moins.

La figure 5.11 présente les paramètres b, c, $\bar{\theta}$ et w du tableau 5.1 échantillon par échantillon ; les valeurs de *référence* utilisées dans cette figure 5.11 ont été déterminées à partir d'un jeu de données allant de 3° à 120° de phase (comme dans la partie 3.3.2) et permettent de juger de la robustesse des paramètres déterminés à partir des géométries propres aux observations de AMIE.

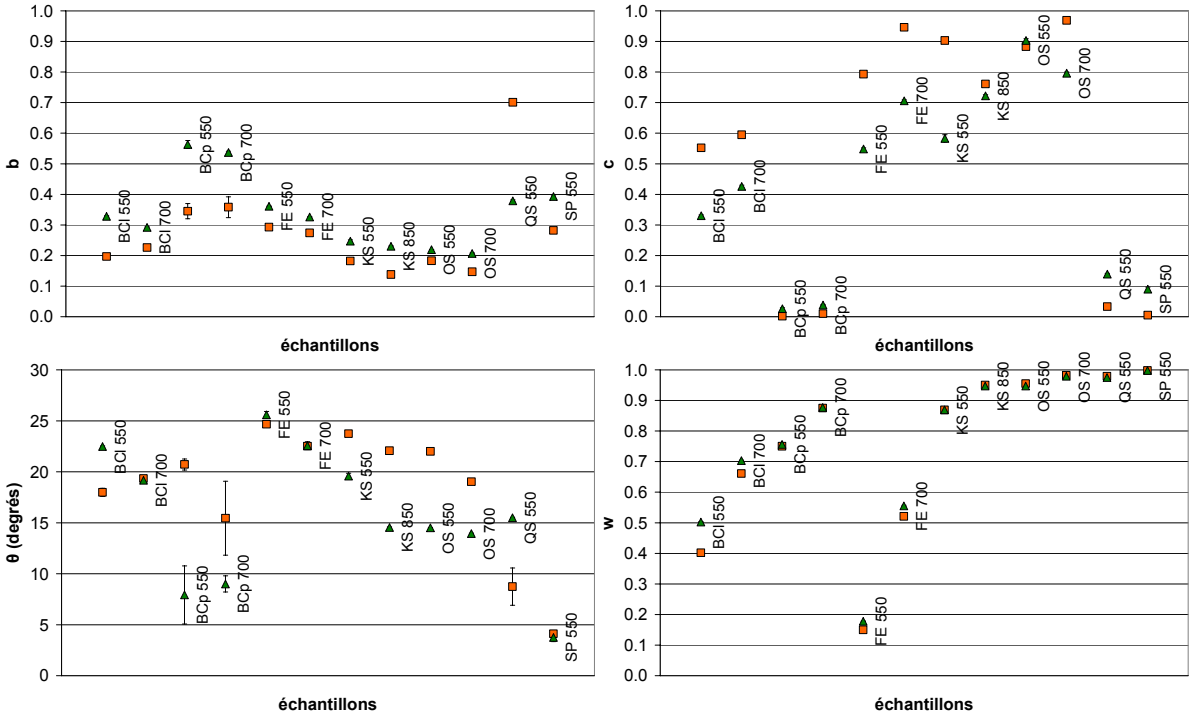


Fig. 5.11 : Paramètres photométriques déterminés sur un sous-jeu des données de Shepard et Helfenstein [2007] correspondant aux configurations des images AMIE (carrés orange), comparés aux valeurs de référence (triangles verts, cf. partie 3.3.2).

Le tableau 5.2 présente les différences entre les paramètres de référence et ceux obtenus sur les simulations des observations de Lavoisier. Il apparaît que, pour le jeu de données restreint aux conditions d'observation similaires à celles de notre jeu AMIE :

- w, pourtant le paramètre notoirement le plus stable dans les inversions, est sous-estimé pour les BCl et FE, d'environ –0.05 ; les autres échantillons présentant des valeurs proches de 1, les écarts possibles aux références sont beaucoup plus réduits.
- b est systématiquement plus faible (à l'exception du QS 550 largement surestimé), d'environ –0.08 en général par rapport aux références (valeur calculée sans tenir compte des comportements extrêmes présentés par les BCp et QS).
- c est surestimé pour les matériaux rétrodiffusants (i.e. pour tous les échantillons exceptés BCp, QS et SP), d'environ +0.17, la seule exception étant le OS 550, proche de la référence. Ce paramètre apparaît plus faible de –0.10 pour les matériaux diffusant vers l'avant (valeur déterminée à partir de QS et SP uniquement, BCp ayant une valeur de c quasi nulle, sa variation est infime).

- $\overline{\theta}$ apparaît plus dépendant de l'échantillon : proche des références pour FE, BCl 700 et SP, il est surestimé pour les KS et OS jusqu'à +7.5°, et sous-estimé pour BCl 550 de –4.5°.

référence – simulation Lavoisier	Δw	Δb	Δc	$\Delta\overline{\theta}$
BCl 550	+0.100	+0.13	–0.22	+4.49
BCl 700	+0.042	+0.07	–0.17	–0.17
BCp 550	+0.006	+0.22	+0.02	–12.80
BCp 700	+0.002	+0.18	+0.03	–6.45
FE 550	+0.028	+0.07	–0.25	+0.91
FE 700	+0.034	+0.05	–0.24	+0.05
KS 550	+0.000	+0.07	–0.32	–4.16
KS 850	–0.003	+0.09	–0.04	–7.53
OS 550	–0.008	+0.04	+0.02	–7.50
OS 700	–0.003	+0.06	–0.17	–5.10
QS 550	–0.004	–0.32	+0.11	+6.75
SP 550	+0.000	+0.11	+0.09	–0.36

Tab. 5.2 : Différences Δ entre les paramètres de référence (cf. partie 3.3.2) et ceux obtenus à partir de configurations simulant les observations de Lavoisier.

Il est intéressant de comparer ces résultats avec le *cas 9* de la partie 3.3.5 et de la figure 3.8 (courbes de phase à incidence fixe, sans petits et grands angles de phase). Lorsque des différences significatives sont visibles entre le *cas 9* et les paramètres déterminés sur des données simulées aux conditions AMIE du point de vue angulaire, ces derniers sont plus éloignés des valeurs de référence que les premiers. Cela pourrait être une conséquence de l'utilisation de jeux multiangulaires encore plus appauvris (17 configurations contre 56 au *cas 9*), ce qui illustre le fait qu'en plus de la couverture angulaire en termes d'angles de phase, la densité et la variété des mesures sur un domaine de phase donné sont cruciales (fait souligné dans Souchon et al. [2011b]).

Le tableau 5.2 montre que l'on peut être confiant dans l'estimation de l'albédo de diffusion simple à partir des données AMIE ; par contre, les valeurs de rugosité de surface déterminées devront être considérées avec plus de circonspection, ses valeurs pouvant être faiblement ou significativement modifiées vis-à-vis du cas de référence. Si nous détectons des matériaux rétrodiffusants, il est possible qu'ils le soient en réalité un peu moins, en raison des écarts systématiques aux références observés pour les matériaux rétrodiffusants (paramètres de phase *b* et *c*).

5.4.2. Étude photométrique de régions du cratère Lavoisier

L'inversion des cubes de données du cratère Lavoisier aurait théoriquement pu être réalisée pixel à pixel, dans une logique de cartographie des paramètres photométriques. Cependant, cette approche est extrêmement couteuse en temps (plusieurs semaines) et trop de zones auraient eu leurs paramètres faussés par des effets de topographie (e.g., murs du cratère, failles), des inhomogénéités à l'interface d'unités géologiques différentes, etc. L'approche choisie a donc été de réaliser des inversions sur des ensembles homogènes de pixels, représentant des *unités géologiques*.

Les 21 régions étudiées

21 régions, dont certaines représentent des dépôts pyroclastiques analysés par spectroscopie[2] (régions 3, 4, 7), ont été sélectionnées dans l'aire couverte par les données de AMIE (cf. Fig. 5.12) pour être inversées suivant le modèle de Hapke [1993].

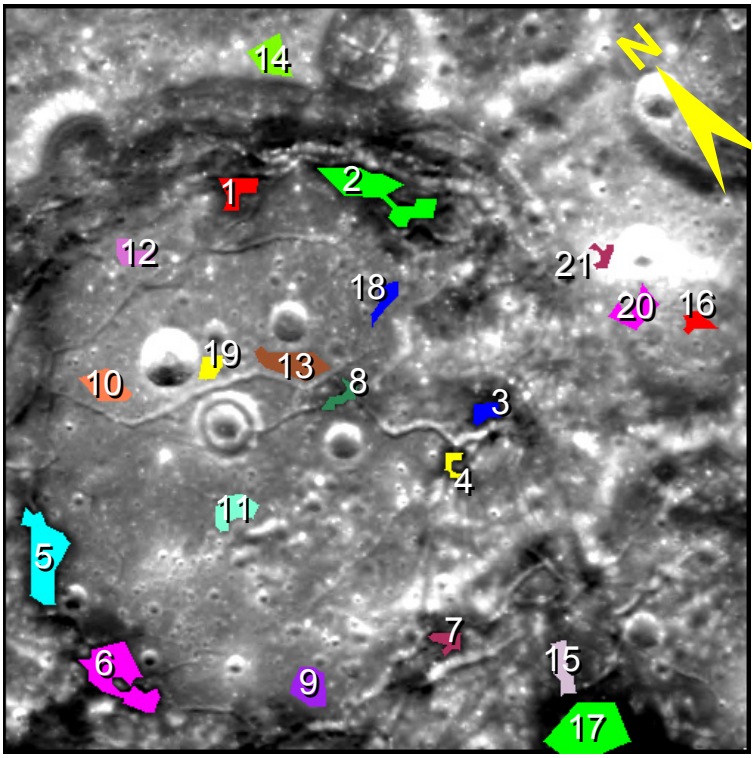


Fig. 5.12 : Régions étudiées sur le cratère Lavoisier. Les dépôts sombres, supposés pyroclastiques, sont les régions 1 à 8 à l'intérieur du cratère, et 15 et 17 au niveau de Lavoisier F.

Ces régions devaient être :

- aussi lisses et plates que possible pour éviter des biais et erreurs photométriques dus à la topographie (ombres par exemple) ainsi que des erreurs sur l'estimation des angles (i, e, g) ;
- aussi homogènes que possible pour pouvoir supposer que les paramètres photométriques déterminés sont caractéristiques d'une unité géologique donnée ;
- aussi grandes que possible pour permettre d'établir des statistiques (entre 114 et 1607 pixels) ;
- variées en termes de niveaux de réflectance pour détecter des comportements photométriques distincts.

Le premier critère a été étudié par inspection visuelle d'images d'origines et de résolutions variées (SMART-1/AMIE, Lunar Orbiter, Clementine, Kaguya/TC) ; l'ensemble des régions n'apparaissent pas affectées d'une topographie marquée. Des images du cratère Lavoisier acquises par la Terrain Camera de la mission japonaise Kaguya/SELENE (cf. Fig. 5.13, communication privée de J. Haruyama), permettent d'avoir une idée du relief de la zone. Sur ces images, la direction de l'éclairement ne correspond pas à celle lors de l'acquisition

[2] D'après la base de donnée sur :
http://astrogeology.usgs.gov/Page/research/name/MoonPyroclasticVolcanismProject

des images AMIE, mais en sachant que ces dernières ont été observées sous incidence 45°, avec un éclairage à 45° de la ligne sud-nord, cela permet d'avoir une idée des obstacles potentiels qui auraient pu projeter des ombres au niveau des régions étudiées et rendre les inversions erronées. Cela n'apparaît pas critique.

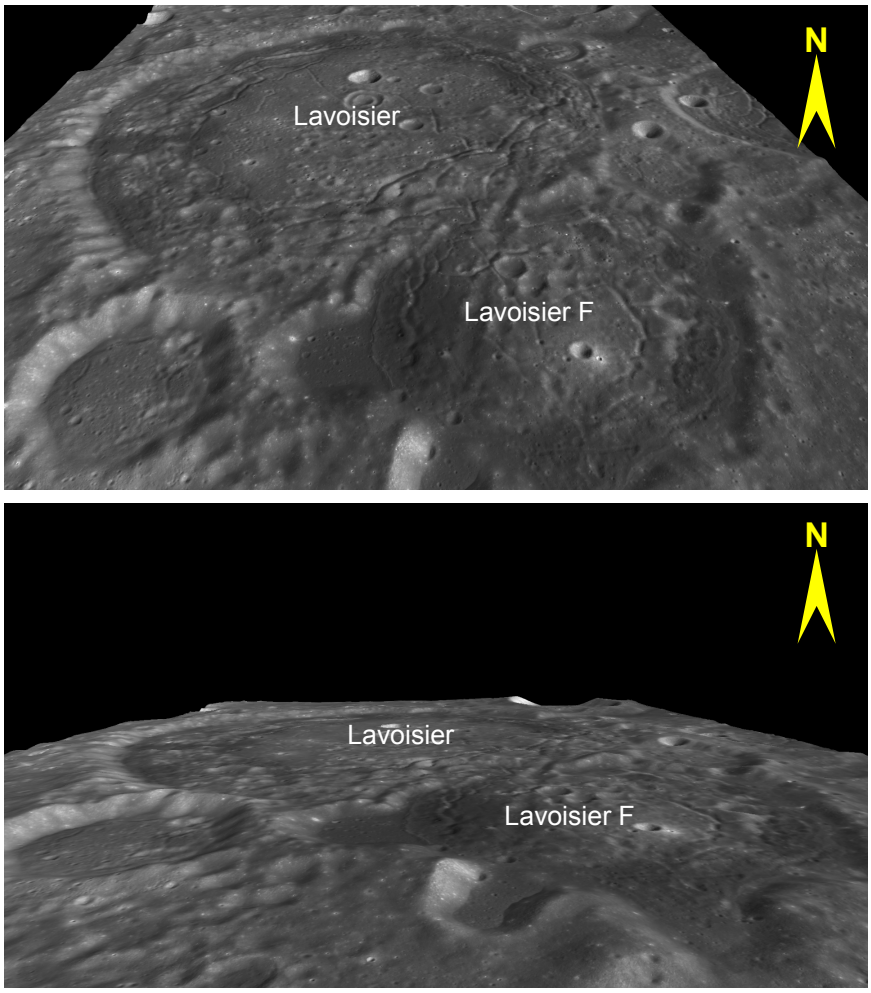


Fig. 5.13 : Images du cratère Lavoisier acquises par la Terrain Camera de la mission japonaise Kaguya/SELENE (communication privée de J. Haruyama).

Le second critère a été suivi en choisissant des aires dont la valeur moyenne de réflectance est très peu dispersée. Les différences de niveaux de réflectance sont visibles sur la figure 5.14, qui présente les courbes de phase observées (et également modélisées) pour les 21 régions. On peut remarquer qu'on peut les classer en trois niveaux de réflectance : la région la plus brillante (21), les plus sombres (1 à 8, 15 et 17), et les intermédiaires (9 à 14, 16, et 18 à 20). Incidemment, les régions les plus sombres correspondent géographiquement aux dépôts pyroclastiques supposés. La localisation des dépôts faite par Gaddis et al. [2003] ne comprend pas l'ensemble des petits dépôts sombres étudiés ici. Cependant, il m'a paru logique d'étudier la totalité des zones sombres présentes dans les images avec comme hypothèse de travail qu'elles soient toutes d'origine pyroclastique.

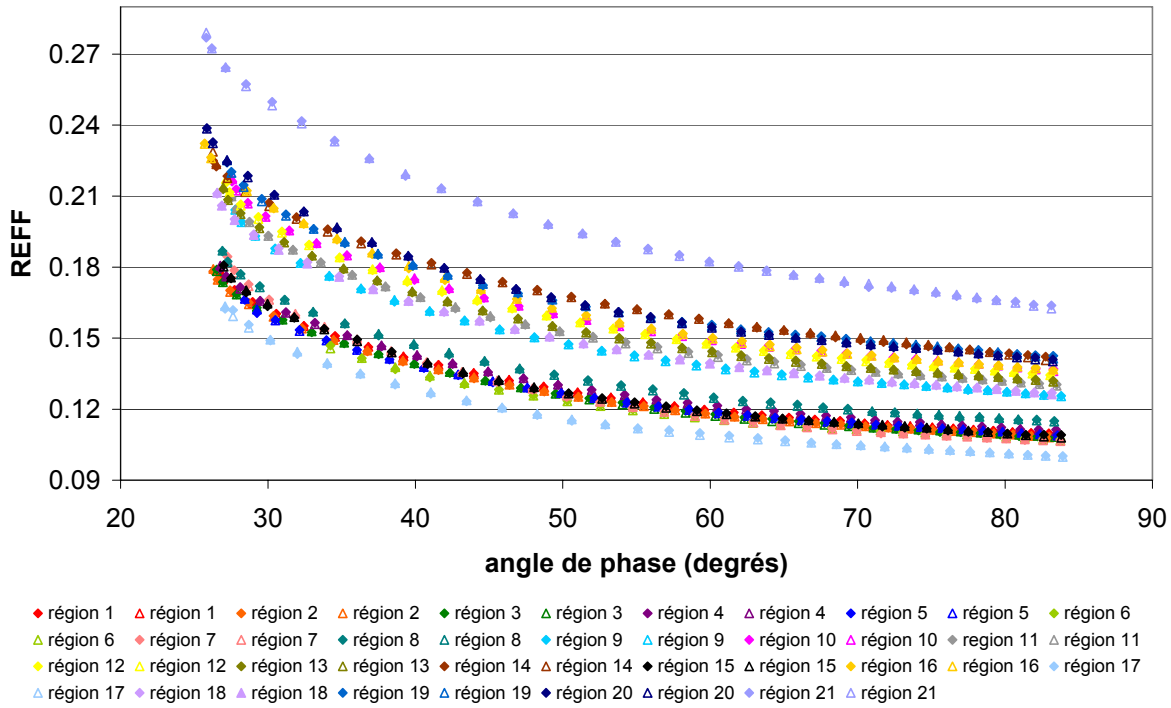


Fig. 5.14 : Courbes de phase observées (losanges pleins) et modélisées (triangles vides) des 21 régions étudiées du cratère Lavoisier.

Inversions et résultats

Les paramètres déterminés pour les 21 régions sont rassemblés dans le tableau 5.3 et représentés graphiquement à la figure 5.15. Bien que la couverture angulaire ne permette pas de les contraindre, les paramètres d'opposition ont été laissés libres, en accord avec les inversions des chapitres 3 et 4. Les graphes comparant réflectances observée et modélisée sont présentés à la figure 5.14. On remarque que :

- Les valeurs des *rms* sont très faibles et tout à fait comparables à ceux obtenus sur les échantillons de Shepard et Helfenstein [2007] dans les mêmes conditions angulaires. Cependant, le fait que le modèle reproduise de façon très précise les observations était attendu étant donné que les images utilisées proviennent d'une seule orbite (une seule EPF) ; des différences beaucoup plus notables seraient probablement apparues si des données d'orbites différentes avaient été intégrées à la modélisation.
- Les paramètres b, c, $\overline{\theta}$ et w trouvés sont tout à fait en accord avec les valeurs lunaires généralement publiées (cf. partie 5.1.2).

La figure 5.16 permet, en complément de la figure 5.15, de visualiser les paramètres b et c comparés aux résultats de laboratoire de Souchon et al. [2011b] pour des matériaux volcaniques.

région	b	c	$\bar{\theta}$ (°)	w	rms_{abs} (REFF)	rms_{abs} (RADF)	rms_{rel} (%)
1	0.21±0.004	0.84±0.012	21.94±0.20	0.444±0.004	0.0004	0.0003	0.30
2	0.21±0.001	0.76±0.003	22.89±0.00	0.451±0.002	0.0003	0.0002	0.22
3	0.24±0.003	0.71±0.008	22.47±0.06	0.462±0.003	0.0005	0.0003	0.41
4	0.21±0.000	0.78±0.000	22.68±0.06	0.452±0.002	0.0004	0.0003	0.32
5	0.21±0.000	0.84±0.011	22.46±0.07	0.456±0.003	0.0004	0.0003	0.30
6	0.21±0.001	0.80±0.004	22.49±0.03	0.455±0.001	0.0004	0.0003	0.32
7	0.25±0.000	0.72±0.000	21.56±0.02	0.455±0.000	0.0006	0.0004	0.38
8	0.21±0.001	0.80±0.007	21.89±0.05	0.460±0.003	0.0005	0.0003	0.37
9	0.24±0.001	0.77±0.000	22.77±0.02	0.517±0.002	0.0003	0.0002	0.20
10	0.26±0.000	0.80±0.001	23.45±0.02	0.580±0.000	0.0004	0.0003	0.27
11	0.22±0.001	0.86±0.006	22.26±0.01	0.529±0.000	0.0004	0.0003	0.28
12	0.21±0.002	0.96±0.010	20.96±0.25	0.526±0.004	0.0004	0.0003	0.25
13	0.19±0.001	0.95±0.005	21.44±0.08	0.510±0.000	0.0004	0.0003	0.23
14	0.19±0.004	0.99±0.000	23.79±0.18	0.541±0.003	0.0010	0.0007	0.51
15	0.26±0.000	0.53±0.000	25.65±0.15	0.474±0.007	0.0006	0.0004	0.45
16	0.24±0.001	0.70±0.007	21.95±0.07	0.491±0.004	0.0005	0.0003	0.29
17	0.26±0.001	0.58±0.007	24.98±0.18	0.466±0.002	0.0007	0.0005	0.54
18	0.18±0.000	0.95±0.004	21.75±0.04	0.486±0.001	0.0003	0.0002	0.21
19	0.19±0.002	0.78±0.000	23.86±0.04	0.510±0.005	0.0005	0.0004	0.31
20	0.26±0.001	0.74±0.000	23.44±0.02	0.576±0.001	0.0004	0.0003	0.27
21	0.26±0.000	0.73±0.009	24.07±0.16	0.604±0.002	0.0007	0.0005	0.36

Tab. 5.3 : Paramètres photométriques b, c, $\bar{\theta}$ et w, ainsi que les valeurs des *rms* issus des inversions réalisées sur les 21 régions sélectionnées du cratère Lavoisier. Les écarts-types des paramètres correspondent à la dispersion sur les 100 meilleures solutions issues de l'algorithme génétique (cf. partie 2.5.2).

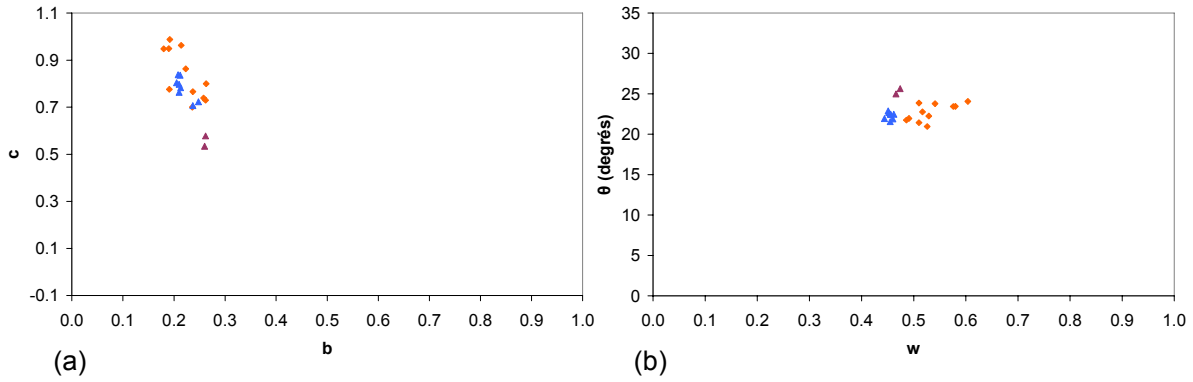


Fig. 5.15 : Paramètres c vs b et $\bar{\theta}$ vs w déterminés sur la région de Lavoisier : régions 1 à 8 (triangles bleus), 15 et 17 (triangles mauves) et 9 à 14, 16, 18 à 21 (losanges orange).

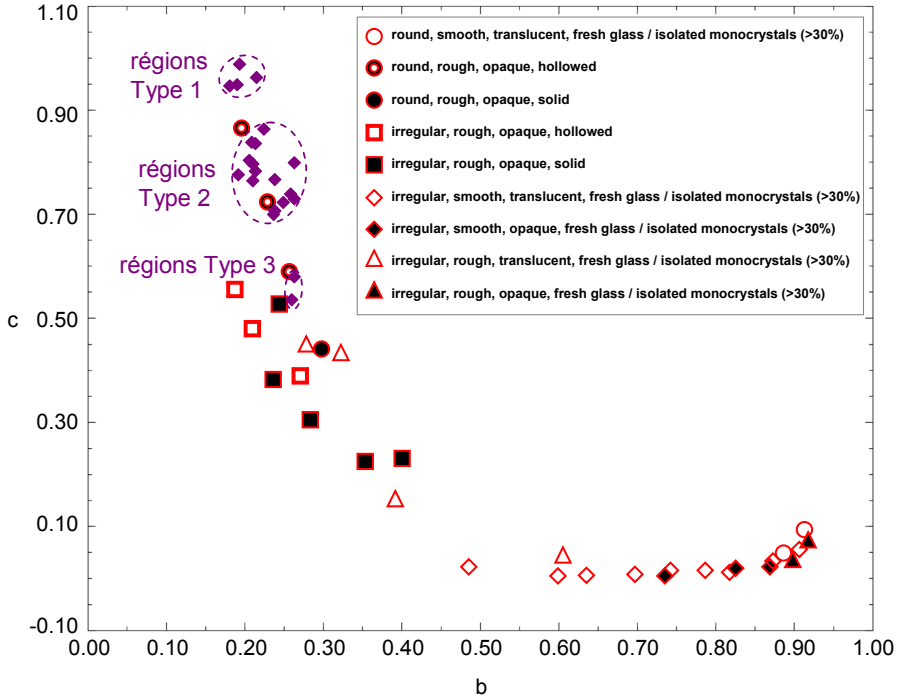


Fig. 5.16 : Paramètres *c* vs *b* déterminés pour les 21 régions du cratère Lavoisier (losanges violets), superposés aux résultats expérimentaux de Souchon et al. [2011b]. Type 1 : régions 12, 13, 14, et 18 ; Type 2 ; régions 1 à 11, 16, 19, 20 et 21 ; Type 3 : régions 15 et 17.

Ces représentations permettent de faire les remarques suivantes :

- Les 21 régions sont situées sur la tendance photométrique en forme de *L*, toutes dans la partie rétrodiffusante ($c > 0.5$) , en accord avec les résultats généraux pour le régolite lunaire (e.g., Chevrel et al. [2006], Hartman et Domingue [1998], Warell [2004]).
- Trois types de comportement photométrique sur le graphe *c* vs *b* peuvent être distingués : les régions 12, 13, 14 et 18, fortement rétrodiffusantes (appelées régions de *Type 1*), les régions 15 et 17, les moins rétrodiffusantes (appelées régions de *Type 3*), et toutes les régions situées entre les deux (appelées régions de *Type 2*, nommément les régions 1 à 11, 16, et 19 à 21). À noter que ces trois *types* ne correspondent pas aux trois niveaux de réflectance définis précédemment sur la base de leur valeur de réflectance uniquement ; cela illustre le fait que des surfaces avec différentes valeurs de réflectance peuvent partager des propriétés de surface similaires et inversement.

Si l'on compare avec les résultats expérimentaux (cf. chapitre 4 et Fig. 5.16), on observe que :

- Les valeurs de *b* et *c* des régions de *Type 2* correspondent aux particules rondes, rugueuses, opaques et caverneuses. Les particules expérimentales correspondantes (Towada T6 et sable d'Islande C5-C6) sont de taille entre 500 µm et 2 mm, avec des rugosités de surface entre 15 et 18° ; ici, les régions de *Type 2* présentent des valeurs de $\bar{\theta}$ légèrement plus élevées (22 à 24°, cf. Tab. 5.3).
- Les régions de *Type 3* peuvent être reliées aux particules rugueuses et opaques, rondes avec des composants caverneux et/ou irrégulières non caverneuses ; cela peut être interprété comme des particules assez similaires à celles des régions de *Type 2* mais

avec des formes plus irrégulières. Les particules expérimentales correspondantes (Towada T5 et sable d'Islande C5-C6) ont une granulométrie entre 125 µm et 2 mm, avec des rugosités de surface entre 16 et 18° ; ici aussi, les régions de *Type 3* présentent des valeurs de $\overline{\theta}$ plus élevées (autour de 25°, cf. Tab. 5.3).

- Il n'y a pas de correspondance aux valeurs de *b* et *c* des régions de *Type 1* dans les résultats expérimentaux de la figure 5.16 ; cependant, étant donnée la tendance générale observée selon laquelle plus les particules sont rondes/caverneuses/grosses, plus leur comportement est rétrodiffusant (Souchon et al. [2011b]), il est possible de conjecturer que des particules aussi rétrodiffusantes que celles des régions de *Type 1* peuvent être plus grosses et/ou rondes et/ou à dominance caverneuses que ne le seraient celles des régions de *Type 2*.

Les dépôts pyroclastiques présentent des réponses photométriques spécifiques :

- Les dépôts pyroclastiques à l'intérieur de Lavoisier (régions 1 à 8) montrent des paramètres photométriques très similaires ($b \approx 0.21$, $c \approx 0.87$, $\overline{\theta} \approx 22°$ et $w \approx 0.45$), ce qui confirme l'hypothèse que toutes ces régions soient pyroclastiques. L'analogie avec les résultats de laboratoire permet de supposer que la taille des grains de ces dépôts se situe entre 500 µm et 2 mm. Il est cependant difficile de distinguer objectivement les comportements des dépôts sombres et des *non* sombres du plancher du cratère (régions 9, 11, 19 par exemple). Cela pourrait être interprété comme le résultat d'une étendue des dépôts pyroclastiques plus importante que supposée, ou d'une homogénéisation diffuse des dépôts avec leur environnement, par le *space weathering*. De ce point de vue, il est intéressant de constater que Kaydash et al. [2009] ne parviennent également pas à distinguer ces zones sur une carte du paramètre de pente de la fonction de phase (technique mentionnée partie 1.3.1), réalisée à partir du même jeu de données de la caméra AMIE.
- Les régions 15 et 17 (*Type 3*), situées sur le bord du grand dépôt pyroclastique de Lavoisier F, partagent des paramètres photométriques qui les distinguent nettement de toutes les autres régions : ce sont les moins rétrodiffusantes ($c \approx 0.55$) et les plus rugueuses ($\overline{\theta} \approx 25°$). D'après les résultats de laboratoire, on peut émettre l'hypothèse que, comme pour les dépôts pyroclastiques du plancher de Lavoisier, la taille des grains des régions 15 et 17 se situerait entre 500 µm et 2 mm (voire plus d'après leur rugosité plus élevée). Les conséquences liées aux effets de troncature de la courbe de phase mises à part, la différence relative des régions de *Type 3* par rapport à toutes les autres pourrait pointer en direction d'une caractérisation distincte de cette unité géologique. Il serait alors intéressant de pouvoir comparer les spectres de ces régions (grâce à l'instrument M^3 à bord de Chandrayaan-1 par exemple) avec ceux des dépôts intérieurs à Lavoisier, pour voir s'il y a ou non des différences spectrales également. Cependant, il ne faut pas non plus oublier que ces deux régions sont sur le bord d'un cratère en forme de dôme (cf. Fig. 5.13), et même si la pente n'est peut-être pas trop importante et que l'éclairement durant les observations de AMIE (45° d'incidence à ~45° de la ligne sud-nord, cf. Fig. 5.12) ne semble pas pouvoir projeter d'ombre indésirable, on ne peut objectivement rejeter la possibilité que les inversions aient pu être influencées par cette légère déclivité, en raison d'angles d'incidence, émission et phase légèrement mal évalués.

Au regard de ce qui a été montré expérimentalement sur le comportement photométrique du verre frais (cf. chapitre 4), il apparaît que ce type de phase amorphe est

absent (ou du moins non détecté) au sein des 21 régions étudiées. Cela semble cohérent avec l'âge élevé du cratère, le régolite ayant eu le temps d'être affecté par le *space weathering*. L'ensemble des dépôts supposés pyroclastiques ont quant à eux des réponses en accord avec celles de leurs analogues terrestres.

Modification des paramètres

Les inversions réalisées dans les parties 3.3 et 5.4.1 montrent combien la troncature d'une courbe de phase est critique pour la détermination des paramètres photométriques. Avec ces résultats, il est possible de conjecturer comment les paramètres des 21 régions étudiées de Lavoisier *pourraient* être modifiés si des données couvrant un éventail plus large de configurations angulaires étaient disponibles.

Si l'on suppose au premier ordre que les régions lunaires sont rétrodiffusantes, il peut être utile de regarder les variations des paramètres photométriques pour les échantillons mesurés avec le BUG plus ou moins rétrodiffusants (BCl, FE, KS, OS) entre les références et les jeux de données simulant les observations de AMIE (cf. partie 5.4.1). Ainsi, nous pouvons appliquer les mêmes variations aux paramètres effectivement déterminés à partir des données AMIE : $b+0.07$, $c-0.17$, $\bar{\theta}-2.4°$, $w+0.02$.

La diminution des valeurs de $\bar{\theta}$ rendrait les régions de Lavoisier moins rugueuses, mais elles resteraient quand même parmi les matériaux les plus rugueux étudiés en laboratoire (cf. chapitres 3 et 4). L'effet le plus important réside dans les paramètres de phase *b* et *c*, avec des régions qui ne seraient plus rétrodiffusantes (diminution de *c*), tout en restant dans la tendance photométrique du *L* (augmentation conjuguée de *b*). La figure 5.17 montre comment ces nouveaux paramètres se placeraient dans un graphe *c* vs *b* : les régions de *Type 2* apparaissent légèrement rétrodiffusantes (*c* autour de 0.5–0.6) et celles de *Type 3* seraient désormais dans la partie diffusante vers l'avant du graphe $(c \approx 0.38)$.

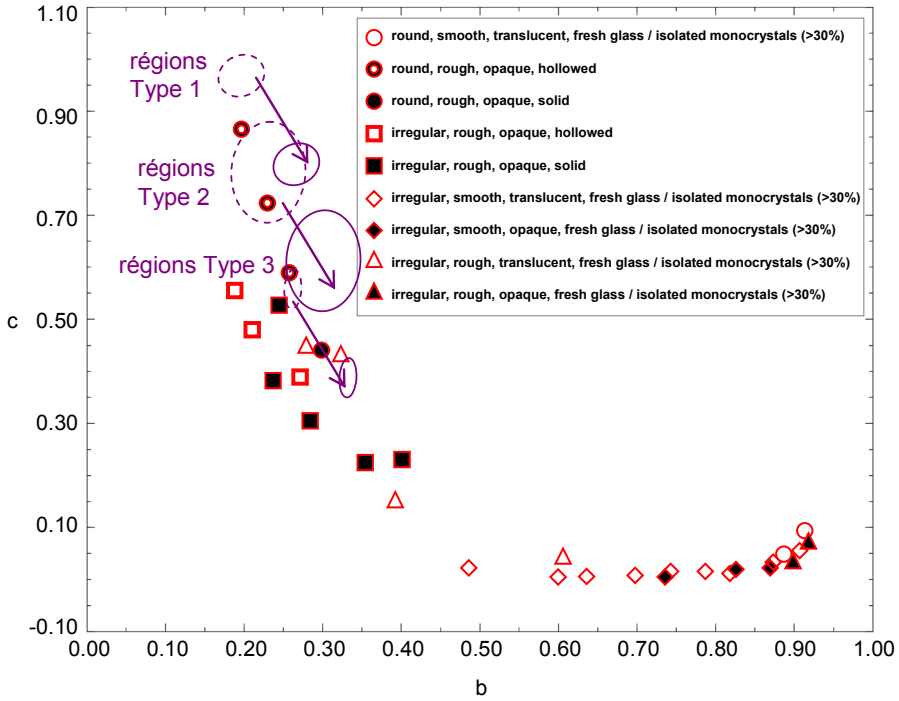


Fig. 5.17 : Paramètres *c* vs *b* déterminés pour les 21 régions du cratère Lavoisier (ovales violets pointillés), superposés aux résultats expérimentaux de Souchon et al. [2011b]. Type 1 : régions 12, 13, 14, et 18 ; Type 2 : régions 1 à 11, 16, 19, 20 et 21 ; Type 3 : régions 15 et 17. Les flèches et ovales violets pleins indiquent les valeurs des paramètres une fois modifiés.

Concernant l'aspect physique des particules, la modification du paramètre *c* tendrait à les montrer de formes plus irrégulières que les résultats initiaux. Il est intéressant de noter que des matériaux naturels (basalte frais de taille de grains entre 500 µm et 2 mm, cf. Souchon et al. [2011b]) présentent des valeurs de *b*, *c*, $\overline{\theta}$ et *w* proches de celles modifiées des régions de *Type 3* du cratère Lavoisier, montrant ainsi qu'un tel jeu de paramètres peut effectivement correspondre à des matériaux volcaniques naturels.

Même si des incertitudes demeurent quant à la valeur des paramètres photométriques des régions étudiées, l'ensemble des paramètres déterminés montre bien une variabilité photométrique à l'intérieur du cratère Lavoisier qui, au vu des expériences de laboratoire réalisées au chapitre 4, traduit très certainement une variation en termes de matériau et/ou taille des grains.

Conclusion

L'étude photométrique réalisée sur le cratère Lavoisier a été possible grâce à un jeu de données, certes restreint au regard de ce que l'on peut obtenir en laboratoire, mais suffisant pour montrer que l'application du modèle de Hapke sur des données orbitales et à l'*échelle locale* est pertinente et donne des résultats cohérents avec les études réalisées en laboratoire.

Ainsi, trois types de comportements photométriques ont été déterminés dans les 21 régions étudiées, tous rétrodiffusants. C'est un résultat similaire à l'ensemble des travaux antérieurs réalisés à l'échelle globale sur le régolite lunaire, mais obtenus pour la première fois sur des unités géologiques d'extension restreinte. Les dépôts pyroclastiques à l'intérieur du cratère montrent une grande homogénéité dans leurs paramètres photométriques, témoignant de leur homogénéité texturale. En revanche, les caractéristiques physiques des régions étudiées de Lavoisier F se distinguent de celles des pyroclastiques intérieurs à Lavoisier. Les paramètres photométriques de toutes ces unités pyroclastiques sont en cohérence avec les résultats expérimentaux du chapitre 4. Ces mêmes résultats expérimentaux indiquent l'absence de verre frais au sein des régions du cratère analysées.

Cette étude a été réalisée à partir d'un seul jeu de données, et compte tenu de la variabilité spectrale observée pour l'ensemble des dépôts pyroclastiques lunaires, il serait intéressant de savoir si cette variété se retrouve également dans leurs comportements photométriques. Pour cela, il est nécessaire d'acquérir d'autres jeux de données multiangulaires sur diverses unités géologiques pyroclastiques (e.g., pyroclastiques lunaires du plateau d'Aristarchus, cf. Chevrel et al. [2009]).

Le travail de caractérisation de matériaux pyroclastiques présenté ici offre la possibilité de mener une détection beaucoup plus systématique des dépôts pyroclastiques que les études antérieures basées uniquement sur l'imagerie et/ou la spectroscopie optique.

Le potentiel de la photométrie orbitale pour la compréhension des processus et environnements volcaniques (DMD, coulées de lave) apparait ainsi très prometteur, d'autant plus que cette technique est également applicable à d'autres unités géologiques comme les *impact melts*, éjecta de cratères, etc. La photométrie orbitale est d'autant plus amenée à se développer qu'avec l'apport prochain de données de haute résolution (e.g., LROC), et leur couplage avec des modèles numériques de terrain précis (LOLA), il sera possible de mesurer plus précisément les angles d'incidence et d'émission et ainsi de déterminer plus finement les caractéristiques physiques du régolite lunaire.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Être incertain est inconfortable,
mais être certain est ridicule.

Proverbe chinois

Basé sur l'équation du transfert radiatif, le modèle de Hapke [1993] est largement utilisé par la communauté planétologique pour l'étude des milieux et surfaces granulaires, telles que les régolites planétaires et astéroïdaux. Cependant, il n'existe pas aujourd'hui de consensus pleinement établi sur l'interprétation physique des paramètres de ce modèle, ni même sur leur robustesse (précision et stabilité de la détermination) suivant la couverture réalisée de l'espace bidirectionnel ; la légitimité même d'un tel modèle étant parfois même remise en question. Dans ce contexte, nous avons donc cherché, à travers le travail qui a été présenté, à réaliser une validation critique expérimentale la plus poussée possible du modèle de Hapke. À cet effet, des données acquises à la fois avec le BUG (Bloomsburg University, USA) et l'ISEP (IRAP), sur des matériaux *naturels* surfaciques, ont été utilisées.

L'une des principales limitations aux études photométriques orbitales de surfaces planétaires est la difficulté d'acquérir des mesures de réflectance d'une même surface sous de nombreuses conditions d'illumination et d'observation. C'est pourquoi la majorité des études photométriques de surfaces planétaires sont généralement dépourvues de grands et/ou petits angles de phase. Il nous est donc apparu nécessaire d'évaluer le rôle des contraintes observationnelles en vue de renforcer la robustesse de l'interprétation physique de mesures photométriques orbitales. Ainsi, à partir des données de l'instrument BUG, nous avons montré que des mesures réalisées uniquement dans la plan principal ne permettaient pas de contraindre suffisamment les paramètres ; en revanche, avec une diversité suffisante en angles d'incidence, émission et azimut, les paramètres photométriques déterminés sont relativement fiables, en particulier les paramètres de phase, en dépit de l'absence d'angles de phase extrêmes. En exploration planétaire, les mesures acquises sur une même orbite ont leur incidence imposée par la position du Soleil au moment de l'observation. D'après les résultats obtenus par notre analyse critique, les paramètres déterminés avec une incidence fixe sont crédibles (si, encore une fois, les autres angles sont suffisamment variés), ceci justifiant l'utilisation de sondes pour mener des études photométriques orbitales. De plus, si le *nombre* de mesures réalisées est un élément important, le facteur décisif est en fait la *couverture* régulière et variée de l'espace multiangulaire. Ainsi, de 20 à 30 géométries d'observation peuvent être suffisantes pour permettre des inversions de paramètres photométriques aussi fiables qu'avec des centaines de configurations, sous réserve qu'une variété suffisante en angles d'incidence, émission, azimut et phase soit présente. Ceci rend une caractérisation photométrique d'une surface planétaire tout à fait envisageable, soit depuis l'espace, soit par des *rovers*.

Mais s'il est possible de déterminer la robustesse de paramètres photométriques de Hapke suivant la couverture multiangulaire d'un jeu de données, la question du *sens physique* de ces paramètres dans le cas de matériaux granulaires est un problème fondamental où beaucoup reste à faire pour asseoir l'interprétation des propriétés physiques de surface de matériaux géologiques (sols, sables, affleurements, surfaces rocheuses hétérogènes, etc.).

Dans cette perspective, l'étude d'un certain nombre de matériaux naturels terrestres a été réalisée, utiles à l'étude des surfaces planétaires : basaltes, sable volcanique, pyroclastiques, olivine, ainsi que du verre frais issu de la fusion de basalte. Ces matériaux volcaniques ont été choisis car ils sont potentiellement très importants pour la compréhension de la formation et de l'évolution des surfaces planétaires, les échantillons considérés couvrant tout un éventail de propriétés physiques de surface (taille des grains, mode de diffusion des particules, compaction, etc.). La caractérisation photométrique de ces matériaux a été réalisée à partir de mesures avec le spectro-imageur de l'IRAP, sous une grande diversité multiangulaire. De plus, la méthode de minimisation alternative au χ^2 qui a été développée, dans laquelle les mesures sont *naturellement* pondérées en $1/\cos i$, reproduit bien la *forme*

globale de la courbe de phase. Il a ainsi été possible de mettre en évidence des comportements photométriques particuliers :

- les matériaux avec pas ou peu de verre frais ou de monocristaux montrent un caractère plus ou moins rétrodiffusant suivant la forme et la texture de ses particules constitutives ;
- à l'inverse, les matériaux à teneur significative en verre frais et/ou monocristaux ont un comportement fortement diffusant vers l'avant avec un lobe de diffusion étroit.

Ce résultat est particulièrement intéressant car jusqu'à présent, de tels comportements n'avaient été observés que dans de très rares cas et étaient considérés avec circonspection. Notre étude montre qu'il s'agit bien d'un comportement typique de matériaux où le verre frais et/ou les monocristaux sont optiquement dominants.

En outre, une évolution des paramètres photométriques suivant la granulométrie pour un même échantillon a été observée, des variations minimes de composition, forme ou texture des grains suivant leur taille pouvant cependant influer au deuxième ordre. Des mélanges verre/basalte ont également montré que la réponse optique du verre frais est fortement non linéaire, avec une prédominance même en présence d'une proportion de verre nettement minoritaire.

Les mesures ont été réalisées dans et hors du plan principal, à la différence des études antérieures où les données, si elles peuvent parfois provenir d'un échantillon mesuré après plusieurs rotations, ne contiennent néanmoins pas d'information provenant d'azimuts variés (e.g., McGuire et Hapke [1995]). Cette contrainte supplémentaire donne légitimement plus de poids aux conclusions et interprétations sur les paramètres de Hapke déterminés dans notre travail. Toutefois, parmi les propriétés de surface explorées par le modèle de Hapke, il n'a pas été possible de réaliser une étude de l'effet d'opposition sur ces différents échantillons, en raison du manque de petits angles de phase.

Si notre étude a permis de progresser dans la caractérisation expérimentale d'un certain nombre de matériaux naturels surfaciques granulaires, cette amélioration a néanmoins des limites, en particulier en raison du modèle photométrique utilisé. En effet, depuis le modèle de Hapke [1993], des modifications ont été successivement apportées, en 2002 puis 2008. Le modèle de Hapke [2002] a tenté de prendre en compte l'anisotropie des particules dans son terme de diffusion multiple, ainsi que l'effet d'opposition CBOE. Shepard et Helfenstein [2007], utilisant ce modèle, ont cependant remis en question sa capacité à relier de façon unique des paramètres photométriques à un état de surface. Ce constat a motivé le choix du modèle de Hapke [1993] mis en œuvre dans la thèse. Dans la version la plus récente du modèle (Hapke [2008]), il a finalement été montré que les traitements précédents sur la réflectance devraient introduire une correction de la porosité. Le chantier que représente la modélisation de la porosité dans les études photométriques constituerait donc l'étape suivante des travaux présentés ici ; des réponses aux questions soulevées par l'analyse photométrique de matériaux compactés –en particulier la possibilité que les paramètres de phase (b, c) d'un échantillon puissent dépendre de son état de compaction et non pas seulement de sa composition minéralogique et de sa texture– pourraient ainsi être apportées.

La détermination des propriétés physiques de surface de matériaux volcaniques et de verres, en particulier la rugosité macroscopique et le mode de diffusion des particules, permet de mieux comprendre les types et modes de mise en place d'unités volcaniques. Corrélées avec la composition, elles offrent ainsi un ensemble de connaissances complémentaires permettant de contraindre l'évolution de l'activité volcanique d'un corps planétaire.

Les techniques développées sur des échantillons de laboratoire ont été mises en œuvre sur des données photométriques du cratère lunaire Lavoisier, particulièrement intéressant de par les dépôts pyroclastiques qui s'y trouvent. Différents comportements photométriques à l'échelle d'*unités géologiques* ont pu être distingués, et corroborent les résultats obtenus dans des études antérieures pour le régolite lunaire à l'échelle *globale*. Au vu des résultats expérimentaux sur des matériaux pyroclastiques, les résultats obtenus sont cohérents, et le caractère rétrodiffusant trouvé pour l'ensemble des unités géologiques étudiées peut être interprété par une absence de verre frais. Cela apparaît également en accord avec l'action continue du *space weathering*, qui retravaille en permanence le régolite et le rend mature.

Afin de poursuivre ce travail, et explorer toute la diversité présentée par les dépôts pyroclastiques lunaires, des études similaires sur d'autres régions volcaniques, telles que le complexe volcanique de Marius Hills, une des plus grandes concentrations de dômes, cônes et dépôts pyroclastiques de la surface lunaire, ou les très vastes dépôts pyroclastiques de Sinus Aestuum, sont nécessaires.

Sur la base des progrès réalisés dans cette thèse, des questions importantes concernant l'histoire géologique de la Lune, mais également de Mercure, des astéroïdes, etc., peuvent être à présent envisagées, d'autant plus que les missions actuelles (LRO, Messenger, Dawn) ou à venir (Bepi-Colombo) offriront des données rendant possible des études photométriques à des échelles de quelques mètres, permettant de distinguer des unités géologiques jusque là non résolues.

Par exemple, en ce qui concerne la surface de notre satellite, l'approche photométrique offre la perspective de pouvoir déterminer localement la texture du plagioclase des highlands, des basaltes des mers, des produits de maturation dus au *space weathering* (*agglutinates*, nanoparticules de fer), des *impact melts*, des ejecta de cratères, etc. De telles informations aideraient à contraindre les modèles de formation et d'évolution de la croûte lunaire.

La modélisation photométrique de régions lunaires variées permettra ainsi de comparer leurs propriétés photométriques, et donc leur état de surface, mais également de corriger les données spectrales des géométries d'illumination et d'observation, afin de permettre des analyses minéralogiques plus précises que celles réalisées à partir de modèles photométriques simples. Ainsi, à l'instar de Bokun et al. [2010] qui ont réalisé la cartographie des minéraux lunaires à partir des données Clementine, d'un modèle de Hapke simplifié en termes de paramètres et d'un algorithme de démélange linéaire, le couplage de l'ensemble des paramètres photométriques avec des données hyperspectrales permettra la cartographie des minéraux lunaires avec une précision sans précédent.

BIBLIOGRAPHIE

Nous sommes des nains assis sur des épaules de géants.
Si nous voyons plus de choses et plus lointaines qu'eux,
ce n'est pas à cause de la perspicacité de notre vue, ni de notre grandeur,
c'est parce que nous sommes élevés par eux.

Bernard de Chartres (XIIème siècle)

Adams, J.B., 1974. *Visible and near-infrared diffuse reflectance spectra of pyroxenes as applied to remote sensing of solid objects in the Solar System*. J. Geophys. Res. 79, 4829–4836.

Adams, J.B., Pieters, C.M., Metzger, A.E., Adler, I., McCord, T.B., Chapman, C.R., Johnson, T.V., Bielfeld, M.J., 1981. *Remote sensing of basalts in the Solar System*, in Basaltic Volcanism on the Terrestrial Planets, Chapter 2, 439–490.

Baratoux, D., Mangold, N., Arnalds, O., Bardintzeff, J.-M., Platevoët, B., Grégoire, M., Pinet, P., 2011. *Volcanic sands of Iceland, Diverse origins of aeolian sand deposits revealed at Dyngjusandur and Lambahraun*. Earth Surface Processes and Landforms, accepted.

Baratoux, D., Pinet, P.C., Kaydash, V. G., Shkuratov, Y., Daydou, Y., Besse, S., Jehl, A., Chevrel, S., 2006. *The derivation of Hapke parameters using multi-angular observations from orbit and laboratory: An ill-posed inverse problem*. Lunar Planet. Sci. 37, abstract 1340.

Bokun, Y., Runsheng, W., Fuping, G., Zhenchao, W., 2010. *Minerals mapping of the lunar surface with Clementine UVVIS/NIR data based on spectra unmixing method and Hapke model*. Icarus 208, 11–19.

Bonnefoy, N., Brissaud, O., Schmitt, B., Douté, S., Fily, M., Grundy, W., Rabou, P., 2000. *Experimental system for the study of planetary surface materials' BRDF*. Remote Sensing Reviews 19, 59–74.

Bonnefoy, N., 2001. *Développement d'un spectrophoto-goniomètre pour l'étude de la reflectance bidirectionnelle des surfaces géophysiques. Application au soufre et perspective pour Io*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble I.

Bugiolacchi, R., Mall, U., Bhatt, M., McKenna-Lawlor, S., Banaszkiewicz, M., Brønstad, K., Nathues, A., Søraas, F., Ullaland, K., Pedersen, R.B., 2011. *An in-depth look at the lunar crater Copernicus: Exposed mineralogy by high-resolution near-infrared spectroscopy*. Icarus 213, 43–63.

Burns, R.G., 1970a. *Crystal field spectra and evidence of cation ordering in olivine minerals*. Am. Mineral. 55, 1608–1632.

Burns, R.G., 1970b. *Mineralogical Applications of Crystal Field Theory*. Cambridge Univ. Press, New York.

Burns, R.G., 1993. *Mineralogical Applications of Crystal Field Theory*. 2nd ed., Cambridge Univ. Press, New York.

Canas, L., Duffard, R., Seixas, T., 2008. *Mineralogy of HED meteorites using the modified Gaussian model*. Earth Moon Planet 102, 543–548.

Ceamanos, X., Douté, S., Luo, B., Schmidt, F., Jouannic, G., Chanussot, J., 2011. *Intercomparison and validation of techniques for spectral unmixing of hyperspectral images: A planetary case study*. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing 49, 4341–4358.

Chandrasekhar, S., 1960. *Radiative Transfer*. Dover, Mineola, N. Y.

Cheng, A.F., Domingue, D.L., 2000. *Radiative transfer models for light scattering from planetary surfaces*. J. Geophys. Res. 105 (E4), 9477–9482.

Chevrel, S.D., Pinet, P.C., Jehl, A., Besse, S., Cord, A., Daydou, Y., Baratoux, D., Kaydash, V.G., Shkuratov, Y., 2006. *Surface physical properties of the lunar regolith at Reiner Gamma: Characterization and distribution using Hapke model inversion*. Lunar Planet. Sci. 37, abstract 1173.

Chevrel, S.D., Pinet, P.C., Daydou, Y., Le Mouélic, S., Langevin, Y., Costard, F., Erard, S., 2009. *The Aristarchus Plateau on the Moon: Mineralogical and structural study from integrated Clementine UV–Vis–NIR spectral data*. Icarus 199, 9–24.

Clark, B.E., Helfenstein, P., Bell, J.F. III, Peterson, C, Veverka, J., Izenberg, N.I., Domingue, D., Wellnitz, D., McFadden, L., 2002. *NEAR Infrared Spectrometer Photometry of Asteroid 433 Eros*. Icarus 155, 189–204.

Clark, R.N., Roush, T.L., 1984. *Reflectance spectroscopy: Quantitative analysis techniques for remote sensing applications*. J. Geophys. Res. 89, 6329–6340.

Claustres, L., 2000. *Modélisation de la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle, Un état de l'art*. Rapport Interne n°00-15-R, Institut de Recherche en Informatique de Toulouse, Université Paul Sabatier, Toulouse III.

Clenet, H., 2009. *Télédétection hyperspectrale : minéralogie et pétrologie, Application au volcan Syrtis Major (Mars) et à l'ophiolite d'Oman*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III.

Clenet, H., Pinet, P.C., Daydou, Y., Heuripeau, F., Rosemberg, C., Ceuleneer, G., 2008. *A systematic testing approach using the modified Gaussian model (MGM) for mafic mineralogy mapping in natural conditions (Earth, Mars)*. Lunar Planet. Sci. 39, abstract 1918.

Clenet, H., Pinet, P., Daydou, Y., Heuripeau, F., Rosemberg, C., Baratoux, D., Chevrel, S., 2011. *A new systematic approach using the Modified Gaussian Model: Insight for the characterization of chemical composition of olivines, pyroxenes and olivine–pyroxene mixtures*. Icarus 213, 404–422.

Cloutis, E.A., Gaffey, M.J., Jackowski, T.L., Reed, K.L., 1986. *Calibrations of phase abundance, composition and particle size distribution of olivine-orthopyroxene mixtures from reflectance spectra*. J. Geophys. Res. 91, 11,641–11,653.

Colwell, J.E., Batiste, S., Horányi, M., Robertson, S., Sture, S., 2007. *Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics*. Rev. Geophys. 45, RG2006.

Cord, A.M., 2003. *Hétérogénéité optique et réflectance spectrale des surfaces planétaires solides : Etudes expérimentales et théoriques*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III.

Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Chevrel, S.D., 2003. *Planetary regolith surface analogs: optimized determination of Hapke parameters using multi-angular spectro-imaging laboratory data*. Icarus 165, 414–427.

Cord, A.M., Pinet, P.C., Daydou, Y., Chevrel, S.D., 2005. *Experimental determination of the surface photometric contribution in the spectral reflectance deconvolution processes for a simulated martian crater-like regolithic target*. Icarus 175, 78–91.

De Grenier, M., Pinet, P.C., 1995. *Near-opposition martian limb-darkening: Quantification and implication for visible-near-infrared bidirectional reflectance studies*. Icarus 115, 354–368.

Denevi, B.W., Lucey, P.G., Sherman, S.B., 2008. *Radiative transfer modeling of near-infrared spectra of lunar mare soils: Theory and measurement*. J. Geophys. Res. 113, E02003.

Dollfus, A., 1998. *Lunar surface imaging polarimetry: I. Roughness and grain size*. Icarus 136, 69–103.

Domingue, D., Hartman, B., Verbiscer, A., 1997. *The scattering properties of natural terrestrial snows versus icy satellite surfaces*. Icarus 128, 28–48.

Domingue, D., Verbiscer, A., 1997. *Re-analysis of the solar phase curves of the icy Galilean satellites*. Icarus 128, 49–74.

Douté, S., 1998. *Modélisation numérique de la réflectance spectrale des surfaces glacées du Système Solaire. Application à l'analyse de spectres de Triton et Pluton et au traitement d'images hyperspectrales de NIMS de Io*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble I.

Douté, S., Schmitt, B., 1998. *A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths*. J. Geophys. Res. 103 (E13), 31367–31389.

Gaddis, L.R., 1999. *Progress toward characterization of juvenile materials in lunar pyroclastic deposits*. Workshop on New Views of the Moon II, abstract 8045.

Gaddis, L.R., Hawke, B.R., Robinson, M.S., Coombs, C., 2000a. *Compositional analyses of small lunar pyroclastic deposits using Clementine multispectral data*. J. Geophys. Res. 105 (E2), 4245–4262.

Gaddis, L., Tyburczy, J., Hawke, B.R., 2000b. *Mafic characteristics of lunar pyroclastics deposits*. Lunar Planet. Sci. 31, abstract 1700.

Gaddis, L.R., Staid, M.I., Tyburczy, J.A., Hawke, B.R., Petro, N.E., 2003. *Compositional analyses of lunar pyroclastic deposits*. Icarus 161, 262–280.

Grieger, B., 2008. *The calibration of AMIE images*. ESA technical note S1-AMIE-SGSTN-013.

Guinness, E.A., Arvidson, R.E., Clark, I.H.D., Shepard, M.K., 1997. *Optical scattering properties of terrestrial varnished basalts compared with rocks and soils at the Viking Lander sites*. J. Geophys. Res. 102 (E12), 28687–28703.

Gunderson, K., Thomas, N., Whitby, J.A., 2006. *First measurements with the Physikalisches Institut Radiometric Experiment (PHIRE)*. Planet. Space Sci. 54, 1046–1056.

Hagerty, J.J., Hawke, B.R., Giguere, T.A., Gaddis, L.R., Lawrence, D.J., 2010. *The thorium abundance distribution of the Humorum pyroclastic deposit*. Lunar Planet. Sci. 41, abstract 2624.

Hagerty, J.J., Lawrence, D.J., Hawke, B.R., Vaniman, D.T., Elphic, R.C., Feldman, W.C., 2006. *Refined thorium abundances for lunar red spots: Implications for evolved, nonmare volcanism on the Moon*. J. Geophys. Res. 111, E06002.

Hapke, B., 1981. *Bidirectional reflectance spectroscopy 1. Theory*. J. Geophys. Res. 86 (B4), 3039–3054.

Hapke, B., 1984. *Bidirectional reflectance spectroscopy 3. Correction for macroscopic roughness*. Icarus 59, 41–59.

Hapke, B., 1986. *Bidirectional reflectance spectroscopy 4. The extinction coefficient and the opposition effect*. Icarus 67, 264–280.

Hapke, B., 1993. *Theory of reflectance and emittance spectroscopy*. Cambridge Univ. Press, New York.

Hapke, B., 2001. *Space weathering from Mercury to the asteroid belt*. J. Geophys. Res. 106 (E5), 10039–10073.

Hapke, B., 2002. *Bidirectional reflectance spectroscopy 5. The coherent backscatter opposition effect and anisotropic scattering*. Icarus 157, 523–534.

Hapke, B., 2008. *Bidirectional reflectance spectroscopy 6. Effects of porosity*. Icarus 195, 918–926.

Hapke, B., Nelson, R., Smythe, W., 1998. *The opposition effect of the Moon: Coherent backscatter and shadow hiding*. Icarus 133, 89–97.

Hapke, B., Wells, E., 1981. *Bidirectional reflectance spectroscopy 2. Experiments and observations.* J. Geophys. Res. 86, 3055–3060.

Hapke, B.W., Nelson, R.M., Smythe, W.D., 1993. *The opposition effect of the Moon: the contribution of coherent backscatter*. Science 260, 509–511.

Hapke, B.W., Shepard, M.K., Nelson, R.M., Smythe, W.D., Piatek, J.L., 2009. *A quantitative test of the ability of models based on the equation of radiative transfer to predict the bidirectional reflectance of a well-characterized medium*. Icarus 199, 210–218.

Hartman, B., Domingue, D., 1998. *Scattering of light by individual particles and the implications for models of planetary surfaces*. Icarus 131, 421–448.

Hazen, R.M., Bell, P.M., Mao, H.K., 1978. *Effects of compositional variation on absorption spectra of lunar pyroxenes*. Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 9, 2919–2934.

Helfenstein, P., 1988. *The geological interpretation of photometric surface roughness*. Icarus 73, 462–481.

Helfenstein, P., Shepard, M.K., 1999. *Submillimeter-scale topography of the lunar regolith*. Icarus 141, 107–131.

Helfenstein, P., Shepard, M.K., 2011. *Testing the Hapke photometric model: Improved inversion and the porosity correction*. Icarus 215, 83–100.

Helfenstein, P., Veverka, J., 1987. *Photometric properties of lunar terrains derived from Hapke's equation*. Icarus 72, 342–357.

Helfenstein, P., Veverka, J., 1989. *Physical characterization of asteroid surfaces from photometric analysis*. In Asteroids II, edited by R. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, pp. 557–593, Univ. of Ariz. Press, Tucson.

Helfenstein, P., Veverka, J., Hillier, J., 1997. *The lunar opposition effect: A test of alternative models*. Icarus 128, 2–14.

Helfenstein, P., Veverka, J., Thomas, P.C., Simonelli, D.P., Klaasen, K., Johnson, T.V., Fanale, F., Granahan, J., McEwen, A.S., Belton, M., Chapman, C., 1996. *Galileo photometry of asteroid 243 Ida*. Icarus 120, 48–65.

Henyey, L.G., Greenstein, J., 1941. *Diffuse radiation in the galaxy*. Astrophys. J. 93, 70–83.

Hillier, J.K., Bauer, J.M., Buratti, B.J., 2011. *Photometric modeling of Asteroid 5535 Annefrank from Stardust observations*. Icarus 211, 546–552.

Hillier, J.K., Buratti, B.J., 2001. *Monte Carlo simulations of light scattering by composite particles in a planetary surface*. Icarus 149, 251–261.

Hillier, J.K., Buratti, B.J., Hill, K., 1999. *Multispectral photometry of the Moon and absolute calibration of the Clementine UV/Vis camera*. Icarus 141, 205–225.

Hiroi, T., Pieters, C.M., 1994. *Estimation of grain sizes and mixing ratios of fine powder mixtures of common geologic minerals*. J. Geophys. Res. 99 (E5), 10867–10879.

Holland, J.H., 1975. *Adaptation in Natural and Artificial System*. Univ. of Michigan Press, Ann Arbor.

Huguenin, R.L., Jones, J.L., 1986. *Intelligent information extraction from reflectance spectra: Absorption band positions*. J. Geophys. Res. 91, 9585–9598.

Jehl, A., 2008. *Etude photométrique de la surface de Mars à partir de la caméra HRSC à bord de la sonde Mars Express : Préparation aux observations orbitales multi-angulaires en exploration planétaire*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III.

Jehl, A., Pinet, P., Baratoux, D., Daydou, Y., Chevrel, S., Heuripeau, F., Manaud, N., Cord, A., Rosemberg, C., Neukum, G., Gwinner, K., Scholten, F., Hoffman, H., Roatsch, T., the HRSC Team, 2008. *Gusev photometric variability as seen from orbit by HRSC/Mars-express*. Icarus 197, 403–428.

Johnson, J.R., Bell III, J.F., Geissler, P., Grundy, W.M., Guinness, E.A., Pinet, P.C., Soderblom, J., 2008a. *Physical properties of the Martian surface from spectrophotometric observations*. The Martian Surface: Composition, Mineralogy, and Physical Properties, 428–450, ed. J. F. Bell III, Cambridge Univ. Press.

Johnson, J.R., Grundy, W.M., Lemmon, M.T., Bell III, J.F., Johnson, M.J., Deen, R.G., Arvidson, R.E., Farrand, W.H., Guinness, E.A., Hayes, A.G., Herkenhoff, K.E., Seelos IV, F., Soderblom, J., Squyres, S., 2006a. *Spectrophotometric properties of materials observed by Pancam on the Mars Exploration Rovers: 1. Spirit*. J. Geophys. Res. 111, E02S14.

Johnson, J.R., Grundy, W.M., Lemmon, M.T., Bell III, J.F., Johnson, M.J., Deen, R., Arvidson, R.E., Farrand, W.H., Guinness, E., Hayes, A.G., Herkenhoff, K.E., Seelos IV, F., Soderblom, J., Squyres, S., 2006b. *Spectrophotometric properties of materials observed by Pancam on the Mars Exploration Rovers: 2. Opportunity*. J. Geophys. Res. 111, E12S16.

Johnson, J.R., Kirk, R., Soderblom, L.A., Gaddis, L., Reid, R.J., Britt, D.T., Smith, P., Lemmon, M., Thomas, N., Bell, J.F. III, Bridges, N.T., Anderson, R., Herkenhoff, K.E., Maki, J., Murchie, S., Dummel, A., Jaumann, R., Trauthan, F., Arnold, G., 1999. *Preliminary results on photometric properties of materials at the Sagan Memorial Station, Mars*. J. Geophys. Res. 104 (E4), 8809–8830.

Johnson, J.R., Shepard, M.K., Grundy, W., Morris, R.V., White, T.S., 2007. *Spectrogoniometric measurements and models of Mars analog soils*. Lunar Planet. Sci. 38, abstract 1288.

Johnson, J.R., Shepard, M.K., Grundy, W., 2008b. *Spectrogoniometric measurements and models of Lunar analog soils*. Lunar Planet. Sci. 39, abstract 1331.

Johnson, J.R., Shepard, M.K., Paige, D.A., Foote, E.J., Grundy, W., 2009. *Spectrogoniometric measurements and modeling of Apollo 11 Soil 10084*. Lunar Planet. Sci. 40, abstract 1427.

Johnson, P.E., Smith, M.O., Adams, J.B., 1985. *Quantitative analysis of planetary reflectance spectra with principal component analysis*. J. Geophys. Res. 90, 805–810.

Johnson, P.E., Smith, M.O., Adams, J.B., 1992. *Simple algorithms for remote determination of mineral abundances and particle sizes from reflectance spectra*. J. Geophys. Res. 97, 2649–2657.

Josset, J.-L., Beauvivre, S., Cerroni, P., De Sanctis, M.C., Pinet, P., Chevrel, S., Langevin, Y., Barucci, M.A., Plancke, P., Koschny, D., Almeida, M., Sodnik, Z., Mancuso, S., Hofmann, B.A., Muinonen, K., Shevchenko, V., Shkuratov, Yu., Ehrenfreund, P., Foing, B.H., 2006. *SMART-1 / AMIE camera system*. Lunar Planet. Sci. 37, abstract 1847.

Kamei, A., Nakamura, A.M., 2002. *Laboratory study of the bidirectional reflectance of powdered surfaces: On the asymmetry parameter of asteroid photometric data*. Icarus 156, 551–561.

Kaydash, V., Kreslavsky, M., Shkuratov, Yu., Gerasimenko, S, Pinet, P., Josset, J.-L., Beauvivre S., Foing B., and the AMIE SMART-1 Team, 2009. *Photometric anomalies of the lunar surface studied with SMART-1 AMIE data*. Icarus 202, 393–413.

Kaydash, V.G., Pinet, P.C., Baratoux, D., Besse, S., Jehl, A., Chevrel, S., 2006. *Lunar photometry from Clementine multiangular data: Analysis of Hapke parameters estimate and implication for upcoming Smart-1 spot-pointing data*. Lunar Planet. Sci. 37, abstract 1692.

Klima, R.L., Pieters, C.M., Dyar, M.D., 2007. *Spectroscopy of synthetic Mg-Fe pyroxenes I: Spin-allowed and spin-forbidden crystal field bands in the visible and near-infrared*. Met. & Planet. Science 42, 235–253.

Kreslavsky, M.A., Shkuratov, Y.G., 2003. *Photometric anomalies of the lunar surface: Results from Clementine data*. J. Geophys. Res. 108, E3, 5015.

Lambert, J.H., 1760. *Photometria Sive de Mensura et Gradibus Luminis, Colorum et Umbrae*. Detleffsen, Augsburg.

Lawrence, D.J., Elphic, R.C., Feldman, W.C., Prettyman, T.H., Gasnault, O., Maurice, S., 2003. *Small-area thorium features on the lunar surface*. J. Geophys. Res. 108, E9, 5102.

Le Bras, A., Erard, S., 2003. *Reflectance spectra of regolith analogs in the mid-infrared: effects of grain size*. Planet. Space Sci. 51, 281–294.

Lerude, H.-S., 2007. *Etude expérimentale spectroscopique et photométrique : implication pour les sols lunaires et martiens*. Mémoire de stage Master 2 Sciences de la Terre et de l'Univers, Université Paul Sabatier Toulouse III.

Lewis, R.R., 1994. *Make shaders more physically plausible*. Computer Graphics Forum, volume 13, n°2, p. 109-120.

Liang, S., Townshend, J.R.G., 1996. *A modified Hapke model for soil bidirectional reflectance*. Rem. Sens. Environ. 55, 1–10.

Lucey, P.G., Blewett, D.T., Hawke, B.R., 1998. *Mapping the FeO and TiO2 content of the lunar surface with multispectral imagery*. J. Geophys. Res. 103, E2, 3679–3699.

Lucey, P.G., Blewett, D.T., Taylor, G.J., Hawke, B.R., 2000. *Imaging of lunar surface maturity*. J. Geophys. Res. 105, E8, 20377–20386.

Lucey, P.G., Noble, S.K., 2008. *Experimental test of a radiative transfer model of the optical effects of space weathering*. Icarus 197, 348–353.

Lucey, P.G., Riner, M.A., 2011. *The optical effects of small iron particles that darken but do not redden: Evidence of intense space weathering on Mercury*. Icarus 212, 451–462.

Lyot, B., 1929. *Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres*. Ann. Obs. Meudon. 8, 1–161.

McEwen, A., Eliason, E., Lucey, P., Malaret, E., Pieters, C., Robinson, M., Sucharski, T., 1998. *Summary of radiometric calibration and photometric normalization steps for the Clementine UVVIS images*. Lunar Planet. Sci. 29, abstract 1466.

McGuire, A.F., Hapke, B.W., 1995. *An experimental study of light scattering by large, irregular particles*. Icarus 113, 134–155.

McKay, D.S., Fruland, R.M., Heiken, G.H., 1974. *Grain size and the evolution of lunar soils*. Proc. Lunar Sci. Conf, 5th, 887–906.

McKay, D.S., Heiken, G., Basu, A., Blanford, G., Simon, S., Reedy, R., French, B. M., Papike, J., 1991. *The lunar regolith*. In The Lunar Sourcebook: A user's guide to the Moon, edited by G.H. Heiken, D.T. Vaniman, and B.M. French, pp. 285–356, Cambridge Univ. Press, New York.

Meador, W.E., Weaver, W.R., 1975. *A photometric function for diffuse reflection by particulate materials*. NASA Tech. Note D-7903.

Miller, C., Verbiscer, A.J., Chanover, N.J., Holtzman, J.A., Helfenstein, P., 2011. *Comparing Phoebe's 2005 opposition surge in four visible light filters*. Icarus 212, 819–834.

Minnaert, M., 1941. *The reciprocity principle in lunar photometry*. Astrophys. J. 93, 403–10.

Minitti, M.E., Weitz, C.M., Lane, M.D., Bishop, J.L., 2007. *Morphology, chemistry and spectral properties of Hawaiian rock coatings and implications for Mars*. J. Geophys. Res. 112, E05015.

Mishchenko, M.I., 2002. *Vector radiative transfer equation for arbitrarily shaped and arbitrarily oriented particles: a microphysical derivation from statistical electromagnetics*. Applied Optics 41, 7114–7134.

Mishchenko, M.I., 2006. *Far-field approximation in electromagnetic scattering*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 100, 268–276.

Mishchenko, M.I., 2008a. *Multiple scattering, radiative transfer, and weak localization in discrete random media: Unified microphysical approach*. Rev. Geophys. 46, RG2003.

Mishchenko, M.I., 2008b. *Multiple scattering by particles embedded in an absorbing medium. 2. Radiative transfer equation*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 109, 2386–2390.

Mishchenko, M.I., Dlugach, J.M., Yanovitskij, E.G., Zakharova, N.T., 1999. *Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 63, 409–432.

Mishchenko, M.I., Liu, L., 2007. *Weak localization of electromagnetic waves by densely packed many-particle groups: Exact 3D results*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 106, 616–621.

Mishchenko, M.I., Liu, L., Mackowski, D.W., Cairns, B., Videen, G., 2007. *Multiple scattering by random particulate media: exact 3D results*. Optics Express 15, 2822–2836.

Moussaoui, S., Brie, D., Mohammad-Djafari, A., Carteret, C., 2006. *Separation of non-negative mixture of non-negative sources using a Bayesian approach and MCMC sampling*. IEEE Transactions on Signal Processing, 4133–4145.

Moussaoui, S., Hauksdóttir, H., Schmidt, F., Jutten, C., Chanussot, J., Brie, D., Douté, S., Benediktsson, J.A., 2008. *On the decomposition of Mars hyperspectral data by ICA and Bayesian positive source separation*. Neurocomputing 71, 2194–2208.

Muinonen, K., Parviainen, H., Näränen, J., Josset, J.-L., Beauvivre, S., Pinet, P., Chevrel, S., Koschny, D., Grieger, B., Foing, B., and SMART-1 AMIE Team, 2011. *Lunar mare single-scattering, porosity, and surface-roughness properties with SMART-1 AMIE*. A&A 531, A150.

Nakamura, A.M., Kamei, A., Kogachi, M., Mukai, T., 1999. *Laboratory measurements of laser-scattered light by rough surfaces*. Adv. Space Res. 23, 1201–1204.

Nash, D.B., Conel, J.E., 1974. *Spectral reflectance systematics for mixtures of powdered hypersthene, labradorite, and ilmenite*. J. Geophys. Res. 79, 1615–1621.

Nelson, R.M., Hapke, B.W., Smythe, W.D., Horn, L.J., 1998. *Phase curves of selected particulate materials: The contribution of coherent backscattering to the opposition surge*. Icarus 131, 223–230.

Nelson, R.M., Hapke, B.W., Smythe, W.D., Spilker, L.J., 2000. *The opposition effect in simulated planetary regoliths. Reflectance and circular polarization ratio change at small phase angle*. Icarus 147, 545–558.

Noble, S.K., Pieters, C.M., Hiroi, T., Taylor, L.A., 2006. *Using the modified Gaussian model to extract quantitative data from lunar soils*. J. Geophys. Res. 111, E11009.

Okada, Y., Nakamura, A.M., Mukai, T., 2006. *Light scattering by particulate media of irregularly shaped particles: laboratory measurements and numerical simulations*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 100, 295–304.

Parviainen, H., Muinonen, K., 2007. *Rough-surface shadowing of self-affine random rough surfaces*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 106, 398–416.

Parviainen, H., Muinonen, K., 2009. *Bidirectional reflectance of rough particulate media: Ray-tracing solution*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 110, 1418–1440.

Phong, B.T., 1975. *Illumination for Computer Generated Pictures*. Comm. ACM, 18.

Pieters, C.M., 1983. *Strength of mineral absorption features in the transmitted component of near-infrared reflected light: First results from RELAB*. J. Geophys. Res. 88, 9534–9544.

Pieters, C.M., Tompkins, S., 2005. *Remote sensing of lunar mineralogy: the glass conundrum*. Lunar Planet. Sci. 36, abstract 1346.

Pinet, P., Cerroni, P., Josset, J.-L., Beauvivre, S., Chevrel, S., Muinonen, K., Langevin, Y., Barucci, M.A., De Sanctis, M.C., Shkuratov, Yu., Shevchenko, V., Plancke, P., Hofmann, B.A., Josset, M., Ehrenfreund, P., Sodnik, Z., Koschny, D., Almeida, M., Foing, B., 2005. *The advanced Moon micro-imager experiment (AMIE) on SMART-1: Scientific goals and expected results*. Planet. Space Sci. 53, 1309–1318.

Pinet, P.C., Chevrel, S.D., Martin, P., 1993. *Copernicus: A regional probe of the lunar interior*. Science 260, 797–801.

Pinet, P.C., Cord, A., Chevrel, S., Daydou, Y., 2004. *Optical response and surface physical properties of the lunar regolith at Reiner Gamma Formation from Clementine orbital photometry: Derivation of the Hapke parameters at local scale*. Lunar Planet. Sci. 35, abstract 1660.

Pinet, P.C., Shevchenko, V.V., Chevrel, S.D., Daydou, Y., Rosemberg, C., 2000. *Local and regional lunar regolith characteristics at Reiner Gamma Formation: Optical and spectroscopic properties from Clementine and Earth-based data*. J. Geophys. Res. 105, 9457–9475.

Pompilio, L., Sgavetti, M., Pedrazzi, G., 2007. *Visible and near-infrared reflectance spectroscopy of pyroxene-bearing rocks: New constraints for understanding planetary surface compositions*. J. Geophys. Res. 112, E01004.

Poulet, F., Cuzzi, J.N., Cruikshank, D.P., Roush, T., Dalle Ore, C.M., 2002. *Comparison between the Shkuratov and Hapke scattering theories for solid planetary surfaces: Application to the surface composition of two Centaurs*. Icarus 160, 313–324.

Poulet, F., Erard, S., 2004. *Nonlinear spectral mixing: Quantitative analysis of laboratory mineral mixtures*. J. Geophys. Res. 109, E02009.

Reid, R.J., Smith, P.H., Lemmon, M., Tanner, R., Burkland, M., Wegryn, E., Weinberg, J., Marcialis, R., Britt, D.T., Thomas, N., Kramm, R., Dummel, A., Crowe, D., Bos, B.J., Bell, J.F. III, Rueffer, P., Gliem, F., Johnson, J.R., Maki, J.N., Herkenhoff, K.E., Singer, R.B., 1999. *Imager for Mars Pathfinder (IMP) image calibration*. J. Geophys. Res. 104 (E4), 8907–8925.

Rougier, G., 1933. *Photométrie photoélectrique globale de la Lune*. Ann. Obs. Strasbourg 2, 205–399.

Roush, T.L., Singer, R.B., 1986. *Gaussian analysis of temperature effects on the reflectance spectra of mafic minerals in the 1-µm region*. J. Geophys. Res. 91, 10301–10308.

Sambridge, M., 1999. *Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-I. Searching a parameter space*. Geophys. J. Int., 138, 479–494.

Sato, H., Denevi, B.W., Robinson, M.S., Hapke, B.W., McEwen, A.S., 2011a. *Photometric normalization of LROC WAC global color mosaic*. Lunar Planet. Sci. 42, abstract 1974.

Sato, H., Boyd, A., Robinson, M.S., Denevi, B.W., Hapke, B.W., McEwen, A.S., Speyerer, E.J., LROC Science Operation Team, 2011b. *Photometric normalization of LROC WAC global color mosaic*. EPSC-DPS Joint Meeting 2011, Vol.6, abstract EPSC-DPS2011-636-3.

Schade, U., Wäsch, R., Moroz, L., 2004. *Near-infrared reflectance spectroscopy of Ca-rich clinopyroxenes and prospects for remote spectral characterization of planetary surfaces*. Icarus 168, 80–92.

Schröder, S.E., Keller, H.U., 2009. *The unusual phase curve of Titan's surface observed by Huygens' Descent Imager/Spectral Radiometer*. Planet. Space Sci. 57, 1963–1974.

Schultz, P.H., 1976. *Floor-fractured lunar craters*. Earth, Moon, and Planets 15, 241–273.

Shepard, M.K., 2002. *Initial results from the Bloomsburg University Goniometer laboratory*. Solar System Remote Sensing Symposium, abstract 4004.

Shepard, M.K., Arvidson, R.E., 1999. *The opposition surge and photopolarimetry of fresh and coated basalts*. Icarus 141, 172–178.

Shepard, M.K., Campbell, B.A., 1998. *Shadows on a planetary surface and implications for photometric roughness*. Icarus 134, 279–291.

Shepard, M.K., Helfenstein, P., 2007. *A test of the Hapke photometric model*. J. Geophys. Res. 112, E03001.

Shepard, M.K., Helfenstein, P., 2011. *A laboratory study of the bidirectional reflectance from particulate samples*. Icarus 215, 526–533.

Shevchenko, V.V., Skobeleva, T.P., Kvaratskhelia, O.I., 2003. *A spectropolarimetric maturity index of lunar soil*. Solar System Research 37, 178–197.

Shkuratov, Y., Bondarenko, S., Kaydash, V., Videen, G., Muñoz, O., Volten, H., 2007a. *Photometry and polarimetry of particulate surfaces and aerosol particles over a wide range of phase angles*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. 106, 487–508.

Shkuratov, Y., Kaydash, V., Korokhin, V., Velikodsky, Y., Opanasenko, N., Videen, G., 2011. *Optical measurements of the Moon as a tool to study its surface*. Planet. Space Sci. 59, 1326–1371.

Shkuratov, Y., Opanasenko, N., Zubko, E., Grynko, Y., Korokhin, V., Pieters, C., Videen, G., Mall, U., Opanasenko, A., 2007b. *Multispectral polarimetry as a tool to investigate texture and chemistry of lunar regolith particles*. Icarus 187, 406–416.

Shkuratov, Y.G., Helfenstein, P., 2001. *The opposition effect and the quasi-fractal structure of regolith: I. Theory*. Icarus 152, 96–116.

Shkuratov, Y.G., Stankevich, D.G., Petrov, D.V., Pinet, P.C., Cord, A.M., Daydou, Y.H., Chevrel, S.D., 2005. *Interpreting photometry of regolith-like surfaces with different topographies: Shadowing and multiple scattering*. Icarus 173, 3–15.

Shkuratov, Y.G., Starukhina, L., Hoffman, H., Arnold, G., 1999a. *A Model of spectral albedo of particulate surfaces: Implications for optical properties of the Moon*. Icarus 137, 235–246.

Shkuratov, Yu., Opanasenko, N., Opanasenko, A., Zubko, E., Bondarenko, S., Kaydash, V., Videen, G., Velikodsky, Yu., Korokhin, V. 2008. *Polarimetric mapping of the Moon at a phase angle near the polarization minimum*. Icarus 198, 1–6.

Shkuratov, Yu., Ovcharenko, A., Zubko, E., Miloslavskaya, O., Muinonen, K., Piironen, J., Nelson, R., Smythe, W., Rosenbush, V., Helfenstein, P., 2002. *The opposition effect and negative polarization of structural analogs for planetary regoliths*. Icarus 159, 396–416.

Shkuratov, Yu.G., Kreslavsky, M.A., Ovcharenko, A.A., Stankevich, D.G., Zubko, E.S., Pieters, C., Arnold, G., 1999b. *Opposition effect from Clementine data and mechanisms of backscatter*. Icarus 141, 132–155.

Singer, R.B., 1981. *Near-infrared spectral reflectance of mineral mixtures: Systematic combinations of pyroxene, olivine and iron oxides*. J. Geophys. Res. 86, B9, 7967–7982.

Soderblom, J.M., Bell III, J.F., Hubbard, M.Y.H., Wolff, M.J., 2006. *Martian phase function: Modeling the visible to near-infrared surface photometric function using HST-WFPC2 data*. Icarus 184, 401–423.

Souchon, A.L., Chevrel, S.D., Pinet, P.C., Daydou, Y. H., Shevchenko, V.V., Grieger, B., Josset, J.-L., Beauvivre, S., Shkuratov, Y., Kaydash, V.G., and the AMIE team, 2009. *Characterization of the optical properties of J. Herschel pyroclastic deposit using SMART-1/AMIE photometric data*. Lunar Planet. Sci. 40, abstract 1237.

Souchon, A.L., Pinet, P.C., Chevrel, S.D., Daydou, Y., Baratoux, D., Kurita, K., Shepard, M.K., Helfenstein, P., 2011a. *An experimental photometric study of natural granular surface samples using Hapke's model*. Lunar Planet. Sci. 42, abstract 1785.

Souchon, A. L., Pinet, P.C., Chevrel, S. D., Daydou, Y. H., Baratoux, D., Kurita, K., Shepard, M. K., Helfenstein, P. 2011b. *An experimental study of Hapke's modeling of natural granular surface samples*. Icarus 215, 313–331.

Straub, D.W., Burns, R.G., Pratt, S.F., 1991. *Spectral signature of oxidized pyroxenes: Implications to remote sensing of terrestrial planets*. J. Geophys. Res. 96, 18819–18830.

Sunshine, J.M., Pieters, C.M., 1993. *Estimating modal abundances from the spectra of natural and laboratory pyroxene mixtures using the Modified Gaussian Model*. J. Geophys. Res. 98 (E5), 9075–9087.

Sunshine, J.M., Pieters, C.M., Pratt, S.F., 1990. *Deconvolution of mineral absorption bands: an improved approach*. J. Geophys. Res. 95 (B5), 6955–6966.

Taylor, L.A., 2008. *Formation and evolution of lunar regolith*. Lunar Planet. Sci. 39, abstract 1346.

Tsuboi, N., Sugita, S., Hiroi, T., Nagata, K., Okada, M., 2010. *A new modified Gaussian model (MGM) using the cross-validation method*. Lunar Planet. Sci. 41, abstract 1744.

Tompkins, S., Pieters, C.M., Mustard, J.F., Pinet, P., Chevrel, S.D., 1994. *Distribution of materials excavated by the lunar crater Bullialdus and implications for the geologic history of the Nubium region*. Icarus 110, 261–274.

Warell, J., 2004. *Properties of the Hermean regolith: IV. Photometric parameters of Mercury and the Moon contrasted with Hapke modelling*. Icarus 167, 271–286.

Warell, J., Bergfors, C., 2008. *Mercury's integral phase curve: Phase reddening and wavelength dependence of photometric quantities*. Planet. Space Sci. 56, 1939–1948.

Warell, J., Davidsson, B.J.R., 2010. *A Hapke model implementation for compositional analysis of VNIR spectra of Mercury*. Icarus 209, 164–178.

Warell, J., Sprague, A., Kozlowski, R., Rothery, D.A., Lewis, N., Helbert, J., Cloutis, E., 2010. *Constraints on Mercury's surface composition from MESSENGER and ground-based spectroscopy*. Icarus 209, 138–163.

Wilhelms, D.E., 1987. *The Geologic History of the Moon*. U.S. Geological Survey Professional Paper 1348, U.S. G.P.O., Washington.

Yokota, Y., Matsunaga, T., Ohtake, M., Haruyama, J., Nakamura, R., Yamamoto, S., Ogawa, Y., Morota, T., Honda, C., Saiki, K., Nagasawa, K., Kitazato, K., Sasaki, S., Iwasaki, A., Demura, H., Hirata, N., Hiroi, T., Honda, R., Iijima, Y., Mizutani, H., 2011. *Lunar photometric properties at wavelengths 0.5–1.6 μm acquired by SELENE Spectral Profiler and their dependency on local albedo and latitudinal zones*. Icarus 215, 639–660.

Zhang, H., Voss, K.J., 2005. *Comparisons of bidirectional reflectance distribution function measurements on prepared particulate surfaces and radiative-transfer models*. Applied Optics 44, 597–610.

Zhang, H., Voss, K.J., 2008. *Bi-directional reflectance measurements of closely packed natural and prepared particulate surfaces*. Light Scattering Reviews 3, Chapter 8, 279–327.

Zhang, H., Voss, K.J., 2011. *On Hapke photometric model predictions on reflectance of closely packed particulate surfaces*. Icarus 215, 27–33.

LISTE DES COMMUNICATIONS

PUBLICATIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES A COMITE DE LECTURE

An experimental study of Hapke's modeling of natural granular surface samples. **A. L. Souchon**, P. C. Pinet, S. D. Chevrel, Y. H. Daydou, D. Baratoux, K. Kurita, M. K. Shepard, P. Helfenstein. Icarus 215 (2011), 313–331.

Hapke photometric modeling: inverse techniques, weighting functions and data uncertainties. Is there any hope? **A. L. Souchon** et al. (en préparation).

ABSTRACTS DE CONFERENCES INTERNATIONALES

Characterization of the Optical Properties of J. Herschel Pyroclastic Deposit Using SMART-1/AMIE Photometric Data. **A. L. Souchon**, S. D. Chevrel, P. C. Pinet, Y. H. Daydou, V. V. Shevchenko, B. Grieger, J. L. Josset, S. Beauvivre, Y. Shkuratov, V. G. Kaydash and the AMIE team. 40th Lunar and Planetary Science Conference, 2009, abstract #1237.

Surface Optical Properties of Geological Materials: A New Look at the Regolith of the Moon, Mercury and Asteroids. **Audrey Souchon**, Patrick Pinet, Serge Chevrel, Yves Daydou, Jean-Luc Josset, and Stephane Beauvivre. EGU General Assembly, 2010, Geophysical Research Abstracts, Vol. 12, EGU2010-11097.

An Experimental Photometric Study of Natural Granular Surface Samples Using Hapke's Model. **A. L. Souchon**, P. C. Pinet, S. D. Chevrel, Y. Daydou, D. Baratoux, K. Kurita, M. K. Shepard, and P. Helfenstein. 42nd Lunar and Planetary Science Conference, 2011, abstract #1785.

Photometric studies: from natural granular surface materials in laboratory to lunar regolith from orbit. **A. L. Souchon**, P. C. Pinet, S. D. Chevrel, Y. H. Daydou, D. Baratoux. EPSC-DPS Joint Meeting, 2011, EPSC Abstracts, Vol. 6, EPSC-DPS2011-928.

Surface photometric properties in Gusev crater from CRISM observation onboard MRO spacecraft. J. Fernando, F. Schmidt, P. Pinet, Y. Daydou, **A. Souchon**, X. Ceamanos, S. Douté. EPSC-DPS Joint Meeting, 2011, EPSC Abstracts, Vol. 6, EPSC-DPS2011-1410.

AUTRES COMMUNICATIONS :

Participation au *Lunar Exploration Summer Intern Program* du *Lunar and Planetary Institute* à Houston, Texas (juin à août 2010)

Lunar surface sites suitable for exploring NRC (2007) Concept 3: Key planetary processes are manifested in the diversity of lunar crustal rocks. Jean-François Blanchette-Guertin, Jessica Flahaut, Christine Jilly, Priyanka Sharma, **Audrey Souchon**. Lunar Exploration Program 2010 final report, disponible au LPI, Houston.

Identification and characterization of science-rich landing sites for lunar lander missions using integrated remote sensing observations. J. Flahaut, J.-F. Blanchette-Guertin, C. Jilly, P. Sharma, **A. Souchon**, W. van Westrenen, D. A. Kring. Advances in Space Research (soumis).

Suggested Landing Sites to Study Key Planetary Processes on the Moon: The Case of Schrödinger Basin. **A. L. Souchon**, J. Flahaut, P. Sharma, C. E. Jilly, J.-F. Blanchette-Guertin, D. A. Kring. 42nd Lunar and Planetary Science Conference, 2011, abstract # 1791.

Identification of Science-rich Mission Sites Designed to Test the Lunar Magma Ocean Hypothesis. J. Flahaut, **A. L. Souchon**, J.-F. Blanchette-Guertin, P. Sharma, C. E. Jilly, D. A. Kring. 42nd Lunar and Planetary Science Conference, 2011, abstract #1844.

Lunar Landing Sites to Explore the Extent of KREEP and Its Significance to Key Planetary Processes. C. E. Jilly, P. Sharma, **A. L. Souchon**, J. F. Blanchette-Guertin, J. Flahaut, D. A. Kring. 42nd Lunar and Planetary Science Conference, 2011, abstract #1270.

Mission Strategies for Determining the Vertical Extent and Structure of the Lunar Megaregolith. J.-F. Blanchette-Guertin, C. E. Jilly, J. Flahaut, **A. L. Souchon**, P. Sharma, D. A. Kring. 42nd Lunar and Planetary Science Conference, 2011, abstract #1405.

Identifying Lunar Landing Sites for Sampling Lower Crust and Mantle Material. P. Sharma, J. F. Blanchette-Guertin, C. E. Jilly, J. Flahaut, **A. L. Souchon**, D. A. Kring. 42nd Lunar and Planetary Science Conference, 2011, abstract #1579.

INFLUENCE DES PHASES AMORPHES DANS LA REPONSE OPTIQUE DES REGOLITES PLANETAIRES : CARACTERISATION DES PROPRIETES PHYSIQUES ET APPLICATION A L'ETUDE GEOLOGIQUE DE LA LUNE

Résumé

Les techniques de télédétection sont aujourd'hui largement mises en œuvre pour l'exploration des surfaces planétaires, appelées *régolites*, telles que la Lune, Mercure, Mars ou les astéroïdes. La *photométrie* est une technique basée sur l'observation d'une surface sous des angles variés qui renseigne sur les *propriétés physiques de surface* : mode de diffusion des particules (diffusant vers l'avant ou rétrodiffusant), granulométrie, rugosité de surface, degré de compaction...

Cette thèse est centrée sur les matériaux volcaniques et les *phases amorphes* (ou *verres*), en raison de leur importance dans les processus responsables de la formation et de l'évolution des régolites : volcanisme, cratérisation, interaction avec l'environnement spatial. À l'aide du modèle photométrique de Hapke, dont les paramètres, une fois inversés, permettent de remonter aux propriétés physiques de surface, ce sujet est exploré sous deux approches : en laboratoire et à partir de données orbitales.

Les mesures multiangulaires expérimentales, réalisées avec le spectro-imageur de l'IRAP, ont permis la caractérisation photométrique de différents matériaux volcaniques granulaires naturels ayant des compositions, tailles de grains et des teneurs en verre et monocristaux variées : basaltes, sable volcanique, pyroclastiques, olivine, et verre issu de la fusion contrôlée de basalte. Suivant leur composition, formes et textures, une évolution des comportements photométriques des échantillons en fonction de la granulométrie a été notée. Les matériaux riches en verre frais et/ou monocristaux présentent un comportement spécifique peu observé jusqu'alors, ce qui permet de les distinguer des matériaux sans verre ou contenant du verre plus mature. Des mélanges basalte/verre basaltique ont également permis de mettre en évidence l'influence optique très forte et non linéaire du verre frais.

Une étude photométrique du cratère lunaire Lavoisier à partir de données orbitales a montré l'applicabilité des techniques mises en œuvre en laboratoire sur des unités géologiques, et des caractéristiques photométriques propres aux dépôts pyroclastiques situés sur le plancher du cratère ont été déterminées. Un autre dépôt pyroclastique au niveau du cratère Lavoisier F montre un comportement photométrique distinct des pyroclastiques du cratère Lavoisier, témoignant d'une variété texturale, granulométrique ou compositionnelle entre ces unités. L'ensemble des résultats obtenus sur ces cratères apparaît cohérent en regard des expériences réalisées en laboratoire.

Mots clés : photométrie expérimentale ; photométrie orbitale ; mesures multiangulaires ; modèle de Hapke ; algorithme génétique ; propriétés physiques de surface ; matériaux volcaniques ; verres ; surfaces granulaires ; régolite lunaire.

INFLUENCE OF AMORPHOUS PHASES IN THE OPTICAL BEHAVIOUR OF PLANETARY REGOLITHS: CHARACTERIZATION OF PHYSICAL PROPERTIES AND APPLICATION TO THE GEOLOGICAL STUDY OF THE MOON

Abstract

Remote-sensing techniques are widely implemented today for the exploration of planetary surfaces, called *regoliths*, such as the Moon's, Mercury's, Mars' or asteroids'. *Photometry* is a technique based on the observation of a surface under various angles which gives information on the *physical surface properties*: particles' diffusion mode (forward-scattering or backscattering), grain size, surface roughness, compaction state…

This PhD is centred on volcanic materials and *amorphous phas*es (or *glasses*), because of their significance in processes leading to the formation and evolution of regoliths: volcanism, cratering, interaction with space environment. Using Hapke's photometric model, whose parameters, once inverted, lead to the physical surface properties, this subject is explored under two approaches: in laboratory, and from orbital data.

Multiangular experimental measurements, carried out with IRAP's spectro-imaging device, allowed the photometric characterization of different natural granular volcanic materials with various compositions, grain sizes, and contents of glass and monocrystals: basalts, volcanic sand, pyroclastics, olivine, and glass from the controlled melt of basalt. According to their compositions, shapes, and textures, an evolution of the samples photometric behaviour with grain size has been noticed. Materials which are rich in fresh glass and/or monocrystals display a specific behaviour seldom observed so far, which enable their distinction from glass-free materials or with more mature glass. Mixtures of basalt and basaltic glass showed also the strong and highly non linear optical influence of fresh glass.

A photometric study of the lunar crater Lavoisier from orbital data showed the applicability of techniques implemented in laboratory on geological units, and photometric characteristics inherent to the pyroclastic deposits on the crater floor have been determined. Another pyroclastic deposit located at Lavoisier F displays a photometric behaviour distinct from crater Lavoisier's pyroclastic deposits, showing a textural, granulometric or compositional variety between these units. All the results obtained for these craters make sense in the light of laboratory experiments.

Keywords: experimental photometry; orbital photometry; multiangular measurements; Hapke model; genetic algorithm; physical surface properties; volcanic materials; glasses; granular surfaces; lunar regolith.