HAL
open science

Microscopie hyperspectrale dans le proche IR pour l'analyse in situ d'échantillons : l'instrument MicrOmega à bord des missions Phobos Grunt, Hayabusa-2 et ExoMars

Cédric Pilorget

To cite this version:

Cédric Pilorget. Microscopie hyperspectrale dans le proche IR pour l'analyse in situ d'échantillons : l'instrument MicrOmega à bord des missions Phobos Grunt, Hayabusa-2 et ExoMars. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112293 . tel-00772234

HAL Id: tel-00772234

https://theses.hal.science/tel-00772234v1

Submitted on 10 Jan 2013

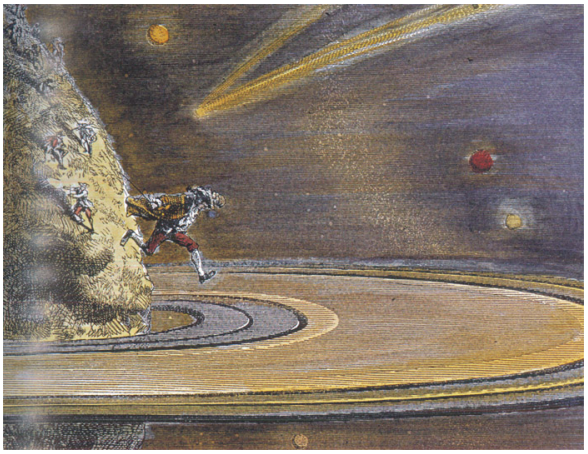
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

Ecole Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France

THESE
présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS-SUD XI
spécialité : Astrophysique

Microscopie hyperspectrale dans le proche IR pour l'analyse *in situ* d'échantillons : l'instrument MicrOmega à bord des missions Phobos Grunt, Hayabusa-2 et ExoMars



Cédric PILORGET

Thèse soutenue le 21 novembre 2012, devant le jury composé de :

Prof.	Alain Abergel	Président	IAS, Orsay
Dr.	Oleg Korablev	Rapporteur	IKI, Moscou (Russie)
Dr.	Sylvestre Maurice	Rapporteur	IRAP, Toulouse
Dr.	Bethany Ehlmann	Examinatrice	Caltech, Pasadena (USA)
Dr.	Daniel Rouan	Examinateur	LESIA, Meudon
Dr.	Jorge Vago	Examinateur	ESTEC, Nordwijk (Pays-Bas)
Prof.	Jean-Pierre Bibring	Directeur de Thèse	IAS, Orsay

Ecole Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France

THESE
présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS-SUD XI
spécialité : Astrophysique

Microscopie hyperspectrale dans le proche IR pour l'analyse *in situ* d'échantillons : l'instrument MicrOmega à bord des missions Phobos Grunt, Hayabusa-2 et ExoMars

Cédric PILORGET

Thèse effectuée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS)
Centre universitaire d'Orsay
Bât 121
91405 ORSAY CEDEX

sous la direction du Prof. Jean-Pierre Bibring

Image de couverture - « *Ils sautèrent sur l'anneau de Saturne* ». Illustration de l'ouvrage Micromegas de Voltaire, gravure de 1867 mise en couleur.

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier chaleureusement Jean-Pierre pour m'avoir guidé tout au long de ces trois extraordinaires années de thèse. Il m'a fait profiter de sa riche expérience et m'a toujours témoigné une grande confiance dans tout ce que j'ai pu entreprendre. Je souhaite également remercier l'ensemble de l'équipe « planéto » de l'IAS : Mathieu, François, Brigitte et Yves, pour leurs conseils, leur soutien et leur énergie communicative dans tous les projets que nous avons entrepris. Un grand merci à l'ensemble de l'équipe MicrOmega : Lionel, Ludo, Corinne, Stéphane, Mehdi, Antoine, Michel, JC, Noémie, Chloé, et bien entendu Vincent, que je souhaite remercier tout particulièrement pour les nombreuses heures passées à « maniper » ensemble et pour les interminables discussions que nous avons eu sur MicrOmega.

Je remercie l'ensemble des personnes avec qui j'ai eu la chance de collaborer au cours de cette thèse : Bethany et Alice pour les riches échanges que nous avons pu avoir, ainsi que pour avoir eu la patience de m'inculquer quelques bases en géologie, Paul Dumas et les membres de l'équipe SMIS à Soleil, de même que Bernard Schmitt et Olivier Brissaud de l'IPAG et Fernando Rull et son équipe à Valladolid pour leur accueil, leur gentillesse et leur disponibilité.

Je souhaite remercier Sylvestre Maurice, Oleg Korablev, Alain Abergel, Bethany Ehlmann, Daniel Rouan et Jorge Vago d'avoir accepté de faire partie de mon jury, ainsi que pour leurs commentaires constructifs sur ce travail.

L'IAS est un cadre tout à fait exceptionnel pour réaliser une thèse, notamment instrumentale, et je tiens à remercier les nombreuses personnes que j'ai un jour été voir pour leur poser des questions ; je pense notamment à Louis ainsi qu'à toute l'équipe Astrochimie, que je souhaite remercier tout spécialement pour leur précieuse aide et leurs conseils, ainsi qu'au personnel de la station d'étalonnage.

Merci aux équipes administratives et techniques de l'IAS pour tous les petits tracas qu'ils m'ont aidé à résoudre (petit clin d'oeil à Véro pour les fous rires). Merci à toutes ces personnes qui font que l'IAS est l'IAS.

Un grand merci enfin à tous ceux qui m'ont soutenu durant ces trois années, mes parents, mes amis et tout particulièrement à Jennifer, Anouck, Olivier, Julian, Romain, Aikel et Nico, ainsi que tous mes collègues thésards ou postdocs avec qui j'ai pu partager ces bons moments : John, Steph, Pierre, Sophie, Seb, Joachim, Agnès, Sihane, Marie, Heddy, Jessica ...

Merci à tous pour avoir rendu ces trois années extrêmement riches, à la fois professionnellement et humainement, en souhaitant aux autres thésards de connaître à leur tour pareille expérience.

Résumé

L'analyse de la surface par des moyens spatiaux des objets du Système Solaire permet de remonter aux processus géologiques, géochimiques et climatiques qui s'y sont déroulés. La microscopie hyperspectrale dans le proche infrarouge, de par sa faculté à analyser la composition moléculaire et minéralogique d'un échantillon à l'échelle des grains, est une technique novatrice dans le cadre de la planétologie, amenée à compléter les mesures effectuées depuis l'orbite et celles des autres instruments d'analyse in situ. Les développements techniques récents liés aux détecteurs matriciels dans le proche infrarouge, aux machines cryogéniques de dimension et masse réduites, ainsi qu'aux systèmes dispersifs nous donnent désormais la capacité de développer des microscopes hyperspectraux compatibles en termes de masse, volume, puissance et télémétrie avec les contraintes fortes liées à un atterrisseur/rover. Le concept développé a ainsi donné naissance à l'instrument MicrOmega, sélectionné pour faire partie de la charge utile Pasteur du rover ExoMars de l'ESA.

Mon travail de thèse s'est tout d'abord fixé pour objectif d'étudier l'extension de la gamme spectrale de l'instrument vers l'infrarouge au-delà de 2.5 μm afin d'identifier et de caractériser d'éventuels composés carbonés ; j'ai procédé à l'analyse des conséquences de cette extension sur la conception de l'instrument. Les résultats de ces études ont permis de faire évoluer le design et les spécifications de l'instrument MicrOmega pour ExoMars. Mon implication dans la préparation de cette mission m'ont conduit à développer des algorithmes de détection automatiques de composés spécifiques au sein d'un échantillon, de manière à coupler les mesures de MicrOmega avec celles du spectromètre RAMAN RLS et du laser à désorption de MOMA, permettant ainsi d'accroître la synergie entre les instruments de la charge utile.

Au cours de ma thèse, le décalage du lancement de la mission Phobos Grunt a permis de proposer d'y adjoindre un modèle de MicrOmega ; j'ai ainsi pu participer à l'ensemble des phases de développement d'un modèle de vol de MicrOmega, de sa conception initiale à l'étalonnage final. Suite à ce développement, une autre mission d'opportunité est apparue, à laquelle j'ai également été associé : l'instrument MicrOmega a été sélectionné pour la mission Hayabusa-2, destinée à l'analyse in situ d'un astéroïde-C.

NIR hyperspectral microscopy for *in situ* analyses : the MicrOmega experiment onboard Phobos Grunt, Hayabusa-2 and ExoMars missions

Abstract

The characterization of the surface of planetary objects, through space observations, gives key clues to the past and present geological, geochemical and climate processes. Near-infrared hyperspectral microscopy, through its capability to identify the molecular and mineralogical composition of a sample at its grain size, is an innovative technique that will efficiently complement both remote sensing and in situ measurements. Recent technical achievements in near-infrared detectors, space cryo-coolers and dispersive systems, has enabled us to design MicrOmega, a highly miniaturized near-infrared hyperspectral microscope, to be implemented on landers/rovers : it has been selected within the Pasteur payload of the ESA ExoMars rover, with launch scheduled for 2018.

My thesis activity started with the study of the extension of the spectral range beyond 2.5 μm, driven by the goal of identifying and characterizing potential organic compounds, and with the analysis of the impacts on the instrument design of such an extension. The outcomes were used to set the MicrOmega / ExoMars instrument baseline. My involvement in this program included the development of algorithms enabling, in an automated way, the identification and the location, within the analyzed samples, of compounds with specific composition ; it will be used both to limit the amount of information to be downloaded, and to indicate key targets for point analyzers, such as the Raman spectrometer RLS and the laser desorption spectrometer MOMA, thus increasing the synergy between the suite of ExoMars laboratory instruments.

During my thesis, the shift of the launch of the Phobos Grunt mission opened the possibility to develop and deliver a flight model of MicrOmega, in less than two years ; I thus have been involved in all steps of its development, from its design to its final calibration. As a follow-up, another mission of opportunity emerged, to which I have also been associated : MicrOmega has been selected as part of the Hayabusa-2 mission, which will in situ analyze a C-type asteroid.

Table des matières

Introduction **1**

I Microscopie hyperspectrale pour la planétologie : contexte, problématiques et enjeux **3**

1 Contexte et intérêt de la microscopie hyperspectrale pour la planétologie **5**
1.1 L'exploration spatiale et la renaissance de la planétologie 5
1.1.1 Les premières soviétiques et la riposte américaine 5
1.1.2 A la découverte du Système Solaire 6
1.2 La Terre entre banalité et singularité 7
1.2.1 Introduction 7
1.2.2 Aux origines du Système Solaire 8
1.2.3 Energie interne, différentiation et champ magnétique 8
1.2.4 Bombardement et migration planétaire 9
1.2.5 Synthèse 10
1.3 Différents moyens de caractérisation : de la télédétection aux analyses in situ 10
1.4 Objectifs et enjeux de la microscopie hyperspectrale 12
1.5 La microscopie hyperspectrale entre en scène 13
1.5.1 CIVA-M/I 13
1.5.2 MicrOmega 14
1.5.3 L'héritage de MicrOmega 15

2 Spectroscopie de réflectance diffuse dans le proche IR pour l'étude d'échantillons *in situ* dans le cadre de la planétologie : principes et spécifications des besoins **17**
2.1 Principes de la spectroscopie de réflectance dans le proche IR (PIR) 17
2.1.1 Introduction 17
2.1.2 Mesure du spectre de réflectance diffuse 19
2.1.3 Les différents mécanismes d'absorption 23
2.1.4 Bandes d'absorption en réflectance 25
2.1.5 Mélanges et quantification des différents composés 30
2.2 Spécifications du domaine et de l'échantillonnage spectral 32
2.2.1 Introduction 32
2.2.2 Identification des minéraux 34

2.2.3 Identification des glaces 35
2.2.4 Identification des molécules organiques 37
2.2.5 Synthèse 49

3 Imagerie à l'échelle des grains pour l'étude d'échantillons *in situ* dans le cadre de la planétologie : principes et spécifications des besoins 51
3.1 Quelques rappels de microscopie optique 51
3.1.1 Principe 51
3.1.2 Aberrations 54
3.1.3 Réponse impulsionnelle du système optique 57
3.1.4 Synthèse 57
3.2 Spécifications des besoins 57
3.2.1 Taille des constituants à analyser 57
3.2.2 Résolution spatiale, champ de vue et contraintes instrumentales 59

II Le concept de l'instrument MicrOmega : évaluation des performances à partir d'un breadboard représentatif 61

4 Concept de l'instrument MicrOmega et problématiques liées au design 63
4.1 Concept général 64
4.1.1 Objectifs 64
4.1.2 Concept instrumental et création du cube-image 64
4.2 Système de détection 65
4.2.1 Introduction 65
4.2.2 Détecteur 66
4.2.3 Optique d'imagerie associée 70
4.3 Système d'illumination basé sur le concept de l'AOTF 71
4.3.1 Introduction 71
4.3.2 Principe de l'interaction acousto-optique en régime de Bragg 72
4.3.3 Performances et critères de choix de l'AOTF et de son générateur RF 80
4.3.4 Génération d'une lumière « blanche » en entrée de l'AOTF 84
4.3.5 Système de filtrage de l'ordre 0 85
4.3.6 Système de renvoi du faisceau monochromatique vers l'échantillon 86
4.4 Aspects thermiques 86
4.4.1 Introduction 86
4.4.2 Refroidissement du détecteur 87
4.4.3 Refroidissement du champ de vue du détecteur 87
4.5 Mesures et traitements 87
4.5.1 Protocole de mesure et obtention du cube hyperspectral corrigé 87
4.5.2 RSB sur une mesure et RSB sur le spectre de réflectance 89
4.5.3 Problématiques liées à la référence 89
4.5.4 Hypothèses sur l'albedo aux échelles macro- et microscopiques 90
4.5.5 Problématiques liées à la préparation et au placement de l'échantillon 90
4.5.6 Problématiques liées à la télémétrie 91

5 Présentation de l'outil « breadboard » et évaluation de ses performances 93
5.1 Présentation du breadboard . . . 93
5.1.1 Description générale . . . 93
5.1.2 Système d'illumination . . . 94
5.1.3 Système de détection . . . 95
5.1.4 Montage mécanique . . . 95
5.1.5 Pilotage du breadboard . . . 96
5.2 Estimation des performances du breadboard . . . 97
5.2.1 Echantillons utilisés . . . 97
5.2.2 Evaluation des différentes contributions . . . 98
5.2.3 Influence du protocole de mesures sur les résultats . . . 105
5.2.4 Performances du breadboard . . . 106

6 Caractérisation d'échantillons par microscopie hyperspectrale dans le PIR 113
6.1 Identification des composants d'un échantillon . . . 113
6.1.1 Echantillons purs . . . 113
6.1.2 Mélanges avec des inhomogénéités à une échelle supérieure au pixel . . . 115
6.1.3 Mélanges avec des inhomogénéités à une échelle inférieure au pixel . . . 117
6.2 Influence de la défocalisation sur la caractérisation des échantillons . . . 119
6.3 Cartographie d'échantillons . . . 121
6.3.1 Méthodologie . . . 121
6.3.2 Résultats . . . 122
6.4 Synthèse . . . 123

7 Algorithmes de détection automatique de grains de composition spécifique : définition, conception et tests 125
7.1 Objectifs et problématiques . . . 125
7.1.1 Introduction . . . 125
7.1.2 Problématiques . . . 126
7.1.3 Hypothèses de travail . . . 127
7.1.4 Contraintes sur l'algorithme . . . 127
7.2 Concept de l'algorithme . . . 128
7.2.1 Extraction des données et formation du cube hyperpsectral . . . 128
7.2.2 Identification des pixels non utilisables . . . 128
7.2.3 Calcul des profondeurs de bandes caractéristiques . . . 129
7.2.4 Identification des détections non cohérentes . . . 130
7.2.5 Calcul du score d'intérêt de chaque pixel . . . 131
7.2.6 Obtention d'une liste de cibles d'intérêt . . . 132
7.2.7 Binning des zones de « moindre intérêt » . . . 133
7.3 Tests . . . 133
7.3.1 Cibles . . . 133
7.3.2 Moyens de tests . . . 135
7.3.3 Protocole expérimental . . . 135
7.3.4 Résultats des tests . . . 135
7.4 Synthèse . . . 143

III MicrOmega Phobos Grunt : conception et tests d'un instrument de vol 145

8 Phobos Grunt, une mission d'opportunité pour MicrOmega 147
8.1 Contexte de la mission . . . 147
8.2 Scenario de la mission . . . 148
8.3 Présentation de la sonde Phobos Grunt . . . 149
8.4 Problématiques liées à l'histoire de Phobos et rôle de MicrOmega . . . 150
8.4.1 Quelques éléments sur Phobos . . . 150
8.4.2 Astéroïde capturé ou résultat d'un impact géant sur Mars ? . . . 150
8.5 Objectifs de MicrOmega et spécifications pour le développement de l'instrument . . . 152
8.5.1 Introduction . . . 152
8.5.2 Spécifications pour le développement de MicrOmega Phobos Grunt . . . 152
8.5.3 Objectifs en termes de RSB . . . 152

9 Design et développements instrumentaux 153
9.1 Concept général . . . 153
9.2 Partie détection . . . 154
9.2.1 Choix du détecteur . . . 154
9.2.2 Design de l'optique d'imagerie . . . 157
9.3 Partie illumination . . . 160
9.3.1 Organisation et design de la partie illumination . . . 160
9.3.2 Développement d'une solution pour le filtrage de l'ordre 0 . . . 160
9.3.3 Choix de l'AOTF . . . 168
9.3.4 Synthèse . . . 171
9.4 Cible d'étalonnage de vol . . . 172
9.4.1 Principe . . . 172
9.4.2 Design . . . 173
9.4.3 Tests et développement d'une solution pour MicrOmega PG . . . 174
9.5 Electronique de vol de l'instrument . . . 178
9.6 Gestion de la puissance . . . 179
9.7 Design final . . . 179
9.8 Stratégie de mesure et compression . . . 180
9.8.1 Canaux spectraux et protocole de mesure . . . 180
9.8.2 Sommation . . . 183
9.8.3 Compression . . . 185

10 Etalonnage de l'instrument MicrOmega Phobos Grunt 187
10.1 Introduction . . . 187
10.1.1 Objectifs de l'étalonnage . . . 187
10.1.2 Environnement thermique et choix de la cuve . . . 188
10.2 Vérification des différentes fonctionnalités de l'instrument . . . 189
10.2.1 Introduction . . . 189
10.2.2 Caractérisation des différentes contributions au signal mesuré . . . 190
10.2.3 Effet « piston » . . . 196
10.3 Etalonnage radiométrique de l'instrument . . . 199
10.3.1 Introduction . . . 199
10.3.2 Principe . . . 200

10.3.3 Homogénéité spatiale des échantillons 201
10.3.4 Etalonnage des cibles de référence et obtention de leur spectre 201
10.4 Caractérisation des performances instrumentales et tests sur des échantillons de référence 206
10.4.1 Evaluation du RSB 206
10.4.2 Tests sur des échantillons de référence 208
10.5 Synthèse 213

11 Synthèse sur l'instrument MicrOmega Phobos Grunt 215

IV Développements actuels dans le cadre des missions Hayabusa-2 et ExoMars 217

12 MicrOmega pour la mission Hayabusa-2 219
12.1 Introduction 219
12.2 La mission Hayabusa-2 220
12.2.1 Objectifs scientifiques 220
12.2.2 Quelques données sur l'astéroïde 1999JU3 221
12.3 MicrOmega Mascot 222
12.3.1 MicrOmega au sein de Mascot 222
12.3.2 Besoins scientifiques 223
12.3.3 Définition d'un protocole de mesures pour MicrOmega Hayabusa-2 227
12.3.4 Développement d'une solution pour l'étalonnage en vol 229
12.4 Synthèse 231

13 MicrOmega pour la mission ExoMars 233
13.1 Introduction 233
13.2 La mission ExoMars 233
13.2.1 Mars, une cible privilégiée pour la planétologie 233
13.2.2 ExoMars 236
13.3 MicrOmega ExoMars 237
13.3.1 Concept général 237
13.3.2 Combinaison microscopie hyperspectrale PIR - spectroscopie RAMAN 238
13.4 Synthèse 241

Conclusions et Perspectives 243

Bibliographie 247

Annexes 255

A Algorithmes de détection automatique de grains de composition spécifique 257

B Publications 269

Introduction

L'exploration spatiale, débutée dans les années 50, a révolutionné l'image que nous nous faisions du Système Solaire, en révélant notamment la grande richesse des objets qui le composent. Si ces objets partagent une origine commune, ils se caractérisent aujourd'hui par une diversité étonnante qui démontre une évolution distincte. La Terre notamment apparaît désormais comme une planète avec des singularités dont il faut étudier l'origine afin de mieux en comprendre l'évolution. Pour cela, les autres planètes et corps du Système Solaire constituent des éléments essentiels à cette analyse. L'étude de la composition de leur surface apparaît comme un moyen efficace de remonter aux processus d'origine géologique, géochimique ou climatique et de les caractériser. Ainsi les missions d'exploration du système solaire se sont peu à peu dotées de spectromètres travaillant du visible à l'infrarouge thermique et permettant d'identifier les différents minéraux, glaces et composés organiques présents. L'arrivée des imageurs hyperspectraux il y a une vingtaine d'années avec ISM (Phobos-2), puis OMEGA (Mars Express), CRISM (Mars Reconnaissance Orbiter) et VIMS (Cassini) ont permis de coupler ces analyses de composition avec des données d'imagerie et ainsi de les replacer dans un contexte facilitant leur interprétation.

La prochaine étape est d'utiliser ce concept pour les analyses *in situ*, afin de compléter les mesures effectuées depuis l'orbite. L'instrument MicrOmega IR a été développé dans cette optique, dans le cadre de la mission ExoMars de l'ESA (charge utile Pasteur). Il s'agit d'un microscope hyperspectral opérant dans le proche infrarouge, avec comme objectif de caractériser la composition du sol à l'échelle des grains, et ceci de manière non-destructive. Ces analyses permettront d'une part d'identifier les différentes phases dont celles qui sont minoritaires et inaccessibles depuis l'orbite et d'autre part d'étudier les couplages entre ces phases.

Un breadboard représentatif d'une version basique de l'instrument sur une gamme spectrale réduite (0.9-2.5 μm) avait été développé à l'IAS avant mon arrivée. L'objectif de ma thèse consistait dans un premier temps à étudier la possibilité d'une extension de la gamme spectrale de l'instrument vers l'infrarouge, en analysant les opportunités scientifiques (notamment du point de vue de la détection de la matière organique) et en les confrontant aux contraintes techniques (passage à la cryogénie active, prise en compte des flux thermiques, extension du domaine spectral du système de dispersion, etc.). Le deuxième objectif visait à étudier le passage d'une version de démonstration à un modèle de vol, avec de très fortes contraintes sur la masse, le volume, la puissance et la télémétrie. Enfin, au-delà des aspects instrumentaux, il s'agissait également de mieux comprendre les possibilités offertes par cette technique dans le contexte de la planétologie, mais également d'en cerner les limites.

Toutefois, la mission ExoMars de l'ESA a été progressivement repoussée à 2018. Les missions Phobos Grunt de Roskosmos, puis Hayabusa-2 de la JAXA ont constitué des opportunités intéressantes afin de poursuivre le développement de l'instrument et d'en concevoir une version de vol offrant d'aller étudier des petits corps du Système Solaire. Ces projets m'ont notamment permis de travailler sur l'ensemble des phases de développement d'un instrument, de sa conception à l'étalonnage final en passant par les phases de tests des divers sous-systèmes et l'intégration.

La première partie de cette thèse vise à présenter l'intérêt de la microscopie hyperspectrale pour la planétologie ainsi que les spécifications liées au développement d'un tel instrument. Je décris donc dans un premier chapitre le contexte dans lequel s'inscrit le développement de l'instrument MicrOmega, ses objectifs scientifiques, de même que sa complémentarité avec des moyens de mesure depuis l'orbite. J'effectue quelques rappels sur la technique de spectroscopie dans le proche infrarouge dans un deuxième chapitre et spécifie en fonction des besoins scientifiques les caractéristiques spectrales de l'instrument (gamme spectrale, échantillonnage, etc.). Je montre dans un troisième chapitre les problématiques liées au caractère microscopique de notre investigation et spécifie les caractéristiques que doit posséder l'instrument (champ de vue, échantillonnage spatial, profondeur de champ, etc.).

La deuxième partie de cette thèse analyse les potentialités et limites de la technique de microscopie hyperspectrale dans le cadre de la planétologie, au moyen de mesures effectuées sur un breadboard représentatif de l'instrument présent à l'IAS. Je présente dans un premier chapitre le concept de l'instrument MicrOmega et les problématiques liées au développement d'un tel instrument, puis dans un deuxième chapitre le breadboard développé à l'IAS, ses performances et son intérêt en tant que banc de test pour l'élaboration d'un instrument de vol. J'analyse dans un troisième chapitre les capacités de la microscopie hyperspectrale à caractériser un échantillon et démontre son intérêt pour la planétologie. Je discute ensuite dans un quatrième chapitre l'utilité de développer des algorithmes de détection automatique de grains de composition spécifique et j'en analyse les problématiques. J'en propose ensuite une version dans un format compatible avec les contraintes de mémoire, complexité et temps de calcul propre à un système embarqué, puis je discute les résultats de tests effectués au moyen du breadboard.

La troisième partie de cette thèse analyse les problématiques liées au développement d'un instrument de vol de type MicrOmega, appliqué au cas de la mission Phobos Grunt. Je présente dans un premier temps la conception de l'instrument et les différentes parties sur lesquelles j'ai été amené à travailler, puis dans un deuxième temps je détaille les résultats de l'étalonnage de l'instrument que j'ai obtenu et en analyse les implications pour les développements futurs.

La quatrième partie décrit les développements en cours de l'instrument MicrOmega pour les missions Hayabusa-2 de la JAXA et ExoMars de l'ESA. Les enjeux et contraintes relatives à ces deux missions sont d'abord analysés puis les modifications par rapport à la version Phobos Grunt sont présentées et discutées.

Première partie

Microscopie hyperspectrale pour la planétologie : contexte, problématiques et enjeux

Chapitre 1

Contexte et intérêt de la microscopie hyperspectrale pour la planétologie

Sommaire

1.1 L'exploration spatiale et la renaissance de la planétologie 5
1.1.1 Les premières soviétiques et la riposte américaine 5
1.1.2 A la découverte du Système Solaire 6
1.2 La Terre entre banalité et singularité 7
1.2.1 Introduction 7
1.2.2 Aux origines du Système Solaire 8
1.2.3 Energie interne, différentiation et champ magnétique 8
1.2.4 Bombardement et migration planétaire 9
1.2.5 Synthèse 10
1.3 Différents moyens de caractérisation : de la télédétection aux analyses in situ . . 10
1.4 Objectifs et enjeux de la microscopie hyperspectrale 12
1.5 La microscopie hyperspectrale entre en scène 13
1.5.1 CIVA-M/I 13
1.5.2 MicrOmega 14
1.5.3 L'héritage de MicrOmega 15

1.1 L'exploration spatiale et la renaissance de la planétologie

1.1.1 Les premières soviétiques et la riposte américaine

L'avènement de l'exploration spatiale avec le lancement du satellite Spoutnik le 4 octobre 1957 marque un tournant dans la façon d'appréhender la planète Terre et son environnement. La sonde Luna-1 inaugure ainsi les voyages interplanétaires en janvier 1959 en devenant le premier objet à sortir de l'attraction terrestre. Pour la première fois, un engin conçu par l'Homme part visiter un autre monde. A peine quelques mois plus tard, en octobre 1959, la sonde Luna-3 photographie la face cachée de la Lune, marquant une étape essentielle de la planétologie naissante, non seulement d'un point de vue scientifique, mais également instrumental. Il s'agit en effet de la première transmission d'image à partir d'un satellite. Les données, sous forme de plaques photographiques, sont transmises à un laboratoire

embarqué où elles sont développées puis scannées avant d'être envoyées vers la Terre.

Las de toutes ces premières soviétiques, les américains réagissent : le 25 mai 1961, le président J.-F. Kennedy annonce dans un discours devant le Congrès l'envoi d'astronautes sur la Lune avant la fin de la décennie : c'est le début du programme Apollo. Au delà de l'aventure humaine extraordinaire que ce programme a constitué, c'est avant tout un formidable coup de fouet dans le développement de nouvelles technologies pour les voyages interplanétaires et l'instrumentation embarquée. La microélectronique, par exemple, qui a depuis investi tous les champs de l'activité humaine, est en grande partie née de cette décision historique.

Le 25 décembre 1968, les trois astronautes d'Apollo 8, passent derrière la Lune et la frôlent à seulement une centaine de kilomètres de sa surface. La photographie qu'ils font du « clair de Terre » laisse une image de planète assez banale, flottant dans l'espace comme n'importe quel autre corps du Système Solaire. Cette banalité est renforcée par les analyses effectuées sur les échantillons lunaires rapportés par les missions à partir d'Apollo 11, et comparés aux météorites. Elles confirment de manière irréfutable que l'ensemble des constituants du Système Solaire a été formé au même moment, il y a un peu de 4.5 milliards d'années, selon un même processus, au sein d'un même disque de matière, en un même lieu de notre galaxie.

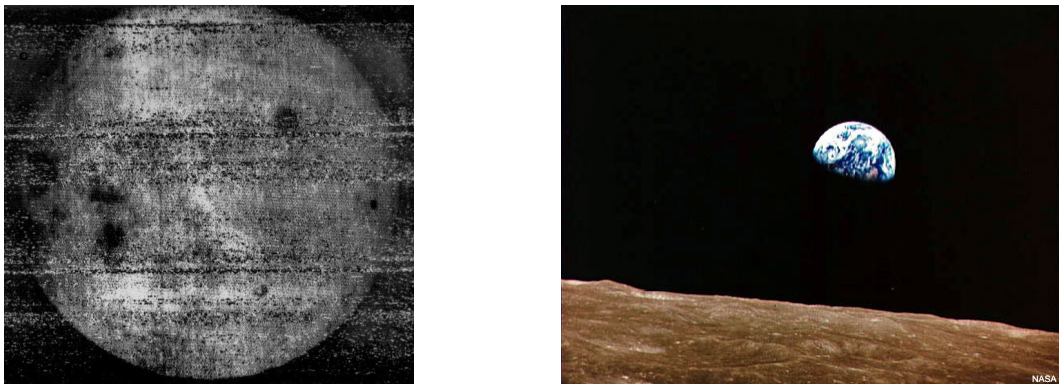
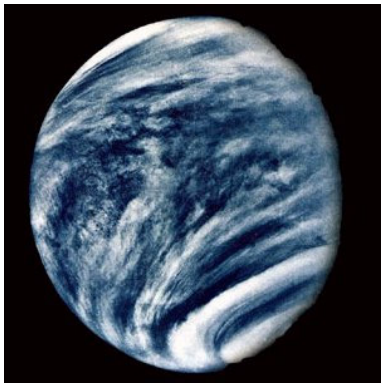


FIGURE 1.1 – *A gauche : première photographie de la face cachée de la Lune par la sonde Luna-3. A droite : photographie du clair de Terre prise par les astronautes d'Apollo 8.*

1.1.2 A la découverte du Système Solaire

Si la Terre avait eu le destin qu'elle a connu, d'autres planètes ou satellites du Système Solaire avaient peut-être également connu des processus identiques voire même avaient pu développer des formes de vie. Américains et soviétiques partent alors à l'assaut des planètes du Système Solaire. Le programme Mariner, lancé en 1962, a pour objectif d'étudier les planètes internes du Système Solaire, notamment Mars et Vénus qu'on considère à l'époque comme des parentes proches de la Terre. Ce programme ambitieux est à l'origine de plusieurs premières dans le domaine de l'exploration spatiale : première mise en orbite autour d'une planète autre que la Terre, première utilisation de l'assistance gravitationnelle. Sur le plan scientifique, les sondes fournissent de nombreuses informations sur les planètes intérieures : cartographie d'une grande partie de la planète Mars et de 45 % de la planète Mercure, composition de l'atmosphère de Mars et Vénus, mesure des champs magnétiques, etc. De nouveaux mondes, complètement différents de ceux imaginés jusqu'à présent se dévoilent.



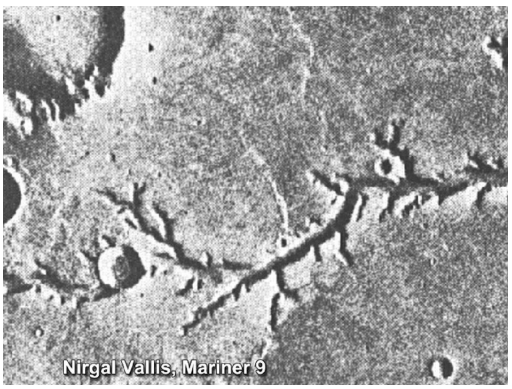


FIGURE 1.2 – *Photographie de Venus (Mariner 10) et des canaux sur Mars dans la région de Nirgal Vallis (Mariner 9).*

Le programme Mariner est suivi du programme Viking, qui voit deux atterrisseurs se poser sur Mars pour en analyser le potentiel exobiologique, suivi du programme Voyager qui part explorer le système externe, et notamment Titan. Il comprend deux sondes spatiales identiques Voyager 1 et Voyager 2 lancées en 1977 qui survolent les planètes Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune ainsi que 48 de leurs lunes. Ces deux sondes permettent d'obtenir des informations détaillées sur l'atmosphère de Jupiter, Saturne et Uranus et réalisent les toutes premières observations des satellites galiléens Io, Callisto, Ganymède et Europe, révélant des différences très fortes entre ces quatre satellites à priori formés à peu près au même endroit au même moment. En une quinzaine d'années, diverses sondes partent à l'exploration de la Lune, Mars, Venus, Jupiter, Saturne, etc. et révolutionnent l'image que nous avions de notre Système Solaire. Si les différents objets qui le composent partagent une origine commune, ils se caractérisent aujourd'hui par une diversité étonnante, et malgré des processus communs à plusieurs d'entre eux (e.g. surfaces saturées en cratères sur la Lune, Mercure, Mars et Callisto, volcans sur Mars, la Terre et Io), chacun de ces mondes a suivi une évolution distincte. Tout l'enjeu de la planétologie consiste justement à comprendre ces évolutions.

1.2 La Terre entre banalité et singularité

1.2.1 Introduction

Comme les autres planètes du Système Solaire, la Terre a connu une évolution qui lui est propre et apparaît comme singulière. Un des principaux objectifs de la planétologie est justement de comprendre d'où viennent ses spécificités alors que les divers objets du Système Solaire ont une origine commune. Entre banalité et singularité, où l'histoire de la Terre, et des planètes en général, a-t-elle divergée ? Notamment quels éléments font qu'une planète devient habitable et quelles sont les conditions à l'émergence de la vie ?

Dans le cas de la Terre, nous savons par exemple que la couverture océanique et nuageuse, tout comme la tectonique des plaques ont joué un rôle essentiel dans l'établissement de ces conditions. Ces trois éléments, intimement liés ont une influence considérable sur le bilan énergétique de la Terre, notamment en ce qui concerne l'effet de serre, et donc sur la température de surface. Leur origine et leur évolution sont donc des éléments particulièrement intéressants à comprendre et les autres planètes et satellites constituent autant de laboratoires où nous pouvons étudier ces phénomènes.

L'évolution propre à chaque corps du Système Solaire est due à deux grandes catégories de phénomènes : les premiers sont liés aux conditions initiales, lors de leur formation, et les seconds à ce qui s'est passé par la suite. Je fais dans la suite une rapide revue des principaux phénomènes susceptibles d'avoir une influence sur l'évolution des corps.

1.2.2 Aux origines du Système Solaire

La formation du Système Solaire a débuté par l'effondrement, sous l'effet de sa propre masse, d'un nuage de gaz et de grains interstellaires. Cette contraction s'est opérée tout en maintenant le mouvement de rotation acquis au préalable au sein de la galaxie. La matière s'est concentrée en un disque de plus en plus fin, dans le plan orthogonal à l'axe de rotation. La contraction gravitationnelle s'est accompagnée de la dissipation d'une grande quantité d'énergie qui a fortement chauffé le gaz du nuage, volatilisé l'essentiel des grains et homogénéisé l'ensemble. Le Soleil s'est formé au centre du nuage où la densité et la température étaient les plus fortes. Le gaz du nuage s'est refroidi, se condensant progressivement en grains, dont la composition variait avec la distance : loin du Soleil, la température était suffisamment froide pour que l'eau condense.

Entraînés dans le mouvement turbulent du nuage, les grains ont été soumis à un régime de collisions incessantes, conduisant, selon leur vitesse relative, à leur croissance, ou au contraire à leur destruction partielle. D'innombrables planétésimaux se sont ainsi formés, suivis des premiers embryons planétaires. Suivant la distance au Soleil, ces embryons ont emmagasiné ou non de la glace d'eau, formant dans le premier cas des coeurs mélangeant (roche + glace d'eau) tellement massifs qu'ils ont provoqué l'effondrement local du nuage protosolaire et accumulé de grande quantités de gaz formant les géantes gazeuses (Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune), et dans le deuxième cas les planètes telluriques (Mercure, Venus, la Terre et Mars).

Ainsi déjà dans leur formation, les différentes planètes et satellites du Système Solaire connaissent des évolutions différentes, tout en partant d'un matériau commun.

1.2.3 Energie interne, différentiation et champ magnétique

Bien que l'énergie reçue du soleil ait un impact sur l'éventuelle atmosphère et la surface, la plupart des processus planétaires puisent leur origine dans l'énergie interne au corps. Celle-ci peut être d'origine radioactive, ou gravitationnelle (issue de la phase d'accrétion) et est donc directement lié à la taille du corps en question. Les processus planétaires tels que la tectonique des plaques et le volcanisme sont directement liés à l'équilibre qui s'établit entre l'énergie apportée et l'énergie qui s'échappe.

Puisque l'énergie est dégagée dans chaque unité de volume, l'apport global est proportionnel au volume et donc au cube du rayon. En revanche, c'est par rayonnement dans l'espace que s'opère l'essentiel des pertes, c'est à dire par la surface : les pertes sont donc proportionnelles au carré du rayon. Ainsi plus le rayon augmente, plus le rapport gain à pertes est élevé et donc plus il y a d'énergie disponible pour entretenir les processus internes et plus leur température est élevée. Ainsi les corps les plus petits parviennent à évacuer efficacement par rayonnement de surface l'énergie accumulée dans leur volume. Ils s'échauffent moins. Ces objets demeurent globalement froids et n'ont pas été profondément modifiés au cours de leur histoire. Les petits corps du Système Solaire (jusqu'à quelques dizaines de kilomètres de rayon) sont ainsi restés primitifs en ce qu'ils ont conservé les propriétés acquises lors

de leur formation : ce sont des témoins précieux des conditions initiales. En revanche, les objets de plus grande taille (de plusieurs dizaines de kilomètres au moins) ont vu leur température monter au point de fondre. Le matériau est devenu un magma, suffisamment fluide pour que, par gravité, les éléments les plus lourds migrent vers le centre, laissant les plus légers à l'extérieur : les planètes se sont ainsi différenciées en un noyau central, un manteau et une croûte superficielle. Cette activité interne décroît avec le temps, à mesure que ses sources s'épuisent. Une fois cette activité trop faible pour avoir une influence jusqu'à la surface, l'objet a atteint sa mort géologique. La Lune la atteint environ 1.5 milliards d'année après sa formation et Mars est en passe de le devenir.

Les effets de cette activité interne sont cruciaux tant à l'intérieur des objets qu'en surface ou dans leur atmosphère. Le champ magnétique protégeant l'atmosphère et la surface planétaire est ainsi entretenu par les mouvements du noyau liquide. La perte de champ magnétique par Mars pourrait ainsi être une des causes de sa perte d'atmosphère. La tectonique des plaques, elle, est directement liée aux mouvements de convection dans le manteau. Enfin, par le chauffage de la surface, l'activité interne contribue au recyclage d'espèces piégées en surface, comme le CO_2 piégé au fond des océans dans le cas de la Terre, légèrement réinjecté sous forme gazeuse dans l'atmosphère et permettant ainsi un effet de serre suffisant pour maintenir une température et une pression au-dessus du point triple de l'eau.

1.2.4 Bombardement et migration planétaire

Bien que l'accrétion des grains présents dans le disque protosolaire ait duré environ quelques dizaines de millions d'années, ce que nous appelons bombardement primordial, c'est-à-dire le bombardement intense des planètes et satellites naissants par différents corps, s'est prolongé durant quelques centaines de millions d'années jusqu'à il y a environ 3.9 milliards d'années. Ces impacts ont eu rôle déterminant dans l'évolution des planètes. La Lune en est un bel exemple : son origine serait due à un impact entre la Terre et un planétésimal, survenu à peine 60 millions d'années après la formation du Système Solaire.

Toutefois, le scénario précis de cette période de bombardement primordial est encore mal connu. Pour certains spécialistes, le bombardement a été continu durant cette période, décroissant au fur et à mesure que le nombre d'objets diminuait. Depuis quelques années, un nouveau scénario a les faveurs d'une majorité de scientifiques : ce bombardement se serait déroulé en deux phases. Une première phase de bombardement aurait décru rapidement, pour ne durer qu'environ 200 millions d'années. Puis une deuxième phase de bombardement intense (LHB ou Late Heavy Bombardment) aurait eu lieu il y a environ 4 milliards d'années. Cette dernière aurait été provoquée par une déstabilisation des orbites de Saturne et Jupiter, permettant une entrée de nombreux objets lointains dans le système interne (Gomes *et al.* 2005 ; Walsh *et al.* 2011). Le Système Solaire apparaît ainsi comme un système ayant connu une évolution importante depuis sa formation et où les orbites de planètes ont pu fortement varier, tout du moins dans les premières centaines de millions d'années.

D'autre part, depuis la découverte des exoplanètes, avec notamment l'existence de Jupiter chauds, il est couramment admis que ces planètes géantes se forment loin de leur étoile, puis migrent vers le centre, sous l'action des couples gravitationnels exercés par le disque gazeux sur la planète, jusqu'à parfois atteindre l'étoile. Ces migrations, guidés par les interactions gravitationnelles entre les différents objets, entraînent toute une série de déstabilisations des objets les entourant pouvant conduire comme nous venons de le voir à des scenarii de type LHB.

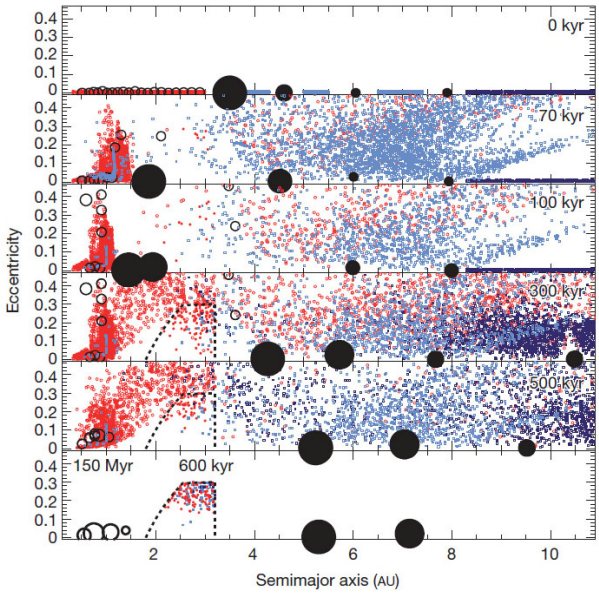


FIGURE 1.3 – *Simulation de l'évolution des différents objets du Système Solaire et de leur orbite durant la croissance et la migration des planètes géantes en supposant les conditions initiales présentées dans le haut de la figure. Jupiter, Saturne, Neptune et Uranus sont représentées par des disques noirs, tandis que les planétésimaux de type S sont représentés par des points rouges et ceux de type C par des points bleus. Les embryons planétaires sont représentés par des cercles noirs. Les limites approximatives de la ceinture principale sont représentées par une ligne en pointillés. Walsh et al. (2011).*

1.2.5 Synthèse

Nous venons de voir qu'un certain nombre de processus, tant liées aux conditions initiales qu'à des évènements suivants l'accrétion, pouvaient avoir une influence considérable sur l'évolution des corps planétaires. Tous ces éléments constituent autant d'indices nous permettant de comprendre l'évolution de notre propre planète, la Terre. Comètes, astéroïdes, satellites, planètes, et mêmes grains de poussières interstellaires sont autant de cibles renfermant des indices, qu'il nous faut explorer et comprendre.

1.3 Différents moyens de caractérisation : de la télédétection aux analyses in situ

Les premières missions visant à étudier d'autres planètes du Système Solaire ont commencé par les survoler (Mariner 4, Mariner 6, Mariner 7 pour Mars, Mariner 10 pour Mercure, Mariner 2, Mariner 5 pour Venus, Voyager 1 et 2 pour le système externe, etc.) pour nous transmettre les premières données sur leur atmosphère, leur relief et leur champ magnétique. Leur charge utile comprenait principalement des instruments visant à photographier la surface (caméras) et à étudier leur environnement (magnétomètres, sondes à plasma, détecteurs de particules, etc.). Elles se sont peu à peu enrichies de spectromètres, permettant d'identifier les différents constituants de l'atmosphère et de la croûte. Ces missions ont bien souvent révolutionné l'image qu'on se faisait de ces planètes, comme par exemple Mars et Vénus.

Après ces survols sont arrivées les premières sondes en orbite, permettant d'étudier de façon systématique les processus géologiques et atmosphériques des planètes (Mariner 9 et Mars 2 et 3 pour Mars, Magellan et Venera 4 pour Venus, etc.). Ces missions ont permis les premières cartographies des planètes ainsi que les premières études des phénomènes climatiques s'y déroulant. Les missions se sont rapidement enrichies de nouveaux moyens d'investigation (imageurs hyperspectraux, caméras haute résolution, radars, etc.) et les cibles d'intérêt se sont diversifiées (Titan, Europe, etc.). Les planètes et satellites tels que Mars, Venus et Titan, pour ne citer qu'eux, dévoilent alors toute la complexité des processus qui les animent.

Les imageurs spectraux ont notamment contribué à cette révolution. Ces instruments couplent la spectroscopie, qui permet d'identifier les composés observés, à l'imagerie, qui permet une mise en contexte (Fig. 1.4). Sur Mars par exemple, les instruments ISM (Phobos-2), OMEGA (Mars Express) et CRISM (Mars Reconnaissance Orbiter) ont permis de cartographier la minéralogie et l'évolution des glaces et des composants atmosphériques au fil des saisons (Bibring *et al.* 2005 ; Gendrin *et al.* 2005 ; Langevin *et al.* 2006). De même sur Titan où l'imageur hyperspectral VIMS à bord de la sonde Cassini a notamment permis d'étudier le cycle du méthane (Brown *et al.* 2010 ; Rodriguez *et al.* 2011).

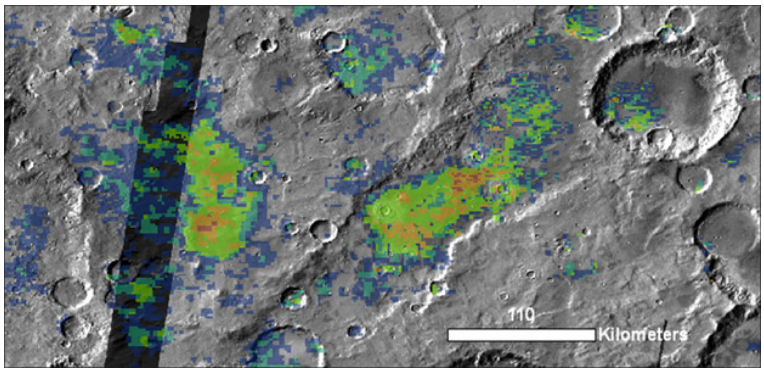


FIGURE 1.4 – *Détection d'olivine par OMEGA dans la région de Noachis Terra. Les détections d'olivine sont cartographiées avec une augmentation des paramètres spectraux de détection en allant du bleu vers le rouge. Ody et al. (2012).*

Toutefois, si les orbiteurs sont les outils idéaux pour l'étude globale d'une planète, ils ne permettent pas la caractérisation du contexte géologique d'un point de vue local, tout du moins de façon précise, et n'ont pas accès aux phases minoritaires qui constituent pourtant des indices essentiels à la compréhension des divers phénomènes qu'a connu le corps planétaire. Afin de compléter les mesures faites depuis l'orbite, les atterrisseurs et les rovers, permettant des analyses *in situ*, sont donc devenus indispensables.

Guidés par les résultats obtenus depuis l'orbite, comme cela a été le cas récemment avec le rover MSL (Mars Science Laboratory) de la NASA, ces derniers étudient la surface à la recherche de composés venant enrichir notre analyse des processus passés et présents. Afin de permettre une étude de la composition de cette surface à l'échelle des grains, est né le concept de l'instrument MicrOmega, dont l'objectif est de faire de la microscopie hyperspectrale sur des échantillons de sol faisant de l'ordre de quelques millimètres, avec un pas d'échantillonnage spatial de quelques dizaines de microns.

1.4 Objectifs et enjeux de la microscopie hyperspectrale

La microscopie hyperspectrale constitue un nouveau moyen de caractérisation *in situ* d'échantillons collectés à la surface ou dans le sous-sol à l'échelle de leurs grains constitutifs. Cette technique permet d'identifier les composés présents au sein de l'échantillon en mettant en évidence les diverses liaisons, contrairement à d'autres techniques telles que l'APXS et la LIBS qui se basent sur la composition élémentaire. Cette caractérisation s'effectue en illuminant un échantillon avec une puissance suffisament faible pour rester non-destructive. Couplée à l'imagerie, cette analyse fournit des éléments essentiels afin de retracer l'histoire du corps (planète, satellite ou petit corps) et d'identifier les processus passés et présents à l'oeuvre, qu'ils soient climatiques, géologiques ou géochimiques. En particulier, l'analyse du couplage entre les différentes phases au sein d'un même échantillon vient compléter les analyses *in situ* par spectroscopie XRD, RAMAN et IR.

L'analyse de la minéralogie au sein d'un échantillon permet de remonter aux processus magmatiques, tectoniques et d'altération dans la mesure où les minéraux présents témoignent chacun d'un processus subi et de conditions de formation bien particulières, notamment en termes de température, pression, pH, etc. Afin de mettre en évidence ces processus, l'instrument doit donc être capable d'identifier les différentes classes de minéraux, altérés ou non, tels que les olivines, les pyroxènes, les phyllosilicates, etc. et dans chaque classe, les membres spécifiques, par exemple pour les phyllosilicates : les kaolinites, les smectites riches en fer, les smectites riches en aluminium, etc. témoignant chacun de conditions de formation plus spécifiques. Ainsi dans l'exemple donné, suivant que l'on identifiera une kaolinite ou une smectite riche en fer ou en aluminium, on pourra remonter au type de lessivage et ainsi au processus d'altération précis. Ces informations, obtenues au niveau d'un échantillon, serviront notamment à reconstruire l'histoire du site à une échelle d'abord locale, puis les processus identifiés auront un impact sur les scenarii construits à l'échelle régionale et enfin globale, complétant les mesures faites depuis l'orbite.

Les composés organiques constituent une autre cible particulièrement intéressante. En effet, la recherche et la caractérisation de la matière organique, de même que l'étude de sa formation, de son évolution et de sa préservation dans le Système Solaire, sont parmi les principales questions à la compréhension de l'émergence de la vie. Une large variété de composés organiques a été identifiée dans le milieu interstellaire, de même que dans les comètes (Tokunaga *et al.* 1987), les astéroïdes (Cronin *et al.* 1988), les météorites, ainsi que sur Titan. Les molécules organiques identifiées jusqu'à présent sont variées et vont de petites molécules composées de quelques atomes seulement à des macromolécules qui consistent en de longs réseaux enchevêtrés, de cycles et chaînes d'atomes de type kérogènes auxquels sont liés des groupes fonctionnels tels que des acides aminés, des acides carboxyliques et di-carboxyliques, des hétérocycles azotés, des alcools, des carbonyles, etc. Cette matière organique est généralement à l'état de trace ou tout du moins de composé mineur dans les échantillons : jusqu'à quelques pourcents dans les météorites carbonées, les IDPs (Interplanetary Dust Particle) et les grains cométaires. Cette faible abondance tend à les rendre difficilement détectables depuis l'orbite. Toutefois, à l'échelle de quelques dizaines de microns, cette matière pourrait être détectée et caractérisée, et les minéraux auxquels elle est associée identifiés. Ces résultats permettraient notamment de remontrer aux conditions environnementales qui ont vu cette matière organique se former, et dans le cadre de l'exobiologie de déterminer dans quel environnement la vie aurait pu émerger.

Enfin, les glaces et volatils ont également joué un rôle majeur dans l'évolution de nombreux corps

du système interne et externe, comme les planètes telles que Mars par exemple (notamment dans les processus d'altération), ou encore les comètes où les glaces sont le siège de réactions chimiques. Il est donc important de pouvoir les identifier et de caractériser leur composition et propriétés (structure amorphe / cristalline, clathrates). Une grande variété de types de glaces a déjà été identifiée dans le Système Solaire : glaces d'H_2O et de CO_2 sur Mars, glaces d'H_2O, CO_2, CO, CH_4, N_2 et NH_3 sur les satellites de glace et sur Pluton, glaces de H_2O, CO, CO_2, CH_4, et de molécules à base de C, H et O (e.g. alcool méthylique, formaldéhyde) sur les comètes.

La microscopie hyperspectrale en donnant accès à la composition à l'échelle des grains constitutifs a un champ d'investigation très large, puisque permettant de remonter aux processus caractérisés par la présence des minéraux, glaces et composés organiques présent au sein des échantillons étudiés. Elle peut donc être mise en application sur une palette très large d'objets, allant des comètes aux astéroïdes, en passant par les surfaces planétaires telles que Mars par exemple.

1.5 La microscopie hyperspectrale entre en scène

1.5.1 CIVA-M/I

Le premier microscope hyperspectral dans le proche IR, CIVA-M/I a été développé à l'Institut d'Astrophysique Spatiale à Orsay dans le cadre de la mission Rosetta de l'ESA, en route vers la comète Churyumov-Gerasimenko, qu'elle doit atteindre en 2014. Cette mission est constituée d'un orbiteur et d'un atterrisseur, Philae, qui analysera *in situ* les propriétés de la comète. En effet les comètes sont supposées contenir en leur sein les composants les plus primitifs de notre Système Solaire. Leur étude permet ainsi d'avoir une information sur la composition de la nébuleuse protosolaire, voire également des grains de poussières d'origine pré-solaire. Elles pourraient également être à l'origine d'une partie de l'eau et des composés volatils présents sur Terre. Les noyaux cométaires pourraient enfin contenir des composés organiques complexes qui ont pu jouer un rôle clé dans l'apparition de la chimie prébiotique sur notre planète. La capacité de l'instrument CIVA-M/I à caractériser à l'échelle microscopique la minéralogie, les glaces et la matière organique, dans les limites de sa gamme spectrale de 1 à 4 μm, permettra ainsi de mieux comprendre l'histoire et l'évolution des comètes, ainsi que leur rôle dans la formation de molécules organiques complexes.

FIGURE 1.5 – *Photographie de l'instrument CIVA-M/I embarqué sur la sonde Rosetta (ESA)*

L'instrument CIVA-M/I utilise un monochromateur à réseau tournant pour illuminer un échantillon

et produit ensuite une image de celui-ci sur un détecteur matriciel avec un échantillonage spatial de 40 μm. Le détecteur est une matrice HgCdTe de 128x128 pixels de chez Teledyne sensible dans la gamme 1-4 μm et refroidi par un radiateur à une température de 80 à 120 K. La durée de vie de l'atterrisseur est de quelques heures.

1.5.2 MicrOmega

Mars constitue également une cible de fort intérêt. Cette planète joue un rôle très précieux en planétologie et ceci pour deux grandes raisons. Tout d'abord Mars et la Terre sont relativement proches tant par leur situation dans le Système Solaire que par leur taille. Cette proximité, bien que relative, laisse penser que les deux planètes ont suivi des parcours semblables au cours des premières centaines de millions d'années, et donc que la vie aurait également pu émerger sur Mars à cette période. La deuxième grande raison réside justement dans les différences entre les deux planètes : celles-ci sont suffisamment limitées pour que des parallèles puissent être fait comme dit précédemment et à la fois suffisamment importantes pour que certains mécanismes ne se soient pas déclenchés sur Mars, notamment la tectonique des plaques. En effet, ce phénomène a pour principale conséquence une remise à zéro de la surface et donc un effacement des traces des phénomènes ayant pu se produire par le passé. Or ce mécanisme, très présent sur Terre, n'a jamais pu se mettre en place sur Mars, laissant ainsi une grande partie de la surface de la planète non renouvelée depuis sa formation.

Depuis le début de l'exploration spatiale, Mars a été la cible de plus d'une vingtaine de missions, dont plusieurs en orbite, et plusieurs missions *in situ*. L'identification de minéraux de type phyllosilicates, témoignant de la présence d'eau liquide stable sur de grandes échelles de temps, a notamment relancé la question d'une éventuelle émergence de la vie sur Mars durant les premières centaines de millions d'années de l'histoire de la planète. De nombreuses questions liées à cette époque restent également en suspens, telles que la quasi-absence de détections de carbonates depuis l'orbite ou à la disparition du champ magnétique. Si les phases majoritaires ont pu être identifiées et cartographiées depuis l'orbite martienne, notamment grâce aux spectro-imageurs ISM, OMEGA et CRISM, les informations qu'elles fournissent ne suffisent pas pour répondre à ces interrogations. La prochaine étape serait donc de partir à la recherche de nouveaux indices dans les terrains datant de cette période afin de compléter les analyses faites depuis l'orbite.

C'est dans ce contexte qu'a été décidé le développement de l'instrument MicrOmega, un microscope hyperspectral travaillant dans le proche IR et capable d'identifier les différentes phases minérales et organiques à l'échelle de leurs éléments constitutifs. Cet instrument dont le développement s'effectue à l'Institut d'Astrophysique Spatiale à Orsay, a été sélectionné pour faire partie de la charge utile du rover ExoMars de l'ESA, dont les objectifs principaux sont la recherche de signes de vie passée ou présente, l'étude de la distribution de l'eau dans le sous-sol martien et l'étude de la structure interne de Mars. Nous reviendrons plus en détail sur cette mission de l'ESA dans le chapitre 13.

Outre cette version développée dans le cadre d'ExoMars, l'instrument MicrOmega vise aussi à devenir un instrument générique pour des missions futures visant à étudier différents corps du Système Solaire.

1.5.3 L'héritage de MicrOmega

Le développement de l'instrument MicrOmega bénéficie des études et développements menés à l'IAS dans le cadre de la mission Rosetta avec l'instrument CIVA-M/I. Cet instrument constitue notamment un héritage important dans la miniaturisation de sous-systèmes. Toutefois, son système thermique passif, permettant dans le cas de la comète Churyumov-Gerasimenko de refroidir des parties de l'instrument comme détecteur à des températures de 80-120 K, n'est pas utilisable sur Mars où les températures sont beaucoup plus chaudes et variables (entre 200 et 260 K typiquement pour des latitudes moyennes), ni a fortiori pour un instrument générique. Cette contrainte implique notamment l'emploi de machines cryogéniques miniaturisées et la gestion des flux thermiques dans l'instrument. D'autre part, la présence d'aérosols nous incite à éviter l'utilisation de pièces mobiles comme un monochromateur à réseau tournant, afin d'augmenter la fiabilité du système. Enfin, la durée de vie, de quelques heures dans le cas de CIVA-M/I, doit pouvoir être portée à quelques mois. Les modifications nécessaires font que l'instrument MicrOmega a une conception relativement éloignée de CIVA-M/I, et constitue ainsi une nouvel instrument générique de référence pour les prochaines missions d'exploration du Système Solaire.

Chapitre 2

Spectroscopie de réflectance diffuse dans le proche IR pour l'étude d'échantillons *in situ* dans le cadre de la planétologie : principes et spécifications des besoins

Sommaire

2.1 Principes de la spectroscopie de réflectance dans le proche IR (PIR) 17
2.1.1 Introduction 17
2.1.2 Mesure du spectre de réflectance diffuse 19
2.1.3 Les différents mécanismes d'absorption 23
2.1.4 Bandes d'absorption en réflectance 25
2.1.5 Mélanges et quantification des différents composés 30
2.2 Spécifications du domaine et de l'échantillonnage spectral 32
2.2.1 Introduction 32
2.2.2 Identification des minéraux 34
2.2.3 Identification des glaces 35
2.2.4 Identification des molécules organiques 37
2.2.5 Synthèse 49

Je commence dans ce chapitre par rappeler quelques principes de la spectroscopie de réflectance diffuse dans le proche IR (PIR dans la suite). Je détaille ensuite son intérêt dans le cadre du développement de l'instrument MicrOmega et spécifie les besoins.

2.1 Principes de la spectroscopie de réflectance dans le proche IR (PIR)

2.1.1 Introduction

2.1.1.1 Concept

La spectroscopie de réflectance est l'analyse de la lumière réfléchie ou diffusée par un milieu (solide, liquide ou gaz), en fonction de la longueur d'onde. La gamme spectrale utilisée correspond à un domaine qui peut aller typiquement de 0.9 à 4 μm, mais sera dénommé dans toute la suite proche IR

(PIR). Je m'intéresserai ici au cas d'un milieu compact composés de grains de matière solide, qu'ils soient minéraux, organiques ou de glace, et dont la taille est considérée comme grande devant la longueur d'onde (i.e. de « diamètre » supérieur à 20 μm typiquement).

La lumière éclairant une surface composée de grains va interagir avec ces derniers. L'indice optique des grains étant différent de celui du milieu dans lequel se propagent les photons incidents, l'interface milieu incident / grain constitue un dioptre. Les photons arrivant sur ce dioptre vont soit être réfléchis, soit être réfractés. Les photons réfléchis au niveau du premier dioptre vont constituer ce qu'on appelle la composante spéculaire. Les autres photons, s'ils ont été réfractés, poursuivent leur chemin dans le grain où il peuvent éventuellement être absorbés. Les photons non-absorbés continuent jusqu'à atteindre un nouveau dioptre où ils seront de nouveau réfléchis ou réfractés et ainsi de suite. Ce processus se poursuit jusqu'à émission vers l'extérieur de l'échantillon dans une direction quelconque, ou absorption. Les photons qui ne sont pas réfléchis au niveau du premier dioptre vers l'extérieur constituent la composante diffusée du signal. Il est intéressant de mesurer cette composante car certains photons de cette composante vont être absorbés, et vont donc constituer par leur absence une information sur le matériau traversé. Ces absorptions comme nous le verrons plus en détail par la suite sont directement liées à la structure cristalline et aux propriétés chimiques des constituants des grains, i.e. ils vont permettre d'en identifier la composition.

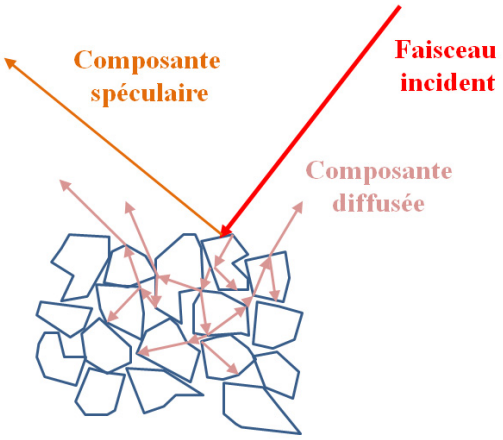


FIGURE 2.1 – *Les différentes composantes mises en jeu dans le cas d'un milieu compact composé de grains irréguliers de taille grande devant la longueur d'onde.*

2.1.1.2 Interaction lumière / matière

Un matériau est caractérisé par sa constante diélectrique complexe, qui décrit la réponse du milieu à un champ électrique appliqué :

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' \tag{2.1}$$

Cette constante diélectrique est telle que :

$$N^2 = \epsilon \tag{2.2}$$

avec $N = n + ik$, n étant la partie réelle de l'indice de réfraction du matériau et k sa partie imaginaire. Cet indice k est particulièrement important ici dans la mesure où il représente l'extinction de la lumière

dans le matériau. Il est intéressant de noter que n et k sont reliées par les équations suivantes (dites relations de dispersion de Kramers-Kronig) :

$$\epsilon'(\nu) - 1 = n^2 - k^2 - 1 = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\nu'\epsilon''}{\nu'^2 - \nu^2}d\nu' \tag{2.3}$$

$$\epsilon''(\nu) - 1 = 2nk = \frac{-2\nu}{\pi}\int_0^\infty \frac{\epsilon' - 1}{\nu'^2 - \nu^2}d\nu' \tag{2.4}$$

avec ν la fréquence, et ne sont donc pas indépendants : ils peuvent être calculés connaissant l'autre. Plaçons nous maintenant dans le cas d'un matériau d'indice n(λ)+i k(λ). Quand des photons de longueur d'onde λ pénètrent dans un milieu absorbant (i.e. k>0), ils sont absorbés suivant la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-4\pi k}{\lambda}x\right) \tag{2.5}$$

Avec I l'intensité mesurée, I_0 l'intensité à l'origine, k le coefficient d'extinction et x la distance parcourue dans le milieu. L'absorption des photons augmente donc avec la distance parcourue dans le grain et le coefficient d'extinction du matériau.

2.1.2 Mesure du spectre de réflectance diffuse

2.1.2.1 Définitions

Intéressons nous maintenant à la mesure proprement dite de ce spectre de réflectance d'un matériau. Voyons tout d'abord quelques rappels sur les principales grandeurs photométriques.

L'éclairement (en W.m^{-2}) est le flux reçu par unité de surface. On a ainsi :

$$E = \frac{dF}{dS} \tag{2.6}$$

avec dF le flux reçu en W et dS la surface réceptrice.

La luminance (en W.m^{-2}.sr^{-1}) est défini comme le flux émis par unité d'angle solide et par unité de surface dans une direction donnée. On a ainsi :

$$L = \frac{d^2F}{dS\,d\Omega\cos(\theta)} \tag{2.7}$$

avec dF le flux émis en W, dS la surface émettrice, θ l'angle par rapport à la normale à la surface sous lequel est vu l'élément dS et dΩ l'angle solide d'émission.

Dans le cas où la luminance réfléchie est constante dans tout le demi-espace que voit la surface, la diffusion est dite lambertienne. Si cette surface, en plus de son caractère lambertien réfléchit toute la lumière reçue, on parle d'un diffuseur parfait. On a ainsi dans le cas d'une surface lambertienne à une longueur d'onde donnée :

$$L = \beta\,\frac{E}{\pi} \tag{2.8}$$

avec E l'éclairement, L la luminance et β le rapport de l'énergie réfléchie sur l'énergie reçue. β est égal à 1 si la surface est un diffuseur parfait.

Cette notion de diffusion lambertienne, ou dans l'autre cas extrême de réflexion spéculaire, dépend également de l'échelle à laquelle on se place pour effectuer la mesure. Une surface constituée de faces spéculaires orientées aléatoirement sera vue comme spéculaire à l'échelle de la facette, mais pourra apparaitre comme une surface lambertienne si le champ de vue englobe un nombre important de facettes orientées aléatoirement.

FIGURE 2.2 – *Schéma extrait de Elachi (2006) montrant la transition du cas spéculaire (à gauche) au cas lambertien (à droite) lorsque la rugosité de surface augmente.*

La réflectance est la mesure du rapport entre la luminance diffusée par la surface de l'échantillon et de l'éclairement incident, soit :

$$R_{echantillon} = \frac{L_{echantillon}}{E_{incident}} \ (en\ sr^{-1}) \tag{2.9}$$

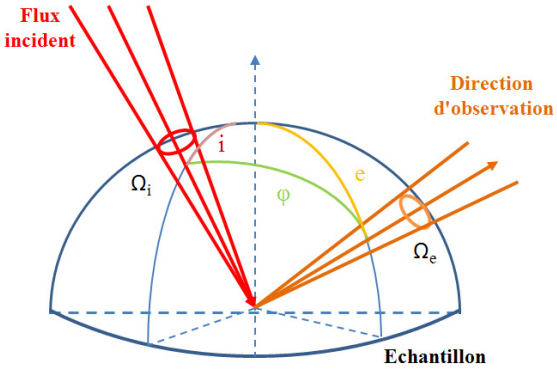


FIGURE 2.3 – *Schéma présentant les différents angles (illumination i, émergence e et phase ϕ) utilisés en photométrie.*

On définit différents types de réflectance, suivant la géométrie utilisée pour l'illumination et la collection. Voici les plus courantes :

- La réflectance bidirectionnelle est mesurée en illuminant un échantillon avec une lumière collimatée ou dont l'angle d'ouverture est considéré comme faible vu de la surface de l'échantillon, et en observant la luminance diffusée avec un détecteur dont l'angle de collection est également considéré comme faible vu de la surface.

- La réflectance directionnelle-hémisphérique est mesurée en illuminant l'échantillon par un faisceau collimaté et en collectant la lumière émise par l'échantillon dans le demi-espace vu par la surface, en utilisant une sphère intégrante. Ce système consiste en une cavité sphérique dont la

partie interne est recouverte d'un matériau hautement réfléchissant et diffusant, percée de deux ouvertures, une pour laisser rentrer la lumière incidente et l'autre pour la mesure. Dans le cas présent, l'échantillon est placé dans la sphère intégrante et la luminance diffusée est mesurée par un détecteur qui voit l'intérieur de la sphère intégrante mais pas l'échantillon.

– La réflectance directionnelle-hémisphérique est mesurée en illuminant l'échantillon de manière uniforme dans le demi-espace au-dessus de la surface et en collectant les photons dans une direction donnée. Elle est mesurée à l'aide d'une sphère intégrante, sauf que le montage est inversé par rapport à la situation précédente : la source n'est pas en vue de l'échantillon, i.e. l'illumination ne se fait pas directement mais après diffusion dans la sphère intégrante et le détecteur mesure lui à une géométrie particulière suivant un angle de collection faible vu de l'échantillon.

Les angles solides peuvent également varier entre le directionnel (faisceau collimaté) et l'hémisphérique, ce qui donne autant de réflectances que de montages expérimentaux. La valeur de réflectance est donc une fonction de la longueur d'onde, de l'angle d'incidence des photons, de l'angle d'émergence, de l'angle de phase, ainsi que des angles solides d'illumination et de collection des photons (Fig. 2.3).

Le facteur de réflectance d'une surface, noté REFF dans la suite, est défini comme le rapport entre la réflectance d'une surface et la réflectance d'une surface de type diffuseur parfait dans les mêmes conditions d'illumination et de mesure. Il est lié à la réflectance par la relation :

$$REFF = \pi \frac{R(i, e, \phi, \Omega_i, \Omega_e)}{\cos(i)} \tag{2.10}$$

Ce sont les variations spatiales et spectrales de cette quantité que nous chercherons notamment à mesurer afin de caractériser la composition de l'échantillon.

2.1.2.2 Nature du signal mesuré

Le signal mesuré en spectroscopie de réflectance n'est pas uniquement la composante diffusée par l'échantillon. Comme nous l'avons vu tout au début, il y a également la composante de réflexion spéculaire. Suivant la longueur d'onde où l'on observe et la température de l'échantillon, une autre composante va également intervenir : l'émission thermique. Voyons plus en détail ces différentes composantes.

Composante spéculaire La composante spéculaire est constituée de la lumière incidente réfléchie vers l'extérieur par le premier dioptre rencontré et qui n'a donc pas subi d'interaction avec le réseau cristallin constituant le matériau. Au niveau de chaque dioptre, les rayons lumineux suivent les lois de Snell-Descartes. Toutefois, pour une surface composée d'un assemblage de grains irréguliers, de forme, taille et orientation variées, cette composante spéculaire est en fait dispersée dans toutes les directions : elle est présente pour toute géométrie d'observation à divers degrés. Son importance est donnée pour une surface lisse (à l'échelle de la longueur d'onde) par le pouvoir de réflexion énergétique R_s tel que donné par la théorie de Fresnel et qui dépend de l'angle d'incidence des photons sur le dioptre, ainsi que de l'indice de réfraction complexe N du matériau. On a ainsi dans le cas de l'incidence normale (i=0) :

$$R_s = \left(\frac{N-1}{N+1}\right)^2 \tag{2.11}$$

typiquement de l'ordre de quelques pourcents pour des silicates dans le PIR.

Composante diffuse C'est la composante de la lumière émergeant de l'échantillon qui ne ressort pas du milieu immédiatement après la première réflexion et qui porte donc une information sur le milieu traversé, puisque certains photons de la lumière incidente ont été absorbés. Le processus de diffusion multiple fait que les photons incidents peuvent interagir avec des grains situés en profondeur dans l'échantillon, l'étendue de la diffusion dépendant des paramètres des grains (composition, taille, forme, etc.). La profondeur de pénétration des photons dans un échantillon est notamment discutée dans Nash (1983) et Clark and Roush (1984). Ce processus de diffusion multiple amplifie le contraste des bandes de faible absorption, tandis que les photons réfléchis au niveau des surfaces des grains permettent de détecter les absorptions de relativement forte amplitude. Ainsi, la mesure d'un spectre en réflectance donne des informations sur le coefficient d'absorption sur une gamme de plusieurs ordres de grandeur. Nous reviendrons sur ce point dans la section 2.1.4.

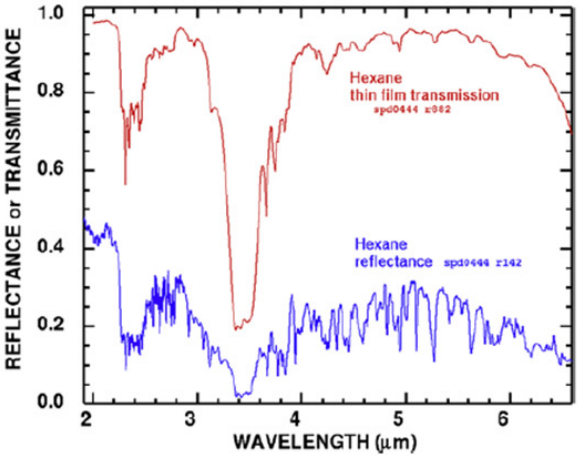


FIGURE 2.4 – *Exemple de spectre de l'hexane (C_6H_{14}), mesuré en transmission (en rouge) puis en réflexion (en bleu) (Clark et al., 2009). Tant le niveau de continuum plus faible dans le cas de la réflexion que l'accentuation des bandes de faibles niveau sont dus à la diffusion multiple des photons dans l'échantillon.*

Emission thermique En fonction de sa température, tout corps émet spontanément du rayonnement lumineux. Un corps parfaitement absorbant (dit « corps noir ») en équilibre radiatif et thermique émet spontanément la luminance spectrale suivant la loi (dite « loi de Planck ») :

$$L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \; en\ W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1} \tag{2.12}$$

Cette loi s'applique en pratique dans la plupart des situations car l'équilibre thermodynamique local est facilement réalisé. Le corps noir n'est en fait qu'un modèle et la matière réelle présente toujours une émission thermique qui est celle du corps noir à la même température mais modulée par l'émissivité $\epsilon(\lambda)$:

$$L_\lambda^{eff} = \epsilon(\lambda)\, L_\lambda \tag{2.13}$$

L'émissivité est une caractéristique du matériau considéré. Un corps en équilibre thermique et radiatif émet autant d'énergie qu'il en reçoit. L'émissivité est donc égale à chaque longueur d'onde à l'absorption (loi de Kirchhoff). Cette propriété permet donc de relier l'émissivité ϵ à la réflectance R :

$$\epsilon(\lambda) = 1 - R(\lambda) \tag{2.14}$$

En fonction de la température de l'échantillon, la composante thermique n'est pas toujours négligeable devant la composante réfléchie-diffusée pour les grandes longueurs d'onde.

Interaction avec l'atmosphère Enfin il est intéressant de mentionner le fait que les mesures ne se font généralement pas dans le vide (cas de mesures en laboratoires ou sur un corps planétaire pourvu d'une atmosphère). Outre l'interaction avec la surface, la lumière mesurée va donc également interagir avec les gaz et les aérosols de cette atmosphère. Si les distances traversées par la lumière sont faibles (typiquement inférieures au mètre), l'interaction des photons avec l'atmosphère, même dans le cas d'une atmosphère tenue, ne peut souvent pas être négligée.

Autres composantes Outre les divers flux que nous venons de voir, d'autres composantes liées à l'instrument de mesure sont susceptibles d'intervenir. Ces composantes sont de deux types : des flux lumineux (lumière parasite, flux thermique émis par l'instrument, etc.) et des courants qui viennent s'ajouter au signal électrique issu de la conversion du flux incident au système d'acquisiton en un signal exploitable (courant d'obscurité, offset de lecture, etc.).

2.1.3 Les différents mécanismes d'absorption

En spectroscopie de réflectance dans le PIR, l'interaction d'un champ électromagnétique avec de la matière sous forme condensée peut se faire suivant deux principaux mécanismes : les transitions électroniques et les transitions vibrationnelles. Les énergies mises en jeu sont de l'ordre de l'ev pour les transitions électroniques et de l'ordre du dizième d'ev pour les transitions vibrationnelles. Ces deux types d'interactions vont être décrites de façon qualitative dans les paragraphes suivants.

2.1.3.1 Transitions électroniques

Le premier type de transition, électronique, fait varier le niveau d'énergie des électrons. Dans les atomes ou les molécules au repos, les électrons ont des niveaux d'énergie bien définis. Les valeurs des niveaux d'énergie sont obtenues par la résolution de l'équation de Schrödinger avec les potentiels électrostatiques adaptés. Les niveaux d'énergie concernés peuvent être de plusieurs natures, ce qui permet de distinguer trois types de transitions électroniques :

- transitions entre deux niveaux d'énergie d'orbitales moléculaires ou atomiques, en particulier entre bande de valence et bande de conduction ;
- transfert de charges entre ions ou entre ions et ligands ;
- effet de champ cristallin : certains éléments de transition présentent une dégénérescence entre les niveaux d'énergie associés à la sous-couche incomplète 3d, dégénérescence qui est levée dans une structure cristalline, comme dans le cas des cations Fe^{2+} dans le pyroxène et l'olivine par exemple.

Les transitions électroniques dans un cristal sont caractérisées par leur domaine de longueurs d'onde, essentiellement dans l'ultraviolet et le visible. Toutefois quelques bandes apparaissent dans l'infrarouge comme par exemple les bandes des pyroxènes liées à Fe^{2+} entre 0.9 et 1.03 μm et entre 1.8 et 2.3 μm.

2.1.3.2 Transitions vibrationnelles

Les liaisons dans une molécule sont susceptibles de vibrer. Ces mouvements de vibrations provoquent une modification de la distribution des charges de la molécule, qui peut induire un changement périodique du moment dipolaire si la symétrie de la molécule le permet. Si la vibration provoque un changement de moment dipolaire, la molécule peut interagir avec le rayonnement incident et il y a absorption de lumière. Chacune des vibrations peut également se produire pour des multiples de la fréquence du mode fondamental. Ces modes additionnels sont appelés harmoniques quand il s'agit d'un multiple d'une unique fréquence fondamentale, et combinaison lorsque plusieurs modes fondamentaux sont impliqués. Les vibrations dues à différents modes peuvent se produire à la même fréquence, et ne peuvent donc être distingués (les modes sont dits « dégénérés »). Toutefois, ces modes dégénérés peuvent être levés (les modes deviennent distinguables) dans le cas où la molécule se retrouve dans un cristal sous l'effet des influences non symétriques du champ cristallin.

Les fréquences des modes fondamentaux sont généralement nommées de la façon suivante :

- ν_1 pour la vibration longitudinale symétrique ;
- ν_2 pour la vibration transverse symétrique ;
- ν_3 pour la vibration longitudinale asymétrique ;
- ν_4 pour la vibration transverse asymétrique.

Les vibrations longitudinales provoquent un allongement de la molécule, alors que les vibrations transverses s'apparentent à un effet de pliage, c'est à dire qu'elles modifient l'angle des liaisons à l'intérieur de la molécule. En général, si la molécule est asymétrique (e.g. HCl) ou a un moment dipolaire permanent (e.g. H_2O), les différents modes de vibrations seront « actifs ». Dans le cas contraire, certains modes pourront être « inactifs ». Ainsi dans le cas de la molécule de CO_2 par exemple, certains modes seront actifs (modes de vibration longitudinale asymétrique et transverse asymétrique) et d'autres non (modes de vibration longitudinale symétrique et transverse symétrique). Des conditions telles qu'une forte pression peuvent toutefois provoquer l'établissement d'un moment dipolaire dans des molécules qui en sont dépourvus en théorie (e.g. N_2).

En deçà de 2.5 μm, il n'existe généralement pas de transitions liées à des modes fondamentaux mais uniquement des harmoniques ou des combinaisons, dont les bandes d'absorptions sont souvent trop faibles pour être détectables. Toutefois, des molécules telles H_2O, OH^- et CO_3^{2-} par exemple, présentes dans de nombreux minéraux, présentent des harmoniques et combinaisons bien détectables. Ces bandes, comme nous le verrons dans la suite peuvent nous apprendre beaucoup sur le minéral présent.

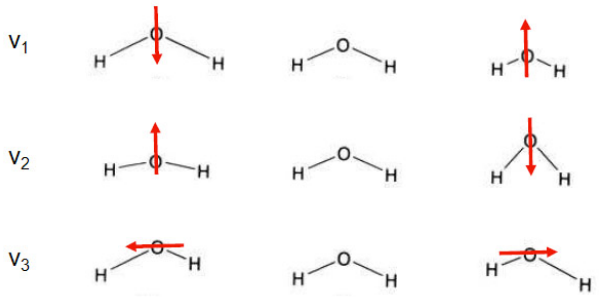


FIGURE 2.5 – *Variations du moment dipolaire dans le cas de la molécules d'eau pour les différents modes de vibration internes.*

2.1.4 Bandes d'absorption en réflectance

2.1.4.1 Différents régimes de diffusion

J'introduis ici la notion de « réflectance diffusante » R_0 (Hapke, 1993), qui est égal au rapport de la puissance émise dans toutes les directions dans le demi-espace vu par la surface de l'échantillon, sur la puissance d'une source fictive permettant d'illuminer la surface de l'échantillon de manière uniforme dans toutes les directions. On peut distinguer, suivant les valeurs de k et des paramètres propres à la taille et à la géométrie du grain, trois régimes de réflectance : le régime de diffusion volumique et les régimes de diffusion surfaciques faible et fort. Comme nous allons le voir dans la suite, pour une configuration géométrique des grains fixée, deux paramètres contrôlent le régime dans lequel on se situe : le libre parcours moyen des photons dans les grains et la part de lumière absorbée par rapport à celle réfléchie.

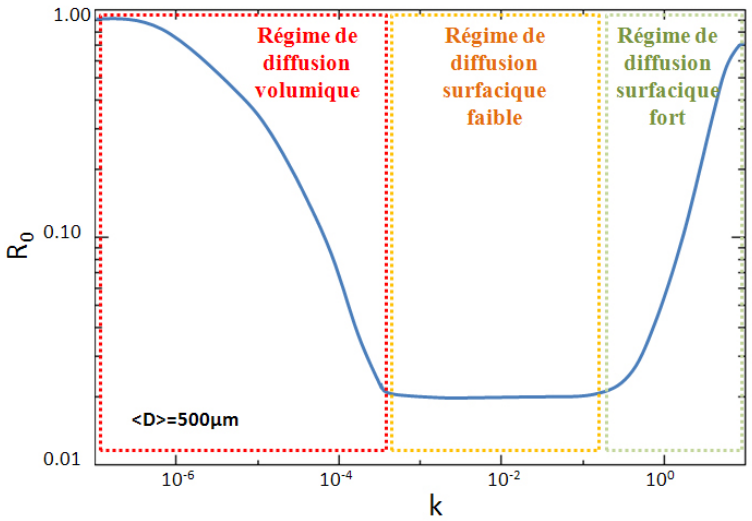


FIGURE 2.6 – *Différents régimes de diffusions suivant l'indice d'absorption k d'après Hapke (1993). On trace ici la réflectance diffusante R_0 en fonction de k pour des grains irréguliers de diamètre moyen 500 µm. Les grains sont supposés avoir une diffusion isotrope.*

Le régime de diffusion volumique correspond à la partie gauche de la courbe (Fig. 2.6) jusqu'à

atteindre la partie plate de la courbe. Dans la partie la plus à gauche de la courbe, R_0 reste très proche de 1 du fait du très faible coefficient d'absorption : les photons sont diffusés par les grains sans être absorbés, comme par exemple dans le cas des grains de neige dont l'albedo est très grand. En augmentant k, on observe une diminution rapide de la réflectance. Cette zone est particulièrement intéressante dans notre cas car on peut voir que le R_0 est très sensible aux variations de k. Dans cette zone, la réflectance est dominée par la lumière qui est diffusée au niveau de quelques grains.

Le régime de diffusion de surface faible correspond à la partie plate de la courbe. Les grains apparaissent opaques et la grande majorité de la diffusion se fait par réflexion à la surface des grains. Les photons pénétrant dans les grains sont absorbés et ne peuvent ressortir. En regardant la formule donnant le coefficient de réflexion spéculaire R_s en incidence normale donné par l'équation 2.15, on peut voir que pour k faible, R_s est dominé par les valeurs de n, d'où la quasi constance de R_s avec l'augmentation de k et donc de R_0. Quand k est non négligeable par rapport à n, R_s recommence à varier, et nous rentrons dans le régime de diffusion de surface fort, qui correspond à la partie droite de la courbe : comme précédemment la grande majorité de la diffusion se fait par réflexion à la surface des grains, mais cette fois le coefficient de réflexion spéculaire augmente avec k, et donc R_0 fait de même.

$$R_s = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \tag{2.15}$$

A noter que l'ajout de diffuseurs dans le grain tend à décaler le régime de diffusion volumique vers les k plus élevés.

2.1.4.2 Forme des bandes en spectroscopie de réflectance

La forme des bandes obtenues en spectroscopie de réflectance peut être expliquée qualitativement en regardant la figure 2.6 montrant l'évolution de la réflectance avec la partie imaginaire de l'indice de réfraction du matériau composant les grains. Si l'on considère une bande d'absorption isolée, k a des valeurs très faibles hors de la bande et R_0 est proche de 1. A mesure qu'on se rapproche du centre de la bande, la partie imaginaire de l'indice de réfraction k augmente, et R_0 diminue. Une fois qu'on s'éloigne du centre de la bande, k re-diminue et R_0 ré-augmente. La forme de la bande, pour une taille de grains donnée, est déterminée par le régime de réflectance dans lequel on se situe. Si k est tel que l'on se trouve dans le régime de réflectance volumique pour tous les points de la bande, on se retrouve avec une forme de bande classique telle qu'explicité au paragraphe précédent et illustré par la figure 2.7A. Si à mesure que l'on se rapproche du centre de la bande, k augmente jusqu'à ce que l'on se retrouve en régime de réflectance surfacique faible, alors la réflectance sature et le fond de la bande s'aplatit, comme illustré par la figure 2.7B. Si k est tel que l'on se retrouve cette fois en régime de réflectance surfacique fort, la réflectance commence par diminuer à mesure que l'on se rapproche du centre de la bande (régime de réflectance volumique), puis on passe rapidement par le régime de réflectance surfacique faible pour arriver au régime de réflectance surfacique fort. Dans ce régime, comme nous l'avons vu dans la section précédente, la réflectance a tendance a augmenter avec k. On se retrouve donc avec un maximum local au centre de la bande, comme illustré par la figure 2.7C.

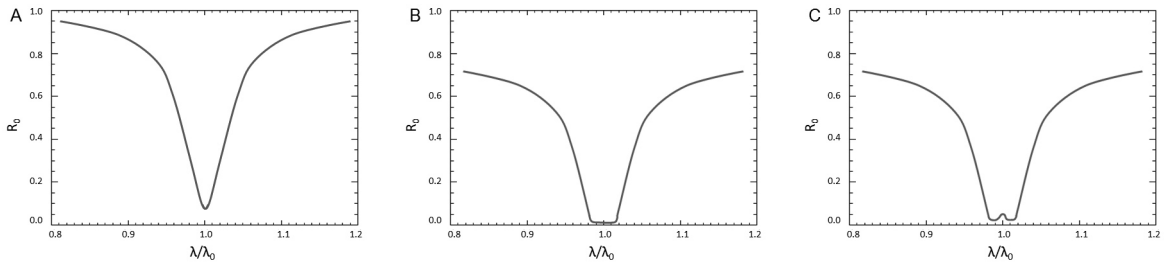


FIGURE 2.7 – *Evolution de la forme des bandes d'absorption en fonction du régime de diffusion dans lequel on se trouve. A gauche : le pic d'aborption se trouve en régime volumique. Au milieu : le pic d'absorption se trouve en régime surfacique faible. A droite : le pic d'absorption se trouve en régime surfacique fort.*

Le spectre de la glace d'eau constitue une bonne illustration de l'influence des régimes de réflectance sur la forme des bandes. On peut voir sur la figure 2.8C les indices de la glace d'eau en prenant grains de 125 μm. On peut voir que k atteint un maximum aux alentours de 3 μm (k>0.1). Dans le cas présent, on se situe pour la plupart des bandes en régime de réflectance volumique, et pour la bande à 3 μm en régime de réflectance surfacique fort.

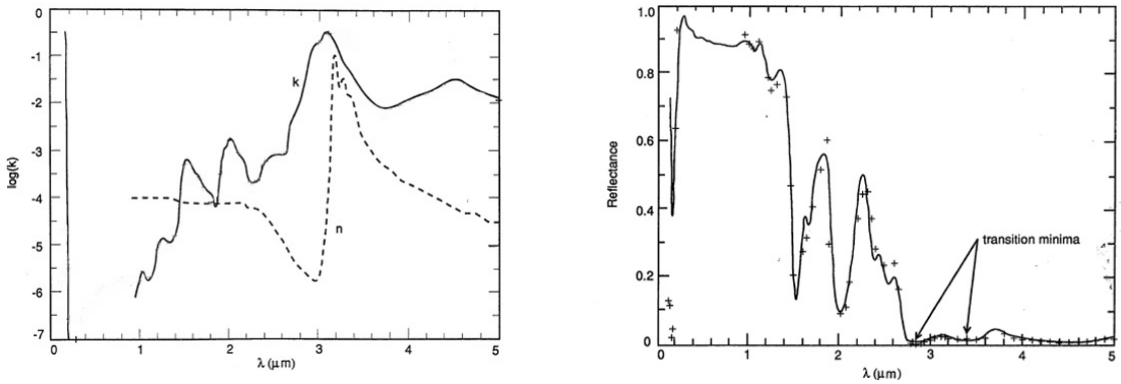


FIGURE 2.8 – *A gauche : variation de l'indice optique complexe de la glace d'eau dans le PIR (Irvine and Pollack, 1968). A droite : mesure du spectre de réflectance de la glace d'eau (en trait plein, Smythe, 1975) et facteur de réflectance calculé à partir de l'indice optique complexe de la figure de gauche pour des grains de 125 µm (en pointillés, Hapke, 1981).*

On peut observer sur le spectre de réflectance de cette glace la bande à 3 μm qui sature et dispose d'un maximum local. Il ne s'agit pas d'un effet dû à la superposition de plusieurs bandes mais bien d'une unique bande d'absorption.

2.1.4.3 Effets de la taille, de la forme et de l'agencement des grains sur les spectres

Comme on peut le voir sur la figure 2.9, les spectres de réflectance évoluent avec la taille des grains. Les variations de réflectance peuvent s'expliquer qualitativement grâce à la figure 2.6 en considérant l'évolution de la réflectance avec k. On considère ici une bande d'absorption de ce matériau, avec k_1 l'indice hors bande au niveau du continuum et k_2 l'indice au niveau du centre de la bande. En augmentant la taille des grains, le régime de diffusion volumique se décale vers les k plus faible : le facteur de

réflectance diminue pour un k donné, faiblement pour les k faibles, comme k_1, et de façon plus importante pour les k plus élevés, comme k_2. Le continuum a donc tendance à baisser et la profondeur de bande à augmenter. Si l'on continue d'augmenter la taille des grains, le continuum continue de baisser et au niveau du centre de la bande on se rapproche du régime de réflectance surfacique : k_2 décroît de moins en moins vite, jusqu'à saturer. La profondeur de bande a donc tendance à diminuer de nouveau.

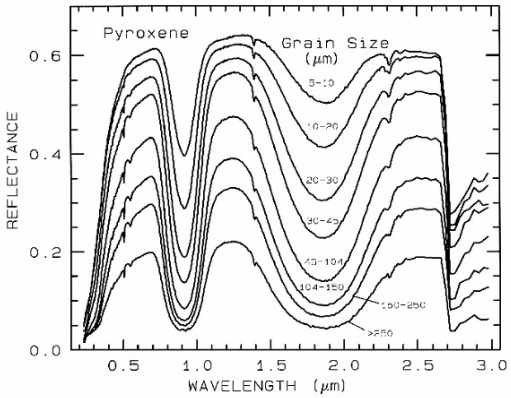


FIGURE 2.9 – *Spectres de réflectance du pyroxène pour différentes tailles de grains. A mesure que la taille des grains augmente, plus de lumière est absorbée et le facteur de réflectance diminue. Clark et al., 1993.*

Outre la taille, la forme et la rugosité des grains a également une influence sur les propriétés de diffusion et donc sur les spectres obtenus (McGuire and Hapke, 1995 ; Hartman and Domingue, 1998). L'agencement des grains, et notamment la porosité a également une influence : le continuum a tendance à diminuer pour une incidence nulle avec l'augmentation de la porosité (Peltoniemi and Lumme, 1992).

2.1.4.4 Effets de la géométrie d'observation sur les spectres

L'influence de la géométrie de la mesure peut-être importante en ce qui concerne les spectres de réflectance. Les effets sont complexes et pas toujours parfaitement compris. La géométrie correspond en fait à deux aspects bien distincts : le premier concerne les angles d'incidence et d'émergence des photons et le deuxième les angles solides d'illumination et de collecte de ces photons.

Suivant le type de grains (forme, taille, présence de diffuseurs internes, paramètres optiques) et la porosité, certaines directions de diffusion peuvent être privilégiées, conduisant à des variations de la réflectance, tant avec l'angle d'incidence que l'angle d'émission (Hapke and Wells, 1981 ; Pieters, 1983). Comme les angles d'incidence et d'émergence des photons ont une influence sur la diffusion de la lumière et sur sa répartition dans l'espace, alors l'angle solide d'émission des photons ainsi que celui de collecte vont également avoir une influence sur la mesure. Divers types de configurations « angle solide d'illumination / angle solide de collecte » existent comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2.1. Il est donc important de comparer ce qui est comparable, notamment dans le cas de comparaisons entre données d'un instrument et mesures en laboratoire (Gradie and Veverka, 1982). Ainsi, une calibration absolue des spectres de réflectance mesurés devra donc se faire à configuration géométrique similaire.

2.1.4.5 Effets de l'utilisation d'un faisceau de lumière incident polarisé

La polarisation de la lumière diffusée par un échantillon ou une surface planétaire est reconnue comme un outil puissant d'investigation de sa granulométrie, voire de sa nature (Dollfus and Deschamps, 1986 ; Dollfus *et al.* 1989 ; Dollfus *et al.* 1993 ; Dollfus, 1998). Dans le cadre de sa thèse, V. Leroi a effectué une étude permettant d'analyser l'influence de l'utilisation de lumière polarisée sur les spectres de réflectance dans le PIR. Ces tests, effectués à l'IPAG (Institut d'Astrophysique et de Planétologie de Grenoble), ont consisté à mesurer le spectre en réflectance de deux échantillons (une smectite et un pyroxène), en utilisant une lumière incidente polarisée dans différentes configurations géométriques. Plusieurs angles d'incidence ont été testés (entre 10 et 60°) et l'angle d'émergence a été fixé à 0°. Dans le montage expérimental, la lumière collectée l'est sans discrimination par rapport à la polarisation de la lumière. Les résultats montrent que les spectres sont peu modifiés par l'utilisation d'une lumière polarisée tant que l'angle d'incidence reste inférieur à 40°. Au delà de cette valeur, les modifications sont un peu plus importantes comme on peut le voir sur la figure 2.10, mais restent limitées au continuum. L'identification des différentes phases n'est donc pas remise en cause par l'utilisation d'une lumière incidente polarisée.

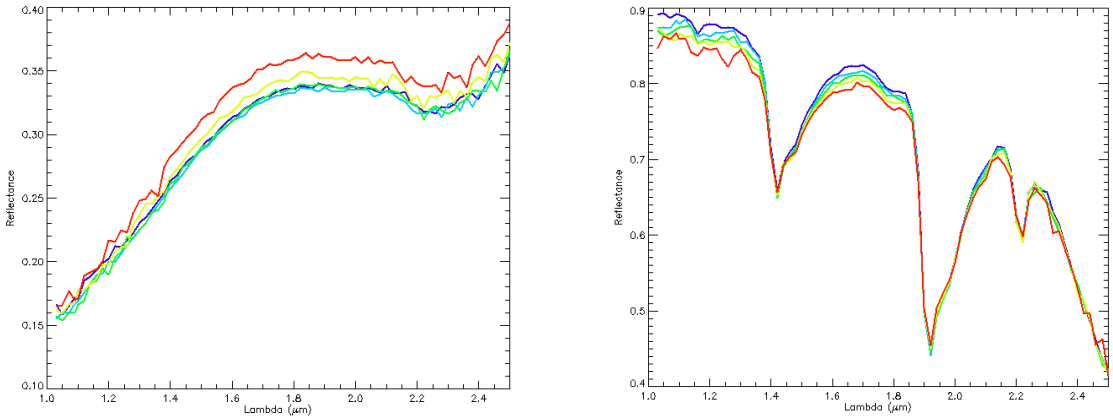


FIGURE 2.10 – *Spectres de réflectance pour un échantillon de pyroxène (à gauche) et une smectite (à droite) en lumière incidente polarisée (polarisation P ici) et pour différents angles d'incidence. En violet : 20°, en bleu 30°, en vert 40°, en jaune 50°et en rouge 60°. Les échantillons sont tous les deux composés de grains de taille inférieure à 200 µm. D'après la thèse de V. Leroi (2009).*

2.1.4.6 Effets de la température

Les effets de la température sur les spectres de réflectance dans le PIR sont variables d'un minéral à l'autre. Dans le cas de bandes liées aux effets de champ cristallin, des variations de profondeur, forme, voire même position des bande peuvent survenir (Parkin and Burns, 1980 ; Morris *et al.* 1985). Les bandes liées aux vibrations sont également affectées par les variations de température : elles tendent à s'élargir à mesure que la température augmente (Pieters and Englert, 1993). Dans le cas des glaces, la température a également tendance à faire varier la position des bandes d'absorption (Grundy and Schmitt, 1998). La position des bandes a d'ailleurs été utilisée parfois comme un indicateur de la température de surface dans le cas de satellites glacés (Grundy *et al.* 1999).

2.1.4.7 Synthèse

Les différents effets que nous venons de voir peuvent avoir une influence considérable sur les spectres en réflectance. Toutefois, modulo la prise en compte de certains effets thermiques pour certains minéraux et glaces, ces effets n'empêchent pas l'identification des composés présents. Les spectres de réflectance obtenus avec l'instrument dans une certaine configuration géométrique et avec des grains ayant certaines propriétés physique (hors composition), pourront donc être comparés à des spectres de laboratoire pour identifier les composés. L'obtention de données quantitatives requiert néanmoins d'être capable de décorreler ces effets physiques de ceux dus à la composition du mélange. De nombreux travaux sont en cours sur ce sujet.

2.1.5 Mélanges et quantification des différents composés

2.1.5.1 Introduction

Voyons maintenant le cas où des matériaux de différentes compositions sont présents au sein de l'échantillon. Il convient tout d'abord d'identifier les différents cas possibles. En effet, la nature du mélange, et notamment la taille moyenne des hétérogénéités, a un rôle important sur les absorptions. Il existe deux grandes familles de scenarii : une première famille où chaque photon ne rencontre qu'un seul élément du mélange (mélange « linéaire »), et une deuxième famille où les photons peuvent interagir avec différents matériaux (mélange « intime »). Dans le premier cas le spectre résultant est une combinaison linéaire des différents spectres pour chaque élément pris indépendamment.

$$R = \sum a_j R_j \tag{2.16}$$

Dans le deuxième cas, les spectres se combinent de façon non linéaire. Nous allons maintenant voir de façon qualitative le comportement spectral de ces mélanges.

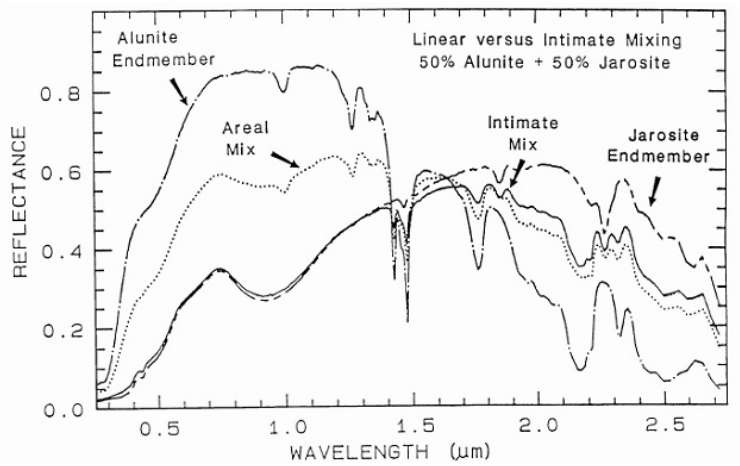


FIGURE 2.11 – *Spectres de réflectance de l'alunite et de la jarosite, et comparaison des spectres de réflectance d'un mélange linéaire de ces deux composés (50 / 50) et d'un mélange intime. Clark and Roush (1984).*

2.1.5.2 Spectres de mélanges intimes

Ces mélanges ont été particulièrement étudiés depuis une trentaine d'année, notamment dans le cadre de l'analyse de données de télédétection de la surface de la Lune, de Mars et de divers astéroïdes (Nash and Conel, 1974 ; Singer, 1981 ; Clark, 1983 ; Pommerol and Schmitt 2008). De ces études, il ressort que les grains de plus faible taille dans le mélange ainsi que les grains les plus absorbants vont gouverner la réflectance du mélange. La figure 2.12 illustre tout à fait ces effets pour un mélange intimes à deux composés. On peut notamment remarquer que lorsqu'il y a une différence importante de taille entre les deux types de grains, les petits grains peuvent avoir un effet très important même en cas de fraction volumique réduite.

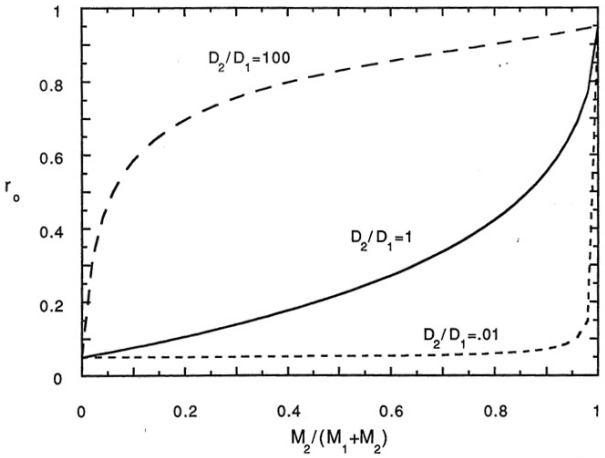


FIGURE 2.12 – *Calcul des réflectances de mélanges intimes de particules d'albedo élevé (≈0.90) et faible (≈0.05), en fonction du rapport de masse, pour trois différents rapports de tailles de grains. On fait l'hypothèse ici que les deux composés ont des densités égales et que la diffusion au niveau de chaque grain est isotrope. On peut noter que lorsque les grains de faible albedo sont très petits par rapport aux grains d'albedo élevé, le facteur de réflectance du mélange intime est pratiquement indépendante de la quantité de matériau d'albedo élevé. Hapke (1993).*

Clark (1983) a notamment illustré cet effet en testant l'infuence de l'ajout d'une petite quantité de particules fines de carbone parmi des grains de montmorillonite et a pu constater que cela réduisait de façon drastique la réflectance et le contraste des bandes d'absorption de l'argile (Fig. 2.13). Le même genre d'expériences a été faite par Clark and Roush (1984) et Clark and Lucey (1984) avec de la glace cette fois et ont obtenu des des résultats similaires.

Ces effets sont notamment observés dans le cas des astéroïdes et météorites. Ainsi dans le cas d'Orgueil, sa matrice est composée en grande partie de serpentine et smectite, et de quelques pourcents seulement de matière carbonée très sombre. Toutefois ces quelques pourcents suffisent à diminuer le facteur de réflectance à des niveaux de l'ordre de quelques pourcents et à rendre quasi indétectables les bandes liées aux argiles avant 2.5 μm.

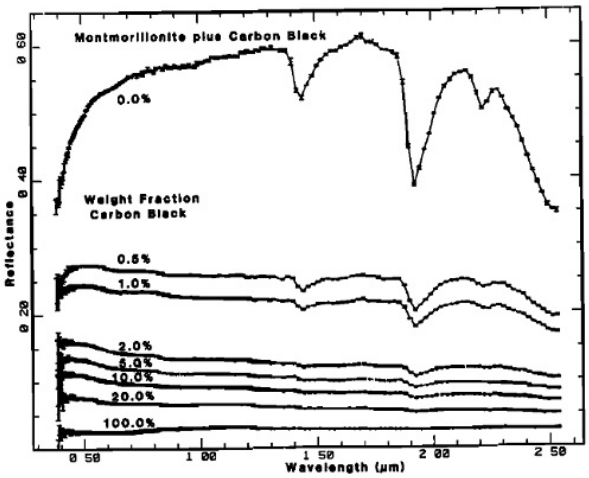


FIGURE 2.13 – *Spectres de réflectance de mélanges intimes de montmorillonite et de noir de carbone pour différents rapports de mélanges massiques. La taille moyenne des grains de noir de carbone est de 0.17 µm et celle des grains de montmorillonite est inférieure à 63 µm. Clark (1983).*

2.1.5.3 Déconvolution

Les échantillons naturels et les surfaces planétaires sont constitués généralement de mélanges de divers composés avec des tailles de grains variables. Les mesures de réflectance doivent donc être inversées afin de remonter aux quantités relatives des différents éléments. Cette inversion n'est pas une opération aisée car, comme nous l'avons vu, les spectres de réflectance sont des fonctions non-linéaires de différents paramètres. Des modèles théoriques permettent d'obtenir des solutions approchées dans le cas du transfert radiatif dans un milieu compact. L'un des plus utilisés est celui développé par Hapke (Hapke, 1981 ; Hapke, 1993) et a notamment servi dans le cadre de l'analyse des propriétés de surface de la Lune, des astéroïdes et des satellites comme Phobos par exemple (Johnson and Grundy, 2001 ; Cruikshank et al, 2003, 2005 ; Denevi *et al.*, 2008). D'autres modèles ont également vu le jour ces quinze dernières années (Douté and Schmitt, 1998 ; Shkuratov *et al.*, 1999) et ont commencé à être également utilisés de manière importante, notamment dans l'étude des données de télédétection martienne (Poulet *et al.*, 2009).

2.2 Spécifications du domaine et de l'échantillonnage spectral

2.2.1 Introduction

La conception d'un instrument couplant microscopie et spectroscopie passe par une étape de réflexion sur la gamme spectrale, l'échantillonnage tant spectral que spatial et le champ de vue à utiliser. Ces éléments auront un impact direct sur les résultats scientifiques bien évidemment mais également sur le design de instrument et des compromis devront être faits. Suivant les caractéristiques des bandes d'absorption à détecter (largeur, profondeur), un échantillonnage devra être spécifié. De celui-ci découleront les spécifications sur le système de dispersion (pas d'échantillonnage, FWHM / Full Width at Full Maximum) et sur le RSB (Rapport Signal sur Bruit) nécessaire, comme le montre la figure 2.14. Le spectre mesuré est en effet le résultat de la convolution de la réponse instrumentale (caractérisée en partie par la FWHM) et le spectre de référence à mesurer :

$$S_m(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} S_r(\lambda - p)h(p)dp \tag{2.17}$$

avec S_r le spectre de réflectance du composé, S_m le spectre de réflectance mesuré et h la réponse instrumentale. La FWHM du système de dispersion devra donc être autant que possible petite par rapport aux largeurs de bandes d'absorption à détecter, sous peine de réduire le contraste de ces bandes dans le spectre mesuré. Cela n'empêche toutefois pas leur détection, sous réserve que le RSB soit suffisant comme dans n'importe quel autre cas.

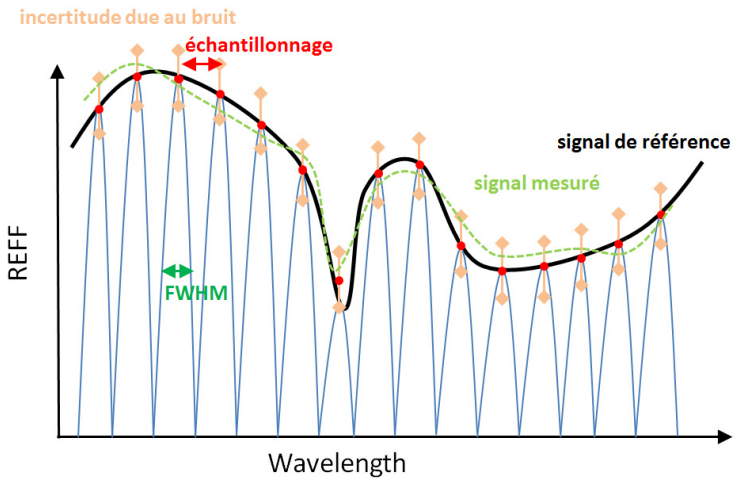


FIGURE 2.14 – *Schéma montrant l'impact de l'échantillonnage, de la réponse instrumentale et du RSB sur le spectre mesuré. Dans le cas présent, la FWHM est du même ordre de grandeur que la bande d'absorption centrale, ce qui réduit le contraste dans le spectre mesuré au niveau de cette bande.*

Dans le cadre de la microscopie hyperspectrale, nous allons chercher à détecter des absorptions de l'ordre de quelques pourcents à l'échelle du pixel (identification de composés minoritaires). Il est donc important que les signatures spectrales à identifier soient bien distinctes suivant les composés sur la gamme spectrale de travail et que le pas d'échantillonnage, la FWHM du système et bien évidemment le RSB, soient suffisants pour permettre leur identification.

La choix de la gamme spectrale de l'instrument doit résulter d'un compromis entre intérêt scientifique et contraintes techniques. En premier lieu le détecteur chargé d'acquérir le signal diffusé par l'échantillon devra pouvoir travailler sur cette gamme, tout comme le système de dispersion de la lumière qui permettra d'étudier les différentes longueurs d'onde. D'autre part, le signal utile (i.e. la lumière diffusée par l'échantillon), doit pouvoir être extrait avec un RSB suffisant même s'il est minoritaire parmi les autres composantes du signal, notamment le flux thermique. L'extension de la gamme spectrale vers le MIR (Moyen IR) doit donc tenir compte de cet élément et suivant la proportion du flux thermique par rapport au signal utile dans la gamme de températures de fonctionnement de l'instrument, on s'autorisera à aller plus ou moins loin vers le MIR. D'autre part, en ce qui concerne l'échantillonnage, le RSB et la FWHM du système de dispersion, il est important de quantifier les besoins permettant une identification claire des éléments recherchés et auxquels devront répondre les systèmes de dispersion utilisés.

2.2.2 Identification des minéraux

Je passe en revue dans cette section les bandes caractéristiques des principaux minéraux d'intérêt pour la planétologie.

2.2.2.1 Silicates

Les silicates se caractérisent par la présence de tétraèdres SiO_4. Les olivines, très répandues dans les manteaux des planètes telluriques, présentent une chimie qui se répartit entre un pôle riche en magnésium qui se forme dans des roches magmatiques basiques et ultrabasiques, la forstérite Mg_2SiO_4, et un pôle riche en fer formé dans des milieux acides qui se sont refroidis rapidement, la fayalite Fe_2SiO_4. Les olivines se caractérisent spectralement par une large bande dissymétrique vers 1 μm qui se déplace vers 1.1 μm quand le rapport Fe/(Fe+Mg) augmente. Les pyroxènes, très répandus au niveau des surfaces planétaires, possèdent trois pôles : l'enstatite $Mg_2Si_2O_6$, la ferrosilite $Fe_2Si_2O_6$ et la wollastonite $CaSiO_3$. Ce dernier pôle n'est, en pratique, jamais atteint car au-delà du diopside $CaMgSi_2O_6$ et de l'hedenbergite $CaFeSi_2O_6$, les compositions riches en calcium ne cristallisent pas en pyroxène. Selon leur système cristallin, les pyroxènes se répartissent entre les clinopyroxènes riches en calcium et les orthopyroxènes pauvres en calcium. Ils se caractérisent spectralement par la présence simultanée de deux bandes centrées autour de 1 et 2 μm. La position des maxima d'absorption permet d'identifier la teneur relative entre Fe, Mg et Ca. Les plagioclases forment le type de minéraux le plus présent dans les roches magmatiques terrestres. Contrairement aux olivines et pyroxènes, ils peuvent se former à des températures moins élevées. Les plagioclases sont des feldspaths dont la composition cristalline s'étend de l'albite $NaAlSi_3O_8$ à l'anorthite $NaAl_2Si_2O_8$. Leur bande d'absorption se déplace de 1.1 à 1.3 μm avec le pourcentage d'anorthite, leur profondeur étant liée à la présence de fer sous forme d'impuretés. Cette caractéristique rend leur détection difficile dans le cas d'une faible teneur en fer. Les phyllosilicates se caractérisent par une structure en feuillets et par l'incorporation dans leur structure cristalline de molécules d'eau H_2O ou de radicaux hydroxydes OH^-. Cette intrusion se fait au cours de processus de lessivage, hydrothermaux ou encore métamorphiques. Cette caractéristique va se traduire par la présence de bandes spécifiques provoquées par H_2O et OH. La présence de ces deux molécules entraîne une bande importante entre 2.7 et 3 μm liée aux modes de vibration ν_1 et ν_3 de H_2O et ν_1 de OH (à 2.77 μm), ainsi qu'une bande intense vers 1.4 μm. La présence d'H_2O provoque des signatures vers 1.9 μm. La liaison métal-OH entraîne des signatures caractéristiques de la nature de ce métal entre 2.2 et 2.4 μm.

2.2.2.2 Oxydes

Parmi les oxydes, une famille particulièrement intéressante est constituée des minéraux incluant de l'oxyde de fer qui se forme soit par l'altération de tous types de roches, comme l'hématite Fe_2O_3, soit directement par condensation comme l'ilménite $FeTiO_3$ ou la magnétite Fe_3O_4. La présence de Fe^{3+} conduit à des bandes étroites entre 0.85 et 0.98 μm suivant la composition exacte. Sur le reste du domaine spectral considéré, leur propriété en réflexion est constante et marquée par une valeur très faible.

2.2.2.3 Sels

Les carbonates sont caractérisés par les vibrations moléculaires de CO_3. Elles provoquent de fortes bandes d'absorption à 3.4 et 3.9 μm liées à des harmoniques/combinaisons de modes fondamentaux situés à plus grande longueur d'onde (harmonique d'élongation de C-O à 7 μm dans le cas de la bande

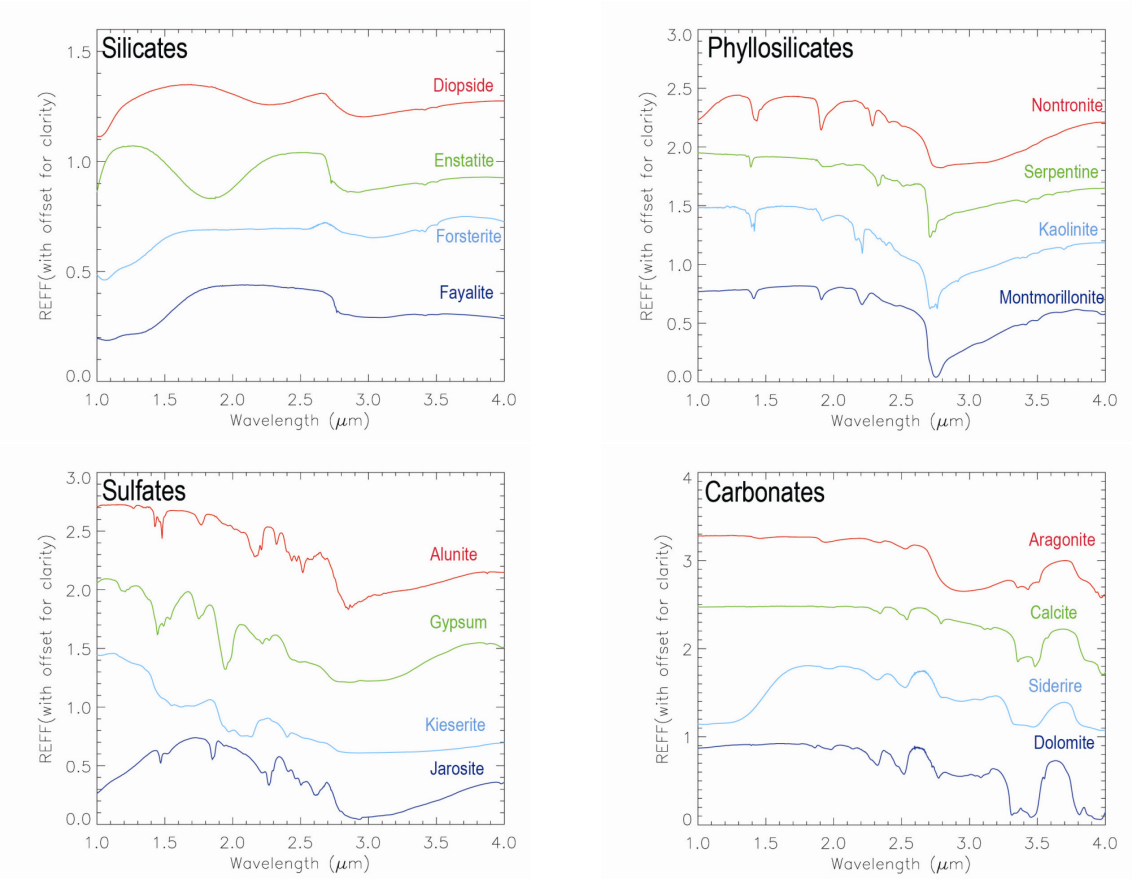


FIGURE 2.15 – *Spectres de réflectances de différents minéraux appartenant aux silicates, sulfates, carbonates et phyllosilicates.*

à 3.4 μm et combinaison de pliage de C-O à 7 μm et de pliage de C-O à 9 μm dans le cas de la bande à 3.9 μm). La position précise de ces bandes varie suivant la structure du minéral et le(s) cation(s) présent(s). D'autres bandes, plus faibles, combinaisons de modes fondamentaux situés à des longueurs d'onde plus élevées dans l'IR et d'harmoniques sont visibles aux alentours de 2.17, 2.35 et 2.5 μm, leur position précise dépendant de la compostion du carbonate. Les sulfates sont essentiellement des minéraux de dépôts sédimentaires qui se forment par évaporation. La majorité des bandes observables est due soit aux vibrations de H_2O dans le cas des sulfates hydratés (à 1.4 et 1.9 μm, généralement légèrement décalées par rapport aux phyllosilicates), soit à Fe^{3+} qui donne une bande à 0.85 μm similaire à celle des oxydes de fer. A noter que dans le cas des sulfates monohydratés (typiquement la kieserite par exemple), les bandes liées à H_2O sont décalées respectivement à 1.6 et 2.1 μm.

2.2.3 Identification des glaces

A ce jour, il a été détecté des formes de glaces sur deux planètes (la Terre et Mars), une planète naine (Pluton), sur plusieurs satellites, dans les anneaux des planètes géantes, ainsi que sur les comètes. Les observations révèlent que c'est la glace d'eau qui est la plus répandue dans le Système Solaire. En dehors de l'eau, des formes de glaces ont été aussi observées pour les composés suivants : CO_2, CO, CH_4, NH_3, H_2S, N_2 et SO_2 qui se trouvent soit isolées, soit mélangées entre elles ou avec des miné-

raux. Ces glaces peuvent être soit sous forme amorphe, cristallisée, ou sous forme de clathrates. Les spectres des glaces sont dominés par les mécanismes d'absorption liés aux transitions vibrationnelles des molécules. Si les bandes d'absorption de certains types de glace sont plutôt bien connues (H_2O, CO_2), elles sont en général mal caractérisées pour le moment dans le PIR du fait de la complexité des mesures.

	H_2O	CO_2	SO_2	H_2S
ν_1	3.17 μm			3.92 μm
ν_3	2.96 μm	4.37 μm		3.80 μm
$2\nu_1$			4.36 μm	
$2\nu_2$				4.28 μm
$2\nu_3$			3.77 μm	
$\nu_2+\nu_3$	2.02 μm			
$\nu_1+\nu_2$				2.69 μm
$\nu_1+\nu_3$	1.52 μm	2.7 μm	4.07 μm	
$2\nu_2+\nu_3$	2.8 μm			
$\nu_1+\nu_2+\nu_3$	1.25 μm			
$3\nu_3$	1.02 μm	1.43 μm		
$\nu_1+2\nu_2+\nu_3$		2.0 μm		
$2\nu_1+\nu_3$		1.97 μm		
$2\nu_1+2\nu_2+\nu_3$		1.58 μm		
$\nu_1+3\nu_3$			1.96 μm	
$3\nu_1+\nu_3$			2.10 μm	

TABLE 2.1 – *Liste de quelques absorptions majeures de différentes glaces dans la gamme 1-5 µm, d'après Salama et al. (1990), Quirico et al. (1996).*

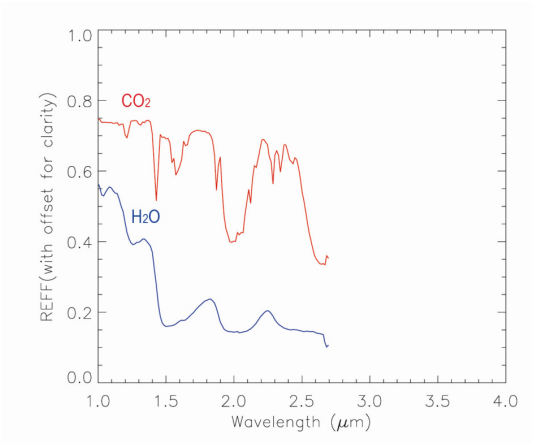


FIGURE 2.16 – *Spectres de réflectance de glaces sur Mars d'après les données OMEGA (Mars Express). En rouge : spectre de la glace de CO_2 ; en bleu : spectre de la glace d'H_2O.*

2.2.4 Identification des molécules organiques

2.2.4.1 Introduction

Les spectres des composés organiques sont caractérisés par des absorptions dues aux transitions vibrationnelles dont les modes fondamentaux sont situés entre 2.5 et 10 μm. C'est pour cette raison que dans le cas d'échantillons de météorites ou d'IDPs, par exemple, c'est généralement le moyen IR (MIR), où se situent ces modes fondamentaux, qui est utilisé, et peu de données sont disponibles dans le PIR. Dans le cas de MicrOmega, le flux thermique important dans cette gamme de longueurs d'ondes, et notamment le bruit qui lui est associé, limite le RSB de notre mesure, d'où notre limitation à étendre la gamme spectrale de l'instrument vers l'IR. Je cherche donc dans cette partie à déterminer l'intérêt scientifique lié à l'identification et à la caractérisation de cette matière organique en fonction de l'extension de la gamme spectrale de l'instrument vers le MIR.

Vibration	Longueur d'onde de la bande d'absorption (cm^{-1})	Longueur d'onde de la bande d'absorption (μm)
C-H élongation	2940-2855 cm^{-1}	3.4-3.5 μm
C-H pliage	1470 cm^{-1}	6.8 μm
C-H pliage de CH_3	1380 cm^{-1}	7.25 μm
O-H élongation	3335-2500 cm^{-1}	3.0-4.0 μm
C-O élongation	1250-1000 cm^{-1}	8.0-10.0 μm
C=O élongation	1710 cm^{-1}	5.85 μm
N-H élongation de NH_3^+	3335-2500 cm^{-1}	3.0-4.0 μm
C-H élongation (aromatique)	3125-3030 cm^{-1}	3.2-3.3 μm
C=C élongation (aromatique)	1665-1430 cm^{-1}	6.0-7.0 μm

TABLE 2.2 – *Principaux modes fondamentaux dans le MIR. A noter que les déformations nécessitent moins d'énergie que les élongations. On trouve en effet les vibrations de déformations pour un nombre d'onde compris entre 600 et 1500 cm^{-1}, tandis que les vibrations d'élongations se trouvent entre 1500 et 4000 cm^{-1}.*

Les tests présentés dans la suite ont été effectués à l'aide d'un microscope IR de type iN10 de chez ThermoFisher situé au synchrotron Soleil, permettant d'acquérir un spectre en réflexion sur la gamme 1.5-10 μm sur des fenêtres (zones de mesures) de 20 à 200 μm (Fig. 2.17). Cette gamme spectrale est idéale pour notre étude dans la mesure où elle permet de couvrir l'ensemble du MIR. D'autre part, son manque de sensibilité vers les longueurs d'ondes les plus courtes du PIR est négligeable dans la mesure où nous allons nous focaliser sur les premiers harmoniques, qui sont les plus intenses, et négliger les harmoniques et combinaisons suivants, typiquement en dessous de 1.5 μm.

2.2.4.2 Echantillons étudiés

La matière organique d'origine extraterrestre identifiée jusqu'alors se trouve sous diverses formes comme expliqué dans la section 1.4. Je me suis focalisé pour cette étude sur des composés permettant d'étudier la plupart des groupes fonctionnels identifiés dans la fraction soluble de la matière organique des météorites (Tab. 2.3) qui sont globalement représentatifs des fonctions mise en évidence jusqu'ici. J'ai également utilisé un kérogène (type II), globalement représentatif en première approximation de la

fraction insoluble de la matière organique que l'on peut trouver dans ces météorites et particulièrement intéressant dans l'étude de la matière organique que l'on pourrait trouver sur d'autres corps planétaires (Hayatsu, 1983). Ces composés sont tous à l'état solide. La liste de ces composés est donnée dans le tableau 2.4.

Composé	Concentration (ppm)
Acides carboxyliques (monocarboxylique)	332
Acides sulfoniques	67
Acides aminés	60
Dicarboximides	>50
Acides dicarboxyliques	>30
Cetones	17
Hydrocarbures (aromatiques)	15-28
Acides α-hydroxycarboxyliques	15
Hydrocarbures (aliphatiques)	12-35
Alcools	11
Aldehydes	11
Amines	8
Pyridine carboxylic acids	>7
Acides phosphoniques	1.5
Purines	1.2
Acides diamines	0.4
Benzothiophenes	0.3
Pyrimidines	0.06
Basic N-heterocycles	0.05-0.5

TABLE 2.3 – *Composés détectés dans la fraction soluble de la matière organique de la météorite Murchison. D'après Gilmour (2003).*

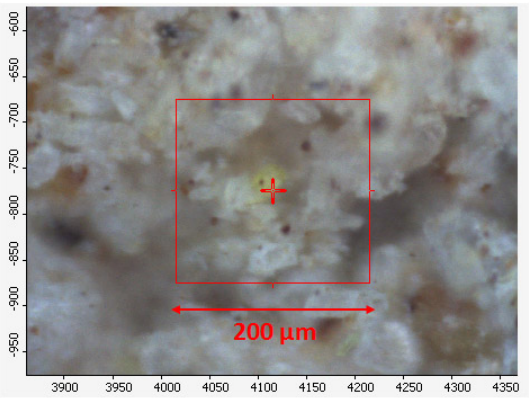


FIGURE 2.17 – *Image en réflexion d'un mélange de gypse et de coronène (1 %) avec le microscope IR iN10 de chez ThermoFisher. La fenêtre sur laquelle l'échantillon est illuminé est dessinée en rouge. Le grain de coronène est jaune sur l'image (au centre) et est entouré de grains de gypse.*

Composé	Formule	Groupes fonctionnels testés
Tetracosane	$CH_3(CH_2)_{22}CH_3$	C-H aliphatique
Coronène		C-H aromatique
Glycine		Acide aminé, C-H aliphatique
Acide naphtoïque		Acide carboxylique, C-H aromatique
Acide glutarique		Acide dicarboxylique, C-H aliphatique
Acide mandélique		Acide carboxylique avec un groupement OH en α de la fonction acide carboxylique, C-H aromatique
Acétone aphtone		Acétone, C-H aromatique
Biphenyl-4-methanol		Alcool, C-H aliphatique, C-H aromatique
Acide 6-hydroxypyridine-2-carboxylique		Pyridine, acide carboxylique
Kérogène de type II	D'après Oberlin *et al.* (1984)	Macromolécules dans leur ensemble

TABLE 2.4 – *Liste des composés utilisés dans le cadre de l'étude sur l'identification et la caractérisation de la matière organique dans le PIR.*

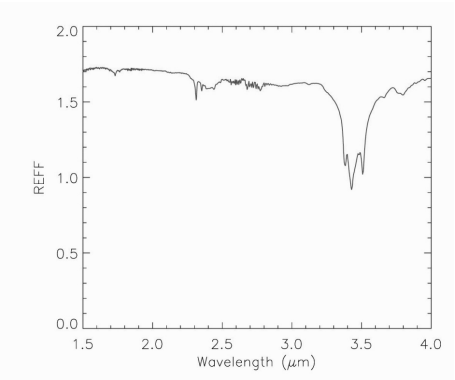
2.2.4.3 Spectres de réflectance dans le PIR

La première étape a consisté à acquérir les spectres de ces composés sur la gamme spectrale 1.5-4 μm, qui constitue un compromis raisonnable entre contraintes techniques et intérêt scientifique. Les absorptions pouvant être très importantes pour des composés purs, j'ai mélangé ces composés avec de la poudre de KBr, transparent dans l'IR, le composé organique étant présent à hauteur de 2 % uniquement. A noter que le KBr est un composé hygroscopique. Une bande relative à la présence d'eau adsorbée est donc visible autour de 2.7 μm sur les spectres de KBr purs dont je disposais. Cette dernière étant inférieure à 10 %, je l'ai négligé en première approximation dans mon étude.

Les grains de matière organique dans notre cas faisant typiquement de l'ordre de quelques μm à quelques dizaines de μm, la notion de pourcentage de composé dans le mélange n'a pas réellement de sens à l'échelle de la mesure. Les acquisitions ont donc été faites avec une fenêtre de 200 μm (la plus grande possible) afin d'obtenir une mesure moyenne.

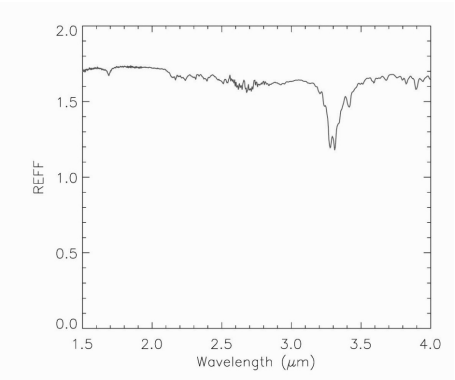
Les résultats de ces mesures sont les suivants :

Tetracosane



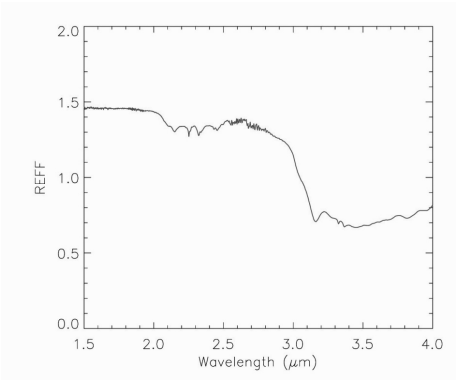
Une bande principale est visible entre 3.35 et 3.5 μm. Cette dernière est relative à des modes fondamentaux de la liaison C-H aliphatique et est composée de 4 sous-bandes (CH_2 stretching symétrique et antisymétrique et CH_3 stretching symétrique et antisymétrique). La première harmonique de cette bande à 3.35-3.5 μm est visible vers 1.7 μm. Les autres bandes visibles entre 2.3 et 2.5 μm sont des combinaisons de modes fondamentaux dont certains sont présents à plus grande longueur d'onde (comme par exemple les déformations de C-H à 1380 et 1470 cm^{-1} avec les élongations de C-H à 2855-2940 cm^{-1}).

Coronène



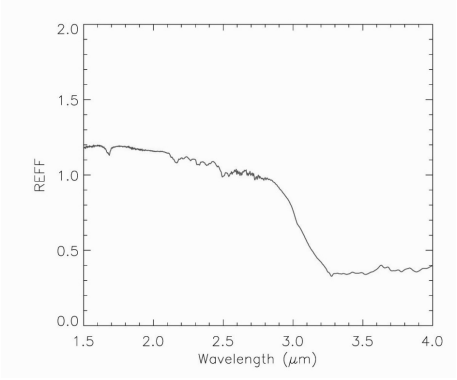
Une bande principale est visible entre 3.2 et 3.35 μm. Cette dernière est relative aux liaisons de type C-H dans les cycles aromatiques. La première harmonique de cette bande est visible vers 1.68 μm. A noter également la présence de petites absorptions entre 2.1 et 2.9 μm, combinaisons de modes fondamentaux dont certains sont présents à plus grande longueur d'onde (comme par exemple les élongations de C=C aromatiques à 1430-1675 cm^{-1} avec les élongations de C-H aromatiques à 3030-3125 cm^{-1}).

Glycine



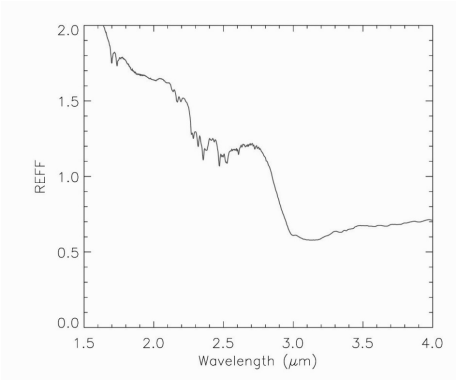
Une large bande relative tant à NH_3^+ (à l'état solide, la molécule des acides aminés est sous la forme zwitterionique) qu'à OH est visible entre 2.9 et 4 μm. A noter la présence d'une bande entre 3.35 et 3.5 μm liée à la présence de liaisons C-H aliphatiques et en partie masquée par la bande des acides aminés.

Acide naphtoïque



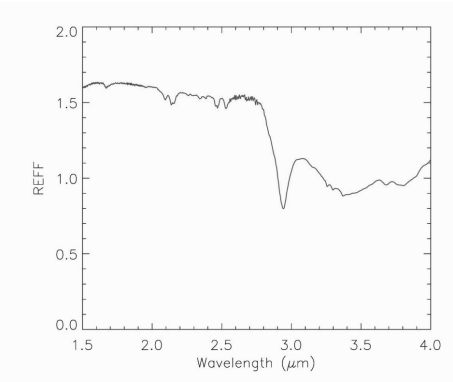
Une large bande relative aux acides carboxyliques (liaison OH) est présente entre 3 et 4 μm. La bande relative aux C-H aromatiques n'est pas visible à 3.3 μm (car noyée dans la bande précédemment décrite) mais son harmonique à 1.68 μm est visible. A noter également la présence de petites absorptions entre 2.1 et 2.9 μm, proches de celles déjà observées dans le cas du coronène.

Acide glutarique



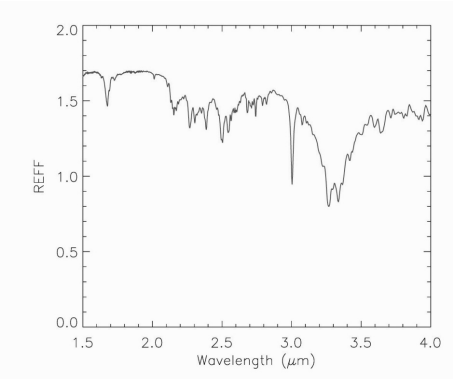
Tout comme pour l'acide naphtoïque on peut observer une large bande entre 3 et 4 μm relative à la fonction acide carboxylique. Si la bande des C-H aliphatiques est noyée dans cette bande, et difficilement observable, les harmoniques sont clairement visibles autour de 1.7 μm. Toutefois, contrairement aux cas précédents, cette bande à 1.7 μm se dissocie en 2 sous-bandes probablement dues aux deux états possibles des CH_2 dans la molécule (centrale ou liés aux fonctions COOH). Les petites absorptions entre 2.3 et 2.6 μm sont relativement semblables à celles observées dans le cas du tétracosane.

Acide mandélique



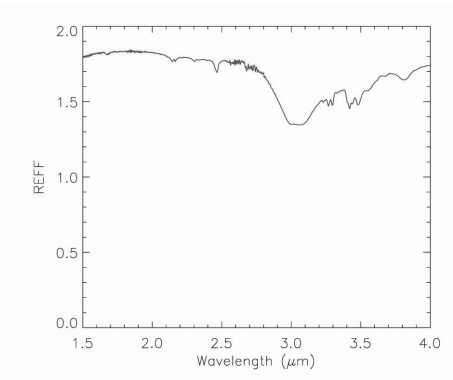
Tout comme les autres acides carboxyliques, on peut observer une large bande entre 3 et 4 μm relative à la liaison O-H de la fonction acide carboxylique, avec toutefois une différence majeure : la présence d'une bande fine et profonde à 2.9 μm due à la présence d'une fonction O-H en α de la fonction acide carboxylique. On note également la présence d'une bande entre 3.2 et 3.35 μm due aux C-H aromatiques et son harmonique à 1.68 μm. Des combinaisons de modes fondamentaux sont également présentes entre 2 et 2.6 μm mais avec des absorptions plus marquées que dans le cas du coronène.

Acétone aphtone



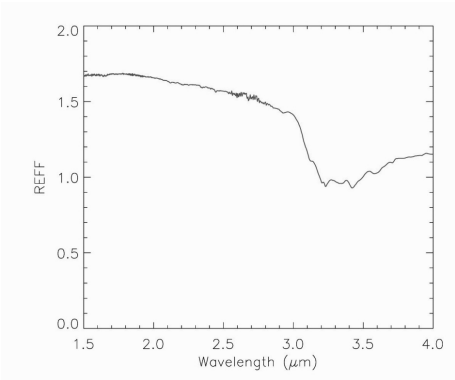
Comme dans le cas du coronène, une bande profonde liée aux C-H aromatiques est visible entre 3.2 et 3.35 μm. De la même manière la première harmonique est visible à 1.68 μm. La présence d'un groupe carbonyle est clairement détectable au moyen de la fine bande 2.95 μm (première harmonique d'un mode fondamental à 1710 cm^{-1}). Les absorptions visibles entre 2.1 et 2.8 μm sont dues à des combinaisons de modes fondamentaux dont certains sont situés à plus grande longueur d'onde.

Biphenyl-4-methanol



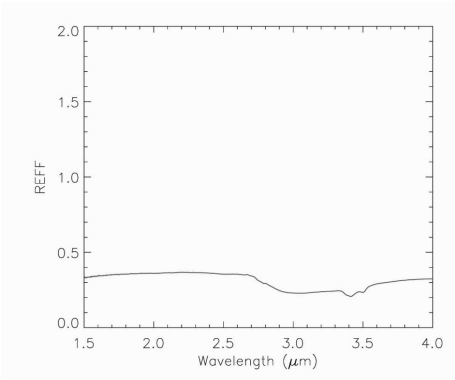
Une bande large relative à la fonction alcool est observable entre 2.8 et 3.7 μm. On peut également observer de façon très claire la présence d'une bande entre 3.2 et 3.35 μm relative à la présence de liaisons C-H aromatiques et une bande entre 3.35 et 3.5 μm relative à la présence de liaisons C-H aliphatiques. Les harmoniques de ces bandes généralement présentes à 1.68 μm (C-H aromatiques) et 1.7 μm (C-H aliphatiques) forment ici une faible bande unique entre 1.68 et 1.7 μm. Des combinaisons de modes fondamentaux présentant de faibles bandes sont également visibles entre 2.1 et 2.8 μm

Acide 6-hydroxypyridine-2-carboxylique



Une large bande due tant à la fonction acide carboxylique que alcool est observable entre 3 et 4 μm.

Kérogène de type II



Une large bande probablement plus relative à la présence d'eau adsorbée que de fonctions alcool ou acide carboxylique est présente autour de 3 μm. Mais ce que l'on note avant tout, c'est la présence d'une bande entre 3.35 et 3.5 μm, témoignant de la présence de liaisons C-H de type aliphatique dans les macromolécules du kérogène. Aucune autre bande relative à d'autres fonctions organique n'est observable.

De nombreuses bandes relatives à des harmoniques, voire à des fondamentaux, sont visibles dans le PIR. Les plus récurrentes sont relatives aux C-H aliphatiques (à 3.35-3.5 μm et 1.7 μm), aux C-H aromatiques (à 3.2-3.35 et 1.68 μm) et aux O-H des fonctions carboxyliques et alcool (vers 3 μm), mais quelques autres peuvent également permettre d'identifier des fonctions intéressantes : groupement carbonyle vers 2.95 μm et fonction alcool en α d'une fonction acide carboxylique. Toutefois, dans le cas du kérogène testé, seule la bande à 3.35-3.5 μm est visible. En effet, à mesure que la molécule s'agrandit et dispose de fonctions situées au sein de la molécule dans des configurations de plus en plus diverses, les bandes se mélangent et ressortent de moins en moins par rapport au continuum. Seules subsistent les bandes qui varient peu en fonction de la place du groupe fonctionnel dans la molécule et dont le nombre de groupes fonctionnels est important (comme c'est le cas pour les liaisons C-H de type aliphatique dans notre kérogène). De manière générale, la zone entre 3.6 et 4 μm n'apporte pas d'informations supplémentaires directement utilisables par rapport aux bandes citées plus haut.

2.2.4.4 Spectres de mélanges argile - composé organique

Dans le cadre de la recherche de molécules organiques sur un corps planétaire, les argiles constituent des environnements particulièrement intéressants à étudier. En premier lieu, ces argiles attestent de la présence d'eau liquide à l'état stable sur des échelles de temps importantes, et donc d'environnements favorables où la vie a pu se développer. D'autre part, la structure même de ces argiles (en

feuillets), font que ces minéraux constituent des environnements particulièrement efficaces d'une part pour permettre de la synthèse de molécules organiques complexes (notamment les smectites), et d'autre part pour la protéger de l'environnement extérieur (Pinnavaia, 1983 ; Ferris *et al.*, 1989 ; Franchi *et al.*, 2003 ; Ferris *et al.*, 2006).

Afin de voir dans quelles mesures ces composés organiques pourraient être détectées parmi des argiles j'ai effectué de nouvelles mesures en préparant cette fois des mélanges d'argile et de composés organiques (99 % / 1 %). L'argile utilisée est une nontronite (smectite) de type Nau-2 achetée auprès de la Clay Mineral Society et caractérisée par différentes techniques (XRD, spectroscopie IR, etc.). Ces tests sont d'autant plus intéressants que ces minéraux hydratés possèdent une forte bande d'absorption due à OH dans la zone 2.6-3.5 μm, ce qui peut rendre les signatures des molécules organiques présentes dans ces zones d'autant plus difficiles à mettre en évidence. A noter toutefois que cette bande à 3 μm tend à disparaître pour ne laisser qu'une fine bande à 2.7 μm dans le cas où il n'y a pas de molécules d'eau adsorbées, mais uniquement dans la structure (cas éventuel de certains astéroïdes, mais pas de Mars par exemple).

Ces tests ont consisté à trouver dans la matrice de nontronite des grains de composés organiques et de simuler différentes compositions en jouant sur la taille de la fenêtre de mesure.

Pour chaque composé organique sont présentés les spectres obtenus en utilisant des fenêtres de 20, 50, 100, 150 et 200 μm, les grains de matière organique allant pour leur part de 20 à 50 μm environ. A titre de comparaison, les spectres des composés « purs » (KBr + 2 % de composé organique) ainsi que celui de la nontronite utilisée ont été ajoutés.

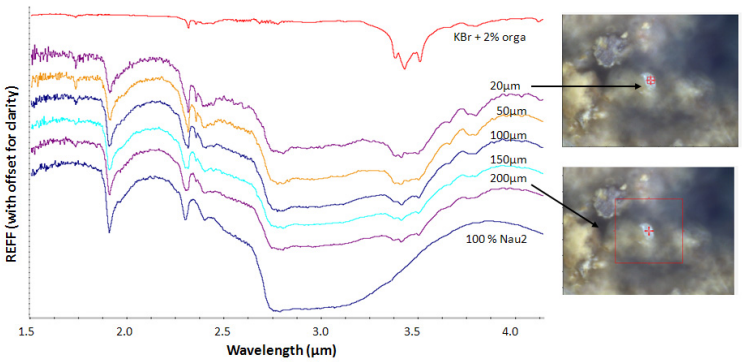


FIGURE 2.18 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/tetracosane (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

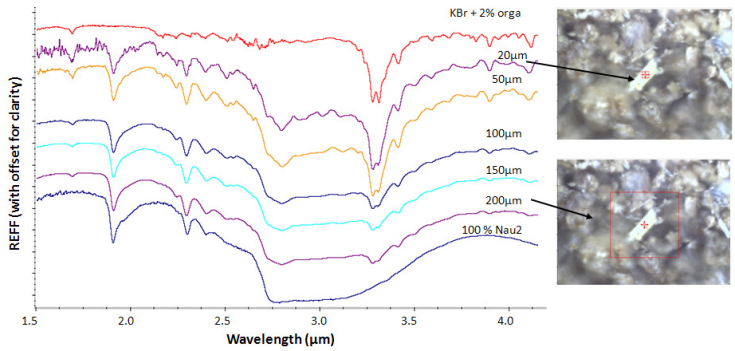


FIGURE 2.19 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/coronène (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

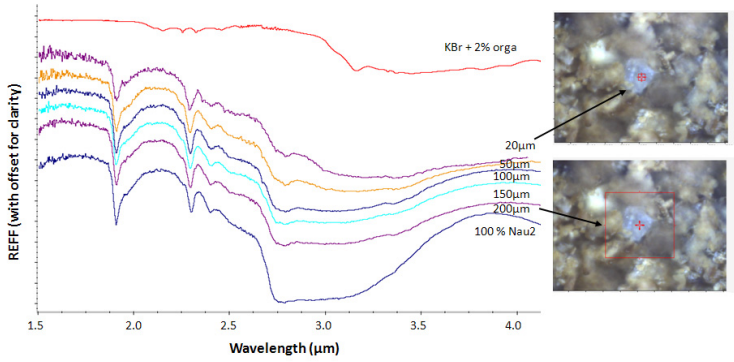


FIGURE 2.20 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/glycine (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

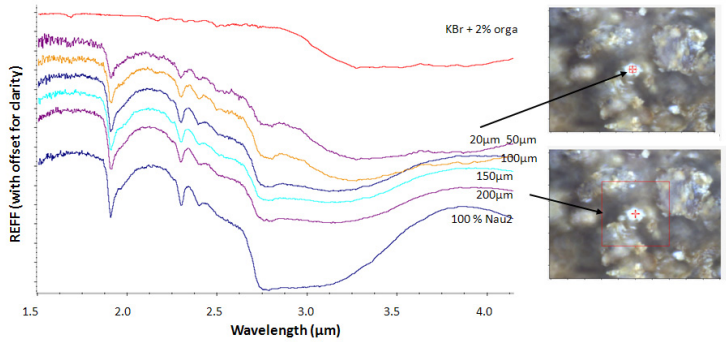


FIGURE 2.21 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/acide naphtoïque (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

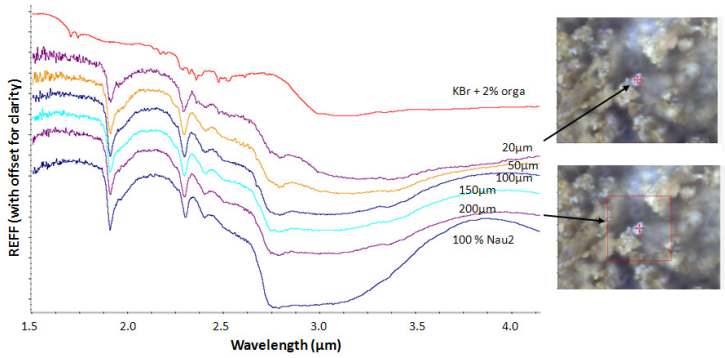


FIGURE 2.22 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/acide glutarique (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

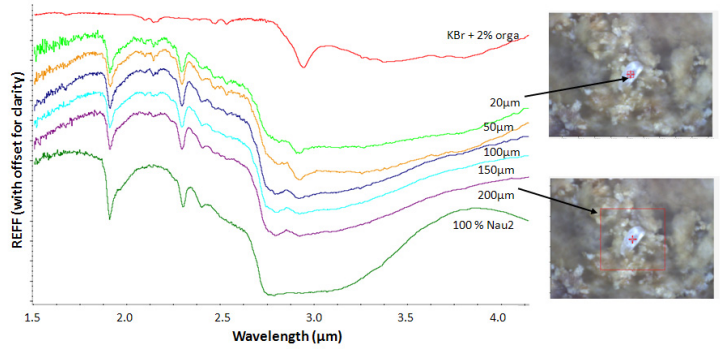


FIGURE 2.23 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/acide mandélique (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

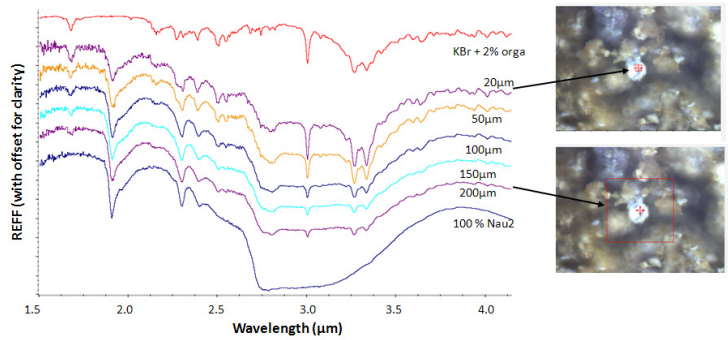


FIGURE 2.24 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/acétone aphtone (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

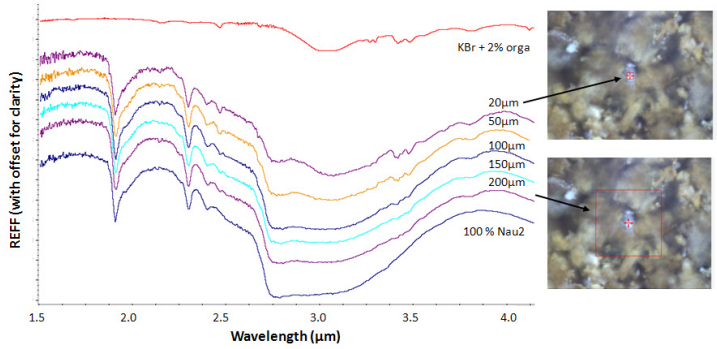


FIGURE 2.25 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/biphenyl-4-methanol (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

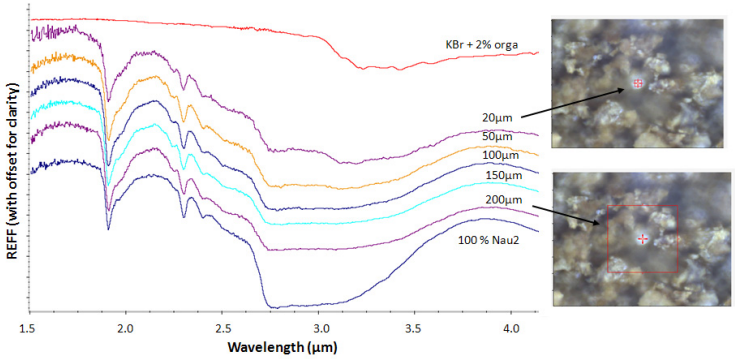


FIGURE 2.26 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/acide 6-hydroxypyridine-2-carboxylique (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

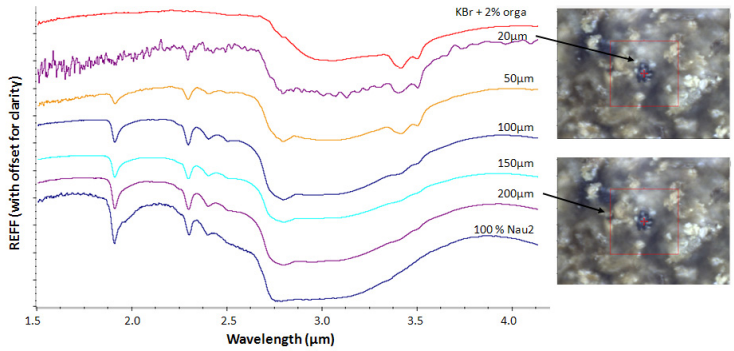


FIGURE 2.27 – *Spectres de réflectance d'un mélange nontronite/kérogène de type II (1 %) pour différentes tailles de fenêtres, centrées autour d'un grain du composé organique lui-même entouré de grains de nontronite.*

Les résultats montrent qu'à mesure que la taille de la fenêtre diminue, on tend de plus en plus à retrouver le spectre du composé organique. Toutefois, pour des tailles de fenêtre importantes, simulant des compositions faibles en matière organique, les signatures spectrales sont généralement très faibles.

2.2.4.5 Conclusion

Ces résultats montrent l'intérêt détendre la gamme spectrale de l'instrument pour caractériser toujours plus finement la matière organique. Toutefois, les contraintes instrumentales poussent à limiter l'extension vers le MIR notamment à cause du flux thermique.

La capacité de détection de la matière organique dépendra fortement du type de composés présents et de l'environnement minéral dans lequel ils se trouvent. Dans le cas où un composé organique serait majoritaire parmi d'autres composés organiques, une détection et une identification du ou des groupes fonctionnels principaux est éventuellement possible, même pour des concentrations faibles du composé organique. En effet ce n'est pas la concentration du composé parmi l'échantillon qui jouera, mais davantage le fait qu'il puisse se trouver davantage concentré sur certains pixels. Ainsi même avec des concentrations globales inférieures au pourcent, si le composé se trouve sous des formes permettant des concentrations plus importantes (typiquement de l'ordre de quelques pourcents sur plusieurs pixels), le spectre laissera apparaître des signatures caractéristiques dans le PIR, dans la gamme 1.6-3.5 μm. Il est intéressant de souligner toutefois que les absorption dans la gamme 2.7-3.2 μm (O-H du groupe carboxyle ou des alcools, C=O) risquent d'être noyées dans la bande à 3 μm des minéraux hydratés où des molécules d'eau sont également adsorbées. Toutefois dans le cas où il n'y a pas d'eau adsorbée, ces composés peuvent être clairement identifiables, dans la mesure où l'on peut faire la distinction avec la signature de l'eau adsorbée (cas problématique de la signature de la liaison O-H des alcools et des groupes carboxyles, relativement semblables à la liaison O-H de l'eau adsorbée).

Dans le cas de mélanges d'un nombre important de composés ou de macromolécules, de nombreuses absorptions sur l'ensemble de la gamme spectrale dues aux multiples combinaisons possibles vont entraîner une diminution du continuum, comme ce que l'on peut observer dans le cas d'un kérogène. Seules sont observables les bandes qui varient peu en fonction de la place du groupe fonctionnel dans la molécule et dont le nombre de groupes fonctionnel est important, comme c'est le cas pour la bande relative aux C-H aliphatiques à 3.35-3.5 μm. Cette bande, très commune dans les molécules organiques peut donc servir à détecter de la matière organique. Dans le cas de fonctions aldehydes, cette bande est légèrement décalée vers l'IR avec un maximum d'absorption à 3.5 μm. Il peut donc être intéressant d'étendre la gamme spectrale jusqu'à 3.55 μm. La bande relative au C-H aromatiques à 3.3-3.35 μm peut également se révéler intéressante dans le cas de en cas de forte présence de ces liaisons dans la molécule. De manière générale, toute autre caractérisation est beaucoup plus difficile dans le cas de molécules complexes. Le degré d'aromaticité de la structure ne sera connu que si la bande des C-H aromatiques apparaît dans les spectres, attestant d'une forte présence de cycles aromatiques. A moins d'une forte présence des groupes carbonyle et carboxyle, le degré d'oxydation des macromolécules ne pourra pas être évalué, si ce n'est par le décalage de la bandes des aliphatiques vers l'IR. Une éventuelle piste réside dans la caractérisation du rapport CH_2/CH_3 par l'étude de la bande relative aux C-H aliphatiques (caractérisation de l'importance relative de ses sous-bandes). Cette étude n'a pour le moment été réalisée qu'en spectroscopie IR par transmission, mais pourrait éventuellement être adaptée au cas de la réflexion.

2.2.5 Synthèse

Ces résultats démontrent l'intérêt de travailler sur une gamme spectrale comprise entre 0.9 et 3.55 μm. La plupart des minéraux et des glaces ont des bandes d'absorption caractéristiques dans cette gamme. D'autre part, la bande relative aux C-H aliphatiques située à 3.35-3.5 μm est indissociable de la détection de matière organique. Enfin, l'identification des minéraux de type carbonate possible en se basant sur les spectres entre 2 et 2.5 μm passe également pour plus de sureté par la bande caractéristique aux alentours de 3.4 μm. La gamme spectrale de base de l'instrument MicrOmega devra donc dans la mesure du possible être comprise entre 0.9 et 3.55 μm.

D'autre part, un pas d'échantillonnage de l'ordre de 20 cm^{-1} (soit 2 nm à 0.9 μm et 24 nm à 3.5 μm) apparaît satisfaisant vu les composés recherchés, d'après le critère de Shannon. Il permet ainsi la détection et la discrimination de composés au sein d'une même famille, comme dans le cas des argiles par exemple. Dans les gammes spectrales où les bandes sont relativement larges (0.9-1.3 μm), le pas d'échantillonnage pourra être moins important, avec des valeurs à 60-80 cm^{-1} (6 à 8 nm à 1 μm). Toutefois, dans le cas de bandes très resserrées, comme dans le cas des sous-bandes de C-H aliphatique formant la bande entre 3.35 et 3.5 μm, on pourra définir un pas d'échantillonnage plus fin (typiquement 10 cm^{-1}) afin de résoudre correctement ces sous-bandes.

L'échantillonnage optimal sur la gamme 0.9-3.55 μm est donc typiquement de la forme :

- 60 cm^{-1} entre 0.9 et 1.3 μm ;
- 20 cm^{-1} entre 1.3 et 3.2 μm ;
- 10 cm^{-1} entre 3.2 et 3.55 μm.

Chapitre 3

Imagerie à l'échelle des grains pour l'étude d'échantillons *in situ* dans le cadre de la planétologie : principes et spécifications des besoins

Sommaire

3.1 Quelques rappels de microscopie optique 51
3.1.1 Principe 51
3.1.2 Aberrations 54
3.1.3 Réponse impulsionnelle du système optique 57
3.1.4 Synthèse 57
3.2 Spécifications des besoins 57
3.2.1 Taille des constituants à analyser 57
3.2.2 Résolution spatiale, champ de vue et contraintes instrumentales 59

Après quelques rappels de microscopie optique visant à introduire les concepts fondamentaux liés à la conception d'un instrument de type microscope, nous détaillerons les spécifications instrumentales propre à notre application de microscopie hyperspectrale dans le PIR pour la planétologie.

3.1 Quelques rappels de microscopie optique

3.1.1 Principe

Depuis son invention au XVIIe siècle, le microscope optique est devenu un instrument très utilisé dans de nombreux domaines, de l'industrie à la biologie, en passant par la médecine. Cet instrument, simple de conception, tout du moins dans sa forme basique, permet d'accroître considérablement nos capacités de perception du monde à l'échelle micrométrique.

3.1.1.1 Pouvoir de résolution d'un microscope optique

La résolution de détails fins constitue l'objectif principal de la microscopie. A cause de la diffraction de la lumière par l'ouverture limitée de la pupille de l'objectif, l'image d'une source ponctuelle

n'est pas elle-même ponctuelle, mais en fait constituée d'une tâche de diffraction d'autant plus grande que l'ouverture de la pupille sera limitée et le grandissement recherché sera élevé.

La théorie de la diffraction repose sur le principe de Huygens-Fresnel qui dit que la perturbation lumineuse en un point P du plan image résulte de la superposition d'ondes secondaires sphériques émises par tous les points d'une surface située entre ce point et la source de lumière. Lorsque le plan d'observation est à l'infini ou dans le cas de la formation d'une image dans le plan conjugué du plan objet (cas d'un microscope par exemple), c'est la diffraction de Fraunhofer qui s'applique. Dans ce cas, on peut simplifier le problème en utilisant des ondes secondaires planes. Avec une hypothèse de petits angles, on démontre qu'un simple calcul de transformée de Fourier permet de déterminer la tâche de diffraction, si on connaît la forme de la pupille. Dans les conditions de la diffraction de Fraunhofer, nous pouvons déterminer la tâche de diffraction produite par une ouverture circulaire.

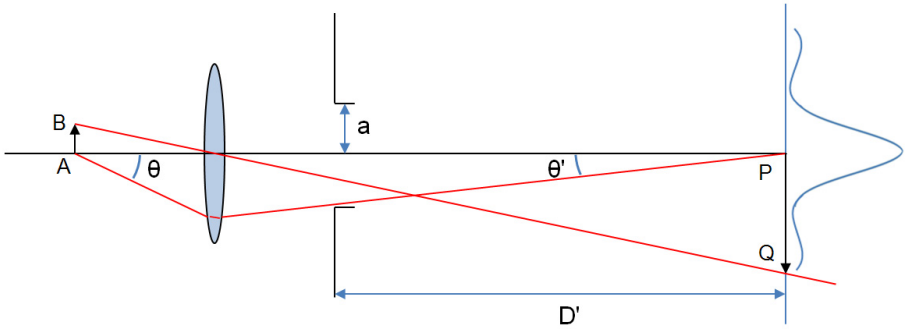


FIGURE 3.1 – *Figure de diffraction par une pupille circulaire de rayon a dans le régime de Fraunhofer.*

Nous avons dans le cas d'un milieu d'indice n :

$$I(Q) = \left(\frac{2J_1(ka\omega)}{ka\omega}\right)^2 I(P) \tag{3.1}$$

Avec k le vecteur d'onde ($k = \frac{2\pi n}{\lambda}$), a le rayon de l'ouverture circulaire, ω le sinus de l'angle sous lequel les point P et Q sont vus du centre de l'ouverture et J_1 la fonction de Bessel d'ordre 1. Cette formule est la formule d'Airy. Le premier minimum de la figure de diffraction est obtenu pour :

$$\omega = 0.61\frac{\lambda}{na} \tag{3.2}$$

soit :

$$PQ \approx \omega D' \tag{3.3}$$

Soit d_{min} la distance entre le centre de la tâche et le premier minimum, on a alors dans l'approximation des petits angles :

$$d_{min} = 0.61\,\frac{\lambda D'}{na} = \frac{0.61}{n\sin(\theta')} \tag{3.4}$$

En utilisant la relation des sinus d'Abbe, on a :

$$AB\sin(\theta) = PQ\sin(\theta') \tag{3.5}$$

On obtient ainsi :

$$AB = 0.61\frac{\lambda}{n\sin(\theta)} \tag{3.6}$$

3.1.1.2 Critère de Rayleigh et résolution spatiale

La résolution telle qu'elle a été définie par Rayleigh correspond à la distance minimale entre deux points objets qui seront considérés comme séparés si le maximum d'intensité du disque d'Airy du premier point correspond au minimum d'intensité du disque d'Airy du deuxième point.

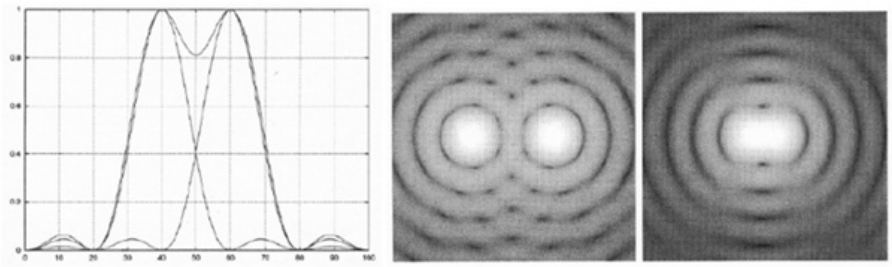


FIGURE 3.2 – *Illustration du critère de Rayleigh de séparation des sources.*

Selon ce critère de Rayleigh, la résolution théorique est donnée par l'équation 3.6 et dépend comme expliqué précédemment de l'angle θ. Ce facteur $\sin(\theta)$ constitue l'ouverture numérique (NA) de la lentille. Celle-ci caractérise la capacité de l'optique d'imagerie à collecter la lumière et est définie dans un milieu d'indice n par :

$$NA = n \sin(\theta) \tag{3.7}$$

avec θ l'angle entre l'axe optique et le rayon le plus incliné par rapport à ce même axe, capable d'entrer dans l'objectif et d'en ressortir. On a ainsi d'après les relations 3.6 et 3.7 :

$$l_{min} = 0.61 \frac{\lambda}{NA} \tag{3.8}$$

avec l_{min} la distance minimale entre deux points objets, considérés comme résolus d'après le critère de Rayleigh. Ainsi, plus l'ouverture numérique sera grande, meilleure sera la résolution. l_min dépend également de la longueur d'onde. D'après l'équation 3.8, plus celle-ci sera grande, moins bonne sera la résolution.

3.1.1.3 Profondeur de champ

L'ouverture numérique de l'optique d'imagerie, outre la résolution spatiale théorique, fixe également la profondeur de champ, comme illustré par la figure 3.3. Nous définissons ici ce paramètre Δz_{max} comme la variation de la distance entre l'échantillon (ou objet) et l'optique d'imagerie autour de la position donnant une image ponctuelle en optique géométrique, et qui permet à la tâche image de rester de dimension inférieure à celle de la tâche de diffraction (prise au premier minimum). On a ainsi :

$$\Delta z \tan(\theta) \leq l_{min} \tag{3.9}$$

soit pour un milieu d'indice n :

$$\Delta z_{max} = 0.61 \frac{\lambda\, n \sqrt{1 - NA^2}}{NA^2} \tag{3.10}$$

Pour obtenir une profondeur de champ de $\pm 100\ \mu$m par exemple (soit 200 μm), à une longueur d'onde de 2 μm dans un milieu d'indice n=1, on doit donc avoir une ouverture numérique de l'ordre de 0.1.

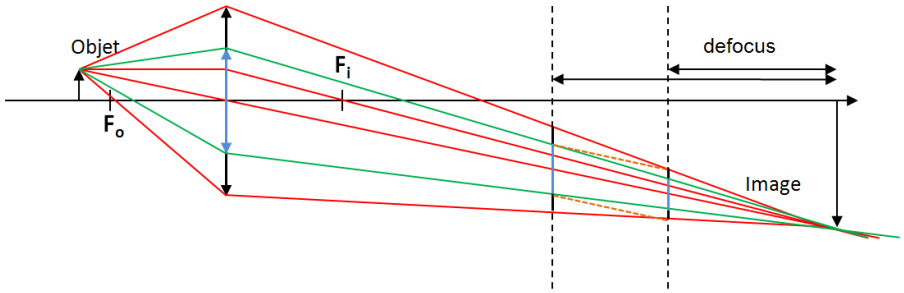


FIGURE 3.3 – *Schéma optique montrant l'influence de l'ouverture numérique de l'objectif sur la taille de la tâche image dans le cas où l'on est défocalisé.*

Ainsi, ouverture numérique, résolution spatiale et profondeur de champ sont des paramètres interdépendants en microscopie et leur choix devra résulter d'un compromis entre différentes performances attendues : plus l'ouverture numérique sera grande, plus la résolution spatiale sera fine, mais moins la profondeur de champ sera importante.

3.1.2 Aberrations

3.1.2.1 Introduction

Dans le cadre du développement d'un système optique, les aberrations géométriques et chromatiques sont une importante contrainte. Ces aberrations constituent des écarts au modèle de Gauss de l'optique paraxiale, en passant à des systèmes réels, qui vont conduire à des déformations du front d'onde et à la détérioration de la qualité des images obtenues. Leur prise en compte, dès la phase de conception, est primordiale, afin de trouver la combinaison optique optimale, permettant de les réduire au maximum, voire de les annuler.

3.1.2.2 Aberrations géométriques

Les systèmes optiques réfractifs ou réflectifs sont généralement composés de dioptres de courbure variable dont le rôle est d'assurer la convergence ou la divergence des rayons lumineux. Cette courbure provoque des écarts par rapport à ce que prévoit l'optique géométrique dans les conditions de Gauss (petits angles entre les rayons et l'axe optique, rayons proches de l'axe optique) : ce sont les aberrations géométriques. Ces aberrations peuvent s'évaluer comme la résultante de différents phénomènes dépendants de l'écart à l'axe optique r et de l'inclinaison des rayons incidents α. Je prends dans la suite l'exemple de systèmes réfractifs de type lentille pour illustrer ces différents effets.

Aberration sphérique

L'aberration sphérique dépend uniquement de l'inclinaison des rayons incidents. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4, le point de convergence des rayons lumineux dépend du trajet suivi par les rayons lumineux : plus le rayon passe loin du centre de la lentille, plus il converge proche de la lentille. En effet, localement la lentille se comporte comme un prisme qui impose aux rayons marginaux une déviation plus grande. L'image d'un point est donc une tâche floue.

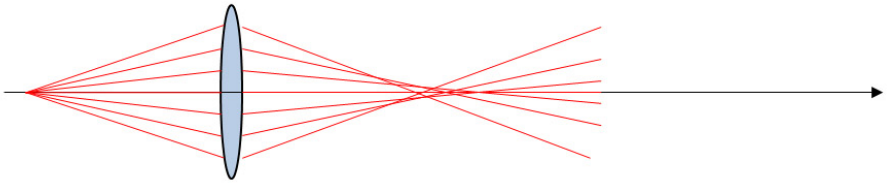


FIGURE 3.4 – *Illustration de l'aberration sphérique.*

On peut réduire cet effet dans le cas d'une lentille sphérique en limitant l'ouverture de la lentille, mais cela revient à diaphragmer la lentille et donc à limiter la quantité de lumière rentrant dans l'instrument, avec une augmentation du phénomène de diffraction ; il faut donc faire un compromis entre luminosité, et qualité image. L'utilisation d'une combinaison optique adaptée ou d'une configuration rigoureusement stigmatique permet de considérablement réduire ou annuler l'aberration sphérique.

Aberration de coma

L'aberration de coma désigne une aberration produisant une tâche en forme d'aigrette dans le plan d'observation et ne se produit que pour des points qui ne sont pas sur l'axe optique (Fig. 3.5). Les rayons parallèles qui ne sont pas dans l'axe optique de la lentille ne convergent pas tous en un même point sur le plan focal. Les rayons qui passent sur les bords de la lentille peuvent être focalisés plus ou moins près de l'axe optique que ceux passant au centre de la lentille (on parle respectivement de coma positive et négative).

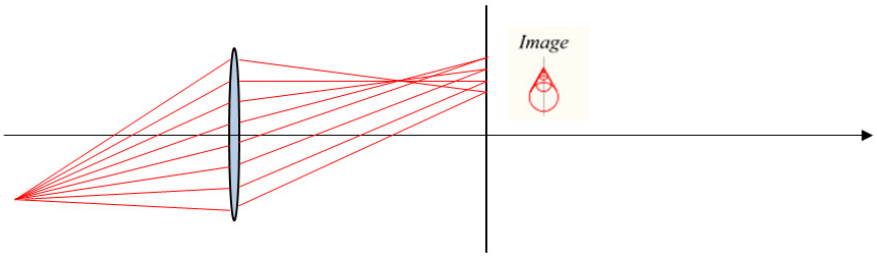


FIGURE 3.5 – *Illustration de l'aberration de coma.*

De la même façon que pour l'aberration sphérique, l'aberration de coma peut être réduite ou supprimée en jouant sur la combinaison optique et en limitant le champ.

Astigmatisme et courbure de champ

Ces deux aberrations sont des aberrations de champ à faible ouverture. L'astigmatisme est une aberration provenant du fait que les rayons contenus dans le plan contenant l'axe optique et le point objet éloigné de l'axe optique ne convergent pas à la même distance du système optique que les rayons contenus dans le plan orthogonal à celui-ci. L'aberration de courbure de champ quant à elle est une aberration qui provient du fait que l'image d'un objet plan se forme sur une surface paraboloïdale et non sur un plan. Il en résulte une distorsion en barillet ou coussinet de l'image, de manière similaire à l'aberration de distorsion (Fig. 3.6).

Distorsion

La distorsion est une aberration géométrique de champ, indépendante de la dimension de la pupille, conduisant à une courbure des lignes droites de l'image produite. Cet effet s'explique par le fait que le grandissement dépend de la distance à l'axe optique. Bien que classée dans les aberrations géométriques, la distorsion modifie uniquement la position du point image pas rapport à celle prévue dans l'approximation de Gauss mais ne modifie en rien la taille du spot image (i.e. la l'image d'un point est un point). Suivant l'évolution du grandissement avec la distance à l'axe optique et la combinaison optique, on obtiendra une distorsion en barillet ou une distorsion en coussinet.

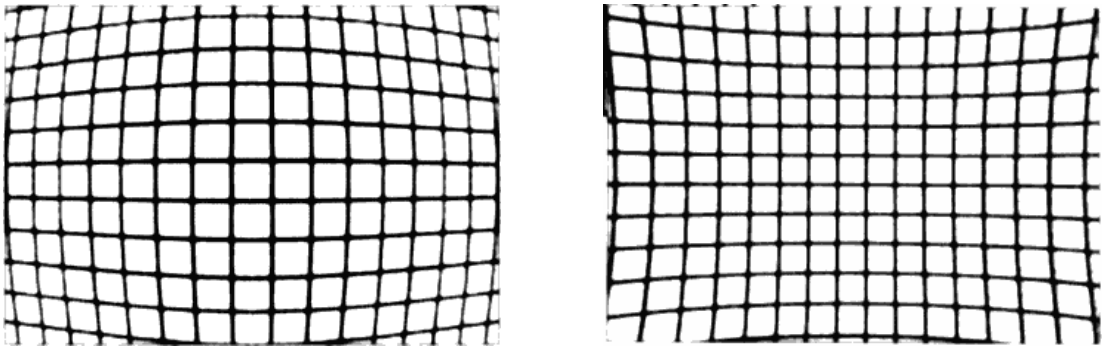


FIGURE 3.6 – *A gauche : distorsion de l'image en barillet. A droite : distorsion de l'image en coussinet.*

3.1.2.3 Aberrations chromatiques

Dans le cadre de l'utilisation de systèmes réfractifs, les aberrations chromatiques viennent s'ajouter aux diverses aberrations géométriques mentionnées. La variation de l'indice optique avec la longueur d'onde fait que pour un objet éclairé dans différentes longueurs d'ondes, la formation de l'image par l'objectif ne se fera pas au même endroit, comme illustré par la figure 3.8. Cet effet s'appelle l'aberration chromatique.

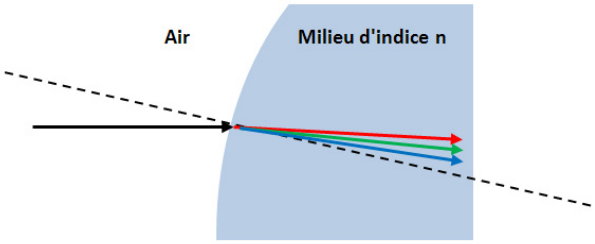


FIGURE 3.7 – *Schéma montrant l'effet de la variation de l'indice du milieu en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente, et donc de l'angle de réfraction, sur les rayons réfractés.*

Dans le cadre du développement d'un système travaillant sur une gamme spectrale importante (typiquement entre 0.9 et 3.5 μm comme mentionné dans le chapitre 2), la correction de cet effet revêt une importance particulière si l'on veut pouvoir conserver une résolution spatiale suffisante sur l'ensemble de la gamme spectrale (Fig. 3.8). La combinaison de différentes lentilles de telle sorte que les effets chromatiques se compensent permet de réduire cet effet. A mesure que la gamme spectrale s'étand, la combinaison de lentilles visant à limiter, voire annuler les aberrations chromatiques se complexifient, et le passage à un système réflectif peut alors constituer une solution.

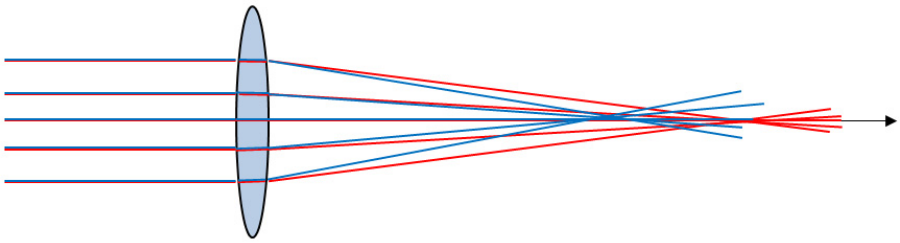


FIGURE 3.8 – *Schéma montrant l'effet des aberrations chromatiques sur la localisation de la formation d'une image à deux longueurs d'ondes différentes.*

3.1.3 Réponse impulsionnelle du système optique

Comme nous avons pu le voir, tant la diffraction que les aberrations font que l'image d'un point est en fait une tâche image. La PSF (Point Spread Function) est la fonction caractérisant l'étalement de cette tâche image. Cette PSF correspond en fait à la réponse impulsionnelle du système optique (l'image obtenue au plan image d'une source ponctuelle, toutes aberrations prises en compte). La résolution spatiale du système dérive donc directement de cette fonction. Plus l'étalement de la tâche-image sera limité spatialement et concentrée en un point, moins les réponses de chaque point de l'image seront mélangées et meilleure sera la qualité de l'image. Comme évoqué dans la section 3.1.1.3, le defocus aura également une importance sur l'étalement de cette PSF : en s'éloignant du plan de focalisation, on tend à élargir la PSF et ainsi à détériorer la qualité de l'image. Suivant l'objet que l'on souhaite observer on définira une profondeur de champ adaptée permettant une résolution spatiale optimale.

3.1.4 Synthèse

Comme nous venons de le voir, la microscopie optique permet d'accéder à l'échelle micrométrique, des compromis devant toutefois être faits entre résolution spatiale, profondeur de champ et ouverture numérique (ce dernier paramètre étant également directement lié au rapport signal sur bruit). L'augmentation de l'ouverture numérique, si elle aura tendance à diminuer la taille de la tâche d'Airy et à augmenter le rapport signal sur bruit, augmentera également la part de rayons marginaux dans la formation de l'image et ainsi l'effet de certaines aberrations, et d'autre part diminuera la profondeur de champ. Un compromis devra donc être trouvé entre ces différents paramètres en fonction des performances souhaitées.

Ainsi, bien que reposant sur des principes simples, la technique de microscopie optique peut se révéler complexe à optimiser du fait de ces différents effets, notamment dans le cas de la microscopie hyperspectrale. Il est également important de mentionner que dans le cas de MicrOmega viendront s'ajouter d'autres contraintes, tant liées au système d'acquisition (détecteur matriciel), que de traitement ou encore à l'environnement de travail. Nous reviendrons sur ces aspects dans le chapitre 4.

3.2 Spécifications des besoins

3.2.1 Taille des constituants à analyser

La spécification des besoins en termes de résolution spatiale et de profondeur de champ est directement dictée par la taille des constituants que l'on souhaite analyser. Dans le cas d'échantillons prélevés

à la surface d'un corps, la granulométrie peut varier énormément d'un corps planétaire à un autre, ainsi que d'une région à une autre sur ce corps. On pourra ainsi passer de corps ou zones avec des rochers ou des graviers à un régolithe fin composé de grains micrométriques. La granulométrie de surface dépend du taux d'impact météoritique de l'objet ainsi que des divers processus d'altération ayant eu lieu. Ainsi, la Lune par exemple est recouverte d'un épais régolithe de plusieurs mètres en moyenne dont la taille des grains varie de quelques microns à quelques millimètres, comme illustré par la figure 3.9.

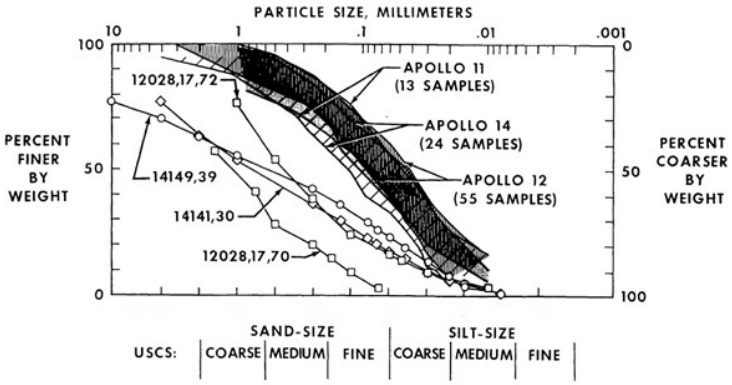


FIGURE 3.9 – *Granulométrie d'échantillons lunaires ramenés des missions Apollo.*

Toutefois, suivant le protocole utilisé, le rover/lander pourra également effectuer un forage dans le sol et en extraire de la roche qui sera par la suite broyée avant d'être analysée (cas du rover ExoMars par exemple). La distribution granulométrique obtenue n'est donc plus naturelle mais entièrement déterminée par la nature de la roche forée, les caractéristiques de la broyeuse, et bien sûr les besoins pour la mission. A titre d'exemple, on peut voir sur la figure 3.10 le résultat du broyage d'un échantillon composé de grès, de marbre et de roches volcaniques altérées, par la broyeuse développée dans le cadre de la mission ExoMars. La granulométrie de l'échantillon final suit globalement une distribution de type Weibull avec un maximum autour de 250 μm.

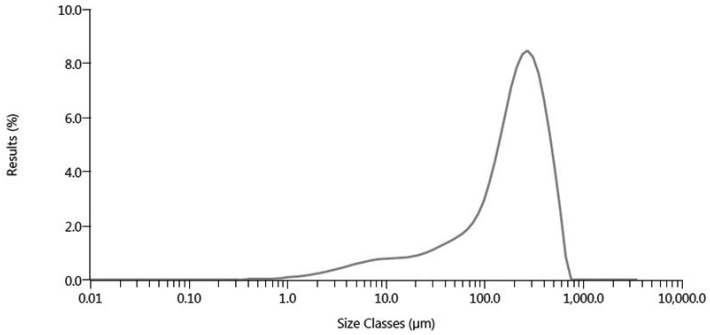


FIGURE 3.10 – *Courbe granulométrique (% volumique en fonction de la taille des grains) du résultat du broyage d'un échantillon composé de grès, de marbre et de roches volcaniques altérées, par la broyeuse développée dans le cadre de la mission ExoMars.*

En ce qui concerne les glaces, tout dépendra de sa formation et du métamorphisme qu'elle aura subi. Elle pourra consister en de petits grains de taille comparable à celles des minéraux dans le cas

d'une condensation suivie d'une déposition, ou d'un slab dans le cas d'une condensation directement sur le substrat. Une glace formée de petits grains pourra subir du métamorphisme pour former des grains de taille plus importante, voire une couche compact (« slab ») (Eluszkiewicz *et al.*, 1998).

Enfin en ce qui concerne les composés organiques, leurs propriétés sont encore mal connues. La matière organique dans les météorites se trouve sous la forme de macroméolécules formant de petits grains de quelques centaines de nanomètres typiquement (Garvie *et al.*, 2004 ; Garvie *et al.*, 2006 ; Garvie *et al.*, 2007a ; Garvie *et al.*, 2007b). Toutefois, elle peut aussi se trouver sous la forme d'inclusions minoritaires dans les glaces (comme dans le cas des comètes). De manière générale, on la trouvera à priori à des échelles submicrométriques.

L'analyse d'un échantillon composée de grains de l'ordre de 200 μm requiert une profondeur de champ de l'ordre de la centaine de μm, comme illustré par la figure 3.11. Ceci correspond d'après l'équation 3.10 à une ouverture numérique de l'objectif de l'ordre de 0.1 (calcul fait à une longueur d'onde de 2 μm).

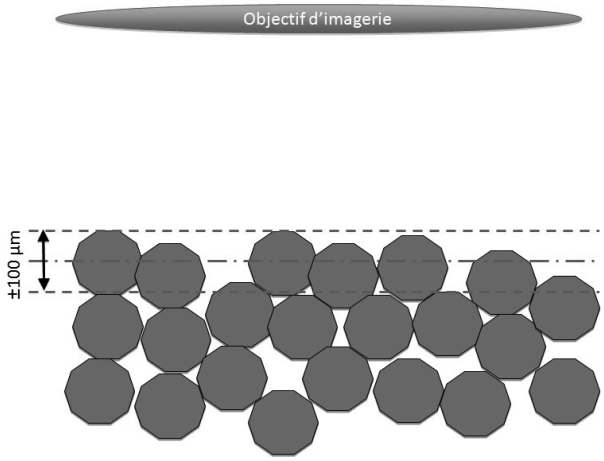


FIGURE 3.11 – *Schéma illustrant la spécification de la profondeur de champ dans le cas d'un échantillon composés de grains de 200 μm de diamètre.*

3.2.2 Résolution spatiale, champ de vue et contraintes instrumentales

En diminuant le pas d'échantillonnage spatial, on permet la concentration à l'échelle du pixel d'espèces qui ne seraient pas détectables à des échelles plus importantes. On cherchera donc au maximum à augmenter cette résolution spatiale. Les matrices actuellement sur le marché dans le domaine du PIR sont typiquement des matrices de quelques centaines de pixels de côté, la taille des pixels pouvant varier entre 15 et 30 μm. Une augmentation de la résolution peut être obtenue en utilisant une optique d'imagerie avec le grandissement voulu. Toutefois, la capacité de l'instrument à résoudre les détails est limitée par l'étalement de la tâche image d'un point objet, comme nous venons de le voir. Cet effet est en grande partie dû à la diffraction si le système est optimisé. Pour un diamètre et une position d'échantillon donné, la taille de la tâche d'Airy est directement proportionnelle à la longueur d'onde. Pour en diminuer la taille, il faut augmenter le diamètre de l'optique d'imagerie, ce qui n'est pas forcément compatible avec les besoins de compacité de l'instrument. A titre d'exemple, en considérant des budgets typiques en terme de volume, la tâche d'Airy peut être large de plusieurs dizaines de μm

autour de 3.5 μm. Il est donc inutile si l'on veut travailler à des longueurs de cette gamme d'utiliser des systèmes permettant une résolution inférieure à 20, voire 30 μm. D'autant que cette tâche image sera élargie dans le cas où l'on sera défocalisé. D'autre part, dans le cas d'un instrument susceptible de travailler sur une gamme de température large (typiquement dans le domaine spatial, entre -50°et +25°C), ainsi qu'à basse pression, voire dans le vide, la distance entre l'objectif et l'échantillon à analyser est susceptible de varier du fait de la dilatation des matériaux, entraînant comme nous l'avons vu un élargissement de la PSF. De la même façon, les indices optiques des verres varient avec la température et la pression, influençant ainsi la qualité finale de l'image. D'autres éléments vont également avoir tendance à dégrader la résolution spatiale. Parmi ceux-ci il est intéressant de mentionner le « cross talk » interpixels, phénomène qui a tendance à mélanger les signaux mesurés au niveau de pixels contigus, ainsi que les éventuelles vibrations dues à l'utilisation de systèmes mobiles au niveau de l'instrument ou du lander/rover, comme des moteurs notamment. Le traitement du signal mesuré est également un élément important à ne pas négliger, tant au niveau de la chaîne vidéo que de l'éventuelle compression (binning, compression en ondelettes, etc.). Enfin, il est également important de tenir compte de la baisse du RSB avec la diminution du pas d'échantillonnage spatial, le signal utile mesuré au niveau de chaque pixel étant directement proportionnel à l'aire des pixels.

Ainsi, suivant les caractéristiques de la surface de l'objet visé ainsi que des contraintes de la mission et des objectifs scientifiques, on adaptera les différents paramètres que sont le champ de vue, le pas d'échantillonnage spatial (donné par la taille des pixels et le grandissement) et la profondeur de champ.

Deuxième partie

Le concept de l'instrument MicrOmega : évaluation des performances à partir d'un breadboard représentatif

Chapitre 4

Concept de l'instrument MicrOmega et problématiques liées au design

Sommaire

4.1 Concept général 64
4.1.1 Objectifs 64
4.1.2 Concept instrumental et création du cube-image 64
4.2 Système de détection 65
4.2.1 Introduction 65
4.2.2 Détecteur 66
4.2.3 Optique d'imagerie associée 70
4.3 Système d'illumination basé sur le concept de l'AOTF 71
4.3.1 Introduction 71
4.3.2 Principe de l'interaction acousto-optique en régime de Bragg 72
4.3.3 Performances et critères de choix de l'AOTF et de son générateur RF 80
4.3.4 Génération d'une lumière « blanche » en entrée de l'AOTF 84
4.3.5 Système de filtrage de l'ordre 0 85
4.3.6 Système de renvoi du faisceau monochromatique vers l'échantillon 86
4.4 Aspects thermiques 86
4.4.1 Introduction 86
4.4.2 Refroidissement du détecteur 87
4.4.3 Refroidissement du champ de vue du détecteur 87
4.5 Mesures et traitements 87
4.5.1 Protocole de mesure et obtention du cube hyperspectral corrigé 87
4.5.2 RSB sur une mesure et RSB sur le spectre de réflectance 89
4.5.3 Problématiques liées à la référence 89
4.5.4 Hypothèses sur l'albedo aux échelles macro- et microscopiques 90
4.5.5 Problématiques liées à la préparation et au placement de l'échantillon 90
4.5.6 Problématiques liées à la télémétrie 91

4.1 Concept général

4.1.1 Objectifs

L'instrument MicrOmega doit nous permettre de faire de la microscopie hyperspectrale dans des conditions éventuellement extrêmes (travail sous vide ou à pression faible, température pouvant varier et descendre à -50°C), le tout dans un budget de masse, volume et puissance compatible avec ce que peuvent fournir les rovers/atterrisseurs. Typiquement nous parlons ici d'une masse inférieure à 2 kg, d'un volume inférieur à quelques dm^3 et d'une puissance nécessaire inférieure à la dizaine de W en opération, sur une dizaine de minutes environ. Ce développement instrumental a notamment été rendu possible par la miniaturisation de nombreux sous-systèmes, comme les machines cryogéniques et l'électronique.

La conception de l'instrument MicrOmega s'appuie notamment sur l'expérience acquise dans les projets OMEGA (imageur hyperspectral dans le visible et l'IR à bord de la sonde Mars Express de l'ESA) et CIVA-M/I (microscope hyperspectral dans le PIR à bord de la mission Rosetta de l'ESA) développés au sein de l'Institut d'Astrophysique Spatiale à Orsay.

4.1.2 Concept instrumental et création du cube-image

Contrairement aux spectro-imageurs sur les sondes en orbite où l'acquisition du cube-image (x,y,λ) se fait en utilisant le détecteur matriciel pour les dimensions x et λ (le système de dispersion renvoie les différentes longueurs d'ondes sur une ligne de la matrice, les pixels devenant alors des éléments spectraux) et en utilisant le mouvement du satellite pour la dimension y, le concept utilisé ici, sans pièce mobile, est basé sur l'acquisition séquentielles d'images monochromatiques.

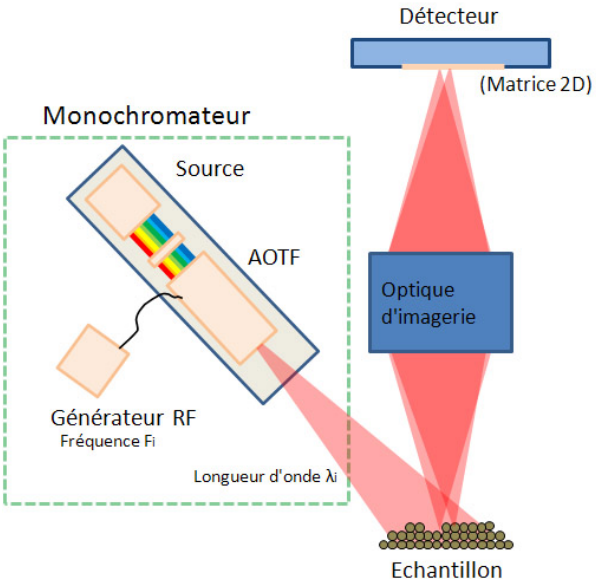


FIGURE 4.1 – *Concept de l'instrument MicrOmega.*

L'acquisition du cube-image se fait donc de la manière suivante : un faisceau de lumière mono-

chromatique illumine l'échantillon et une image complète de ce dernier est acquise à cette longueur d'onde sur à un détecteur matriciel. En faisant varier la longueur d'onde, on construit progressivement le cube-image (x,y,λ). Sur ce point, le filtre acousto-optique (AOTF) est une alternative particulièrement intéressante au monochromateur à réseau tournant utilisé pour CIVA-M/I, comme nous allons le voir dans la suite, car il permet la commande de la longueur d'onde illuminant l'échantillon de manière électronique, tout en étant plus efficace d'un point de vue photométrique.

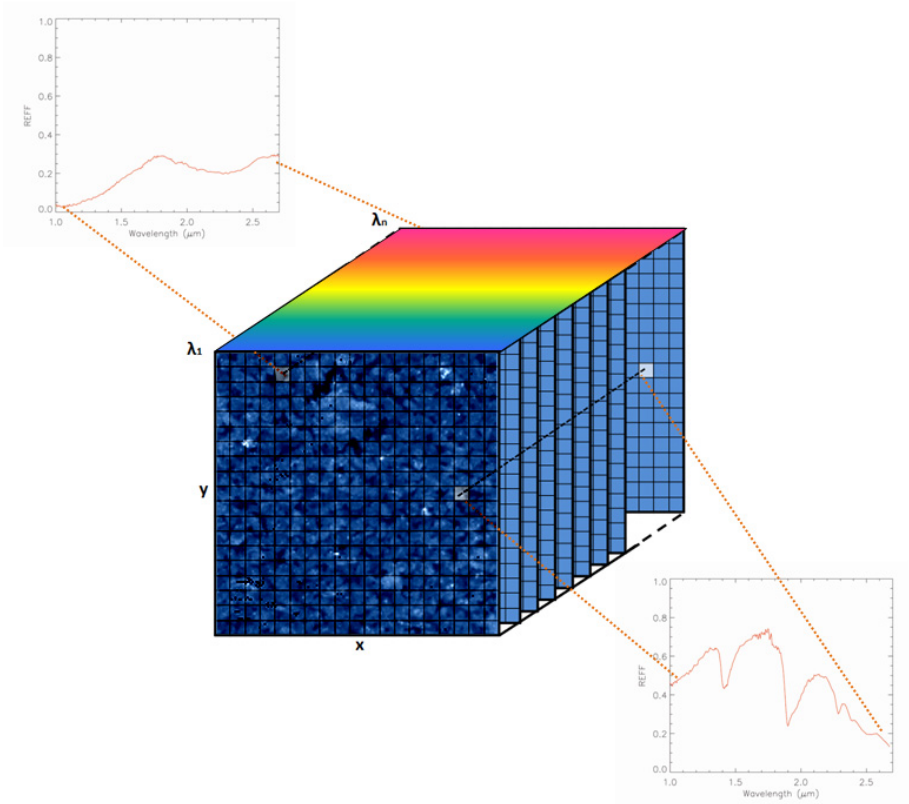


FIGURE 4.2 – *Concept de l'imagerie hyperspectrale. Le cube hyperspectral possède trois dimensions : deux dimensions spatiales (x et y) et une dimension spectrale (λ).*

4.2 Système de détection

4.2.1 Introduction

Une fois la lumière diffusée par l'échantillon, elle contient une information sur sa composition et les paramètres physiques des grains la composant. La première étape est donc de collecter cette lumière à l'aide d'une optique d'imagerie, puis de la renvoyer vers un détecteur dont la fonction consiste à transformer l'énergie photonique du signal reçu en un signal électrique exploitable (sous forme de tension ou de courant).

4.2.2 Détecteur

La conception d'un instrument de type microscope/imageur hyperspectral commence par le choix du système de détection et notamment de sa gamme spectrale. Dans notre cas, celle-ci est typiquement de l'ordre de 0.9-3.5 μm, mais elle pourra varier en fonction des besoins scientifiques, des opportunités et des contraintes liées à la mission. Je présente dans cette partie les différents critères de choix d'un détecteur et évalue leur pertinence en fonction de notre application et de nos besoins. Le détecteur peut-être divisé en deux parties fonctionnelles distinctes : la partie collection et la partie lecture du signal.

4.2.2.1 Collecte du signal

Principe

Les meilleurs détecteurs de lumière dans le PIR sont les structures cristallines qui fournissent une séparation bien définie entre la bande de valence, dans laquelle les électrons sont captifs, et la bande de conduction, où les électrons sont libres de se déplacer à travers le réseau cristallin. La zone entre bandes de valence et de conduction, ou « bande interdite », est appelée « gap » dans la suite. L'association de différents semi-conducteurs tels que InSb, InGaAs, ou encore HgCdTe est très couramment utilisée pour la détection dans le PIR. Lorsqu'un photon avec une énergie plus importante que le gap séparant la bande de valence de la bande de conduction est absorbé, un électron va passer de la bande de valence à la bande de conduction, créant un courant. Ce dernier est alors intégré dans une capacité au niveau de chaque pixel, appelé puits dans la suite. La charge ainsi créée est donc proportionnelle à la quantité de lumière reçue, qui dépend elle-même du temps d'intégration. La gamme de longueurs d'onde auxquelles le détecteur est sensible dépend du gap énergétique défini notamment par les matériaux utilisés. Pour détecter des photons de longueur d'onde élevée par exemple, on cherchera un matériau à faible gap. Toutefois, un faible gap sera également synonyme de courant d'obscurité élevé. Ce courant parasite qui remplit les puits du détecteur est en fait le courant électrique résiduel en l'absence d'éclairement lumineux. Il dépend du matériau considéréré et de sa température. Plus le gap sera faible, plus important sera le nombre de particules dans des états d'énergie suffisants pour franchir ce gap et ainsi générer un courant parasite. Pour réduire ce courant d'obscurité, il faut donc réduire le nombre de particules se trouvant dans des états énergétiques leur permettant de franchir le gap et donc réduire la température du système. C'est la raison pour laquelle ces détecteurs doivent généralement être refroidis.

En fonction de la gamme spectrale que l'on souhaite, on choisira un matériau plutôt qu'un autre. La gamme spectrale de sensibilité du détecteur est véritablement un élément fondamental. En effet cette dernière doit permettre de couvrir la gamme spectrale de l'instrument, sans toutefois aller trop loin dans l'infrarouge du fait du flux thermique parasite. Le paramètre permettant de mesurer cette sensibilité est l'efficacité quantique du détecteur (QE pour Quantum Efficiency), qui est le rapport entre le nombre de charges électroniques collectées et le nombre de photons incidents à la surface du détecteur. Ce paramètre est le produit du facteur de transmission du traitement anti-reflet présent sur la surface photosensible et de l'efficacité quantique propre au matériau utilisé. Dans la suite nous utiliserons le terme de « longueur d'onde de coupure » comme la longueur d'onde maximale λ_{co} dans l'IR donnant un rendement quantique égal à 50 % du rendement quantique maximum (Fig. 4.3).

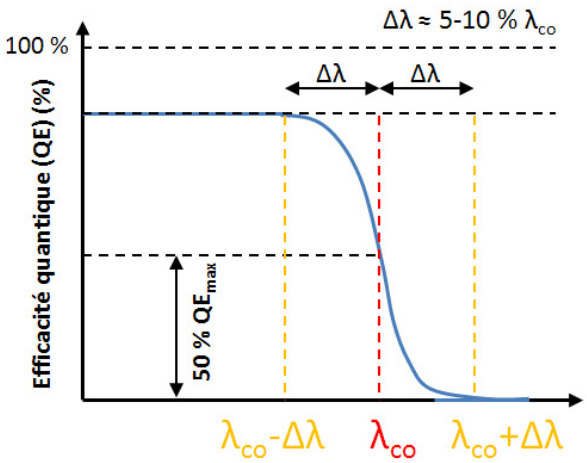


FIGURE 4.3 – *Schéma illustrant la notion de longueur d'onde de coupure.*

Les détecteurs MCT

L'un des matériaux « phares » actuellement pour les détecteurs fonctionnant dans le PIR est le mélange ternaire HgCdTe (MCT). La formule exacte est :

$$Hg_{1-x}Cd_xTe \tag{4.1}$$

avec x le rapport de mélange. En fonction de ce rapport, on peut faire varier le gap énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction et ainsi la longueur d'onde de coupure et donc optimiser la fenêtre de sensibilité du détecteur. Il existe une loi empirique reliant ce gap au rapport de mélange x (Tennant *et al.*, 2008) :

$$E_g = \frac{hc}{\lambda_{co}} = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35(1-2x)\ 10^{-4}\ T \tag{4.2}$$

avec T la température du matériau.

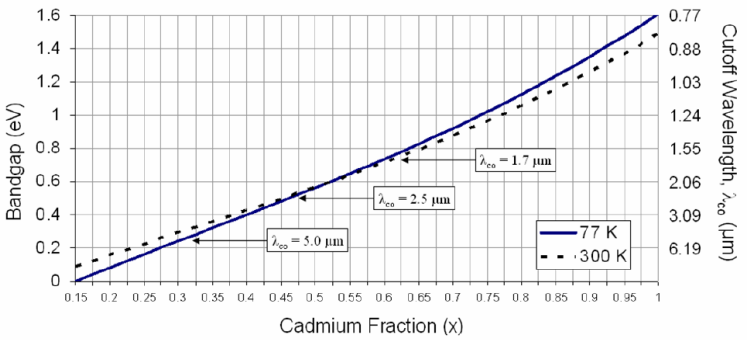


FIGURE 4.4 – *Evolution de la longueur d'onde de coupure du détecteur λ_{co} avec le rapport de mélange x (fraction de cadmium par rapport au mercure). Tennant et al. (2008).*

Les matrices MCT sont actuellement développées sur un substrat de type CdZnTe. Ce substrat, opaque dans le visible et le PIR jusqu'à 0.9 μm se retrouve côté illumination sur la matrice finale.

Afin de rendre les détecteurs sensibles en-dessous de 0.9 μm, les fabricants ont développé une méthode d'amincissement du substrat, permettant d'augmenter la sensibilité du détecteur jusque dans le visible, voire l'UV, comme le montre la figure 4.5.

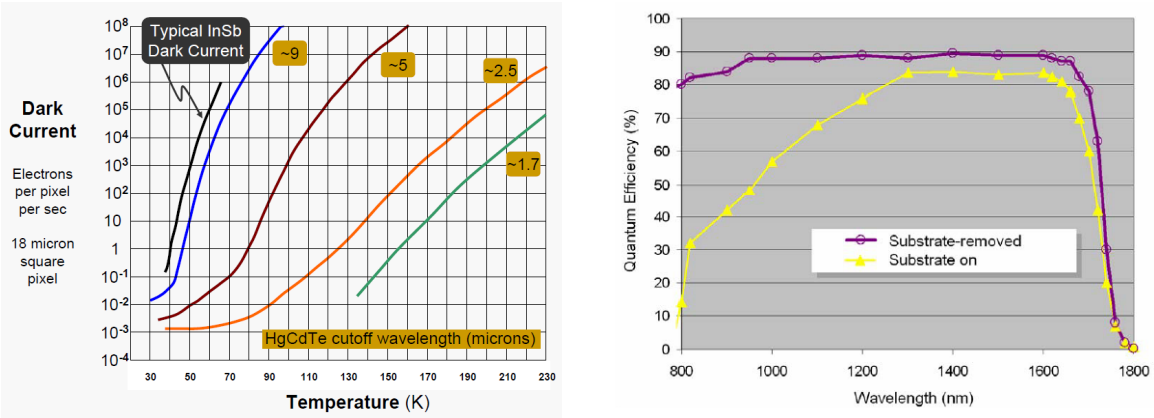


FIGURE 4.5 – *A gauche : évolution du courant d'obscurité en e^-/s/pix avec la température pour différents détecteurs MCT et comparaison avec un détecteur de type InSb (pixels de 18 µm). A droite : variation de l'efficacité quantique d'un détecteur de type MCT aminci et comparaison avec un détecteur MCT non-aminci. Tennant et al. (2008).*

Enfin, les matrices MCT présentent également des courants d'obscurité plus faibles que pour la plupart des autres matériaux comme l'InSb notamment, et cela jusqu'à plusieurs ordres de grandeur. Bien qu'il n'existe actuellement pas de modèle théorique permettant de quantifier ce courant, des modèles empiriques existent et permettent d'obtenir rapidement un ordre de grandeur en ce qui concerne les détecteurs MCT (Fig. 4.5).

4.2.2.2 Lecture du signal

Dans le cas des matrices de détecteurs fonctionnant dans le PIR, la charge collectée est généralement convertie en une tension au niveau de chaque pixel par l'intermédiaire d'un circuit CMOS, composé notamment d'un étage amplificateur. Deux paramètres sont particulièrement critiques dans l'élaboration de ce circuit : le flux attendu et la fréquence de lecture. Ces paramètres définissent d'une part la profondeur des puits, i.e. le nombre d'électrons qui peuvent être stockés sur un temps d'intégration donné, et d'autre part le bruit de lecture.

Il existe trois types d'étages amplificateurs utilisés dans le cadre de ces structures CMOS, présentés sur la figure 4.6, et adaptés à des situations différentes en termes de flux incidents et de bruit de lecture. L'utilisation d'un circuit de type « direct injection » par exemple requiert un courant en entrée minimal généralement assez important (correspondant à un flux typiquement de l'ordre 10^7-10^8 e^-/pix/s) pour déclencher l'acquisition. L'utilisation de circuits de type CTIA est plus adaptée pour des flux plus faibles. En contrepartie, le circuit est plus complexe et la taille des pixels des détecteurs utilisant ce type de circuits est aujourd'hui limité à environ 30 μm, contrairement aux détecteurs utilisant la « direct injection », dont la taille des pixels peut descendre à 15 μm.

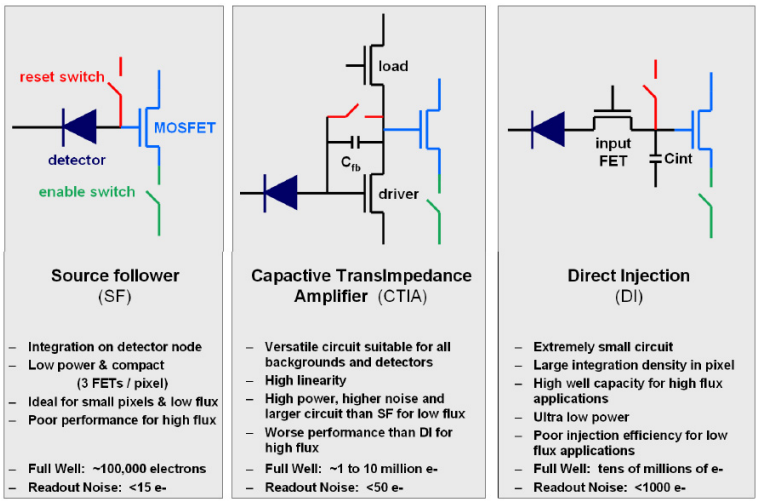


FIGURE 4.6 – *Schémas électroniques des principales architectures existantes pour les circuits de lecture des détecteurs IR avec leurs propriétés.*

En outre, un bruit de lecture vient se greffer au signal lors du processus de conversion charge-tension. Tous les étages amplificateurs souffrent de ce bruit de lecture, qui est une variation aléatoire de la tension de sortie, indépendante de la charge en entrée.

4.2.2.3 Critères de choix du détecteur

Les principaux critères de choix du détecteur dans notre cas sont les suivants :

– gamme spectrale et efficacité quantique ;

– courant d'obscurité et température nécessaire ;

– taille de la matrice (n x p pixels) ;

– taille des pixels ;

– profondeur des puits ;

– étage amplificateur, bruit de lecture et signal minimal détectable.

Conformément aux spécifications définies dans le chapitre 2, la gamme spectrale d'intérêt est de l'ordre de 0.9-3.5 μm, mais doit pouvoir être adaptée en fonction des besoins et des contraintes de la mission. On pourra ainsi chercher à étendre la gamme spectrale vers le visible. Les matrices MCT semblent ici convenir parfaitement à nos besoins. Les matrices disponibles à l'heure actuelle sont typiquement de quelques centaines de pixels de côté, avec des tailles de pixels entre 15 et 30 μm, ce qui est conforme aux spécifications définies en terme de champ de vue et d'échantillonnage spatial dans le chapitre 3. Il sera toujours possible d'utiliser une optique d'imagerie avec un grandissement supérieur à 1 afin de réduire le pas d'échantillonnage spatial au niveau de l'échantillon. D'autre par, une étape de compression permettra de limiter le volume des données à un niveau compatible avec leur transmission

dans un délai raisonnable. Les questions relatives aux différents flux et bruits et leur impact sur le choix du détecteur seront développés dans le chapitre 5 puis dans le chapitre 9.

4.2.3 Optique d'imagerie associée

L'optique d'imagerie est un élément central de l'instrument et les choix faits pour son design ont des conséquences importantes sur ses performances, comme expliqué dans le chapitre 3. L'objectif de cette optique d'imagerie est de faire l'image de l'échantillon observé sur le détecteur matriciel, et ceci pour chaque longueur d'onde du cube-image, avec un grandissement permettant d'atteindre l'échantillonnage spatial désiré. Ce grandissement est typiquement de l'ordre de 1 à 1.5 pour atteindre un pas d'échantillonnage spatial de l'ordre de 20 μm, comme spécifié dans le chapitre 3.

D'autre part, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, l'image d'un point source par une optique à une longueur d'onde donnée est le résultat de la convolution de la figure de diffraction avec les différentes aberrations géométriques. Bien que la taille de la tâche de diffraction soit inversement proportionnelle au diamètre de l'objectif, ce dernier est relativement figé par les contraintes de masse et de volume liées à la mission. Ce paramètre étant plus ou moins fixé, la minimisation de la tâche image se résumera à la limitation des effets des différentes aberrations, sachant que la résolution spatiale est également limitée par la taille des pixels du détecteur matriciel. On se fixera ainsi comme objectif d'obtenir une tâche image plus petite que le pixel dans le cas où la taille de la tâche de diffraction est inférieure à la taille du pixel, et plus petite que la tâche de diffraction dans le cas où celle-ci est supérieure à la taille du pixel. Il est important de préciser que ceci doit être réalisé sur toute la gamme spectrale considérée et pour l'ensemble des points de l'image. A ceci vient s'ajouter la question de la profondeur de champ, comme spécifié dans le chapitre 3, et typiquement de l'ordre de 200 μm ($\pm$100 μm). Cette profondeur de champ est directement liée à l'ouverture numérique de l'objectif et sera d'autant plus importante que cette ouverture numérique sera faible.

Afin de limiter les aberrations, on place une pupille, réduisant les rayons marginaux provenant de l'échantillon. Cette pupille permet également de refroidir des zones du champ de vue du détecteur. Sa position et sa taille devront faire l'objet d'un compromis compromis entre bilan photométrique, RSB, PSF et profondeur de champ (Fig. 4.7).

Le design de l'optique d'imagerie doit également tenir compte de la plage de température pour laquelle l'instrument devra pouvoir fonctionner. La plage de température à laquelle peut être soumis l'optique d'imagerie et la structure le reliant à l'échantillon dépend entièrement du design et des propriétés thermiques des matériaux mais peut typiquement s'étaler sur plus d'une dizaine de K en opération. Plus la température sera importante, plus les matériaux composants l'instrument auront tendance à se dilater. La profondeur de champ doit donc permettre un fonctionnement de l'instrument sur cette gamme de température, soit typiquement plusieurs dizaines de microns.

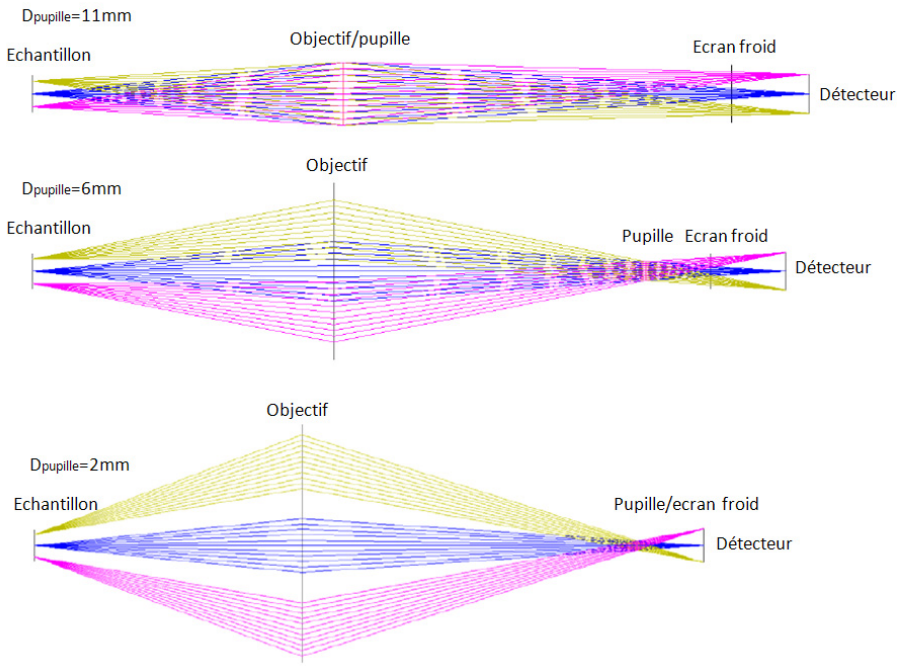


FIGURE 4.7 – *Exemples de designs possibles montrant l'influence de la position de la pupille sur l'environnement vu par le détecteur.*

4.3 Système d'illumination basé sur le concept de l'AOTF

4.3.1 Introduction

Après le choix du système de détection, vient l'élaboration du système de dispersion. Celui-ci doit répondre aux spécifications énoncées dans le chapitre 2. Ainsi nous avons vu qu'un pas d'échantillonnage spectral de l'ordre de 20 cm^{-1} était suffisant, i.e. notre système de dispersion doit pouvoir atteindre une FWHM du même ordre de grandeur. D'autre part le système choisi doit pouvoir réaliser cette dispersion sans pièce mobile, afin d'augmenter la fiabilité de l'instrument. Les filtres acousto-optiques (AOTF, Acousto-Optic Tunable Filter), apparaissent ici comme une solution particulièrement intéressante. La dispersion d'un faisceau lumineux s'effectue en faisant interagir ce faisceau avec une onde acoustique dans un cristal. L'onde acoustique, commandée électroniquement, sélectionne la longueur d'onde filtrée comme nous allons le voir, sans nécessiter de pièce mobile. D'autre part l'efficacité de ce genre de filtre est bien meilleure que celle des réseaux (jusqu'à plusieurs ordres de grandeur), notamment grâce à une ouverture importante (typiquement quelques dizaines de mm^2). Enfin, la vitesse de scan est élevée (de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes, mais peut être plus importante à cause des interfaces électroniques) et l'ordre des longueurs d'onde à filtrer peut se faire à convenance sans contrainte particulière.

Ces nombreux avantages font de l'AOTF un élément à fort potentiel dans l'élaboration de la prochaine génération d'instruments spatiaux et justifient son choix dans le cadre du développement de MicrOmega. A noter que ces systèmes ont été proposés à l'origine par nos collègues de l'IKI à Moscou pour équiper des instruments d'analyse atmosphérique, et sont actuellement utilisés pour les instru-

ments SPICAM et SPICAV des missions Mars Express et Venus Express.

Cette section a vocation à introduire quelques éléments de théorie permettant de mieux appréhender les phénomènes liés à l'acousto-optique et le fonctionnement d'un AOTF. Je présenterai également les problématiques liées à l'utilisation d'un AOTF dans le cadre de la conception de l'instrument MicrOmega.

4.3.2 Principe de l'interaction acousto-optique en régime de Bragg

4.3.2.1 Cas d'un milieu isotrope

Considérons une onde lumineuse se propageant dans un matériau isotrope transparent pour les photons. Envoyons dans ce même matériau une onde acoustique de vecteur d'onde $\vec{K_a}$ et de pulsation Ω_a. Cette onde acoustique va créer une modulation de la densité moléculaire du milieu $N(x,t)$ autour de sa densité moyenne N_0 :

$$N(x,t) = N_0\,[1 + \Delta \sin(\Omega t - K_a x)] \tag{4.3}$$

Cette variation de la densité, dont l'amplitude Δ est typiquement de l'ordre de 10^{-4}, induit une modulation de la permittivité électrique ϵ_R du milieu et ainsi une modulation de l'indice de réfraction :

$$n(x,t) = n + \Delta_{nm} \sin(\Omega t - K_a x) \tag{4.4}$$

avec Δ_{nm} également de l'ordre de 10^{-4}.

A l'instant t, cette onde acoustique entraîne donc une variation périodique de l'indice de réfraction sur l'ensemble du milieu de propagation. Ces variations apparaissent en première approximation comme immobiles vis-à-vis de l'onde lumineuse incidente car les vitesses accoustiques (quelques centaines à quelques milliers de m/s typiquement) sont négligeables devant la vitesse de la lumière c/n dans le milieu de propagation (c=3.10^8 m.s^{-1}). Le faisceau lumineux incident va interagir avec ce milieu dont l'indice de réfraction varie périodiquement et être diffracté.

En introduisant le paramètre Q défini par :

$$Q = \frac{2\pi\lambda_0 L}{n\Lambda^2 \cos\theta_0} \tag{4.5}$$

avec λ_0 la longueur d'onde de l'onde lumineuse incidente dans le vide, Λ la longueur d'onde de l'onde acoustique dans le matériau, n l'indice optique du matériau, L la longueur d'interaction entre les deux ondes, et θ_0 l'angle entre le faisceau lumineux incident et le plan d'onde acoustique, on peut identifier deux régimes (Klein and Cook, 1967). Pour une valeur de Q faible devant 1 (L typiquement de l'ordre millimétrique), on se situe dans le régime de Raman et Nath, alors que pour des valeurs de Q supérieures à 1 (L typiquement de l'ordre de quelques centimètres), on se situe en régime de Bragg. Le premier se caractérise par une diffraction du faisceau incident en une multitude d'ordres de la même façon qu'un réseau fin de diffraction, alors que dans le cas du second (réseau « épais »), le faisceau diffracté se concentre en un unique ordre. Seule un faisceau de lumière incident faisant un angle θ_B, appelé angle de Bragg, permet l'interaction acousto-optique dans ce régime (Eq. 4.6).

$$\sin\theta_B = \frac{\lambda_0}{2n\Lambda} \tag{4.6}$$

Le faisceau diffracté est alors dévié d'un angle égal à $2\theta_B$ (Fig. 4.8). En effet, seules les directions de la lumière inclinées de θ_B par rapport aux plans d'ondes acoustiques et diffractées suivant ce même angle θ_B donnent lieu à des interférences constructives. Il n'y a pas de lumière diffractée dans d'autres directions que θ_B. Suivant, la direction de propagation de l'onde accoustique, on a aura l'un ou l'autre des deux cas :

FIGURE 4.8 – *Interaction de Bragg entre un faisceau lumineux incident et un faisceau acoustique. A gauche : procédé anti-Stokes. A droite : procédé Stokes.*

L'interaction acousto-optique peut en effet s'interpréter comme l'interaction entre un photon et un phonon entraînant la conservation de l'énergie et du vecteur d'onde :

$$\omega_i \pm \Omega_a = \omega_d \tag{4.7}$$

$$\vec{k_i} \pm \vec{K_a} = \vec{k_d} \tag{4.8}$$

avec ω_i la pulsation de l'onde lumineuse incidente, ω_d celle de l'onde lumineuse diffractée, Ω_a celle de l'onde acoustique, $\vec{k_i}$ le vecteur d'onde associé à l'onde lumineuse incidente, $\vec{k_d}$ celui de l'onde lumineuse diffractée et $\vec{K_a}$ celui de l'onde acoustique.

On peut noter que la fréquence du faisceau diffracté subit un décalage de type Doppler de $\pm\frac{c}{n\Lambda}$, du fait de la mobilité de l'onde acoustique. Toutefois ce décalage est tout à fait négligeable, les fréquences des ondes acoustiques mises en jeu étant de l'ordre du gigahertz au maximum, à comparer à la fréquence des ondes lumineuses de 10^{14} - 10^{15} Hz. Nous négligerons donc ce décalage dans la suite.

On a donc :

$$\left|\vec{k_i}\right| = \left|\vec{k_d}\right| = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \tag{4.9}$$

On peut représenter ces conditions, que nous appellerons conditions d'accord des phases de Bragg dans la suite, dans les milieux isotropes par la figure 4.9 où les vecteurs d'ondes ont leurs extrémités sur le même cercle de rayon $\frac{2\pi n}{\lambda_0}$. Une de ses propriétés remarquables est que les angles d'incidence et de diffraction sont opposés. Cela se traduit, sur la figure, par le fait que les vecteurs d'ondes sont symétriques par rapport à la normale au vecteur d'onde $\vec{K_a}$ du réseau. L'onde diffractée semble résulter de la réflexion de l'onde incidente sur les plans du réseau, imposant ainsi une déviation de $2\theta_B$ du faisceau incident.

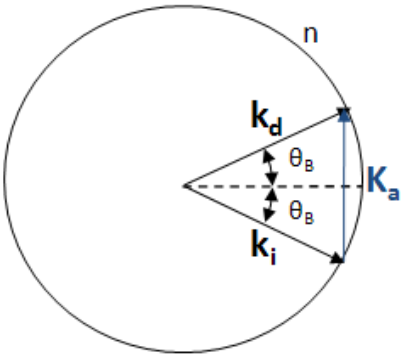


FIGURE 4.9 – *Diagramme de phases, dans le cas de la diffraction de Bragg dans un milieu isotrope.*

Phariseau (1956) a montré que l'intensité du faiceau diffracté pouvait s'exprimer sous la forme :

$$I_d = I_0 \left[\frac{\gamma}{2}\right]^2 \frac{\sin^2\left[\sqrt{\kappa^2 + (\gamma/2)^2}\right]}{\kappa^2 + (\gamma/2)^2} \tag{4.10}$$

avec :

$$\gamma = \frac{k_0 \Delta_{nm} L}{\cos\theta_0} \tag{4.11}$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \tag{4.12}$$

$\vec{k_0}$ est le vecteur d'onde du faisceau lumineux incident dans le vide. et :

$$\kappa = \frac{Q}{4} - \frac{K_a L \tan\theta_0}{2} \tag{4.13}$$

L'intensité atteint un maximum pour $\kappa = 0$, soit :

$$\sin\theta_0 = \frac{\lambda_0}{2n\Lambda} \text{ et } I_{dmax} = I_0 \sin^2\left(\frac{\gamma}{2}\right) \tag{4.14}$$

On retrouve bien la condition sur l'angle d'incidence de l'équation 4.6. On peut également noter d'après l'équation 4.14 que l'efficacité de la diffraction peut atteindre en théorie 100 %. Ce résultat est à comparer avec l'efficacité de diffraction en régime de Raman et Nath. La solution des équations en régime de Raman et Nath montre que l'amplitude de l'ordre m est donné par la fonction de Bessel d'ordre m, limitant ainsi le maximum d'efficacité à environ 34 %, et ne constitue donc pas une solution intéressante pour le filtrage spectral que nous désirons.

En régime de Bragg, dans un cristal isotrope, nous sommes donc capable de filtrer efficacement une bande spectrale en appliquant le champ acoustique nécessaire. Toutefois, il subsiste une contrainte liée à la tolérance sur l'écart à l'angle d'incidence moyen, qui est très réduit dans le cas d'un milieu isotrope. On a en effet typiquement des valeurs de l'ordre du milliradian, ce qui impose un faisceau colimaté avec une précision du même ordre de grandeur, incompatible avec une source spatialement étendue en profondeur, comme le filament d'une ampoule.

4.3.2.2 Cas d'un milieu anisotrope

Afin de palier les contraintes inhérentes à l'interaction acousto-optique en milieu isotrope, Harris and Wallace (1969) ont l'idée d'utiliser des matériaux anisotropes pour développer un nouveau type de filtre optique utilisant l'interaction acousto-optique.

Dans le cas d'un milieu biréfringeant d'indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e, les faisceaux de lumière polarisés ordinaire et extraordinaire ne voient pas le même indice optique : la polarisation ordinaire voit un indice constant quelque soit sa direction de propagation alors que la polarisation extraordinaire voit un indice qui dépend de la direction de propagation de la lumière dans le milieu. Il en résulte une séparation angulaire des deux faisceaux. L'indice vu par la polarisation extraordinaire est décrit par un ellipsoïde d'indice. En faisant l'hypothèse que l'axe optique est compris dans le plan de propagation de la lumière, on peut ramener le problème à deux dimensions et décrire cette variation par une ellipse. On peut donc calculer l'indice n en fonction de l'angle entre la direction de propagation et l'axe optique, θ :

$$n(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{(n_o \sin\theta)^2 + (n_e \cos\theta)^2}} \tag{4.15}$$

La condition sur l'accord des phases de Bragg s'exprime dans le cas d'un milieu anisotrope par les relations suivantes :

$$\vec{k_i} + \vec{K_a} = \vec{k_d} \tag{4.16}$$

$$\left|\vec{k_i}\right| = \frac{2\pi n_i}{\lambda_0} \tag{4.17}$$

$$\left|\vec{k_d}\right| = \frac{2\pi n_d}{\lambda_0} \tag{4.18}$$

avec n_i et n_d les indices vus par les faisceaux incidents et diffractés.

Ces relations impliquent l'existence de quatre scenarii possibles :

- deux scenarii similaires au cas d'un milieu isotrope où l'on observe notamment la symétrie angulaire de la diffraction ;
- deux scenarii impliquant pour le premier une diffraction du faisceau incident polarisé ordinaire en un faisceau polarisé extraordinaire et pour le deuxième une diffraction du faisceau incident polarisé extraordinaire en un faisceau polarisé ordinaire, soit une rotation du plan de polarisation de 90°.

Suivant les paramètres géométriques choisis (angle d'incidence du faisceau incident, angle entre le faisceau incident et l'onde acoustique, orientation de l'axe optique du cristal), ces scenarii seront ou non permis par les conditions sur l'accord de phases et se produiront alors ou non. A titre d'exemple, le schéma de la figure 4.10 représente le cas d'un faisceau incident polarisé extraordinaire diffracté en un faiceau polarisé ordinaire.

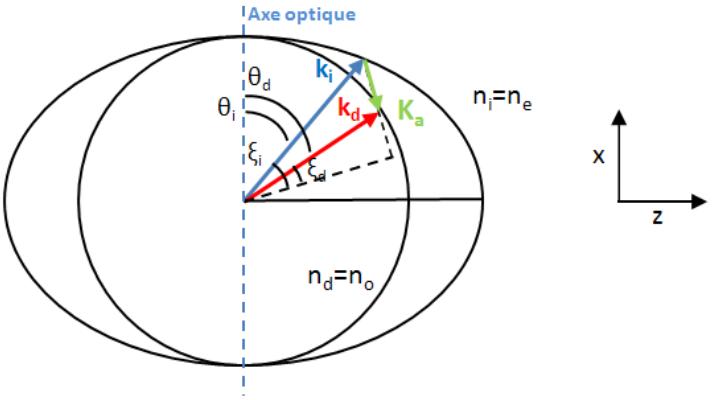


FIGURE 4.10 – *Exemple de diagramme de phases, dans le cas de la diffraction de Bragg dans un milieu anisotrope.*

Les conventions suivantes ont été adoptées dans la suite de cette partie :

- ξ_i : angle entre $\vec{k_i}$ et la perpendiculaire à $\vec{K_a}$;
- ξ_d : angle entre $\vec{k_d}$ et la perpendiculaire à $\vec{K_a}$;
- θ_i : angle entre $\vec{k_i}$ et l'axe optique (x) ;
- θ_d : angle entre $\vec{k_d}$ et l'axe optique (x) ;
- θ_0 : angle entre $\vec{k_i}$ et l'axe z (on a ainsi $\theta_i + \theta_0 = \pi/2$) ;
- θ_a : angle entre $\vec{k_i}$ et l'axe z ;
- Δn_b : différence d'indice optique dans le plan orthogonal à l'axe optique.

Géométriquement, nous pouvons établir les relations suivantes (Fig. 4.10) :

$$k_d \cos(\xi_d) = k_i \cos(\xi_i) \tag{4.19}$$

$$k_d \sin(\xi_d) + k_i \sin(\xi_i) = K_a \tag{4.20}$$

Ces deux relations nous permettent d'obtenir l'expression de θ_i et θ_d en fonction des paramètres des différentes ondes et des indices de réfractions vus par ces ondes :

$$\sin(\xi_i) = \frac{1}{2n_i}\frac{\lambda_0 f}{V}\left[1 + \left(\frac{V}{\lambda_0 f}\right)^2 \left(n_i^2 - n_d^2\right)\right] \tag{4.21}$$

$$\sin(\xi_d) = \frac{1}{2n_d}\frac{\lambda_0 f}{V}\left[1 - \left(\frac{V}{\lambda_0 f}\right)^2 \left(n_i^2 - n_d^2\right)\right] \tag{4.22}$$

avec V la vitesse de l'onde acoustique.

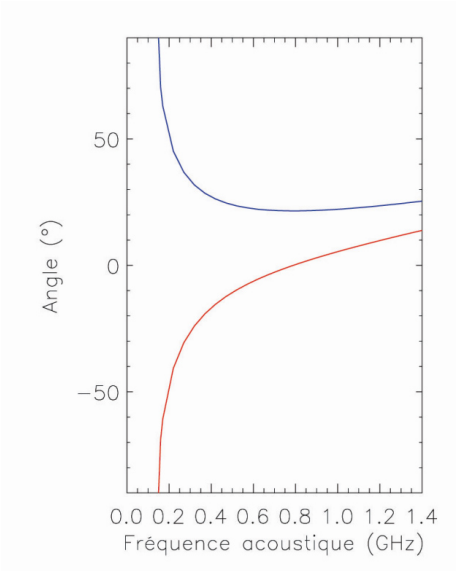


FIGURE 4.11 – *Evolution des angles ξ_i du faisceau incident et ξ_d du faisceau diffusé avec la fréquence de l'onde acoustique pour n_i=2.15, n_d=2, V=10^5 cm/s et λ=1 μm.*

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.11, l'interaction acousto-optique peut avoir lieu pour une gamme assez étendue d'angles d'incidence (pour une longueur d'onde donnée), à condition de pouvoir régler l'orientation du faiceau acoustique et sa fréquence. Nous observons toutefois une fréquence minimum en dessous de laquelle l'interaction optique n'est plus possible, i.e. la norme du vecteur $\vec{K_a}$ est trop faible pour qu'il y ait accord de phase.

Dans le cas de l'accord des phases de Bragg, Chang (1976) a montré que l'intensité diffractée pouvait se mettre sous la forme :

$$I_d = I_0 \sin^2(\Gamma L) \tag{4.23}$$

$$\Gamma^2 = M_2 P_A \frac{\pi^2}{2LH\lambda_0^2} \tag{4.24}$$

avec P_A la puissance acoustique totale, L et H la longueur et la largeur d'interaction acousto-optique. M_2 est la figure de mérite relative au matériau utilisé et est définie par :

$$M_2 = \frac{n_i^2 n_d^3 p^2}{\rho V^3} \tag{4.25}$$

avec ρ la masse volumique du matériau et p son coefficient photoélastique dans la configuration géométrique choisie.

Cette figure de mérite est un indicateur de l'efficacité d'un matériau pour l'interaction acousto-optique. En effet, comme nous le verrons plus loin, plus cet indicateur est élevé, moins la puissance acoustique nécessaire est importante, à efficacité égale.

Chang (1976) a également montré que l'expression de l'angle d'ouverture, défini dans la section

4.3.2.1, pouvait s'approximer pour des angles d'incidence compris dans la gamme 10-30°par :

$$\Delta\theta_i = 2n\sqrt{\frac{\lambda_0}{L\Delta n_b\left|3\cos^2\theta_i - 1\right|}} \tag{4.26}$$

Les valeurs typiques dans les cas des matériaux anisotropes sont de l'ordre de quelques degrés.

D'autre part, la séparation angulaire entre l'ordre 0 et les ordres 1 et -1 dans le cristal peut s'exprimer sous la forme simplifiée :

$$\Delta\Theta = \Delta n_b \sin(2\theta_i) \tag{4.27}$$

ce qui donne typiquement des séparations de l'ordre de quelques degrés. Dans le cas d'un angle d'incidence θ_i = 20°et Δn_b =0.15, on trouve ainsi 5.5°.

4.3.2.3 Conception d'un AOTF

L'interaction acousto-optique dans le cas d'un milieu anisotrope présente comme nous venons de le voir un grand intérêt pour le filtrage spectral d'un faisceau de lumière. Nous avons jusqu'ici traité le problème de l'interaction acousto-optique dans le cas de l'accord strict des phases de Bragg. Or cet accord strict n'est valable que pour un ensemble unique de vecteurs. Cependant, en cas de faible écart, l'interaction acousto-optique aura tout de même lieu, avec une efficacité moindre, cette efficacité décroissant à mesure que l'on s'éloigne de la condition d'accord de phases strict, jusqu'à devenir nulle. Cet écart a deux causes principales : l'extension angulaire du faisceau acoustique et l'extension angulaire du faiceau incident. C'est cet écart à l'accort strict qui va donner sa largeur spectrale au faisceau diffracté, ainsi que la tolérance sur l'angle d'incidence du faisceau incident.

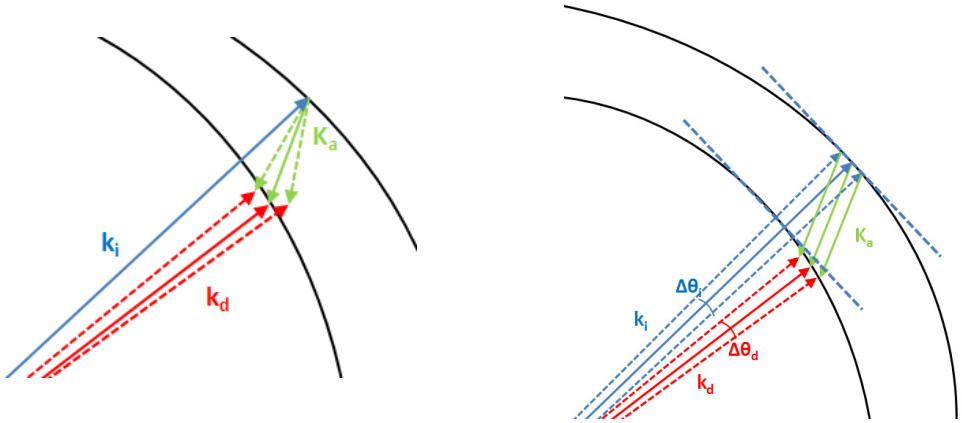


FIGURE 4.12 – *Ecarts par rapport à l'écart strict des phases et influence sur la tolérance sur l'angle entre le faisceau de lumière incident et l'onse acoustique (à gauche) et sur la tolérance sur l'angle d'incidence et sur la divergence du faisceau diffracté (à droite).*

En introduisant un écart ΔK on a :

$$\Delta\vec{K} = \vec{k_i} + \vec{K_a} - \vec{k_d} \tag{4.28}$$

Nous pouvons ainsi déterminer la nouvelle expression de l'intensité diffractée (Chang, 1976) :

$$I_d = I_0 \Gamma^2 L^2 \frac{\sin^2 \sqrt{\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)^2 + \Gamma^2 L^2}}{\left(\frac{\Delta KL}{2}\right)^2 + \Gamma^2 L^2} \tag{4.29}$$

avec :

$$\Delta K = \frac{k_i}{2\eta}\left[1 - \frac{n_d^2}{n_i^2} + 2\frac{K_a}{k_i}\cos(\theta_0 + \theta_a) + \frac{K_a^2}{k_i^2}\right] \tag{4.30}$$

$$\eta = \cos(\theta_0) + \frac{K_a}{k_i}\cos(\theta_a) \tag{4.31}$$

Nous pouvons constater l'apparition d'une fonction similaire au sinus cardinal (noté « sinc » dans la suite). Ainsi, plus de décalage ΔK est important, plus nous allons nous éloigner du maximum de la fonction et plus l'intensité diffractée diminuera.

L'intensité maximale atteignable en théorie est de 100 % et obtenue pour :

$$\Delta K = 0 \text{ et } \Gamma L = \frac{\pi}{2} \tag{4.32}$$

soit :

$$\Delta K = 0 \text{ et } \sqrt{\frac{M_2 P_A L}{2H}}\frac{\pi}{\lambda_0} = \frac{\pi}{2} \tag{4.33}$$

Nous pouvons constater que la puissance acoustique à utiliser sera d'autant plus importante que le facteur de mérite M_2 est faible.

D'un point de vue géométrique, le cas colinéaire ($\vec{K_a}$, $\vec{k_i}$ et $\vec{k_d}$ colinéaires) est relativement simple : les faisceaux incidents, accoustiques et diffractés ont une direction identique, quelque soit la longueur d'onde. C'est ce concept qui a été historiquement développé en premier (Harris and Wallace, 1969). Toutefois les matériaux utilisables pour développer des AOTFs colinéaires (α-quartz, $LiNbO_3$, $CaMoO_4$, Tl_3AsSe_3) sont non seulement peu nombreux, mais ont également un facteur de mérite relativement faible. Des méthodes de diffraction acousto-optique dans le cas non-colinéaire ont alors été développées afin de pouvoir utiliser des matériaux plus performants (Chang, 1976 ; Yano and Watanabe, 1976), tel que le dioxyde de tellure (TeO_2). Ce matériau par exemple qui a une figure de mérite 500 fois plus importante que le quartz, demande environ 10 fois moins de puissance acoustique pour obtenir une efficacité de diffraction équivalente. Le cas non-colinéaire est donc de loin le cas le plus utilisé pour les AOTFs et la grande majorité sont faits à partir de cristaux de TeO_2.

Dans la pratique, les conditions d'accord de phase pour la diffraction du faisceau incident ordinaire en faisceau extarordinaire et vice-versa sont proches, comme le montre la figure 4.13. Ainsi, dans le cas où la lumière incidente n'est pas polarisée, trois faisceaux émergeront du cristal : un faisceau non diffracté, un faisceau diffracté polarisé ordinaire et un faisceau diffracté polarisé extraordinaire. Nous reviendrons sur le filtrage des faisceaux diffractés dans la section 4.3.5.

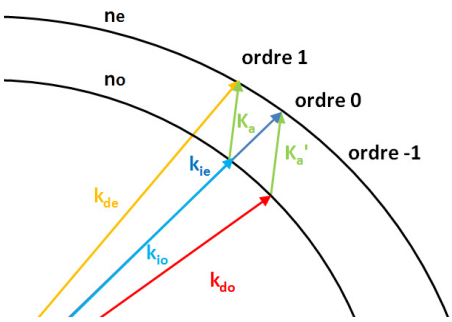


FIGURE 4.13 – *Obtention de 3 faisceaux émergeants dans le cas d'un faisceau de lumière incident non polarisé : l'ordre 0 et les ordres 1 et -1 diffractés et polarisés orthogonalement l'un de l'autre.*

La figure 4.14 montre un AOTF développé à partir d'un cristal de TeO_2, similaire à l'AOTF utilisé dans le cas de MicrOmega. L'onde acoustique est envoyée dans le cristal au moyen d'un transducteur réalisé à partie d'un matériau piézoléctrique (typiquement en $LiNbO_3$) couplé à une paire d'électrodes reliée à un générateur RF.

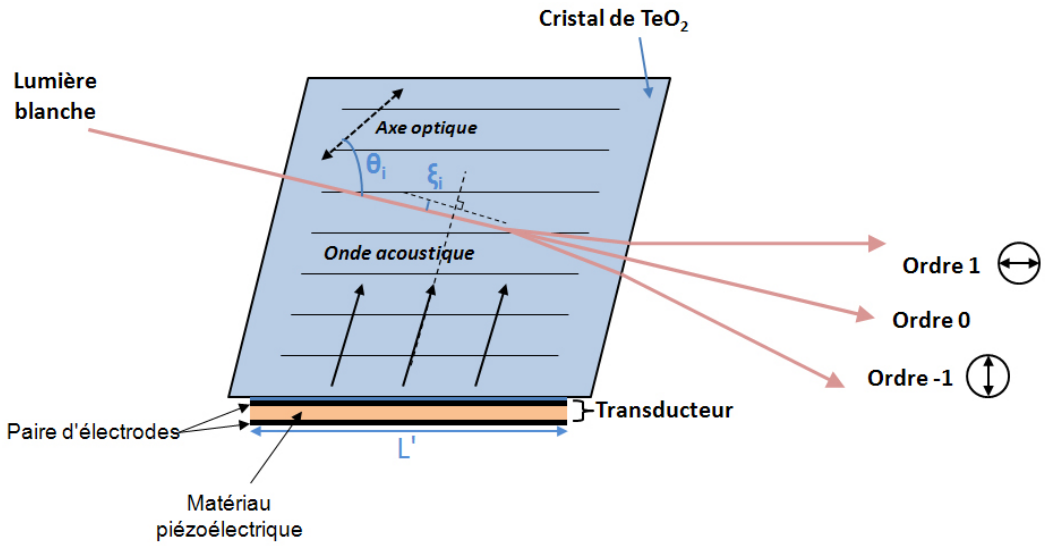


FIGURE 4.14 – *Schéma du principe d'un AOTF basé sur la diffraction de Bragg en milieu anisotrope. Une lumière blanche, non polarisée en injectée dans le cristal et trois ordres ressortent (deux ordres diffractés polarisés orthogonalement et l'ordre 0 non polarisé.*

4.3.3 Performances et critères de choix de l'AOTF et de son générateur RF

4.3.3.1 AOTF

FWHM

La largeur spectrale est un paramètre crucial dans l'élaboration d'un spectromètre. La FWHM peut s'exprimer sous la forme (Goutzoulis and Pape, 1994) :

$$\Delta\lambda = \frac{0.9\lambda^2}{\Delta n_b L' \sin^2(\theta_i)} \tag{4.34}$$

Nous nous plaçons ici dans le cas d'un faisceau acoustique d'extension angulaire $\Delta\alpha$, donné par $\Delta\alpha = 0.9\Lambda/L'$ (à -3dB) dans le cas d'un transducteur de forme rectangulaire de longueur L', pour un angle entre l'axe du transducteur et le vecteur $\vec{k_i}$) faible. Dans le cas d'un AOTF de TeO_2, on trouve une valeur de 1.7 nm pour une longueur d'onde de 1 μm, θ_i=20°, L'=3 cm et Δn_b =0.15, soit 24 cm^{-1}.

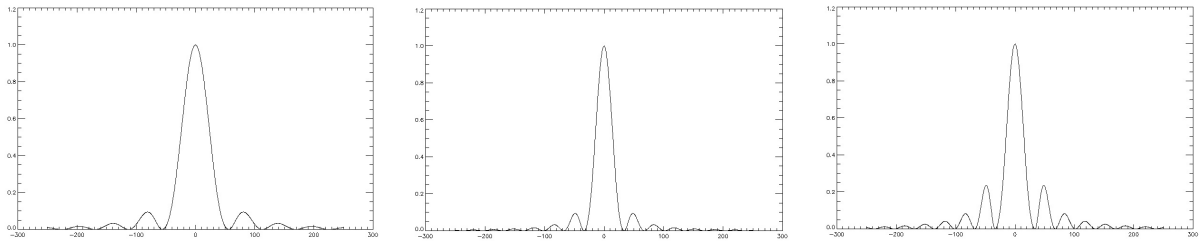
Le premier point important à noter est que pour une configuration donnée, $\Delta\lambda/\lambda^2$ est une constante, i.e. la FWHM est constante en nombres d'ondes pour un AOTF. Le deuxième point important est que la FWHM est inversement proportionnelle à la longueur du transducteur. On peut donc la réduire en augmentant L. Toutefois, dans le cas du développement d'un instrument de type MicrOmega, le volume et la masse sont très contraints, et le gain sur ce paramètre ne pourrait être que minime en jouant sur la taille du cristal.

La FWHM des AOTFs susceptibles d'être utilisés pour l'instrument MicrOmega est typiquement de l'ordre de 20 à 30 cm^{-1}. Toutefois, comme nous l'avons vu dans la section 4.3.2.3, la forme de la réponse de l'AOTF est du type $sinc^2$ (Eq. 4.29), avec des lobes secondaires plus ou moins importants par rapport au lobe principal (ce paramètre dépendant des divers coefficients de l'équation 4.29) et donc susceptibles de diminuer la résolution spectrale de l'instrument. Un axe de développement important actuellement pour les AOTFs concerne justement la minimisation de ces lobes.

J'ai effectué quelques simulations afin de quantifier l'impact de la forme de la réponse de l'AOTF sur les spectres mesurés. Le modèle développé permet de modéliser un spectre très simple avec un continuum à 1 et une bande unique d'absorption dont on choisit la profondeur et la largeur à mi-hauteur. Cette bande est modélisée par une lorentzienne de type :

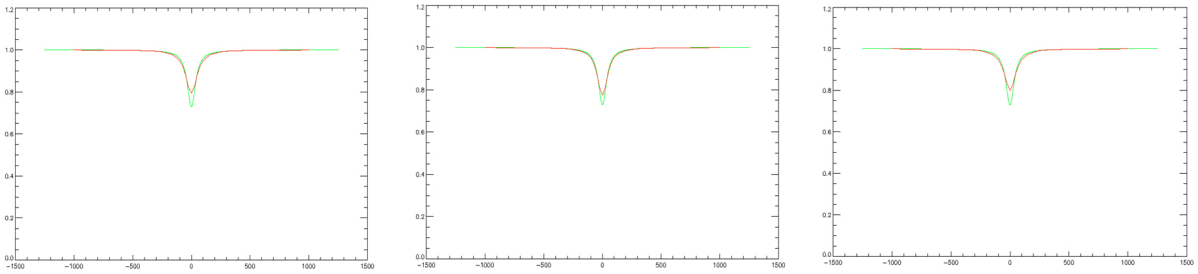
$$f(x) = \frac{P\Delta^2}{4}\frac{1}{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + (x - x_0)^2} \tag{4.35}$$

avec P la profondeur de bande (comprise entre 0 et 1) et Δ la largeur à mi-hauteur. On peut noter qu'avec une fonction de ce type, la largeur à 10 % est égale à 3Δ. La réponse de l'AOTF est modélisée par une fonction de type $sinc^2$ que nous paramétrons en choisissant la largeur à mi-hauteur du lobe principal et dont nous pouvons augmenter le poids des lobes secondaires par rapport au lobe principal par un coefficient A (facteur multiplicatif appliqué uniquement sur les lobes secondaires). Nous avons par exemple :



Largeur à mi-hauteur : 50 cm^{-1}	Largeur à mi-hauteur : 30 cm^{-1}	Largeur à mi-hauteur : 30 cm^{-1}
Coeff lobes sec. : 2	Coeff lobes sec. : 2	Coeff lobes sec. : 5

TABLE 4.1 – *Exemples de simulations de la réponse d'un AOTF. On peut jouer ici sur deux paramètres : la largeur à mi-hauteur et un coefficient multiplicatif A pour augmenter la taille des lobes secondaires.*



Largeur à mi-hauteur : 50 cm^{-1}	Largeur à mi-hauteur : 30 cm^{-1}	Largeur à mi-hauteur : 30 cm^{-1}
Coeff lobes sec. : 2	Coeff lobes sec. : 2	Coeff lobes sec. : 5

TABLE 4.2 – *Exemples de simulations de spectres de réflectance mesurés en fonction de la réponse de l'AOTF. La bande d'absorption simulée ici a une largeur à mi-hauteur de 85 cm^{-1} et une profondeur de 27 % et est représentative de bande Al-OH de la nontronite à 2.29 µm. Les profondeurs de bande mesurées sont de 20.6 %, 22.7 % et 19.9 % (de gauche à droite).*

Les simulations de spectres mesurés nous montre que la largeur de bande à mi-hauteur du lobe principal n'est pas l'unique élément déterminant. La taille des lobes secondaires est également primordiale. Dans le cas de bandes larges, ces effets ne se font que peu ressentir sur les performances. Mais dès que les bandes deviennent plus étroites, ces deux éléments deviennent critiques. La mesure de la largeur de bande à mi-hauteur dans les futurs tests des AOTFs ne sera donc pas suffisante. On tentera également d'évaluer une largeur de bande à 10 %, ainsi que la puissance contenue dans les différentes parties du spectre (dans le segment délimité par la largeur à mi-hauteur, dans le segment délimité par la largeur à 10 %, et dans le reste de la figure). Ces résultats ont été déterminés dans des conditions optimales (pas de bruit et canaux centrés sur le maximum d'absorption). Dans le cas réel, les profondeurs de bandes mesurées peuvent être divisées par 2, voire plus en fonction des conditions de mesures. Néanmoins, les critères essentiels à mesurer lors de l'étude des AOTFs restent les mêmes et de nombreuses informations sur les performances futures de l'instrument pourront en être tirées.

Gamme spectrale

L'AOTF conçu dans le cadre du développement de l'instrument MicrOmega doit pouvoir filtrer la lumière sur typiquement une gamme spectrale de 0.9-3.5 µm. Pour cela, un signal RF de l'ordre de 30 à 120 MHz doit être envoyé dans le cristal. Des transducteurs sont collées contre le cristal et transmettent ce signal RF. Comme nous l'avons vu dans la section 4.3.2.3, l'efficacité de diffraction ainsi que la FWHM sont directement liées à la longueur d'interaction, i.e. à la taille des transducteurs : plus celle-ci est importante, meilleure sera l'efficacité de diffraction à une puissance donnée et plus étroite sera la FWHM. Toutefois, la gamme spectrale étant étendue, la gamme de fréquences RF également, et un transducteur ne peut pas être adapté en impédance de façon efficace sur toute cette gamme (nous reviendrons sur les spécifications liées au générateur RF dans la section 4.3.3.2). En conséquence, deux transducteurs sont utilisés. L'encombrement et la masse du cristal étant limités, cela nous donne les performances typiques suivantes : FWHM de l'ordre de 20 cm^{-1} et maximum de diffraction pour des puissances autour de 2 W.

Caractère monochromatique de la réponse de l'AOTF

Comme nous l'avons vu, à chaque fréquence RF correspond une longueur d'onde diffractée, ce qui implique que si plusieurs fréquences RF sont injectées dans le cristal, plusieurs longueurs d'onde

seront diffractées, remettant en cause le caractère monochromatique de l'AOTF. Cette situation peut notamment se produire lorsque le générateur RF génère des harmoniques à un niveau trop important (typiquement supérieur au pourcent).

Puissance nécessaire

Nous pouvons réutiliser les équations 4.24 et 4.32 pour calculer un ordre de grandeur de la puissance nécessaire à la diffraction du faisceau incident. On a ainsi en première approximation pour une efficacité de diffraction de 1 (Yano and Watanabe, 1976) :

$$P_a = \frac{\lambda^2 H}{2M_2 L} \tag{4.36}$$

Soit de l'ordre de quelques centaines de mW pour le TeO_2. Toutefois, il s'agit de la puissance de l'onde acoustique dans le cristal. La puissance à fournir au niveau du générateur RF est plus importante, car une partie de l'énergie est réfléchie au niveau de l'interface entre le transducteur et le cristal. Le couplage entre les transducteurs et le cristal est donc un point critique dans le développement d'un AOTF. Les puissances fournies au niveau du générateur sont typiquement de l'ordre de 2 W pour des efficacités de diffraction de l'ordre de 60-80 % sur notre gamme spectrale.

Angle d'ouverture et collecte du faisceau incident

L'angle d'ouverture $\Delta\theta_i$, défini comme la tolérance sur l'angle θ_i, jusqu'à faire chuter l'intensité diffractée à -3dB (Fig. 4.12) est donnée par l'équation 4.26. Celui-ci est typiquement de l'ordre de quelques degrés pour des AOTFs, ce qui permet une certaine tolérance sur la collimation du faisceau incident, et donc sur l'étendue spatiale (en profondeur) de la source (typiquement de l'ordre de quelques centaines de microns).

Environnement spatial

Travailler en environnement spatial dans le cas de MicrOmega signifie d'une part travailler sous vide ou à des pressions faibles (environ 6 mbar dans le cas de Mars), et d'autre part être capable de travailler sur une gamme de température allant typiquement de -50 à +25°C, comme expliqué dans la partie X. Le point critique concerne les transducteurs et la tenue de leur couplage au cristal de TeO_2 au vide et aux basses températures du fait des différences de coefficients de dilatation. Un stress trop important peut provoquer une rupture du couplage, entraînant une dégradation de l'injection du signal RF dans le cristal et donc des performances de l'AOTF.

Relation fréquence RF - longueur d'onde

Les propriétés opto-mécaniques du cristal sont légèrement modifiées lorsque la température de celui-ci varie. Ces variations sont liées tant à une modification de l'environnement qu'à un éventuel échauffement du cristal durant son utilisation. La relation liant la fréquence RF injectée dans le cristal et la longueur d'onde de la lumière diffractée est donc modifiée. Ces variations de la longueur d'onde diffractée avec la température du cristal, pour une fréquence RF donnée, sont toutefois relativement faibles : typiquement plus ou moins 30 nm sur la plage -50,50°C. On cherchera donc à quantifier ces variations au moment de la calibration en modélisant la relation fréquence RF / longueur d'onde diffractée sous la forme d'une loi moyenne indépendante de T et établir l'écart à la moyenne en fonction de la température.

$$\lambda(F,T) = \lambda_{moy}(F) + \Delta\lambda(F,T) \tag{4.37}$$

avec $\Delta\lambda$(F,T) typiquement sous la forme d'une fonction simple, tel un polynôme.

4.3.3.2 Générateur RF

Les principales spécifications liées au générateur sont de différents ordres :

- la précision sur la fréquence générée. Une incertitude sur la fréquence entraîne une incertitude sur la longueur d'onde diffractée. En faisant l'hypothèse que l'on souhaite une précision à 0.01 μm près, cela correspond à 8 cm^{-1} à 3.5 μm. On pourra donc se fixer une incertitude sur la fréquence entraînant une incertitude de l'ordre de 1 cm^{-1} sur la longueur d'onde diffractée, soit de l'ordre de 10 kHz d'après les tests présentés dans le chapitre 5 ;

- le pas d'échantillonnage du générateur RF. Ce pas d'échantillonnage caractérise l'ensemble des fréquences RF que l'on va ensuite pouvoir générer. Afin d'avoir un pas de l'ordre de 2 cm^{-1} sur les longueurs d'onde diffractées, on visera un pas d'échantillonnage de l'ordre de 20 kHz ;

- le poids des harmoniques par rapport à la fréquence fondamentale. Comme expliqué précédemment, on veut éviter que les harmoniques ne remettent en cause le caractère monochromatique du faisceau illuminant l'échantillon. En faisant l'hypothèse que l'on veut détecter une bande de l'ordre de 1 % sur un continuum de 0.1, avec une harmonique pouvant intervenir sur une gamme spectrale où le continuum est égal à 1, et en faisant l'hypothèse simplificatrice que l'efficacité de diffraction ne varie pas avec la fréquence, on doit avoir des harmoniques dont le niveau est inférieur à 0.1 % du niveau de la fréquence fondamental (en densité spectrale de puissance).

4.3.4 Génération d'une lumière « blanche » en entrée de l'AOTF

La source du système d'illumination est une source de lumière blanche qui doit pouvoir rayonner dans l'ensemble de la gamme spectrale de l'instrument (typiquement 0.9 - 3.5 μm), i.e. sa température de corps noir doit être typiquement de l'ordre de 2200 K. La lumière est ensuite collectée au moyen de miroirs ou de lentilles de façon à renvoyer un maximum de photon vers l'entrée de l'AOTF. On cherche donc une source dont l'épaisseur du filament est la plus faible possible afin de limiter la divergence du faisceau en entrée de l'AOTF. Cette source devra également être suffisamment robuste pour supporter les conditions d'environnement spatial (température, pression, vibrations) et disposer d'une durée de vie suffisamment longue par rapport à la durée de vie souhaitée de l'instrument (plusieurs dizaines de cycles ON/OFF étalés sur plusieurs mois, avec des cycles ON de l'ordre de la dizaine de minutes).

FIGURE 4.15 – *A gauche : image du filament d'une ampoule de type Gilway 4115-2A à double filament de tungstène. A droite : vue d'ensemble d'une ampoule de type Gilway 4115-2A.*

Les lampes à filament de tungstène à double spirale, assimilables à des corps noirs, ont été identifiées comme répondant à ces critères. Le tungstène de par sa température de fusion élevée (3695 K à une pression de 1 bar), permet d'atteindre des températures de fonctionnement adaptées à nos besoins. D'autre part le filament double spirale permet d'obtenir une plus forte luminosité par rapport à une lampe comportant une seule spirale.

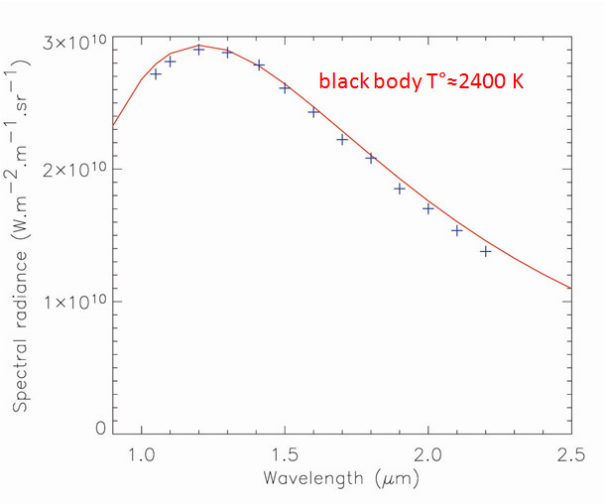


FIGURE 4.16 – *Mesures de la luminance spectrale d'une ampoule de type Gilway 4115-2A à double filament de tungstène (croix bleues) et ajustement par la courbe d'émission d'un corps noir à environ 2400 K.*

4.3.5 Système de filtrage de l'ordre 0

Comme l'avons vu dans la section 4.3.2.3, trois faisceaux émergent de l'AOTF si la lumière blanche injectée est non polarisée : deux faisceaux diffractés, monochromatiques (ordre 1 et -1) et leur complémentaire non-diffracté, de lumière blanche (ordre 0, ou straylight). Il est complexe de récupérer les deux ordres diffractés. On fera donc l'hypothèse dans la suite que l'on cherchera à récupérer uniquement l'un des deux ordres, sachant que la récupération du deuxième faisceau pourra faire l'objet d'un développement dans le futur. Seul un faisceau monochromatique doit illuminer l'échantillon : il nous faut donc éliminer le faisceau de lumière blanche, qui est de l'ordre de 500 à 5000 fois plus important en termes énergétique que l'ordre 1 (ou -1). On cherche à obtenir des taux de réjection de l'ordre de

$10^4 - 10^5$ afin que le niveau de l'ordre 0 soit inférieure à quelques pourcents (valeur intégrée sur l'ensemble du domaine spectral) de telle sorte que le signal monochromatique diffusé par l'échantillon soit majoritaire dans le signal mesuré. Trois solutions sont envisageables :

- utiliser un baffle pour éliminer l'ordre 0. Comme nous l'avons vu, les deux faisceaux ne ressortent pas avec le même angle. On peut obtenir un ordre de grandeur de la séparation angulaire théorique entre l'ordre 0 et les ordres 1 et -1 avec l'équation 4.27. On peut donc en théorie éliminer le faisceau non-diffracté en se plaçant suffisamment loin de la sortie de l'AOTF et en plaçant un baffle recouvert d'un matériau absorbant sur son trajet. Toutefois, la divergence des faisceaux en sortie de l'AOTF, notamment due à l'étendue spatiale de la source en profondeur (Fig. 4.12), font qu'en pratique, une séparation des faisceaux avec des taux de réjections de l'ordre de $10^4 - 10^5$ est impossible ;

- séparer les deux ordres au niveau du cristal de l'AOTF en utilisant les propriétés de réflexion au sein cristal. En jouant sur l'angle limite de réflexion totale, on peut contenir le faisceau non diffracté dans le cristal puis l'absorber par un piège de lumière. Toutefois, comme nous le verrons dans le chapitre 9, les réflexions parasites font qu'une partie encore trop importante de la lumière non-diffractée ressort du cristal de façon incontrôlée et atteint l'échantillon. D'autre part, le cristal a tendance à s'échauffer, ce qui pose le problème de la stabilité de la relation longueur d'onde filtrée vs fréquence RF durant la mesure ;

- séparer les deux ordres en utilisant le fait que la diffraction provoque une rotation du plan de polarisation de 90°. En envoyant dans l'AOTF un faisceau polarisé rectiligne avec un angle X, la partie diffractée ressortira avec une polarisation rectiligne d'angle $X + 90°$et la partie non-diffractée avec une polarisation rectiligne d'angle X. Il suffit donc de placer un polariseur en entrée de l'AOTF pour créer un faisceau polarisé rectiligne, puis de placer un autre polariseur tourné de 90°cette fois en sortie pour filtrer la partie non-diffractée. C'est cette solution qui a été retenue pour MicrOmega, comme nous le verrons dans le chapitre 9.

4.3.6 Système de renvoi du faisceau monochromatique vers l'échantillon

Une fois le faisceau monochromatique filtré, on utilise une optique permettant de le renvoyer vers l'échantillon de manière à obtenir un éclairement le plus homogène possible sur celui-ci. Ce système pourra être plus ou moins complexe suivant les contraintes liées à l'encombrement des divers sous-systèmes dans le volume alloué à l'instrument.

4.4 Aspects thermiques

4.4.1 Introduction

Les aspects thermiques sont critiques dans le développement d'un instrument tel que MicrOmega, qui doit pouvoir fonctionner dans des environnements ayant une température entre -50 et +25°C, une plage de température typique pour le spatial, ce qui est d'autant plus critique que les différentes parties de l'instrument doivent être chacune à une température permettant un fonctionnement optimal des sous-systèmes. D'autre part, la température des parties de l'instrument dans le champ de vue du détecteur doit être contrôlée afin de limiter l'impact du flux thermique dans la mesure, comme expliqué dans le chapitre 2.

4.4.2 Refroidissement du détecteur

Afin de limiter le courant d'obscurité, la température du détecteur doit être de l'ordre de 100-120 K pour des longueurs d'onde de coupure de 3.5 μm. Cela correspond à des refroidissements de l'ordre de 130-150 K par rapport à l'environnement proche du détecteur. Une première solution consiste à utiliser des moyens de refroidissements passifs, i.e. un radiateur, regardant le fond du ciel à 3 K. C'est notamment cette solution qui a été utilisé CIVA-M/I. Toutefois cette solution ne peut être mise en oeuvre dans le cas d'un environnement radiatif ou thermique variable sur la durée de la mission, ou trop chauds par rapport aux besoins, comme c'est le cas pour la surface de Mars par exemple. Il est donc nécessaire d'utiliser des moyens actifs afin de refroidir le détecteur. Une solution simple, peu volumineuse et peu consommatrice consiste à utiliser un TEC (Thermo electric cooler). Toutefois, le refroidissement est de l'ordre de 50-60 K dans des environnements thermiques tels que décrits précédemment. Cette capacité à refroidir peut être accrue en ajoutant des étages au TEC, ce qui a toutefois l'inconvénient de rendre le système plus sensible aux vibrations inhérentes à un lancement spatial et qui risquent d'endommager le TEC. Une autre solution consiste à utilise une petite machine cryogénique. Ces machines permettent d'atteindre en quelques minutes des températures de l'ordre de 100 K pour une puissance requise relativement modeste (typiquement de l'ordre de 10 W), mais avec un poids important dans le budget de masse (masse de l'ordre de 150 à 350 g pour les modèles les plus récents). C'est cette solution qui a été retenue pour développement de MicrOmega.

4.4.3 Refroidissement du champ de vue du détecteur

Le flux de photons arrivant sur le détecteur ne contient pas que des photons issus de la diffusion par l'échantillon du flux monochromatique incident. Il contient entre autres un flux thermique directement lié à la température et à l'émissivité des objets vus par le détecteur. Pour limiter ce flux thermique, il faut refroidir au maximum (typiquement de plusieurs dizaines de K pour un détecteur sensible jusqu'à 3.5 μm) les zones de l'instrument vus par le détecteur, hors échantillon. Refroidir l'optique d'imagerie est complexe et ajoute des contraintes thermo-mécaniques supplémentaires dessus. L'idée est donc de décorréler la partie à refroidir de l'objectif, en refroidissant la pupille par exemple, et/ou en intégrant un baffle froid dans le dewar du détecteur, refroidi par la machine cryogénique, pour limiter l'angle solide sous lequel est vu l'environnement « chaud », comme illustré par la figure 4.7. Nous reverrons ce concept dans le cas de la mission Phobos Grunt, puis dans le cas de la mission Hayabusa-2.

4.5 Mesures et traitements

4.5.1 Protocole de mesure et obtention du cube hyperspectral corrigé

Pour obtenir le spectre de réflectance de chaque pixel de l'image (i.e. le facteur de réflectance en fonction de la longueur d'onde), nous devons calculer le rapport de la réflectance de l'échantillon par celle d'un échantillon de type diffuseur parfait, comme expliqué dans le chapitre 2, et ceci pour chaque longueur d'onde et chaque pixel. En effet, la réponse instrumentale variant avec la longueur d'onde, nous avons besoin d'une référence spectrale. D'autre part, comme notre instrument permet de faire de l'imagerie, nous avons également besoin d'acquérir un champ plat. En effet, l'éclairement de l'échantillon n'est pas homogène et les différentes images doivent être corrigées.

Toutefois le détecteur ne mesure pas uniquement signal issu de la diffusion par un échantillon. Les autres contributions sont :

– le courant d'obscurité, dépendant de la température du détecteur ;

– le flux thermique, dépendant de la température de l'environnement vu par le détecteur et de son émissivité ;

– le flux de lumière parasite (« straylight » dans la suite) issu de réflexions internes et de l'imperfection du filtrage de la lumière non diffractée en sortie de l'AOTF, qui est en fait de la lumière blanche qui atteint l'échantillon et qui est donc également diffusée par ce dernier ;

– un signal offset de lecture.

Au signal mesuré, il faudra donc retrancher ces contributions. Si le courant d'obscurité est indépendant de l'échantillon, il n'en est pas de même pour le flux thermique et le flux de straylight. En effet, le flux thermique comprend entre autres le flux thermique issu de l'échantillon qui dépend de sa température et de son émissivité. D'autre part, le flux de straylight est également en totalité ou en partie issu de la diffusion par l'échantillon et dépend donc de celui-ci.

Le niveau des contributions hors signal monochromatique peut s'obtenir en faisant une mesure avec l'AOTF éteint. En effet, dans ce cas-là, seul disparaîtra de la mesure le flux monochromatique issu de la diffusion par l'échantillon, c'est à dire la composante utile du signal. On peut donc mesurer la composante monochromatique en faisant une mesure AOTF allumé, puis AOTF éteint, et en les soustrayant, pixel à pixel. Ce dernier point est primordial dans la mesure où, comme nous allons le voir dans le chapitre 5, les différents signaux composants le signal ont des variations spatiales importantes. Une fois la composante monochromatique obtenue dans le cas d'un échantillon de composition à déterminer, on fait de même avec une cible considérée comme un diffuseur parfait. En divisant le premier par le second, on obtient alors les spectres de réflectance pour chaque pixel de l'échantillon (Fig. 4.17).

Dans la suite, j'appelle « cube-image » le cube hyperspectral (x,y,λ) obtenu lors d'une mesure de l'instrument.

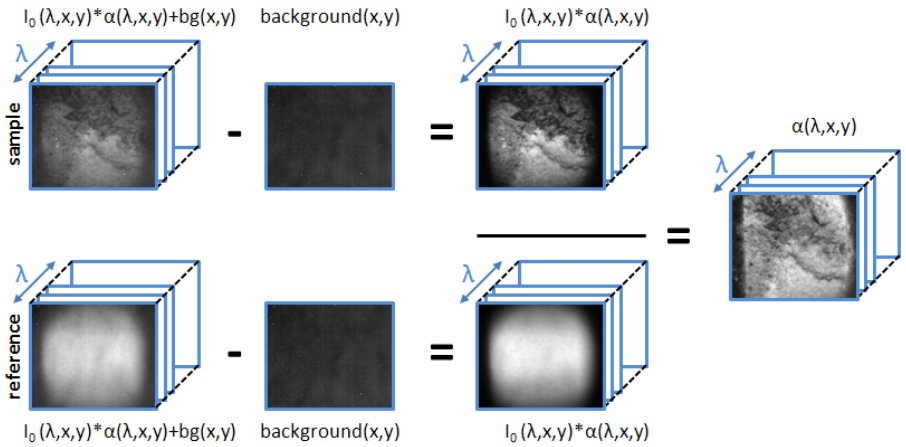


FIGURE 4.17 – *Protocole permettant l'obtention du cube hyperspectral traité dans le cas de MicrOmega.*

4.5.2 RSB sur une mesure et RSB sur le spectre de réflectance

Dans la suite, le RSB sera défini comme celui rattaché à une mesure (typiquement la valeur du signal mesuré pour un triplet (x,y,λ) donné). Toutefois, d'un point de vue scientifique, c'est le RSB d'une combinaison de mesures, telle que définie par le protocole présenté sur la figure 4.17, qui est important pour la détection et l'identification de bandes caractéristiques d'absorption. Le bruit lié à une mesure de composante monochromatique (qui est issue de la soustraction de la mesure effectuée avec le générateur RF allumé et de la mesure éffectuée avec le générateur RF éteint) est donnée par :

$$\sigma^2_{traite} = 2\sigma^2_{background} + \sigma^2_{monochromatique} \tag{4.38}$$

avec $\sigma_{monochromatique}$ le bruit lié à la composante monochromatique du signal, $\sigma_{backgound}$ le bruit lié au background (flux thermique + straylight + courant d'obscurité + offset électronique) et σ_{traite} le bruit final après soustraction (on fait ici l'hypothèse que les variables sont décorrélées). Une fois la soustraction de background effectuée, on calcule le rapport du signal obtenu avec un échantillon et du signal obtenu avec une cible de référence, et on obtient alors :

$$\left(\frac{\sigma_{spectre}}{S_{spectre}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{traite1}}{S_{mono1}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{traite2}}{S_{mono2}}\right)^2 \tag{4.39}$$

avec $\sigma_{spectre}$ le bruit du spectre de réflectance obtenu, $S_{spectre}$ le spectre de réflectance, $\sigma_{traite1}$ et $\sigma_{traite2}$ les bruits après soustraction pour les mesures avec échantillon et cible de référence, et S_{mono1} et S_{mono2} les composantes monochromatiques des signaux associés. En négligeant les bruits liés à la composante monochromatique dans l'équation précédente et en faisant l'approximation que les bruits des signaux de backgrounds sont égaux, de même que les deux composantes monochromatiques, on obtient :

$$RSB_{spectre} \approx \frac{S_{mono}}{2\sigma_{background}} \tag{4.40}$$

et :

$$RSB_{spectre} \approx \frac{RSB_{mesure}}{2} \tag{4.41}$$

avec $RSB_{spectre}$ le RSB sur le spectre de réflectance et RSB_{mesure} le RSB sur une mesure avec générateur RF allumé. Les RSB sont pris pour des échantillons de facteurs de réflectance 1.

4.5.3 Problématiques liées à la référence

Comme nous venons de le voir, l'obtention du spectre en réflectance requiert l'acquisition d'un cube-image d'une cible de référence de type diffuseur parfait. Il est important de préciser que comme la réponse de l'instrument dépend des conditions environnementales au moment de la mesure (température des différents sous-systèmes notamment), il est nécessaire que cette mesure de cube-image de référence soit effectuée dans des conditions identiques à celles lors de la mesure pour l'échantillon. Un certains nombre de cubes de référence peuvent être acquis durant l'étalonnage, balayant une large gamme de température. Toutefois, ces conditions peuvent ne pas être représentatives des conditions de mesures en opération. Il est donc nécessaire pour recaler la mesure d'utiliser une mesure sur une cible de calibration de vol, effectuée sur place, dans les mêmes conditions que celles dans lesquelles a été acquis le cube-image de l'échantillon.

Une première solution consiste donc à acquérir à la suite ou juste avant de l'acquisition du cube-image de l'échantillon, le cube-image d'une cible de référence intermédiaire. Cependant, cela nécessite

soit de pouvoir déplacer la cible de référence pour la placer dans le champ de vue de l'instrument, soit par un jeu de miroirs mobiles de déplacer le champ de vue de l'instrument. L'intérêt de cette méthode est de pouvoir acquérir un cube-image complet d'une référence et donc de pouvoir recaler suivant les trois dimensions (x,y,λ) le cube-image de l'échantillon par rapport aux cube-images acquis lors de l'étalonnage. Cela se fait toutefois au détriment de la télémétrie puisque deux cubes-images sont à transmettre, à moins que le rapport des deux ne soit effectué sur place avant d'être envoyé.

Une deuxième solution consiste à utiliser une petite partie du champ de vue pour y placer une zone de référence et à utiliser cette référence pour recaler les variations de la réponse instrumentale suivant la composante spectrale. Le recalage suivant les dimensions spatiales (x et y) ne pourront toutefois se faire qu'avec les données issues de l'étalonnage. D'autre part, l'introduction d'un intermédiaire dans le traitement des données ajoute une nouvelle source de bruit. Toutefois, un seul cube image est nécessaire.

Je reviendrai sur ces différentes méthodes et sur les cibles utilisées dans les chapitres 9 et 12.

4.5.4 Hypothèses sur l'albedo aux échelles macro- et microscopiques

Dans le cadre d'une mission d'étude *in situ* d'un corps du système solaire, des études préliminaires, depuis la Terre, ou depuis une orbite proche du corps en question, ont permis de déterminer un ordre de grandeur de l'albedo de surface. Toutefois, cet albedo à l'échelle macroscopique peut ne pas être représentatif de l'ensemble des grains présents. Dans l'exemple de la figure 2.13, de petits grains très sombres à hauteur de quelques pourcents pouvaient considérablement abaisser l'albedo de l'échantillon global. Les données relatives à l'albedo macroscopique doivent donc être prises avec précaution dans l'estimation de l'albedo des grains individuels.

Dans le cadre des spécifications d'un instrument, le problème du temps de pose et donc du flux diffusé par l'échantillon est critique. Nous dimensionnerons le système en nous basant sur l'albedo macroscopique tout en laissant une certaine marge en ce qui concerne le temps d'intégration pour analyser des grains ayant un albedo typiquement deux à trois fois supérieur à l'albedo macroscopique. D'autre part, différentes séquences de mesures seront possibles durant les opérations, permettant d'ajuster le temps d'intégration en fonction de la cible.

4.5.5 Problématiques liées à la préparation et au placement de l'échantillon

4.5.5.1 Préparation de l'échantillon

La spectroscopie de réflectance est une technique particulièrement efficace quand la diffusion est limitée à quelques grains. Tant le niveau du continuum que le contraste de bande doivent permettre l'identification des différents composants. Les grains doivent donc être suffisamment petits pour éviter que la diffusion de surface ne soit prédominante par rapport à la diffusion en volume. D'autre part, il est important que les grains visibles sur les images soient représentatifs du sol étudié. Les gros grains risquant d'occulter les grains de dimension plus réduite, il convient d'en limiter si possible la taille. Enfin, d'un point de vue instrumental, il est important que la taille des grains ne soit pas trop importante afin de permettre une mise au point optimale. La profondeur de champ devra être en adéquation avec la taille de grain attendue.

4.5.5.2 Positionnement de l'échantillon suivant l'axe optique

Le placement de l'échantillon par rapport à l'optique d'imagerie est un paramètre important afin de garantir de bonnes performances de l'instrument. Il existe deux possibilités. La première consiste à déposer l'échantillon sur une coupelle et de faire l'image de cet échantillon par le dessus. C'est une solution relativement simple mais qui amène une forte incertitude sur le positionnement de l'échantillon et sur sa planéité. Suivant la configuration de la mission, on peut imaginer un système permettant de niveler l'échantillon à une certaine hauteur (voir chapitre 13). La deuxième possibilité, beaucoup plus efficace, consiste à positionner l'échantillon sur une vitre transparente dans la gamme spectrale considérée (typiquement une vitre de saphir) et à faire l'image de l'échantillon par en dessous, au travers de cette vitre (voir chapitre 9 et 12. De cette façon, le positionnement de l'échantillon est connu précisément, la seule difficulté venant des pertes par réflexion au niveau de la vitre. L'une ou l'autre des solutions pourra être utilisée suivant la configuration de la mission. Dans les deux cas, le positionnement précis des différents grains s'étalera sur une certaine plage de profondeur dépendant de la taille et de l'agencement des grains, comme le montre la figure 3.11. Je montrerai dans le chapitre 6, qu'un décalage dans le positionnement de l'échantillon entraîne une perte de résolution spatiale qui accroît le mixage spectral des pixels proches, mais ne remet pas en question l'identification des phases suivant la nouvelle échelle.

4.5.6 Problématiques liées à la télémétrie

A l'issue de la mesure, on obtient un, voire deux cubes-images suivant le protocole choisi (acquisition d'un unique cube-image pour l'échantillon et la référence ou acquisition de deux cubes-images séquentiellement). Chacun de ces cubes, outre les réponses de l'échantillon aux différentes lumières monochromatiques, comprennent également des données liées à l'acquisition de données de type background (AOTF éteint) et des données permettant de caractériser d'autres phénomènes liés à la mesure et utiles au traitement (notamment les biais instrumentaux). Leur dimension sera donc typiquement de l'ordre de 300 à 500 images de 100x100 à 250x250 pixels. En prenant pour base un codage sur 16 bits, on arrive à de l'ordre de 50 à 300 Mbits par cube, ce qui constitue une charge importante du point de vue de la télémétrie, dont le débit va typiquement de la dizaine à la centaine de kbit/s. Tant le temps de transmission que l'énergie utilisés doivent être cohérents avec les contraintes de la mission et l'effort fourni pour la mesure, dont la durée sera typiquement de l'ordre de la dizaine de minutes. Ces données pourront faire éventuellement l'objet d'une compression pouvant réduire jusqu'à un facteur 10 leur taille (Langevin et Forni, 2000). D'autre part, suivant les contraintes imposées par la mission, une réduction tant spectrale que spatiale (moyennage spatial lors d'un prétraitement, appelé « binning » dans la suite) des données est possible, même une fois la mission lancée. En effet, l'AOTF permet l'accès aléatoire aux différents canaux spectraux et donc des gammes spectrales peuvent être privilégiées au moment de la mesure, ou plus tard lors de la transmission.

Chapitre 5

Présentation de l'outil « breadboard » et évaluation de ses performances

Sommaire

5.1 Présentation du breadboard 93
5.1.1 Description générale 93
5.1.2 Système d'illumination 94
5.1.3 Système de détection 95
5.1.4 Montage mécanique 95
5.1.5 Pilotage du breadboard 96
5.2 Estimation des performances du breadboard 97
5.2.1 Echantillons utilisés 97
5.2.2 Evaluation des différentes contributions 98
5.2.3 Influence du protocole de mesures sur les résultats 105
5.2.4 Performances du breadboard 106

Le développement de l'instrument CIVA-M/I a inauguré l'ère de la microscopie hyperspectrale pour l'analyse in situ d'échantillons. Son adaptation pour la mission ExoMars a donné naissance à l'instrument MicrOmega, doté d'un tout nouveau monochromateur et d'un système de contrôle thermique actif. Afin de valider le concept d'un monochromateur utilisant un AOTF, V. Leroi, alors en thèse à l'IAS, a développé une maquette de laboratoire représentative de l'instrument (Leroi *et al.*, 2008), et dénommée « breadboard » dans la suite. Il s'agit encore à l'heure actuelle de l'unique instrument permettant de faire de la microscopie hyperspectrale à l'IAS. Il m'a ainsi servi à étudier les capacités de cette technique, à étudier de nouveaux concepts instrumentaux, ou encore à valider des algorithmes de détection de cibles d'intérêt, développés dans le cadre de la mission ExoMars. Je présente dans cette partie le fonctionnement de ce breadboard et les résultats d'une étude que j'ai réalisé pour en estimer les performances et limites.

5.1 Présentation du breadboard

5.1.1 Description générale

Le breadboard permet l'acquisition de cubes hyperspectraux (spectroscopie de réflectance) d'échantillons de 7.4x5.9 mm^2 avec un pas d'échantillonnage spatial de 23 μm. Un monochromateur utilisant

un AOTF illumine séquentiellement un échantillon positionné dans une coupelle dans plusieurs centaines de longueurs d'onde (FWHM de 30 cm^{-1}), couvrant la gamme spectrale (0.9-2.5 μm). Pour chaque longueur d'onde (ou canal), on acquiert une image de l'échantillon sur un détecteur 2D. On forme ainsi un cube-image (x,y,λ). L'illumination de l'échantillon est optimisée sur une zone de 5x5 mm^2 à laquelle on se réfèrera dans la suite comme « champ de vue utile du détecteur ».

5.1.2 Système d'illumination

Le système d'éclairement monochromatique de l'échantillon est placé à 20°par rapport à la normale à l'échantillon. Il est constitué d'un AOTF illuminé à travers un condenseur par une source de lumière blanche (lampe à filament de tungstène de type Gilway 4115-2A).

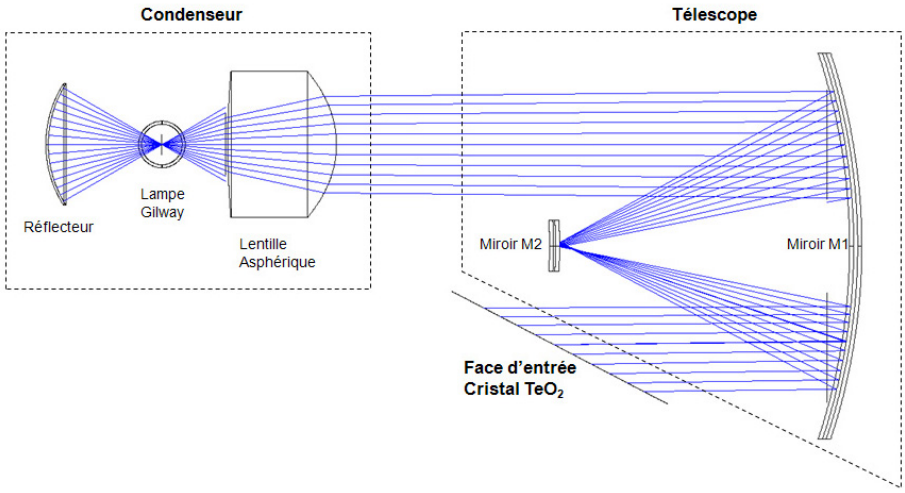


FIGURE 5.1 – *Principe du système d'illumination de l'AOTF sur le breadboard.*

Ce monochromateur, désigné comme le modèle QM1 dans la suite, a été développé par l'IKI à Moscou et comprend l'ensemble des sous-systèmes de la partie illumination de l'AOTF. Ce modèle utilise le principe du filtrage de l'ordre 0 et de l'ordre -1 à l'intérieur du cristal, comme expliqué dans la section 4.3.5. Toutefois, comme nous le verrons dans la section 5.2.2.2 puis dans le chapitre 9, ce filtrage n'est pas efficace et de la lumière ressort de l'AOTF en plus de l'ordre 1 monochromatique.

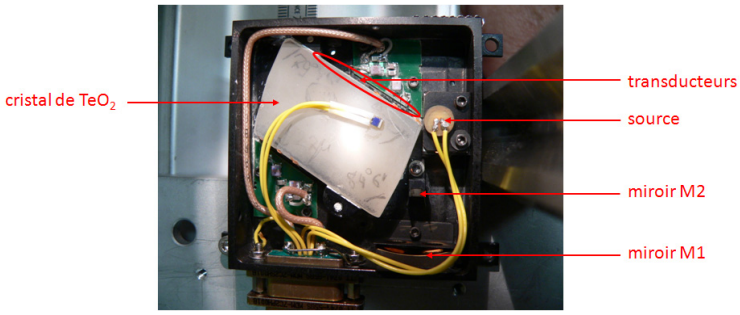


FIGURE 5.2 – *Intérieur de l'AOTF QM1 et de son système d'illumination.*

5.1.3 Système de détection

L'optique d'imagerie utilisée est l'objectif de rechange de l'instrument CIVA-M/I. Ce dernier travaille à un grandissement de 1.3. Le détecteur matriciel est un détecteur MCT Mars SW1 de Sofradir. La matrice est composée de 320x256 pixels mesurant 30 x 30 μm^2 pour une capacité de 1.3 millions d'électrons, et sensibles sur la gamme 0.85-2.5 μm. Cette matrice est encapsulée sous vide dans un boîtier étanche. Le pilotage des tensions de polarisations et la communication avec le détecteur sont réalisés au moyen d'une carte électronique « easy-link » vendue par le fabricant. A noter que ce système ne nous renvoie pas un nombre en électrons, mais en nombre de coups (ADU, Analog to Digital Unit), signal numérique directement interprétable par un ordinateur, et résultant de l'amplification du signal vidéo puis de sa numérisation. La relation linéaire entre le nombre de coups et le nombre d'électrons permet de définir un gain (évalué à 85 e^-/ADU). La saturation du signal numérique, traduisant un remplissage des puits permet d'en estimer la profondeur à 16000 ADU.

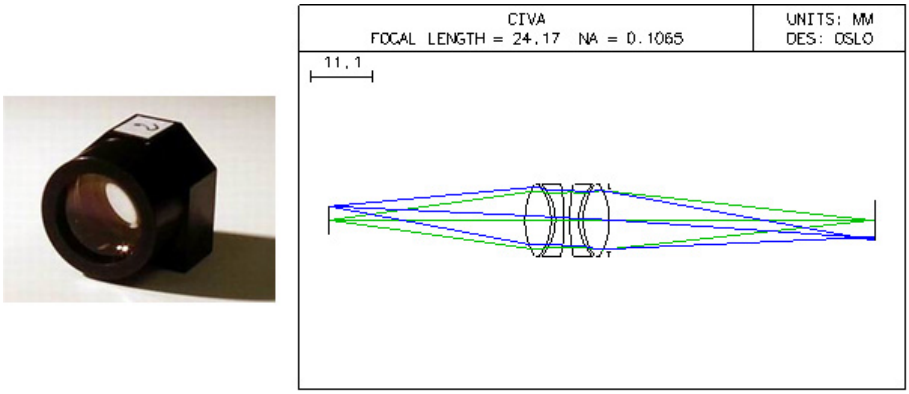


FIGURE 5.3 – *A gauche : image de l'objectif d'imagerie de CIVA-M/I. A droite : Schéma optique réalisé sous Zemax de l'objectif de CIVA-M/I. Sa focale est de 24.17 mm et sous ouverture numérique de 0.1065.*

Afin d'obtenir un courant d'obscurité le plus faible possible, la matrice sensible est refroidie à l'aide d'un module à effet Peltier (MEP) à 4 étages permettant d'atteindre en quelques minutes la température de fonctionnement nominal du détecteur (de l'ordre de 190 K) avec une puissance de 5 W. La température du détecteur est mesurée, quant à elle, par une diode intégrée au plus proche. Enfin, un baffle pouvant descendre typiquement à des températures de -10°C a été placé devant le détecteur afin de limiter la contribution du flux thermique.

5.1.4 Montage mécanique

Le montage mécanique du breadboard est représenté sur la figure 5.4. Celui-ci est composé de deux grandes parties :

- l'instrument, composée d'un détecteur, de son électronique, d'une optique d'imagerie, d'un porte échantillon, du monochromateur et d'un baffle ;

- une plaque de cuivre, branchée sur un système de refroidissement actif (LAUDA), qui permet d'évacuer par conduction la puissance thermique dissipée par le module à effet Peltier du détecteur et le baffle. Cet ensemble permet ainsi de simuler sur notre maquette un environnement ther-

mique plus froid, inhérent aux conditions sur le corps planétaire, ou venant du rover/atterrisseur.

L'ensemble du breadboard est placé sous une enceinte purgée à l'azote sec afin de travailler à des températures de l'ordre de 248 K.

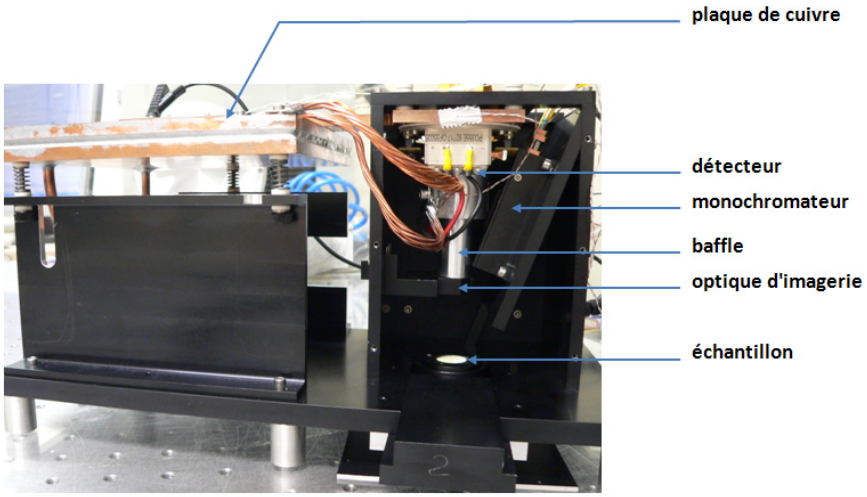


FIGURE 5.4 – *Vue du breadboard avec ses différents composants.*

FIGURE 5.5 – *Vue de la salle où se trouve le breadboard, avec le système de pilotage, l'enceinte purgée à l'azote sec et le système de refroidissement LAUDA.*

5.1.5 Pilotage du breadboard

Cette maquette est entièrement pilotée par un logiciel réalisé sous Labview. Ainsi toutes les alimentations, les acquisitions des données du détecteur et le pilotage du monochromateur et des mesures de températures sont directement effectués via un PC. Le détecteur est contrôlé via la carte easylink qui génère les tensions de polarisations du détecteur et de l'électronique. Elle récupère aussi les données et les numérise avant de les envoyer au PC via un protocole SPI. Le LAUDA est contrôlé indépendamment. La précision sur les températures mesurées est estimée inférieure à 0.1 K.

5.2 Estimation des performances du breadboard

Comme expliqué en introduction de cette partie, le breadboard nous permet d'une part d'étudier de nouveaux concepts instrumentaux, et d'autre part d'étudier la capacité de la microscopie hyperspectrale à caractériser un échantillon donné. Une des premières étapes de ma thèse à donc consister à évaluer les performances de cet outil.

5.2.1 Echantillons utilisés

Je présente dans cette section les échantillons qui nous ont servi dans le cadre de ces mesures et dans la suite.

5.2.1.1 Spectralon 99 %

Le spectralon 99 % de chez Labsphère est un matériau utilisé pour réaliser des cibles d'étalonnage de réflexion diffuse. Son comportement est quasi-lambertien et son facteur de réflectance est supérieur à 0.95 sur la gamme 0.9-2.5 μm. Je ferai donc l'hypothèse dans la suite que c'est un « diffuseur parfait » sur cette gamme spectrale.

FIGURE 5.6 – *Image d'un échantillon de Spectralon 99 % de chez Labsphère.*

5.2.1.2 Wavelength Calibration Standard

Labsphère a également développé des cibles d'étalonnage de réflexion diffuse comportant des bandes d'absorption caractéristques et permettant ainsi de faire de la calibration spectrale d'instruments. Il s'agit de matériaux de type spectralon dopés avec des éléments de type terres rares.

5.2.1.3 Infragold

Les cibles d'Infragold de chez Labsphère sont des cibles d'aluminium dépolies recouvertes d'un dépôt d'or, avec un albedo supérieur à 0.94 sur la gamme 1.0-16 μm. Ces cibles constituent donc de bonnes références spectrales, mais la diffusion n'est pas lambertienne sur leur surface.

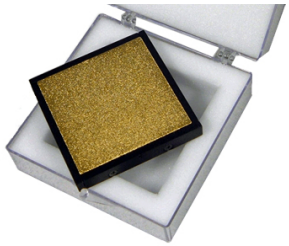


FIGURE 5.7 – *Image d'un échantillon d'Infragold de chez Labsphère.*

5.2.2 Evaluation des différentes contributions

5.2.2.1 Composantes du flux mesuré

Il existe 5 contributions additives et déterminites dans le flux mesuré :

- le flux monochromatique, qui représente le signal utile ;
- la contribution de l'ordre 0 (ou « straylight » dans la suite) ;
- le flux thermique, qui dépend de la température de l'environnement vu par le détecteur ;
- le courant d'obscurité, qui dépend entre autres de la température du détecteur ;
- le signal d'offset du détecteur.

Il est possible d'évaluer ces diverses composantes afin notamment d'optimiser la part de flux monochromatique dans le signal mesuré. Pour la partie monochromatique, comme expliqué dans la section 4.5.1, il suffit de faire une acquisition avec le générateur RF éteint, puis allumé, et de soustraire à la première mesure la seconde. En éteignant la source, on élimine la straylight par rapport au signal précédent. Cette composante peut donc être mesurée en soustrayant le signal obtenu dans la configuration source éteinte et générateur RF éteint du signal obtenu dans la configuration source allumée et générateur RF éteint (Fig. 5.8) Le signal mesuré est de la forme a t + b avec t le temps d'intégration et b le signal d'offset. Ce dernier peut donc être obtenu en mesurant le signal dans une configuration quelconque et en faisant varier le temps d'intégration. Quant au courant d'obscurité et au flux thermique, il est impossible de les mesurer séparément. En effet, il n'est pas possible d'abaisser suffisamment la température de l'environnement vu par le détecteur pour rendre le flux thermique négligeable devant le courant d'obscurité dans les domaines de température qui nous intéresse. De la même manière, nous ne pouvons abaisser suffisamment la température du détecteur. Toutefois, nous pouvons modifier la température du détecteur de quelques K sans modifier de façon notable (<0.1 K) la température de l'environnement vu par le détecteur. De cette façon, en calculant les différences de flux mesurés lorsque la source est éteinte pour différentes températures du détecteur, on peut modéliser le courant d'obscurité. Une fois courant d'obscurité connu, on peut modéliser le flux thermique reçu par le détecteur et vérifier par des variations de température du baffle que l'on colle bien au modèle.

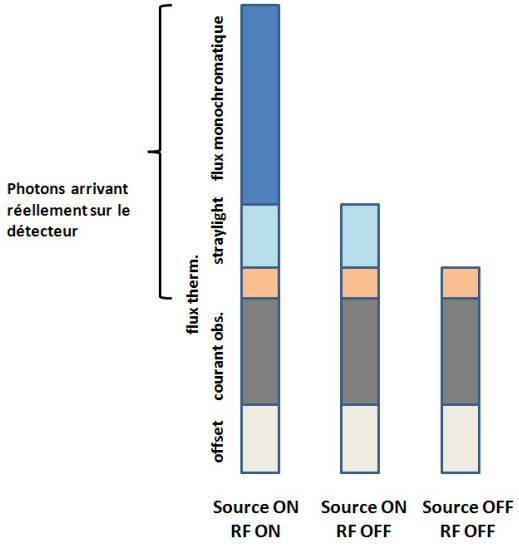


FIGURE 5.8 – *Contributions mesurées suivant la mise ON/OFF de la source et du générateur RF.*

5.2.2.2 Mesures des différentes composantes

Signal d'offset

Afin de déterminer la valeur du signal d'offset (en moyenne constant pour l'ensemble des pixels, à une température de fonctionnement donnée), on diminue le temps d'intégration et de le faire tendre vers 0, pour une configuration donnée (T_{det}=192 K et T_{baffle}=266 K ici). Les mesures nous donnent une constante de 871 ADU (±10 ADU suivant les pixels) approximativement.

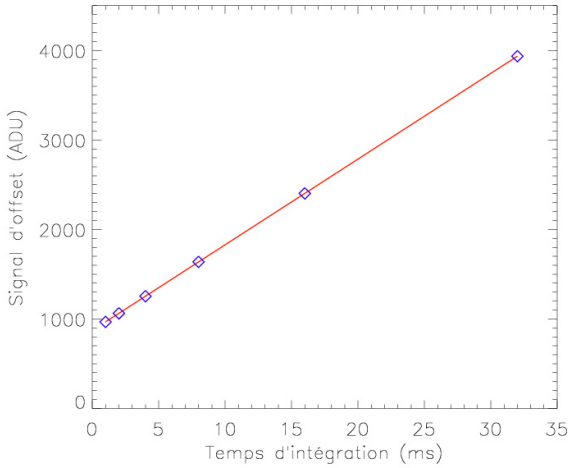


FIGURE 5.9 – *Signal mesuré pour différents temps d'intégration dans la configuration source éteinte et générateur RF éteint.*

Courant d'obscurité

Nous disposons de quelques mesures de courant d'obscurité effectuées par Sofradir et représentées sur la figure 5.10. Pour un détecteur donné, la variation du courant d'obscurité avec la température du

détecteur suit globalement une loi exponentielle. On peut alors essayer de trouver une loi exponentielle modélisant au mieux ce courant d'obscurité. Cette loi est la suivante :

$$y(T) = 0.036 \exp^{0.0994*T} \tag{5.1}$$

avec y(T) le courant d'obscurité, en e^-/s/pix et T la température du détecteur. Elle correspond à la loi optimale, légèrement majorée de manière à mieux rendre compte de la zone 185-200 K où l'on fait les mesures (courbe rouge sur la figure 5.10).

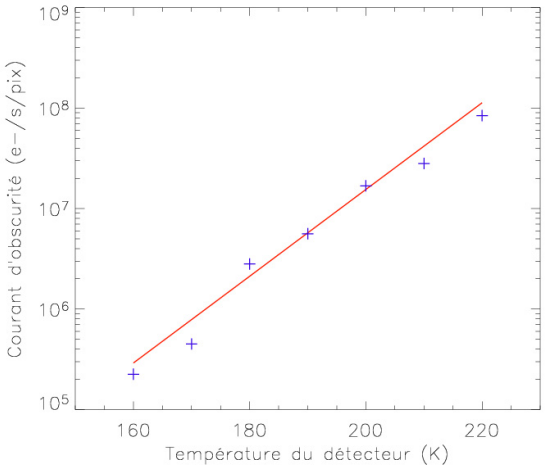


FIGURE 5.10 – *Mesures du courant d'obscurité du détecteur Mars SW1 par Sofradir pour différentes températures du détecteur.*

Voici un ensemble de résultats obtenus avec le breadboard (source éteinte) :

T°détecteur (K)	Moyenne spatiale du signal mesuré (ADU)	Moyenne spatiale du signal mesuré (e^-/pix/s)	Δ signal mesuré (e^-/pix/s)	Courant d'obscurité modélisé (e^-/pix/s)	Δ signal modélisé (e^-/pix/s)
192.6	5495.5	1.46E+07	1.03E+06	7.42E+06	1.03E+06
191.1	5108.5	1.36E+07	1.43E+06	6.40E+06	1.51E+06
188.4	4568.3	1.21E+07	3.13E+05	4.89E+06	3.74E+05
187.6	4450.4	1.18E+07			

Le signal est mesuré en ADU. On multiplie ce nombre par le gain et on obtient le nombre moyen d'électrons par pixel. En divisant par le temps d'intégration (32 ms ici) on obtient le nombre moyen d'électrons par pixel et par seconde. Comme nous ne pouvons distinguer la composante thermique de la composante courant d'obscurité, nous travaillons sur la différence, sachant que la température du baffle est restée constante à 266±0.1 K (les variations de cette contribution étant négligeables). Comme nous pouvons le voir sur les résultats, le modèle reproduit de façon assez fidèle les différences mesurées. Cette loi semble donc bien adaptée et précise, notamment dans la plage de température utilisée avec le breadboard.

Flux thermique

Le flux thermique correspond au rayonnement de l'environnement vu par le détecteur (intérieur du dewar + baffle + échantillon dans notre cas). Cet environnement peut être modélisé en première approximation comme un corps gris d'émissivité ϵ (avec ϵ proche de 1) à une certaine température. La loi de Planck donnée par l'équation 2.12 nous donne pour un corps noir la luminance spectrale (en $W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$). En multipliant cette luminance spectrale par ϵ, on rend compte du fait que le corps n'est pas idéalement noir mais gris. En multipliant par l'efficacité quantique du détecteur QE(λ) et par le facteur de transmission des optiques et fenêtres en fonction de la source, puis en intégrant sur l'ensemble du spectre où le détecteur est sensible et en multipliant par l'étendue géométrique G, on obtient le flux reçu par un pixel.

$$F_{thermique} = G \sum_{contributions} \int_{\Gamma} \epsilon(\lambda) QE(\lambda) T_o(\lambda) L_\lambda \frac{\lambda}{hc} d\lambda \tag{5.2}$$

avec $F_{thermique}$ le flux thermique mesuré en e^-/s/pix, $\epsilon(\lambda)$ l'émissivité des différents élements vu par le détecteur, QE(λ) l'efficacité quantique du détecteur, T_o l'éventuel facteur de transmission suivant la source (optique d'imagerie, fenêtre du dewar) L_λ la luminance spectrale des différentes sources à une longueur d'onde λ et une température T, G l'étendue géométrique et Γ la gamme spectrale.

Dans notre cas, en faisant l'hypothèse que le flux émis par l'intérieur du dewar est négligeable et que l'échantillon vu sous un angle solide faible par rapport au baffle, rayonne comme le comme celui-ci, on a G=2.51 10^{-9} $sr.m^{-2}$. ϵ est fixé à 0.9 et les facteurs de transmission à 1. En comparant les résultats obtenus par ce modèle simple, on arrive à retrouver les résultats des mesures effectuées sur le breadboard, comme le montre le tableau 5.1.

T°détecteur (K)	T°baffle (K)	Moyenne spatiale du signal mesuré (ADU)	Courant d'obscurité modélisé (e^-/pix/s)	Courant d'obscurité modélisé (ADU)	Flux thermique modélisé (e^-/pix/s)	Flux thermique modélisé (ADU)	Signal total modélisé + offset (ADU)
194.2	279.5	2441	8.70E+06	1024	5.82E+06	685	2580
195.1	275.6	2412	9.52E+06	1120	4.31E+06	507	2498
191.5	269.9	1931	6.65E+06	782	2.74E+06	322	1975
192.0	266.1	1792	6.99E+06	822	2.00E+06	235	1928

TABLE 5.1 – *Résultats de mesures de la composante « flux thermique + courant d'obscurité + offset de lecture » réalisées avec le breadboard et résultats de simulations. Temps d'intégration de 10 ms.*

A noter que contrairement au courant d'obscurité, le flux thermique fait partie des flux arrivant sur le détecteur et est donc modulé par l'efficacité quantique du détecteur et son facteur de transmission (ce qui est fait dans les valeurs simulées). On peut voir que modulo un offset (dont on parlera un peu plus bas), le modèle reproduit assez bien le signal mesuré (à ±10 %), notamment ses variations avec les différentes températures.

Stabilité spatiale de la composante « courant d'obscurité+flux thermique+offset »

J'ai mesuré dans un premier temps la composante « courant d'obscurité + flux thermique + offset » et étudié son évolution, notamment spatiale suivant les conditions de mesure. Une première mesure a

été effectuée pour une température du détecteur de 196.5 K et une température du baffle de 266.5 K (Fig. 5.11).

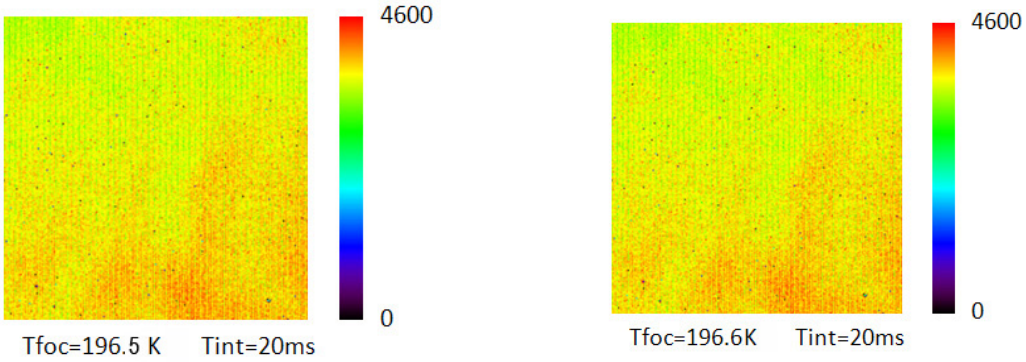


FIGURE 5.11 – *Variations spatiales de la composante « courant d'obscurité+flux thermique+offset » du signal mesuré (en ADU). Les deux mesures ont été effectuées dans des conditions quasi similaires à 20 minutes d'intervalle. Temps d'intégration utilisé : 20 ms.*

Une vingtaine de minutes plus tard, la même mesure a été effectuée dans des conditions quasi-similaires (T_{det} a varié de 0.1 K). On peut noter que les mêmes motifs sont reproduits ce qui semble logique puisque ce qui est mesuré ici est propre au détecteur pour le courant d'obscurité et le signal d'offset et à son environnement proche pour le flux thermique. J'ai refait une mesure quelques heures plus tard avec un temps d'intégration un peu plus élevé :

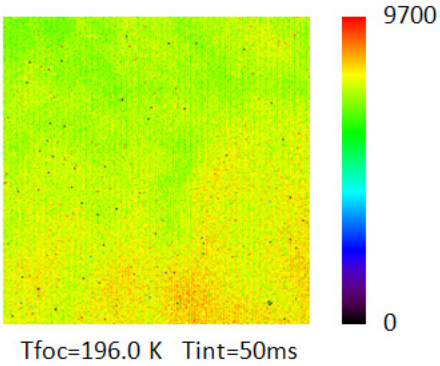


FIGURE 5.12 – *Variations spatiales de la composante « courant d'obscurité+flux thermique+offset » du signal mesuré (en ADU). Temps d'intégration utilisé : 50 ms.*

Encore une fois, le motif se répète. Comme on l'attendait, ce signal est bien stable au niveau spatial.

Straylight

De la même manière que le flux thermique, la straylight fait partie des flux déterministes arrivant sur le détecteur et est donc modulé par l'efficacité quantique du détecteur et son facteur de transmission. Les figures ci-dessous représentent la composante straylight mesurée sur le breadboard dans les conditions indiquées. Les tests ont été faits avec un échantillon de Spectralon 99 %.

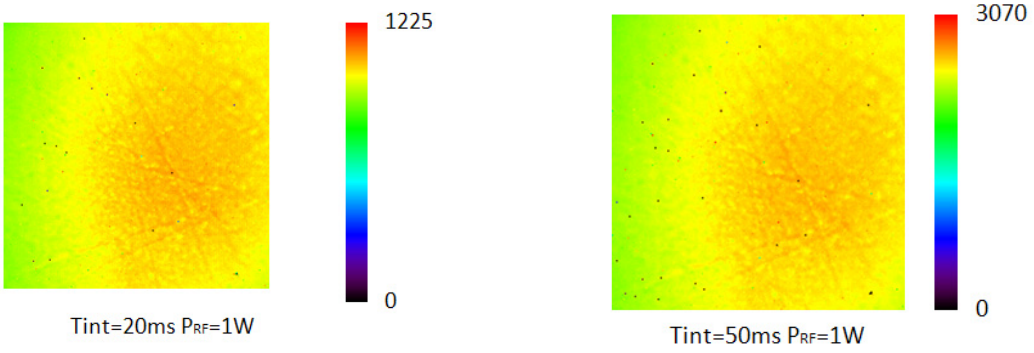


FIGURE 5.13 – *Variations spatiales de la composante « straylight » du signal mesuré pour différents temps d'intégration (en ADU).*

Une première mesure a été faite avec un temps d'intégration de 20 ms (Fig. 5.13). Celle-ci montre que la composante straylight du signal est élevée (notamment par rapport à la composante monochromatique, Fig. 5.14) et globalement diffuse. Une deuxième mesure a été faite un jour différent et le temps d'intégration a été fixé à 50 ms. On peut vérifier que le niveau de straylight mesuré est bien proportionnel au temps d'intégration pour un même échantillon (maximum vers 1000 pour 20 ms et vers 2500 pour 50 ms) et ne varie pas spatialement.

Flux monochromatique

C'est le signal utile, à maximiser, en minimisant les autres composantes bien entendu afin de pouvoir extraire ce signal monochromatiques avec un RSB suffisant pour les capacités de détections spécifiées dans le chapitre 2 (de l'ordre de quelques pourcents sur un pixel). Il dépend de la réponse de l'ensemble des sous-systèmes du breadboard, tant d'un point de vue spectral que spatial : emissivité de l'ampoule, facteur de transmission des différentes optiques, efficacité de l'AOTF dans les conditions environnementales données et à la puissance RF injectée, réponse du détecteur (efficacité quantique et facteur de transmission) et bien sûr configuration géométrique. Cette réponse obtenue, grâce à notre échantillon de référence, on pourra alors étudier les variations de ce signal dues à l'échantillon et ainsi obtenir pour chaque pixel son spectre.

La figure 5.14 nous montre l'évolution spatiale et spectrale de cette composante. Nous pouvons remarquer qu'elle n'est pas spatialement homogène, et que spectralement, elle connaît également de fortes variations, allant pour un temps d'intégration donné, du simple au décuple. Ces variations sont inhérentes au concept instrumental et ne constituent pas un défaut. Une calibration propre permet d'obtenir des cubes hyperspectraux de qualité comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre. Toutefois, le niveau de la composante monochromatique est relativement faible par rapport aux autres (nous verrons plus en détail dans le chapitre 9 les raisons de ce faible flux). Pour un échantillon de type « diffuseur parfait » comme peut l'être le Spectralon 99 %, la part du flux monochromatique est en moyenne de l'ordre de 20 % du flux total mesuré (hors offset). Si la straylight est stable sur une séquence de mesure (variations dues au bruit de photon au premier ordre), les autres flux parasites (flux thermique et courant d'obscurité) varient avec les températures du détecteur et de l'environnement vu par le détecteur. Ces variations sont typiquement sur le breadboard de l'ordre de 0.1 K sur quelques dizaines de secondes pour la température du détecteur et du baffle. A titre indicatif, une variation de 0.1 K sur 20 ms de la température du détecteur se répercute par une variation d'environ 20 ADU sur le signal mesuré dans les

conditions classiques d'utilisation (température du détecteur de l'ordre de 192 K). On cherchera donc typiquement des stabilités meilleures que le dizième de K sur l'ensemble de la séquence de mesure, ou sur une partie si nous faisons de nouvelles acquisitions de background (courant d'obscurité + flux thermique + straylight + offset de lecture).

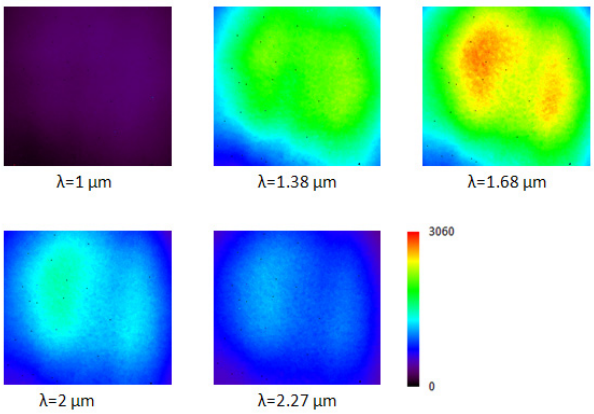


FIGURE 5.14 – *Variations spatiales de la composante « monochromatique » du signal mesuré pour différentes longueurs d'ondes (en ADU). Les mesures ont été effectuées avec un échantillon de Spectralon 99 % de chez Labsphère avec les paramètres suivants :* T_{int} = 50 *ms,* T_{det} = 192.2 *K,* T_{baffle} = 266.1 *K.*

D'après la figure 5.15, et en prenant en compte les variations spatiales du signal, on arrive à des temps d'intégration de l'ordre de 40 ms dans des conditions typiques. A noter que l'on peut descendre à une contribution du flux thermique+courant d'obscurité de l'ordre de 100 ADU/ms en descendant la température du détecteur vers les 192 K, ce qui amène à des temps d'intégration de l'ordre de 50 ms.

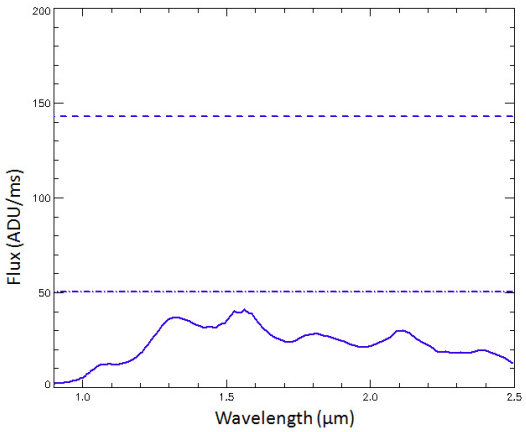


FIGURE 5.15 – *Flux moyens sur la zone utile du champ de vue du détecteur en ADU/ms. En continu : flux monochromatique ; en pointillés : courant d'obscurité+flux thermique ; en trait mixte : straylight. A ces contributions doit être rajouté un signal d'offset, qui ne dépend pas du temps d'intégration. Conditions de mesures : température du détecteur à 196.5 K, température de l'environnement vu par le détecteur à 265.7 K.*

5.2.3 Influence du protocole de mesures sur les résultats

Comme nous venons de le voir, une mauvaise correction des flux parasites peut avoir de fortes répercussions sur l'obtention de spectres corrects dans la mesure où le flux monochromatique n'est pas prépondérant. Nous avons donc étudié l'influence des variations de ces flux sur les spectres obtenus en fonction du protocole de mesure adopté. Le protocole utilisé jusqu'à présent sur le breadboard consistait pour chaque échantillon ou référence à acquérir une image RF éteinte, puis les images suivantes avec la RF allumée et variant suivant la longueur d'onde souhaitée.

J'ai réalisé dans un premier temps une acquisition d'un cube image avec un échantillon de Spectralon 99 %, en essayant de garder les conditions de température stables durant la mesure, puis effectuer la même acquisition en réchauffant l'enceinte de l'ordre de 0.5 K durant la mesure, le tout suivant le protocole défini plus haut. La figure 5.16 nous montre le rapport des deux signaux monochromatiques obtenus :

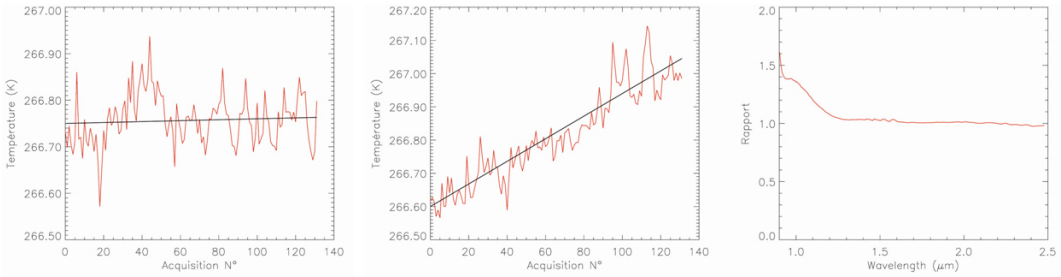


FIGURE 5.16 – *A gauche : évolution de la température du baffle durant la mesure N°1. Au centre : évolution de la température du baffle durant la mesure N°2. A gauche : rapport entre la moyenne spatiale de la composante monochromatique du signal acquis pendant la mesure N°2 et celle acquise pendant la mesure N°1.*

L'acquisition se faisant des grandes longueurs d'ondes vers les petites, on peut voir qu'à mesure que le temps s'écoule (et que la longueur d'onde diminue), le rapport augmente. Celui-ci augmente d'autant plus fortement que la part du signal monochromatique par rapport au signal mesuré est faible, i.e. les variations du flux thermique auront d'autant plus d'impact. L'impact sur les spectres mesurés peut ainsi être important. J'ai alors testé d'autres protocoles de mesures afin de suivre au mieux ces variations de flux parasite en fonction du temps. De ceci, il ressort qu'acquérir plus d'images de type background n'est pas forcément suffisant. La façon de corriger est également importante. On privilégiera donc des acquisitions régulières et une correction dépendant non pas uniquement de la mesure de background précédente mais des deux mesures de background encadrant la mesure à corriger. Une approche basique utilisant la régression linéaire est assez efficace pour les variations que nous avons en générales (variations relativement lentes et suivant une certaine tendance). Toutefois, des méthodes à base de filtre de Kalman, qui permettent d'estimer l'état d'un système à partir de données bruitées et incomplètes et largenment utilisées en traitement du signal, pourront aussi être développés dans l'avenir suivant les besoins.

De ces mesures, nous pouvons voir que le protocole choisi peut avoir une forte influence sur les résultats du breadboard, suivant les conditions de mesure, et la part du flux monochromatique dans le flux total mesuré, c'est à dire suivant l'échantillon. Ainsi, un compromis doit être trouvé entre temps de mesure/volume de données et incertitude sur la composante « background » à soustraire au signal

mesuré pour obtenir le signal monochromatique. Dans la suite, on adoptera un protocole adapté suivant les mesures effectuées afin de minimiser cette incertitude. D'autre part, cela nous montre aussi que le protocole de mesure choisi dans le cadre du développement de l'instrument MicrOmega aura une forte influence sur les résultats et devra donc être étudié avec soin.

5.2.4 Performances du breadboard

5.2.4.1 Estimation du RSB

Afin d'estimer le RSB, j'ai effectué une succession de 5 acquisitions de cubes images de Spectralon 99 %, avec pour chacun une acquisition de 5 images lampe allumée et générateur RF éteint (acquisition de backgrounds et moyennage sur 5 mesures afin de limiter le bruit à un niveau de l'ordre de quelques ADU) puis l'acquisition des différents canaux en allumant le générateur RF. Des 5 images de background, j'ai obtenu une image moyenne pour chaque cube-image que j'ai retranchée aux images obtenues avec le générateur RF allumé, afin d'obtenir uniquement la partie monochromatique du signal. J'ai ensuite calculé pour chaque pixel la moyenne et l'écart-type du signal monochromatique mesuré, puis est calculé le RSB. La figure 5.17 montre les résultats obtenus à quelques longueurs d'onde. L'écart-type étant globalement constant spatialement et spectralement dans notre cas (Fig. 5.18), le RSB obtenu, qui est le rapport du signal utile (donc le signal monochromatique) sur le bruit, est donc ici directement corrélé au flux monochromatique reçu (Fig. 5.14 et 5.17).

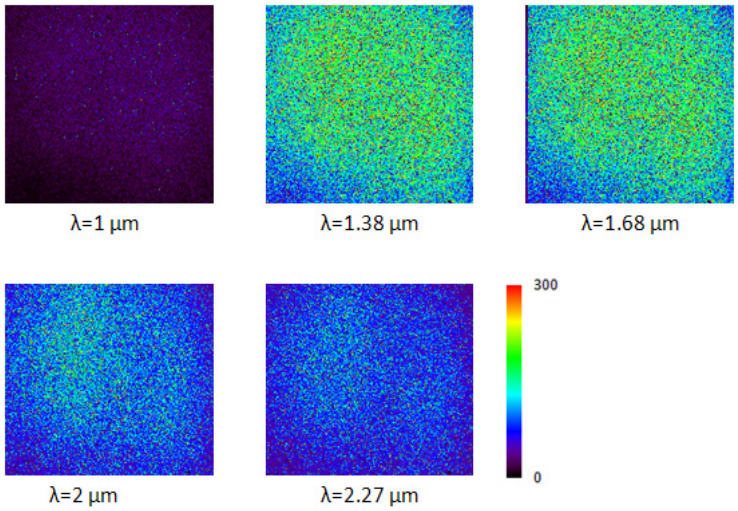


FIGURE 5.17 – *Calcul du RSB pour chaque pixel et pour différentes longueurs d'onde avec une cible de type Spectralon 99 %.*

Le calcul du RSB moyen sur la zone utile (Fig. 5.18) permet de mieux visualiser ce résultat. Celui-ci se calcule de la façon suivante :

$$\frac{1}{RSB_{moyen}} = \frac{\sum \Delta_{i,j}}{Nb_{pix}} = \frac{1}{Nb_{pix}} \sum \frac{1}{RSB_{i,j}} \tag{5.3}$$

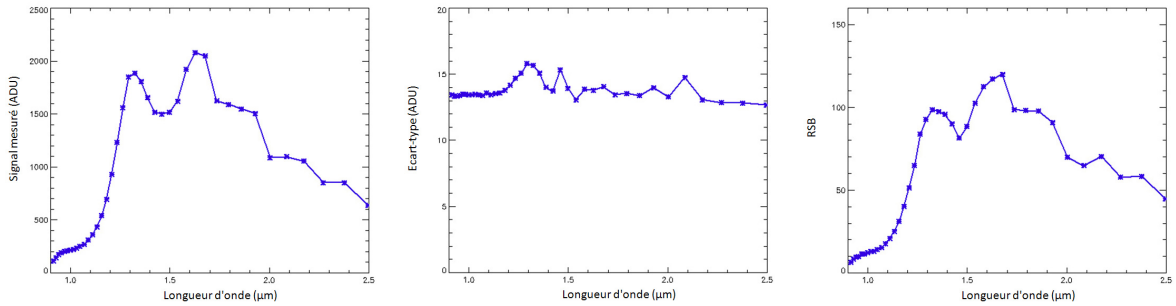


FIGURE 5.18 – *A gauche : signal monochromatique moyen sur la zone utile du champs de vue du détecteur en fonction de la longueur d'onde. Au centre : écart-type moyen sur le champ de vue utile du détecteur, en fonction de la longueur d'onde. A droite : RSB moyen sur le sur le champ de vue utile du détecteur, en fonction de la longueur d'onde.*

L'écart-type mesuré est le résultat de l'addition de différents bruits non corrélés :

- le bruit de grenaille (ou bruit de photon) associé au signal incident au détecteur (flux thermique + straylight + flux monochromatique), modélisable suivant une loi de Poisson et donc de variance égale au bruit de signal en électrons ;
- le bruit associé au courant d'obscurité, dont la variance peut également être estimée comme le signal associé en électrons ;
- le bruit de lecture du détecteur, le bruit d'amplification et le bruit de quantification ;
- le bruit associé à la non connaisance des fluctuations de la température du détecteur et de l'environnement vu par le détecteur durant la mesure.
- d'éventuels bruits liés aux perturbations de la lecture du signal par les ondes émises par le générateur RF.

Ces bruits étant indépendants les uns des autres, le bruit total est donné par :

$$\sigma_{tot}^2 = \sum \sigma_i^2 \tag{5.4}$$

J'ai dans un premier temps effectué différentes mesures sur le breadboard afin de mieux caractériser ce bruit. Ainsi en abaissant progressivement le temps de pose (jusqu'à 1 ms), on peut mesurer le bruit de lecture du détecteur, ou tout du moins le bruit résiduel lié aux systèmes électroniques (bruit de lecture + autres bruits électroniques). Cette mesure a été effectuée en faisant l'acquisition d'une quarantaine d'images source et générateur RF éteints. On peut alors calculer l'écart-type du signal résiduel pour chaque pixel, puis en calculant la moyenne sur le champ de vue utile du détecteur, on obtient la valeur recherchée. Ce bruit de lecture du détecteur seul est estimé par le fabricant à 250 e^-. D'après mes calculs, le bruit résiduel lié aux systèmes électroniques (détecteur + électronique de lecture) est de l'ordre de 3.13 ADU, soit 266 e^-.

J'ai ensuite effectué une mesure du bruit existant en l'absence de flux monochromatique afin de quantifier ce bruit à priori constant avec la longueur d'onde. Cette mesure a été effectuée en faisant

l'acquisition d'une quarantaine d'images de background (source allumée, générateur RF éteint). La moyenne du bruit mesurée est de 11.46 ADU, soit 974 e^-. Ce bruit correspond au bruit dû au signal de background et aux différents bruits électroniques résiduels. Ces bruits n'étant pas corrélés, la somme de leur variance est égale à la variance du bruit final, soit :

$$\sigma^2_{tot1} = \sigma^2_{read} + \sigma^2_{background} \tag{5.5}$$

Le bruit dû à l'électronique étant de 266 e^-, le bruit lié au background devrait donc être de 937 e^-, soit 11.02 ADU. Toutefois le niveau de background mesuré pour un temps d'intégration de 50 ms est d'environ 9500 ADU, soit 8.075 10^5 e^-, ce qui correspond à un bruit de 899 e^-. La différence obtenue correspond à une autre source de bruit (non corrélé) que l'on peut estimer à 264 e^-, soit 3.11 ADU. Ce bruit supplémentaire peut être dû aux fluctuations de la température du détecteur pendant la mesure. Cette dernière est trop faible pour être mesurée proprement avec nos systèmes (sensibles à 0.1 K), mais une valeur de ±0.01 K semble raisonnable. Aux températures de mesures (i.e. environ 193 K pour le détecteur), une variation de 0.01 K sur 50 ms correspond à une variation d'environ 4.5 ADU, ce qui est cohérent avec les résultats des mesures effectuées.

Intéressons nous maintenant au bruit mesuré sur le signal monochromatique obtenu (Fig. 5.18). Le niveau de signal monochromatique obtenu est estimé en moyenne entre 200 et 2000 ADU (respectivement à 1 μm et 1.6 μm) pour un temps d'intégration de 50 ms. L'écart-type lié au signal total (background + signal monochromatique) devrait donc être respectivement de 983 et 1059 e^- si le bruit sans flux monochromatique est pris à 974 e^-. Pour calculer l'écart-type uniquement sur le signal monochromatique, il faut tenir compte à la fois de l'écart-type sur la mesure générateur RF allumé (background + signal monochromatique) et de l'écart-type sur la mesure générateur RF éteint dont le signal est soustrait. Sachant que nous faisons la moyenne du signal de background sur 5 mesures, l'écart-type du bruit associé à cette mesure est divisé par $\sqrt{5}$. Son écart-type est donc au final de 436 e^-. Nous obtenons donc au final :

$$\sigma_{monochromatique} = \sqrt{\sigma^2_{tot2} + \sigma^2_{tot1}/5} \tag{5.6}$$

avec σ_{tot2} le bruit lié au signal total mesuré (background + signal monochromatique). Les résultats de ce calcul nous montre que $\sigma_{monochromatique}$ varie entre 12.64 et 13.45 ADU (respectivement pour 1 et 1.6 μm). Ces écart-types sont un peu inférieurs au résultats mesurés sur le breadboard (Fig. 5.18). Ceci montre qu'il existe d'autres sources de bruit sur le breadboard.

Cette constance globale de l'écart-type signifie que celui-ci est dominé par un ou des signaux générant des bruits constants avec la longueur d'onde (typiquement bruit associé au flux thermique, au courant d'obscurité, à la straylight et bruit de lecture). Les variations de température de l'environnement vu par le détecteur, mais surtout surtout du détecteur lui-même peuvent expliquer cette augmentation du bruit par rapport à celui prévu. Comme je l'ai montré dans la partie précédente, l'influence des fluctuations de la température du détecteur au moment de la mesure est important. Il est donc nécessaire d'acquérir plus souvent des images de background et de faire un traitement efficace. J'ai donc retraité ces mêmes mesures mais cette fois en utilisant les cinq séries de background réalisées à intervalle régulier durant la mesure et en effectuant une régression linéaire pour corriger les images de ce fond. La figure 5.19 montre que si les flux monochromatiques moyens sont équivalents, l'écart-type moyen est plus faible. On remarque que à 2.5 μm, les écarts-types sont égaux pour les deux protocoles, ce qui est cohérent avec le fait que la mesure à 2.5 μm constitue la première mesure avec lumière mono-

chromatique dans les deux cas et donc les fluctuations de la température du détecteur sont négligeables.

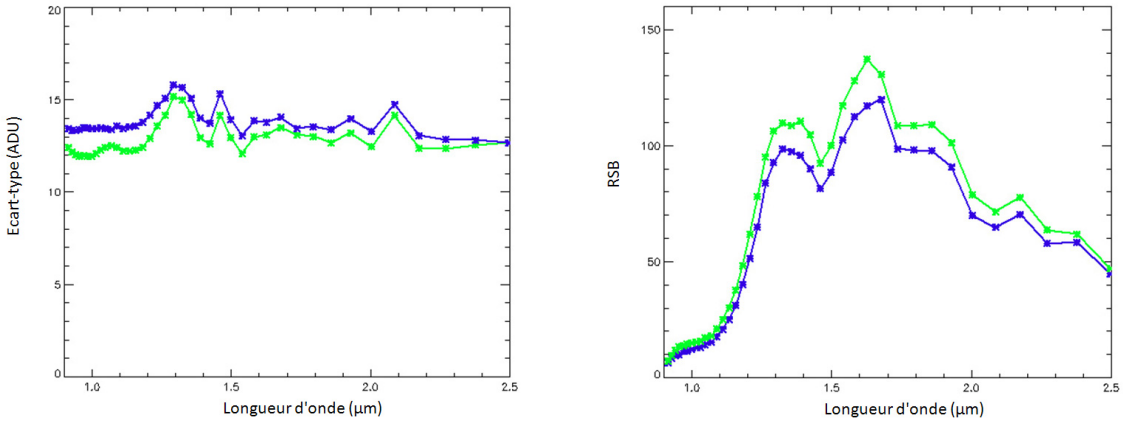


FIGURE 5.19 – *A gauche : écart-type mesuré sur 5 cubes-images avec un échantillon de Spectralon 99 %, dans le cas d'une soustraction « brute » du background mesuré en début de séquence au signal total (en bleu) et dans le cas d'une soustraction d'un background estimé à partir d'une régression linéaire effectuée sur 5 mesures réparties sur la séquence (en vert). A droite : idem avec le RSB.*

Toutefois, les hausses de l'écart-type à 1.3, 1.5 et 2.1 μm sont toujours présentes. Si la première est corrélée avec une hausse du flux monochromatique (Fig. 5.18), il manque alors une deuxième hausse vers 1.65 μm où le signal monochromatique est encore plus important. Il n'est donc pas clair que cette hausse à 1.3 μm soit due à une domination du bruit de photon dans cette zone. Des perturbations liées aux ondes EM pourraient expliquer ces hausses.

5.2.4.2 Qualité des spectres obtenus

Après avoir mis en évidence les différentes faiblesses du breadboard (sensibilité à la variation de la température du détecteur et de manière générale aux flux composant le background, faiblesse du niveau de signal monochromatique), j'ai pu mettre au point un nouveau protocole de mesure permettant de tirer le meilleur parti de ce breadboard :

- tout d'abord travailler à des températures de détecteur typiquement de 190 K afin de limiter non seulement le niveau de courant d'obscurité, mais également de limiter l'impact de ses variations. Il est également important d'attendre une quinzaine de minutes après le début du refroidissement du TEC, afin de laisser le temps à la température de se stabiliser afin d'avoir des variations inférieures à 0.1 K ;

- ensuite effectuer des mesures régulières de background (typiquement une acquisition toutes les 30 images, soit environ toutes les 30 secondes). Plusieurs images de background devront être acquises afin de les moyenner et ainsi réduire le bruit associé ;

- la soustraction du background devra se faire en utilisant une méthode tenant compte de la continuité de l'évolution du signal (type régression linéaire), et non pas une soustraction brute sans tenir compte du temps séparant l'acquisition de l'image à corriger de l'acquisition du dernier

background ;

– une option intéressante consiste à travailler à des temps d'intégration différents pour la référence et l'échantillon afin de maximiser le flux dans le cas d'un échantillon d'albedo faible (sous l'hypothèse que la réponse du détecteur est linéaire).

En utilisant ces quelques règles, on peut obtenir des spectres de bonne qualité comme le témoignent les spectres présentés sur la figure 5.20. Afin de tester les capacités du banc, j'ai utilisé une cible de type Calibration Standard Wavelength Reference de chez Labsphere qui est en fait un Spectralon dopé possédant des bandes d'absorptions de différentes largeurs et profondeurs dans la gamme spectrale qui nous intéresse, et qui a été étalonné spectralement par le fabricant. J'ai effectué une première acquisition du spectre de ce matériau suivant le protocole énoncé dessus, puis dans un deuxième temps, j'ai mesuré son spectre au moyen d'un spectromètre FTIR de chez PerkinElmer avec une résolution spectrale élémentaire de 1 cm^{-1}. Ce spectre a ensuite été convolué avec un gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à la FWHM du QM1, soit environ 30 cm^{-1} afin de pouvoir le comparé au spectre moyen obtenu sur le breadboard. On remarque que l'ensemble des bandes d'absorption présentes sur le spectre acquis avec le PerkinElmer sont également présentes dans le spectre acquis sur le breadboard.

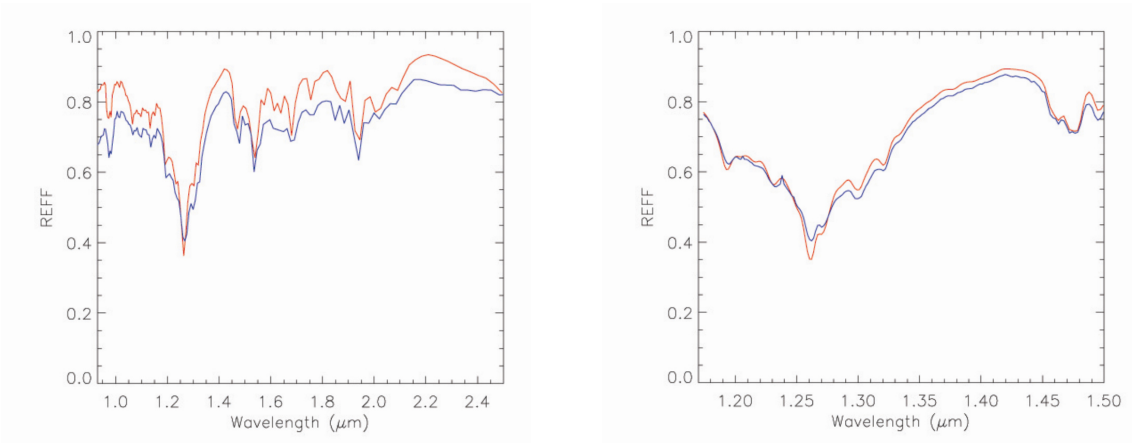


FIGURE 5.20 – *A gauche : spectre moyen obtenu sur le breadboard (en bleu) et spectre obtenu sur le spectromètre FTIR de chez PerkinElmer, convolué avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur 30 cm^{-1} (en rouge) L'échantillonnage spectral est de 40 cm^{-1}. A droite : Idem, en utilisant un échantillonnage spectral de 10 cm^{-1}.*

En regardant cette fois à l'échelle du pixel, sans aucune opération de moyennage, on peut vérifier qu'on retrouve les mêmes bandes spectrales que celles mesurées avec le spectromètre PerkinElmer. Bien que le niveau de bruit atteigne de l'ordre de 5 à 8 %, les variations basses et hautes fréquences du spectre sont bien identifiables.

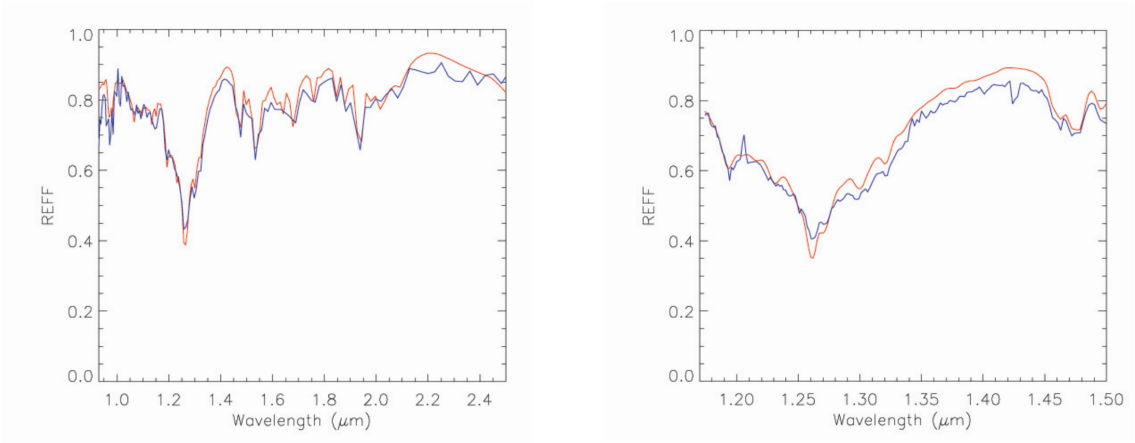


FIGURE 5.21 – *A gauche : spectre sur un pixel obtenu sur le breadboard (en bleu) et spectre obtenu sur le spectromètre FTIR de chez PerkinElmer, convolué avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur 30 cm^{-1} (en rouge) L'échantillonnage spectral est de 40 cm^{-1}. A droite : Idem, en utilisant un échantillonnage spectral de 10 cm^{-1}.*

5.2.4.3 Conclusion

Le breadboard peut donc constituer un instrument d'étude et de démonstration performant s'il est utilisé dans des conditions optimales. Nous allons l'utiliser dans la suite pour discuter les capacités de la microscopie hyperspectrale par réflectance dans le PIR. Toutefois, dans le cadre d'un instrument de vol, le concept devra être amélioré afin d'augmenter le niveau de signal monochromatique, et de manière générale le niveau de RSB. Nous détaillerons ce dernier aspect dans le chapitre 9.

Chapitre 6

Caractérisation d'échantillons par microscopie hyperspectrale dans le PIR

Sommaire

6.1 Identification des composants d'un échantillon 113
6.1.1 Echantillons purs 113
6.1.2 Mélanges avec des inhomogénéités à une échelle supérieure au pixel 115
6.1.3 Mélanges avec des inhomogénéités à une échelle inférieure au pixel 117
6.2 Influence de la défocalisation sur la caractérisation des échantillons 119
6.3 Cartographie d'échantillons 121
6.3.1 Méthodologie 121
6.3.2 Résultats 122
6.4 Synthèse 123

Le breadboard décrit dans le chapitre précédent m'a permis d'évaluer les potentialités et limites de la technique de microscopie hyperspectrale dans le PIR. J'en présente ici une synthèse.

6.1 Identification des composants d'un échantillon

6.1.1 Echantillons purs

Nous avons pu voir dans le chapitre 5, qu'avec un échantillon de type Wavelength Calibration Standard, nous avions la capacité de retrouver l'ensemble des caractéristiques spectrales associées à cet échantillon sur notre gamme spectrale de travail (0.9-2.5 μm). Nous allons maintenant démontrer que nous obtenons des performances similaires en considérant des échantillons de type « poudre », représentatifs des échantillons qui seront analysés plus tard par l'instrument, tant dans le cadre des missions Phobos Grunt et Hayabusa-2 (régolithe) que ExoMars (roche broyée/régolithe). Dans le cadre de cette étude, différents types de minéraux ont été passés sur le breadboard afin de regarder dans quelle mesure ceux-ci étaient identifiables : carbonates (calcite, dolomite), phyllosilicates (nontronite, montmorillonite, kaolinite/halloysite), minéraux mafiques (olivine, pyroxène), sulfates (gypse, kieserite, jarosite). Les mêmes échantillons ont été passé sur le spectromètre PerkinElmer afin d'obtenir des spectres de référence. La figure 6.1 montre un exemple d'échantillon de kaolonite/halloysite testé. L'échantillon a été broyé et tamisé afin d'obtenir plusieurs granulométries : 50-100 μm, 100-200 μm et 200-315 μm. La figure 6.2 montre les spectres obtenus au moyen du spectromètre PerkinElmer pour les tailles de

grains. On peut constater une augmentation de la valeur du continuum avec une diminution de la taille des grains, conformément à ce qui a été présenté dans le chapitre 2.

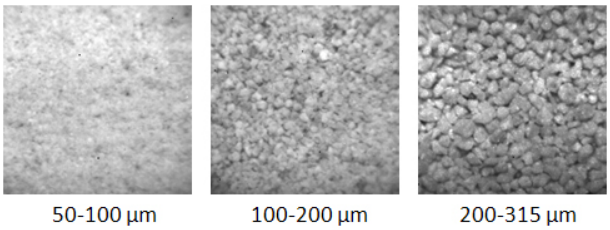


FIGURE 6.1 – *Image des différents échantillons de kaolonite/halloysite (de gauche à droite granulométries de 50-100 µm, 100-200 µm et 200-315 µm). Les différentes images ont été acquises sur le breadboard à 1.2 µm.*

Des résultats similaires sont obtenus sur le breadboard. Les caractéristiques spectrales de la kaolonite/halloysite sont bien retrouvées (bandes à 1.4, 1.9, 2.2 μm). La forme des bandes est également clairement identifiable (doublets spectraux à 1.4 et 2.2 μm). D'autre part, dans les deux cas on retouve bien une baisse de la profondeur des bandes avec la diminution de la taille des grains. On peut toutefois noter une différence en termes de continuum : les spectres obtenus sur le PerkinElmer ont un continuum un peu plus élevé que les spectres obtenus sur le breadboard. Cela est probablement majoritairement dû à un effet géométrique : l'angle solide de collecte des photons n'est pas le même dans les deux cas, il est beaucoup plus important dans le cas du PerkinElmer. Comme la référence utilisée est lambertienne (Spectralon 99 % de chez labsphère), si l'indicatrice de rayonnement de nos échantillons n'est pas isotrope, la réflectance mesurée peut être soit plus importante, soit plus faible, suivant la direction et l'angle solide de collecte. Toutefois l'ordre des spectres est bien conservé : le continuum est plus élevé dans les cas des grains de plus petite taille.

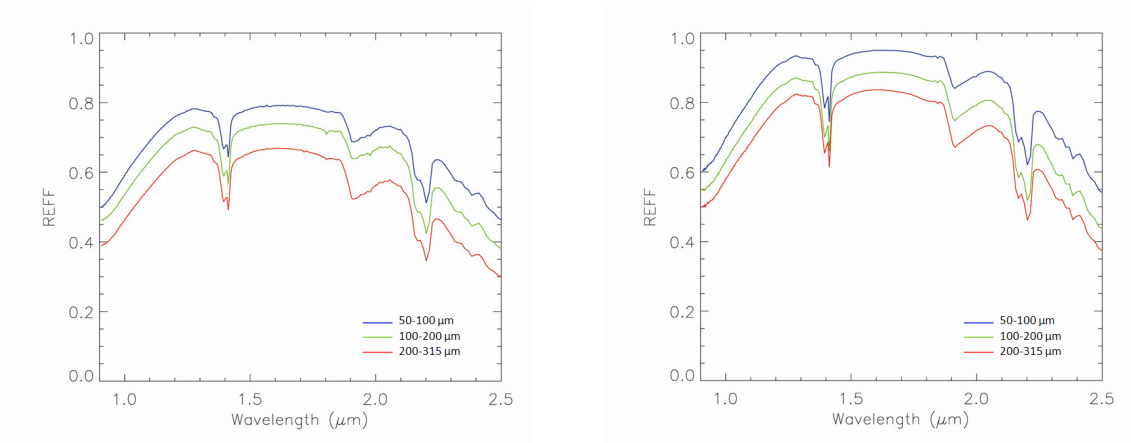


FIGURE 6.2 – *A gauche : spectres moyens des échantillons de kaolinite/halloysite de différentes granulométrie, obtenus avec le breadboard (échantillonage spectral de 30 cm^{-1}). A droite : spectres des échantillons de kaolinite/halloysite de différentes granulométrie, obtenus avec le spectromètre PerkinElmer avec le kit de réflectance Selector. Les spectres obtenus dans un premier temps avec une résolution spectrale élémentaire de 2 cm^{-1} ont été convolués avec une gaussienne de telle sorte à obtenir une résolution spectrale élémentaire de 30 cm^{-1}, représentative de celle obtenue sur le breadboard.*

6.1.2 Mélanges avec des inhomogénéités à une échelle supérieure au pixel

Regardons maintenant le cas des mélanges. Nous souhaitons en effet voir dans quelle mesure nous sommes capables d'identifier les différents composants d'un mélange, tout d'abord dans le cas où les inhomogénéités de composition se situent à une échelle supérieure au pixel. Dans ce cas, à l'échelle du pixel, nous nous retrouvons comme dans le cas précédent, avec une composition de type homogène. Toutefois, les photons qui vont interagir avec la phase présente au niveau du pixel peuvent également interagir avec des phases différentes situés sur des pixels proches (par diffusion multiple). D'autre part, comme expliqué dans le chapitre 3, la PSF du système d'imagerie possède une certaine dimension spatiale Des mélanges de spectres peuvent être obtenus, suivant les propriétés des grains présents. Ainsi dans le cas présenté dans la figure 6.3, nous avons utilisé un échantillon d'une argile de type montmorillonite (smectite riche en Al-Mg) dont la granulométrie est entre 50 et 200 μm, auquel nous avons ajouté quelques grains de nontronite (smectite riche en Fe) dont la taille est de l'ordre de 150 μm.

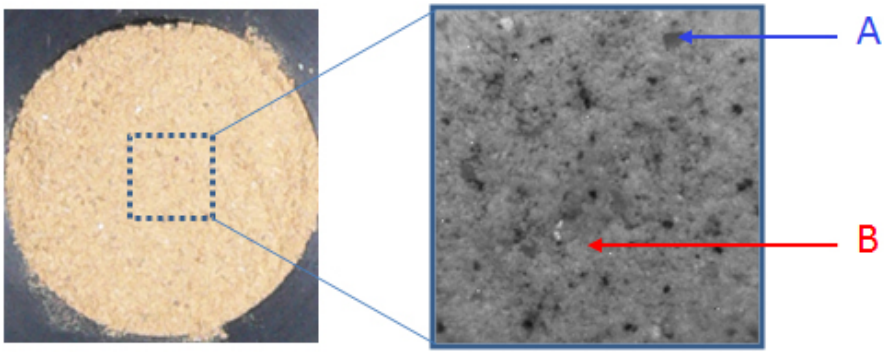


FIGURE 6.3 – *A gauche : échantillon de montmorillonite (granulométrie comprise entre 50 et 200 µm) auquel a été ajouté quelques grains de nontronite (taille des grains de l'ordre de 150 µm). A droite : image de l'échantillon acquise sur le breadboard à 2.29 µm.*

Les deux composés (montmorillonite et nontronite) sont tous les deux des smectites et possèdent donc une bande à 1.4 μm (liaison OH) et une bande à 1.9 μm (H_2O). Toutefois, la nontronite est riche en Fe, tandis que la montmorilonite est riche en Al-Mg. Cette différence se traduit par un déplacement de la bande M-OH dans la zone 2.2-2.4 μm. Ainsi la montmorillonite possède une bande d'absorption à 2.2 μm tandis que la nontronite possède une bande d'absorption à 2.29 μm. On peut donc différencier ces deux composés grâce à la position de leur bande M-OH, comme l'illustre la figure 6.4.

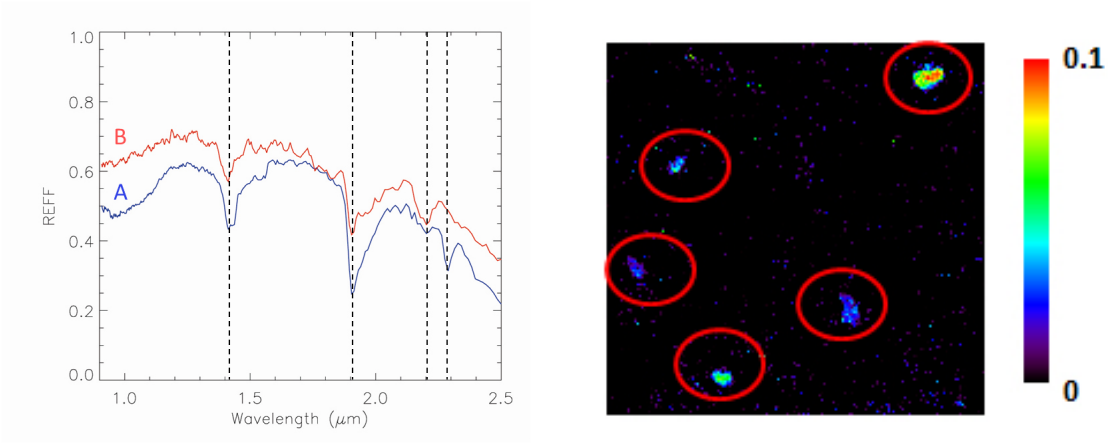


FIGURE 6.4 – *A gauche : spectres à l'échelle d'un pixel (23x23 μm^2) obtenus sur le breadboard de l'échantillon de montmorillonite + nontronite présenté à la figure 6.3. On reconnaît en bleu le spectre de la nontronite et en rouge le spectre de la montmorillonite. A droite : carte de la bande à 2.29 μm, mettant en évidence les grains de nontronite.*

On peut toutefois noter dans le cas des grains de nontronite qu'il reste toujours un résidu de bande à 2.2 μm de la montmorillonite, due tant à la diffusion multiple qu'à la PSF de l'instrument. En effet, ces grains de nontronite sont chacun complètement entourés de grains de montmorillonite. D'autre part, on ne peut exclure la possibilité qu'il subsiste de petits grains (de l'ordre de quelques dizaines de μm, voire moins) après l'opération de broyage et de tamisage et qui pourraient se trouver sur les grains de nontronite. Cependant, malgré la présence de ces résidus, les bandes d'absorption des grains de nontronite sont clairement identifiable comme en témoigne les spectres présentés à la figure 6.4. On peut ainsi établir des cartes de minéraux présents au sein de l'échantillon, comme le montre la figure 6.4, où les grains de nontronite sont nettement discernables.

Afin de mieux se rendre compte de ce phénomène de mélange de spectres, j'ai réalisé un test avec un échantillon de nontronite+kieserite, comprenant une zone avec de la nontronite uniquement, une zone avec de la kieserite uniquement et une zone avec un mélange des deux, comme présenté figure 6.5. Les grains font typiquement de l'ordre de 100 à 200 μm. J'ai ensuite regardé les spectres à l'échelle du pixel (23x23 μm^2) au niveau de la transition nontronite-kieserite (zone encadrée en pointillés noirs sur la figure 6.5). Les spectres présentés à la figure 6.6 montrent clairement que pour passer d'une signature de nontronite à une signature de kieserite, il faut de l'ordre de quelques pixels. Toutefois, si l'on veut des signatures sans résidus, il faut plutôt de l'ordre de la dizaine de pixels. Ces résultats dépendent bien sûr d'une part des paramètres physiques des grains ainsi que de leurs propriétés optiques (indice optique), pour ce qui est de la diffusion multiple, et d'autre part de la PSF de l'instrument ainsi que du positionnement de l'échantillon (défocalisation). Toutefois cet exemple illustre bien le fait que si des spectres de phases pures peuvent être obtenus à l'échelle du pixel, des mélanges spectraux peuvent apparaître sur des échelles plus ou moins importantes (5 à 10 pixels dans l'exemple choisi, soit de l'ordre de 100 à 200 μm) aux transitions entre grains de différentes compositions.

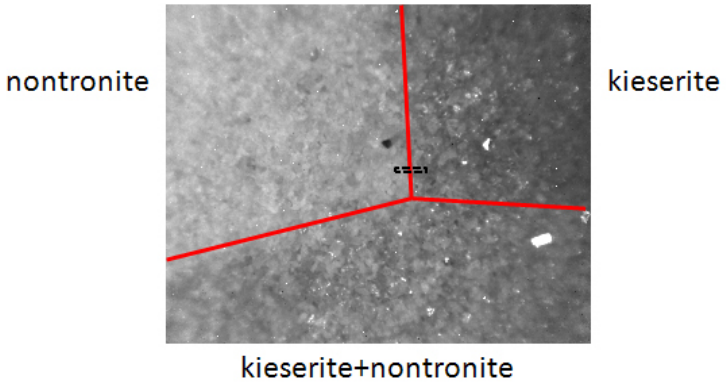


FIGURE 6.5 – *Image de l'échantillon de nontronite+kieserite acquise sur le breadboard, à une longueur d'onde de 2.1 µm. La zone encadrée en pointillés a servi de zone d'étude pour l'évolution des spectres à la transition nontronite-kieserite (voir figure 6.6).*

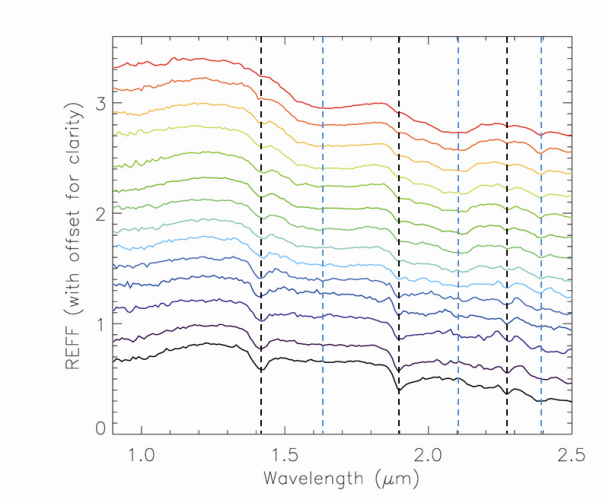


FIGURE 6.6 – *Evolution des spectres à la transition nontronite-kieserite au niveau de la zone encadrée en pointillés sur la figure 6.5 (un spectre tous les pixels, soit 23 µm). On part de la nontronite (à gauche sur la figure 6.5, en bas dans les spectres présentés) pour arriver à la kieserite (à droite sur la figure 6.5, en haut dans les spectres présentés).*

6.1.3 Mélanges avec des inhomogénéités à une échelle inférieure au pixel

Les composes recherché peuvent également se trouver à une échelle inférieure au pixel (cas des composés organiques par exemple, comme développé dans le chapitre 3). Ce cas n'a pas été testé au moyen du breadboard mais avec un microscope IR de type iN10 de chez Thermo Scientific, tel que décrit dans le chapitre 3, afin de pouvoir régler la taille de la fenêtre d'acquisition, simulant un pixel de notre instrument. Les mesures réalisées dans le chapitre 3 montrent clairement que les composés minoritaires à l'échelle du pixel peuvent néanmoins être identifiés à hauteur de quelques pourcents. Pour illustrer cela, on peut reprendre le cas d'un mélange de nontronite Nau-2 avec le tetracosane ($CH_3(CH_2)_{22}CH_3$) comme phase mineure (1 % en masse) (Fig. 6.9). La figure 6.7D montre qu'en ef-

fectuant une mesure avec une fenêtre de 200x200 μm^2, la signature d'un grain d'environ 30x30 μm^2 (soit de l'ordre de 2 % la surface de la fenêtre) est clairement visible. La forme globale du spectre est néanmoins donnée par le spectre de la nontronite, comme en témoigne la figure 6.7A. On peut vérifier qu'en diminuant la taille de la fenêtre d'acquisition à 20 μm, la signature spectrale du tétracosane devient de plus en plus forte, bien que la signature de la nontronite soit toujours présente du fait de la faible opacité des grains de tetracosane et donc de la diffusion multiple (Fig. 6.8). La figure 6.7C montre également une diminution du RSB avec la diminution de la taille de la fenêtre : un compromis entre RSB et détectivité des composés minoritaires à l'échelle du pixel devra donc être fait.

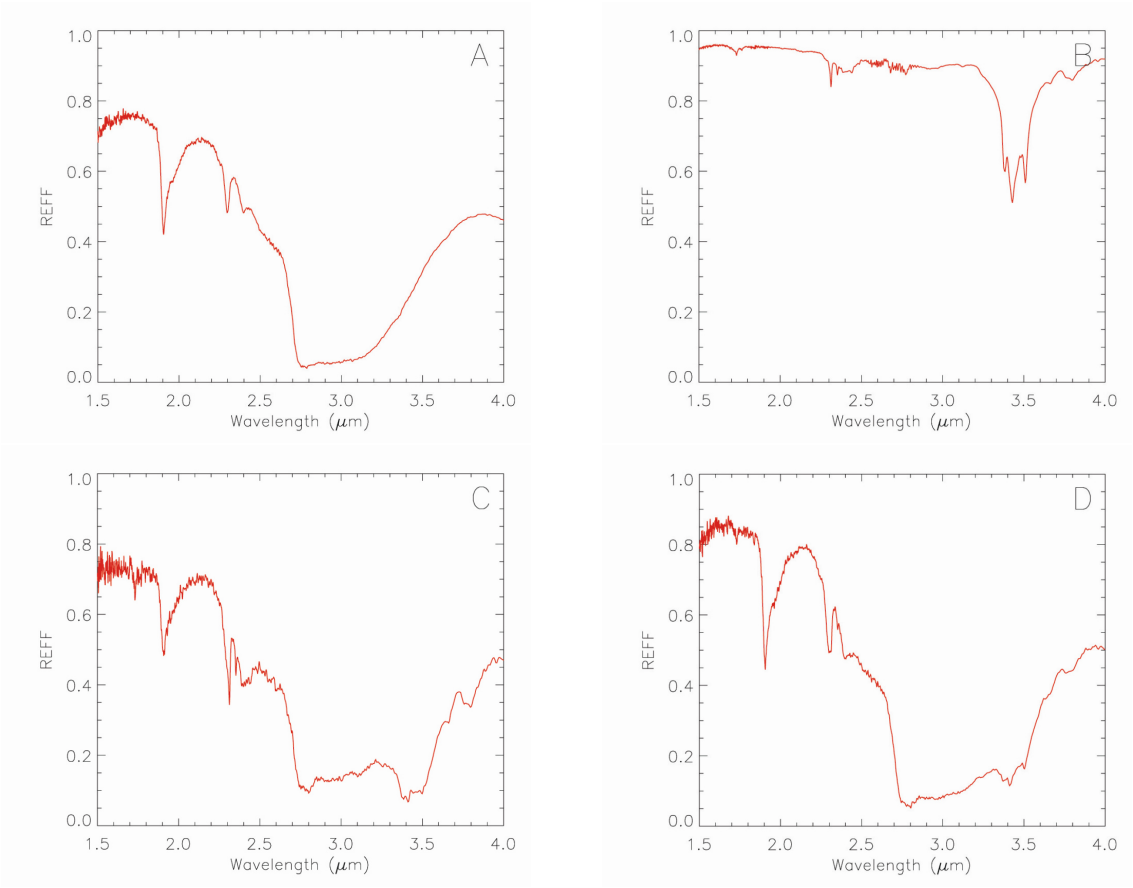


FIGURE 6.7 – *En haut à gauche :¨spectre de réflectance de la nontronite (échantillon Nau-2). En haut à droite : spectre de réflectance du tétracosane acquis suivant le protocole détaillé dans le chapitre 2. En bas à droite : spectre de réflectance acquis sur une fenêtre de 200x200 μm^2 avec un échantillon composé de nontronite et d'un grain de tétracosane de l'ordre de 30 μm (Fig. 6.9). En bas à gauche : idem avec une fenêtre de 20x20 μm^2. Spectres acquis sur le microscope IR iN10 de chez ThermoFisher.*

Ces mesures utilisent toutefois des grains relativement gros (quelques dizaines de μm avec des fenêtres d'intégration de quelques dizaines à quelques centaines de μm de côté). Or nous avons vu dans le chapitre 2, qu'à mesure que la taille des grains diminuait, le contraste des bandes avait tendance à diminuer. Les signatures spectrales de petits grains de l'ordre de la dizaine de microns, voire moins (et donc qui se rapproche de la longueur d'onde de travail) peuvent donc en réalité être faibles et des tests devront établir les seuils de détection pour différents composés pour les missions à venir, notamment

dans le cas de grains de carbonates pour la mission ExoMars.

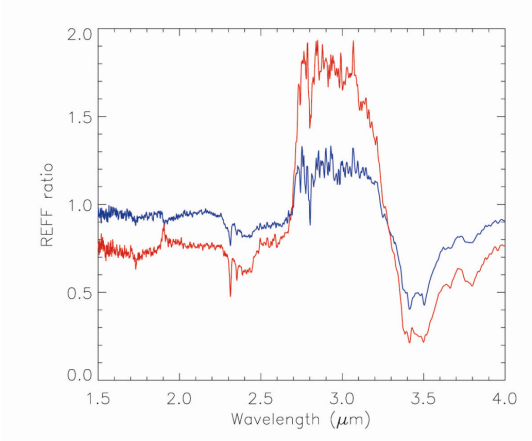


FIGURE 6.8 – *Rapport des spectre de réflectance D et A (en bleu) et C et A (en rouge) de la figure 6.7.*

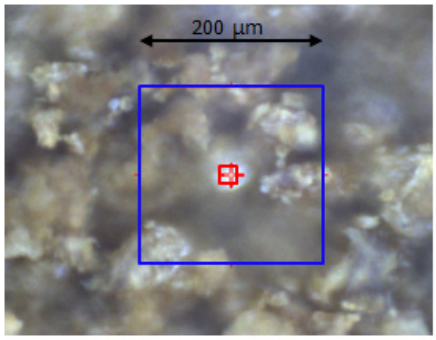


FIGURE 6.9 – *Image dans le visible d'un échantillon fait de nontronite et de tétracosane (1 % en masse). Le grain clair présent au centre de l'image est un grain de tétracosane. Les grains autour de lui sont tous des grains de nontronite. Image acquise au moyen du microscope IR iN10 de chez ThermoFisher.*

6.2 Influence de la défocalisation sur la caractérisation des échantillons

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, les profondeurs de champ avec lesquelles nous travaillons sont typiquement de l'ordre de quelques centaines de μm ($\pm$100 μm pour une ouverture numérique de 0.1, comme dans le cas du breadboard). Toutefois, le positionnement des grains peut varier comme nous l'avons vu dans le chapitre 4 pour différentes raisons, telles que la dilatation des matériaux, ou encore l'agencement des grains entre eux. Afin de tester l'effet de la défocalisation sur la capacité à identifier les composants d'un échantillon, j'ai adapté une platine de translation en z permettant de faire varier la position de l'échantillon de $\pm$3 mm environ avec un vernier permettant un positionnement à 10 μm près. J'ai utilisé un échantillon de minéraux mafiques (taille des grains de l'ordre de 50-200 μm) auquel j'ai mélangé quelques grains de kaolinite/halloysite (taille des grains de l'ordre de 200 μm). Les spectres de ces deux composés sont présentés figure 6.11. J'ai ensuite acquis les cubes-images de ces échantillons, d'abord avec un réglage correct de la position de l'échantillon, puis avec des défocalisations de $\pm$0.5 mm et $\pm$1 mm. A noter que les défocalisations attendues sont plutôt de l'ordre de

100 μm. La bande de la kaolinite/halloysite à 1.4 μm n'est pas présente dans le spectre des minéraux mafiques. On peut donc identifier les grains de kaolinite/halloysite en regardant cette bande, comme l'illustre la figure 6.10. En faisant varier la défocalisation, on peut observer une diminution progressive de l'intensité de la bande à 1.4 μm. Les grains restent néanmoins identifiables. Comme expliqué dans le chapitre 3, le fait de ne pas avoir une mise au point correcte a tendance à étaler l'énergie provenant d'un point-objet sur une zone plus grande et ainsi tend à mélanger davantage les réponses spectrales de pixels contigus, d'où une diminution de l'intensité de la bande à 1.4 μm, dans notre cas, d'autant plus forte que l'on se trouve proche de la transition minéraux mafiques - kaolinite/halloysite (Fig. 6.10). Toutefois, dans la mesure où la largeur de la PSF, même élargie par la défocalisation, est faible comparé à la taille du détecteur (matrice typiquement de quelques mm sur quelques mm de côté), le niveau d'énergie collecté par pixel, est au premier ordre globalement le même. La conséquence principale de la défocalisation est donc une dégradation de la résolution spatiale de l'instrument.

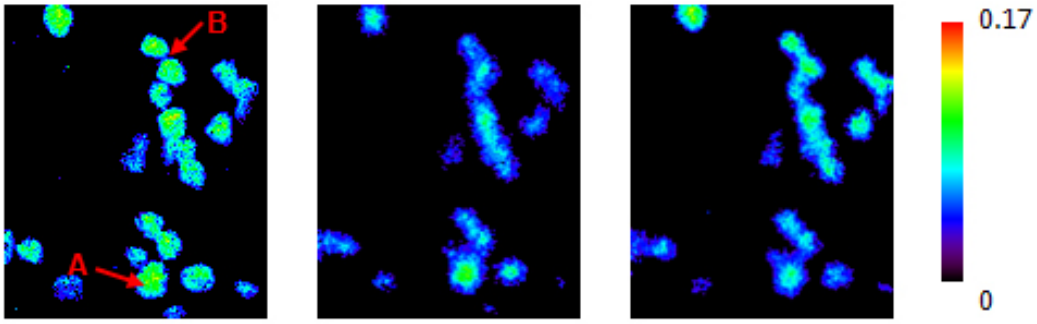


FIGURE 6.10 – *Cartes de la bande à 1.4 µm d'un mélange de minéraux minéraux mafiques et de kaolinite/halloysite, mettant en évidence les grains de kaolonite/halloysite. Le seuil de détection a été fixé ici à 3 %. De la gauche vers la droite : focalisation correcte, défocalisation de +1 mm (vers le haut), défocalisation de - 1 mm (vers le bas). Le point A se situe au niveau d'un grain de kaolinite/halloysite tandis que le point B se situe sur un grain de minéral mafique, proche de grains de kaolinite/halloysite.*

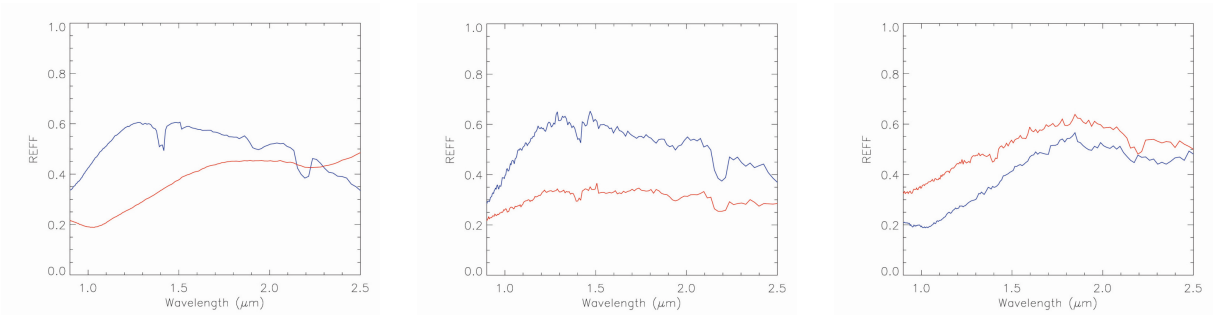


FIGURE 6.11 – *A gauche : spectres de réflectance de la kaolinite/halloysite (en bleu) et des minéraux mafiques (en rouge) acquis sur le breadboard avec des échantillons purs. Au milieu : spectres obtenu pour la position A (Fig. 6.10). En bleu la focalisation est correctement réglé, en rouge on a une défocalisation de +1 mm (vers le haut). A droite : spectres obtenu pour la position B (Fig. 6.10). En bleu la focalisation est correctement réglée, en rouge on a une défocalisation de +1 mm (vers le haut).*

6.3 Cartographie d'échantillons

Comme présenté dans le chapitre 1, l'objectif d'un microscope hyperspectral est de pouvoir cartographier la composition d'un échantillon en utilisant les caractéristiques spectrales mesurées au niveau de chaque pixel. Afin de tester la capacité de notre instrument à réaliser des cartographies spectrales d'échantillons, j'ai effectué un test permettant de comparer les résultats obtenus sur le breadboard avec une mesure de référence effectuée sur un microsope IR munie d'une platine x,y,z et permettant ainsi de faire de la cartographie d'échantillons.

6.3.1 Méthodologie

Pour réaliser ce test, il nous faut un échantillon de référence avec des inhomogénéités de composition que nous puissions passer à la fois sur le breadboard, puis sur le microscope IR, sans que l'échantillon ne soit modifié d'une étape à l'autre. D'autre part, nous devons travailler en réflexion, avec un échantillon permettant une diffusion efficace, et donc non-poli. Enfin, comme montré dans les paragraphes précédents, l'utilisation d'une focalisation correcte est nécessaire afin d'assurer une résolution spatiale optimale. La profondeur de champ sur le breadboard est de l'ordre de $\pm 100\ \mu$m, et les variations en z de l'échantillon doivent donc rester dans cette gamme. Afin de répondre à ces différentes contraintes, j'ai donc choisi d'adopter une technique proche de celle permettant de fabriquer des pastilles de KBr dans le cadre de la spectroscopie par transmission. Le principe est d'utiliser le même système de presse, mais en chargeant la pastille en minéraux d'intérêt afin d'obtenir une couche opaque. La procédure est la suivante : on dispose une première couche de KBr sur laquelle on vient placer une poudre de minéraux (typiquement des grains de moins de 100 μm). Cette couche de KBr a une fonction de support et permet également d'économiser de la poudre de minéraux. La couche de minéraux doit cependant être suffisamment épaisse pour rendre le milieu complètement opaque. On presse ensuite afin de former la pastille (pression de l'ordre de 3-4 tonnes). On obtient ainsi des pastilles telles que celles présentées sur la figure 6.12. Une certaine rugosité est préservée par ce processus, permettant de travailler sans problèmes en réflexion diffuse avec ces échantillons. A noter que le Kbr n'est présent que dans la partie inférieure de la pastille et ne sera pas rencontré par les photons.

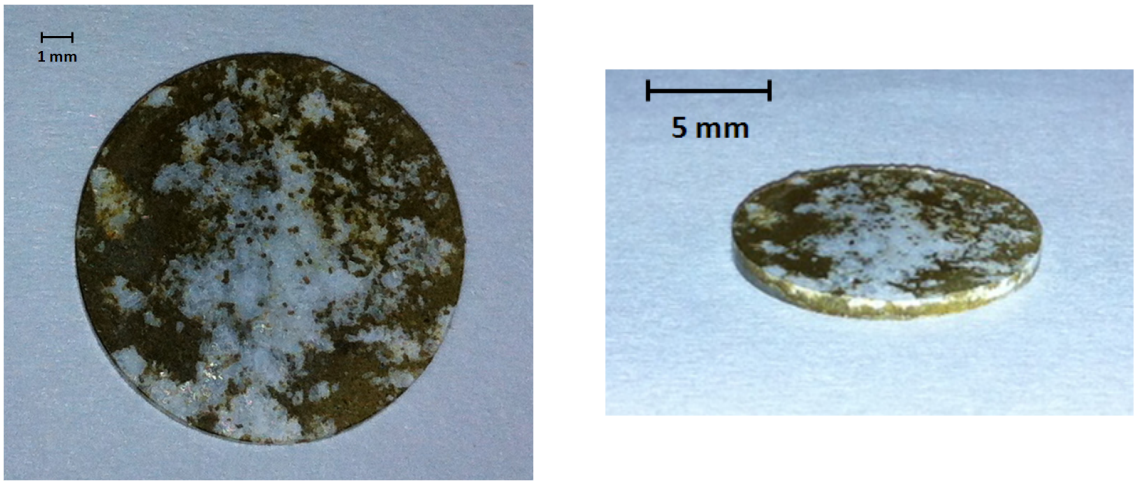


FIGURE 6.12 – *Images dans le visible d'une pastille de KBr+nontronite+gypse. En fonction de la façon dont on dépose les différents composants de type minéraux, on peut créer des motifs que l'on cherchera par la suite à cartographier.*

Le microscope IR est de type iN10 de chez Thermo Scientific, situé au synchrotron Soleil à quelques kilomètres d'Orsay, et déjà utilisé pour les tests présentés dans le chapitre 2. Le microscope IR est équipé d'une platine en x,y,z avec un pas de 1 μm en x et y et un pas d'environ 10 μm en z permettant de cartographier des échantillons avec une résolution spatiale entre 20 et 200 μm. L'acquisition de cubes hyperspectraux se faisant point par point, la mesure prend typiquement de l'ordre de quelques heures pour environ un millier de points, avec un RSB permettant l'identification claire de bandes d'absorption de l'ordre de 10-20 % et échantillonnage de l'ordre de quelques cm^{-1}. L'échantillon utilisé est une pastille présentant un mélange de nontronite et de gypse. Le choix de ces composés permet une identification de visu, qui simplifie le choix de la zone d'étude. Cette dernière (zone délimités par les pointillés rouges sur la figure 6.13), a des dimensions de l'ordre de 3x3mm ^{2}, soit environ 130x130 points avec le breadboard. Le choix de la taille de la zone a été fait en tenant compte des variations spatiales de la composition de l'échantillon, de l'ordre de plusieurs centaines de μm. Afin d'obtenir un RSB suffisant, sans utiliser des temps de mesures trop longs, une résolution spatiale de 80 μm a été choisie sur le microscope IR.

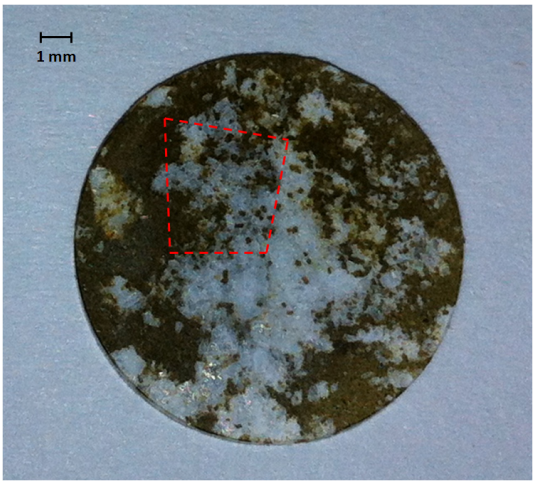


FIGURE 6.13 – *Image dans le visible de l'échantillon utilisé. Celui-ci est composé d'un mélange de nontronite et de gypse, sur un substrat de KBr. Les zones blanches correspondent au gypse, tandis que les zones brunes correspondent à la nontronite. La zone délimitée par les pointillés rouges correspond à la zone d'étude.*

6.3.2 Résultats

Afin de différencier la nontronite et le gypse, j'ai choisi d'utiliser la bande à 1.75 μm du gypse, absente du spectre de la nontronite. En cartographiant uniquement cette bande d'absorption, on peut donc identifier les zones où est présent le gypse. Les résultats sont présentés sur la figure 6.14. On peut noter une excellente corrélation entre les résultats obtenus sur le breadboard et ceux obtenus sur le microscope IR. Il est important de mentionner toutefois le fait que les aberrations géométriques n'ont pas été corrigées, ce qui explique les différences de forme observables.

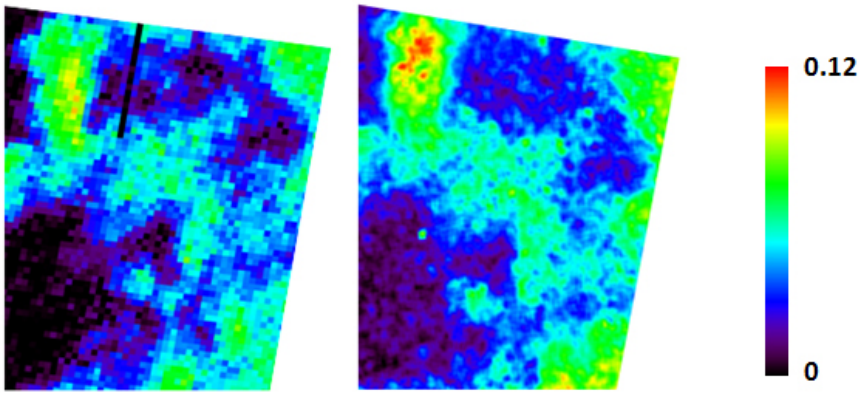


FIGURE 6.14 – *A gauche : carte de la bande à 1.75 µm de l'échantillon de nontronite+gypse obtenue sur le microscope IR iN10 de Thermo Scientific. L'échantillonnage spatial est de 80 µm et l'échantillonnage spectral est de 20 cm^{-1}. A droite : carte de la bande à 1.75 µm de l'échantillon de nontronite+gypse obtenue sur le breadboard. La carte a été filtrée de telle sorte à obtenir un échantillonnage spatial de 80 µm. L'échantillonnage spectral est de 20 cm^{-1}.*

6.4 Synthèse

Ces différents résultats démontrent la capacité de notre concept instrumental à identifier des grains d'intérêts au sein d'un échantillon via leurs caractéristiques spectrales, et ceci malgré le fait que leur occurrence puisse être faible et leur présence non détectable à l'échelle macroscopique. Cette capacité que nous avons va également permettre de détecter des zones d'intérêt pour notamment désigner des cibles à d'autres instruments d'une éventuelle charge utile dont la zone d'instigation est plus réduite, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Algorithmes de détection automatique de grains de composition spécifique : définition, conception et tests

Sommaire

7.1 Objectifs et problématiques 125
7.1.1 Introduction 125
7.1.2 Problématiques 126
7.1.3 Hypothèses de travail 127
7.1.4 Contraintes sur l'algorithme 127
7.2 Concept de l'algorithme 128
7.2.1 Extraction des données et formation du cube hyperpsectral 128
7.2.2 Identification des pixels non utilisables 128
7.2.3 Calcul des profondeurs de bandes caractéristiques 129
7.2.4 Identification des détections non cohérentes 130
7.2.5 Calcul du score d'intérêt de chaque pixel 131
7.2.6 Obtention d'une liste de cibles d'intérêt 132
7.2.7 Binning des zones de « moindre intérêt » 133
7.3 Tests 133
7.3.1 Cibles 133
7.3.2 Moyens de tests 135
7.3.3 Protocole expérimental 135
7.3.4 Résultats des tests 135
7.4 Synthèse 143

7.1 Objectifs et problématiques

7.1.1 Introduction

Comme montré dans le chapitre 6, la microscopie hyperspectrale permet d'effectuer des cartographies de la composition d'un échantillon. Il peut donc être intéressant d'utiliser cette propriété pour identifier automatiquement des grains de composition spécifique et ne transmettre qu'une partie du

cube-image, tout du moins en haute résolution spatiale, afin de diminuer la quantité de données à transmettre. D'autre part, l'indentification de grains d'intérêt peut constituer un moyen efficace afin de sélectionner puis désigner des cibles à d'autres instruments ayant une zone d'investigation plus réduite (e.g. spectromètre RAMAN sur ExoMars avec une taille de spot de l'ordre de 50 μm). En faisant l'hypothèse d'une recherche de composés d'intérêt à priori (en recherchant des bandes connues), j'ai étudié la capacité que nous avions à identifier ces composés, à les localiser dans un référentiel donné, et à en caractériser la taille. Cette étude a permis la conception d'algorithmes, qui pourront notamment être utilisés dans le cas de la mission ExoMars de l'ESA afin de développer la complémentarité entre instruments de la charge utile Pasteur (cf chapitre 13) et réduire la quantité de données à transmettre.

Je décris dans cette partie les problématiques liées à ces algorithmes, la version que j'ai développée dans le cadre de la mission ExoMars (cf chapitre 13) mais qui peut s'appliquer pour dans d'autres cas, ainsi que les tests de validation du concept effectués à l'aide du breadboard. Une version en pseudo-code de ces algorithmes est consultable en annexe. La gestion de la mémoire et des différentes variables y est également décrite. Ces algorithmes ont été développés en partant de cubes images permettant l'obtention de spectres de réflectance (en utilisant notamment un cube-image de référence), mais peuvent être adaptés au cas où aucune référence n'est disponible.

7.1.2 Problématiques

7.1.2.1 Introduction

L'élaboration d'algorithmes permettant la détection automatique de grains d'intérêt passe par une réflexion sur les cibles à rechercher, leur signature spectrale (quelles bandes utiliser), leur forme (phase majeure, mineure, et à quel degré) et l'échelle à laquelle les rechercher (dans le cas de composés mineurs, peut-on la rechercher à une échelle inférieure au pixel ?) et enfin le degré de confiance que l'on souhaite sur la détection (veut-on avoir un maximum de cibles potentielles, quitte à avoir des faux positifs ou souhaite-t-on un maximum de confiance sur les détections, quitte à ne pas tout détecter ?).

7.1.2.2 Signature spectrale

Pour chaque composé recherché, on établira un critère spectral basé sur une ou plusieurs bandes d'absorptions. Afin de maximiser le degré de confiance dans la détection, on cherchera typiquement à utiliser plusieurs bandes tout en essayant d'utiliser des bandes commune à un maximum de composés d'intérêt afin de limiter le temps de calcul (e.g. bandes à 1.4 et 1.9 μm pour les phyllosilicates hydratés, etc.).

7.1.2.3 Forme des composés

Dans le cas de grains d'intérêt, présents à priori sur plusieurs pixels du fait de leur taille, il s'agira de faire ressortir au maximum l'ensemble du grain, et non pas juste quelques pixels du grain présentant des signatures spectrales acceptables. Une première étape consistera donc à calculer les profondeurs de bandes caractéristiques du composé recherché, puis pour chaque bande de travail, d'en étudier la cohérence par rapport aux pixels adjacents. En effet, si les signatures sont sensées s'étaler sur plusieurs pixels, il n'est pas cohérent de mesurer des écarts trop importants d'un pixel à l'autre. Vient ensuite une étape de seuillage, au niveau de chaque bande suivant un RSB estimé à priori. Enfin une troisième grande étape consistera sommer les scores des pixels adjacents afin de mettre en évidence les grains en limitant l'effet d'éviction de certains pixels expliqué plus haut et en augmentant le contraste entre

les zones d'intérêt et le reste de l'échantillon. Dans le cas de détections de composés présents à des échelles inférieures à la taille du pixel, comme cela pourrait éventuellement être le cas pour la matière organique, la suite des opérations est sensiblement la même, si ce n'est qu'il n'y aura pas de tests de cohérence avec les pixels voisins d'effectué. Toutefois, afin de mettre en évidence les zones les plus riches en matière organique, l'opération de sommation des pixels adjacents est conservée.

7.1.2.4 Degré de confiance sur la détection

Le choix des seuils de détection fixe le degré de confiance que l'on veut avoir sur ces détections. Suivant le RSB obtenu au moment de l'étalonnage, et la stratégie que l'on souhaite adopter, on fixera ce seuil plus ou moins haut. Dans le cadre de cette étude, j'ai choisi d'utiliser des seuils de détection de l'ordre de 120 à 150 % de l'écart-type donné par le RSB. Combiné à l'utilisation de plusieurs bandes d'absorption, cela permet d'écarter en grande majorité les faux positifs.

7.1.2.5 Homogénéité des échantillons

Suivant la cible et le protocole d'obtention des échantillons, ceux-ci pourront être plus ou moins homogènes tant en composition qu'en forme. Les grains pourront avoir avoir un albedo fortement variable au sein de l'échantillon collecté (mélange de différentes phases). D'autre part, en cas de broyage (comme c'est le cas sur ExoMars, voir chapitre 13), celui-ci provoque un mélange des différents grains, d'autant plus homogène que la phase en question est importante. Les algorithmes développés ici devront pouvoir être efficaces dans l'ensemble de ces situations et donc aucune hypothèse n'est faite quant à l'homogénéité sur la forme ou l'albedo des grains. Ainsi, pour chaque type de composés, deux paramètres sont utilisés : un critère de détection, basé sur des caractéristiques spectrales et un degré de confiance sur la détection, et un critère de cohérence spatiale, basé sur le nombre minimum de pixels contigus où le critère de détection est positif. Ces paramètres pourront être changés avant ou même pendant la mission.

7.1.3 Hypothèses de travail

Dans la suite, je fais l'hypothèse que pour chaque cube-image d'un échantillon, sera également acquis, un cube-image d'une cible de référence. Ces différents cubes comprendront des mesures :

- lampe et générateur RF allumés (flux thermique + courant d'obscurité + straylight + flux monochromatique) ;
- lampe et générateur RF éteints (flux thermique + courant d'obscurité), ces images seront appelées « dark » dans la suite ;
- lampe allumée et générateur RF éteint (flux thermique + courant d'obscurité + straylight), ces images seront appelées « background » dans la suite.

7.1.4 Contraintes sur l'algorithme

Les capacités de calcul/traitement à bord du rover ExoMars sont encore inconnues. Je me suis donc fixé comme objectif de n'utiliser que les 4 opérations standards (+ - x /). La division pourra

éventuellement être remplacée si besoin est. D'autre part, on devra dans la mesure du possible limiter le nombre d'opérations et donc de temps de calcul, cette dernière ressource étant critique au niveau d'un système embarqué. Enfin, le nombre de bits n'étant pas infini, les nombres calculés devront appartenir à un domaine précis et connu à l'avance. Dans les algorithmes développés dans la suite, j'ai choisi de me limiter à des variables codées sur 24 bits au maximum, ce qui oblige à travailler avec des mots de 32 bits (ou 24 bits si le processeur le permet). D'autre part, la mémoire à bord du rover allouable aux calculs requis par l'algorithme est limitée. J'ai donc choisi de travailler au maximum sur 30 kbits, ce qui correspond à environ 4 pixels, avec leurs 500 canaux spectraux, chaque valeur étant codée sur 14 bits).

7.2 Concept de l'algorithme

7.2.1 Extraction des données et formation du cube hyperpsectral

Suivant les hypothèses énoncées dans la section précédente, nous disposons une fois les mesures effectuées de 2 cubes-images : le cube-image de la référence et le cube-image de l'échantillon, chaque cube-image comprenant les mesures faites aux différentes longueurs d'onde ainsi que des images de dark et de background. La première étape consiste donc à obtenir un cube hyperspectral donnant un spectre calibré de chaque pixel de l'échantillon sur la gamme spectrale de l'instrument, c'est à dire 0.9-3.5 μm. Cette première étape consiste à soustraire le background des images acquises à chaque longueur d'onde et ceci pour la référence et l'échantillon et de faire le rapport des deux (le protocole utilisé ici est identique à celui utilisé sur le breadboard).

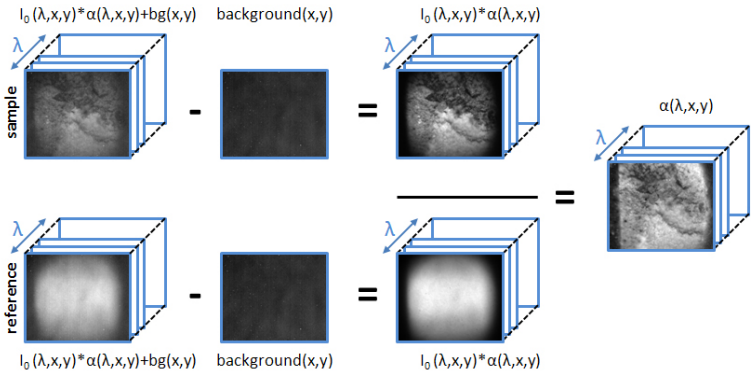


FIGURE 7.1 – *Protocole permettant l'obtention du cube hyperspectral de l'échantillon.*

7.2.2 Identification des pixels non utilisables

L'image acquise n'est pas « propre ». Certains pixels sont défectueux, certains sont saturés, et enfin la réflexion sur l'échantillon ne se passe pas toujours comme on l'espère et le contenu scientifique peut être biaisé. Il faut donc trouver ces zones de l'image qui seront à mettre de côté. Pour ce faire, on compare différentes mesures (background, données spectrales) à des valeurs limites (ajustables). Ainsi on peut de mettre en évidence les pixels morts, chauds, saturés et illuminés principalement par de la réflexion spéculaire.

7.2.2.1 Détection de pixels morts

On utilise ici les images de background de la cible de référence. Si le niveau de signal reçu par le pixel est inférieur à une valeur limite, celui-ci est considéré comme mort et écarté de la liste des pixels ultérieurement traités.

7.2.2.2 Détection de pixels saturés

La détection des pixels saturés se déroule en deux étapes. La première consiste à vérifier le cube-image de la cible de référence. Cette référence étant par hypothèse homogène et ayant un comportement lambertien, on peut vérifier la saturation des pixels uniquement sur quelques pixels bien choisis et sur certains canaux (là où on a un maximum d'intensité). On compare donc la valeur du signal reçu sur ces pixels à une valeur limite préalablement définie. Si la valeur est supérieure à la valeur limite, la cible entière est considérée comme non utilisable et une nouvelle mesure doit être faite. La deuxième étape consiste à vérifier s'il n'y a pas de pixels saturés sur le cube-image de l'échantillon. Ici, pour plus de sureté, chaque canal de chaque pixel doit être vérifié. Si le niveau de signal reçu par le pixel est supérieur à une valeur limite, celui-ci est considéré comme saturé et écarté de la liste des pixels ultérieurement traités.

7.2.2.3 Détection de pixels chauds

On utilise ici les images de background de la cible de référence. Si le niveau de signal reçu par le pixel est supérieur à une valeur limite, celui-ci est considéré comme chaud et écarté de la liste des pixels ultérieurement traités.

7.2.2.4 Détection de pixels recevant majoritairement de la réflexion spéculaire

On utilise ici les spectres de réflectance de chaque pixel. Si pour l'un des quelques canaux préalablement chois et couvrant la gamme spectrale le niveau de signal reçu par le pixel est supérieur à une valeur limite (supérieure à 1, à définir), celui-ci est considéré comme recevant principalement de la réflexion spéculaire et écarté de la liste des pixels ultérieurement traités.

7.2.3 Calcul des profondeurs de bandes caractéristiques

Pour détecter les grains d'intérêt, il nous faut regarder leur spectre, et déterminer si leur composition correspond à une composition d'intérêt, préalablement définie. Pour chaque composant d'intérêt, on dispose donc d'un critère spectral. Ces critères s'appuient sur la détection ou non de bandes d'absorption caractéristiques du composé recherché. Voyons maintenant sous quelle forme ces critères spectraux sont utilisés. Tout d'abord, au niveau de chaque bande, on évalue une absorption par rapport à un continuum. Dans la plupart des études, on utilise un calcul relatif (on divise la différence entre le continuum et la valeur au niveau de la bande d'absorption, c'est-à-dire la profondeur absolue de bande, par le continuum). Toutefois, ici, cette méthode s'applique difficilement. Le facteur de réflectance peut avoir de grandes fluctuations spatiales pour une même longueur d'onde. Or une petite variation de ce facteur de réflectance (due au bruit par exemple) sur un grain d'albedo sombre « non-intéressant » ne doit pas donner un score plus élevé que pour un grain d'intérêt ayant par exemple un albedo plus important. J'ai donc choisi de travailler avec une profondeur de bande absolue (soit la différence entre le continuum et la valeur au niveau de la bande d'absorption). Pour chaque calcul de profondeur de bandes, le continuum est calculé en utilisant entre 5 et 10 canaux spectraux afin de maximiser le RSB.

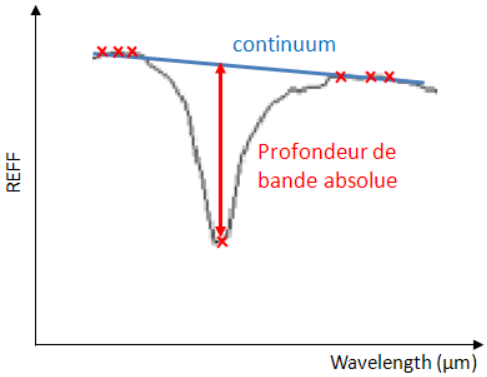


FIGURE 7.2 – *Schéma illustrant les notions de profondeur de bande et de continuum.*

D'autre part, dans la suite, j'ai choisi de travailler dans la mesure du possible, non pas avec une bande caractéristique d'absorption, mais avec deux bandes. En effet, le travail sur deux bandes tend à limiter fortement les fausses détections. Pour chaque pixel et chaque composé recherché, on calcule donc la profondeur de bande absolue au niveau de la première bande caractéristique, puis au niveau de la seconde. Les profondeurs de bandes mesurées constituent les scores relatifs à chaque bande. Si la profondeur de bande mesurée est négative, ce score est mis à zéro.

7.2.4 Identification des détections non cohérentes

Dans le cas où l'on fait l'hypothèse que le composé recherché doit se trouver à l'échelle de plusieurs pixels (comme cela peut êtrele cas pour la recherche de grains de minéraux hydratés par exemple), on vérifie que sur chaque pixel et pour chaque bande spectrale utilisée, la mesure de l'absorption est bien cohérente avec celle de ses voisins. On fera l'hypothèse que si un pixel possède une absorption très élevée, au moins quelques pixels autour de lui doivent avoir une absorption proche. En effet, si ce composé est attendu à l'échelle de plusieurs pixels, une absorption élevée sur un pixel impliquera que la signature devrait également être visible (même à un degré moindre) sur les pixels alentours. Si les pixels proches ont tous des absorptions beaucoup plus faibles, on estimera qu'il s'agit d'une fausse détection. En pratique, on calcule la moyenne des absorptions sur le pixel courant et sur les pixels alentours. On distingue 4 fenêtres (Fig. 7.3) : la fenêtre supérieure gauche, la fenêtre supérieure droite, la fenêtre inférieure droite et la fenêtre inférieure gauche. Si une des moyennes obtenues est proche de la valeur du pixel courant (typiquement 50 % mais cette valeur est ajustable), alors la valeur de l'absorption est conservée, sinon elle est mise à zéro.

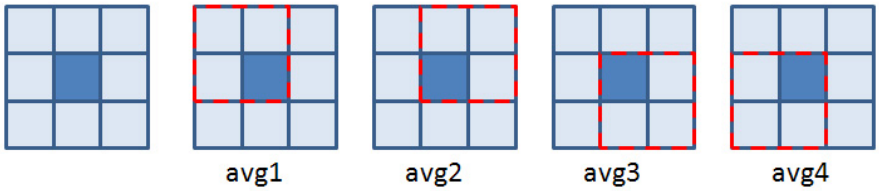


FIGURE 7.3 – *Schéma des différentes fenêtres sur lesquelles un calcul de signal moyen et d'écart par rapprt à cette moyenne est éffectué. Le pixel courant (celui dont on vérifie la cohérence par rapport à ses voisins) est indiqué en bleu foncé.*

7.2.5 Calcul du score d'intérêt de chaque pixel

Une fois la cohérence des signatures spectrales mesurées vérifiée, les absorptions mesurées au niveau de chaque bande sont comparées à une valeur seuil, dépendant du composé recherché et du RSB estimé à priori lors de l'étalonnage de l'instrument, ou lors d'un traitement spécifique à bord. Les valeurs sous le seuil, et donc potentiellement imputables au bruit, sont mises à zéro. Les valeurs d'absorption des différentes bandes utilisées sont ensuite multipliées entre elles pour donner un score de présence du composé recherché au niveau de chaque pixel.

L'étape suivante consiste à additionner pour chaque pixel le score du pixel courant et les scores des pixels contigus (soit 1+8 pixels). Ce filtre passe-bas (sans la division) a pour principale vocation d'une part de mettre en évidence des zones d'intérêt plutôt qu'un groupe de pixels disjoints (suivant l'hypothèse de grains dont la taille est plus importante que la taille du pixel) et donc de faciliter le tri des cibles potentielles par la suite et d'autre part donner plus de poids aux pixels possédant un voisinage ayant un score élevé, c'est à dire d'initier une discrimination des zones suivant leur taille et leur correspondance aux critères spectraux. Ce concept est illustré par la figure 7.4.

A noter qu'avec cette méthode, on a une incertitude de 1 pixel (correspondant à la distance centre du filtre - bord du filtre) sur la limite de la zone d'intérêt, soit 20 μm, sans importance dans la mesure où c'est le centre de la zone qui est donné comme cible par la suite aux autres instruments et que leur taille de spot est beaucoup plus importante (typiquement 50 μm pour le spectromètre RAMAN).

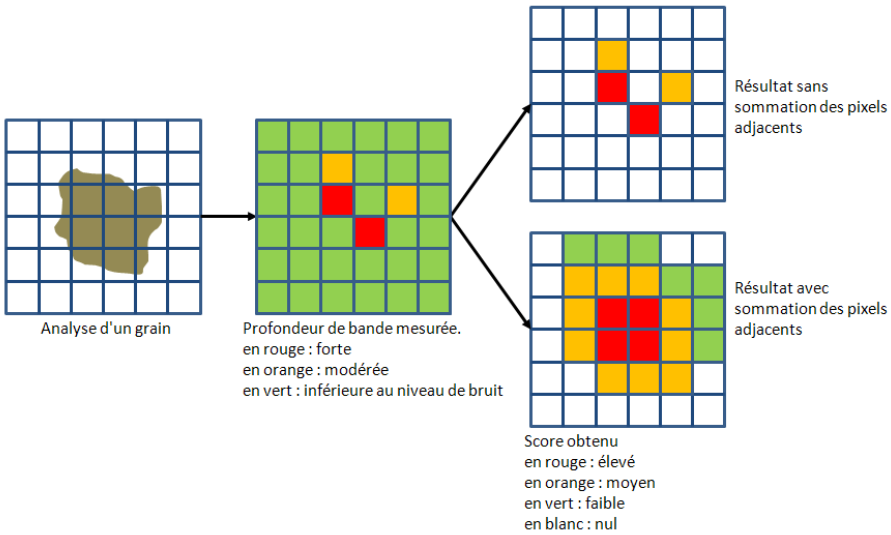


FIGURE 7.4 – *Schéma présentant l'intérêt d'effectuer une sommation des pixels adjacents afin de mettre en évidence des composés présents à une échelle de plusieurs pixels.*

Une fois cette étape achevée, on dispose d'une carte de l'échantillon où tous les pixels ayant un score supérieur à zéro ont un intérêt par rapport au critère choisi soit N cartes correspondant aux N composés recherchés, et donc aux N critères. On établit la carte finale en prenant pour chaque pixel la valeur maximale de score du pixel sur ces N cartes.

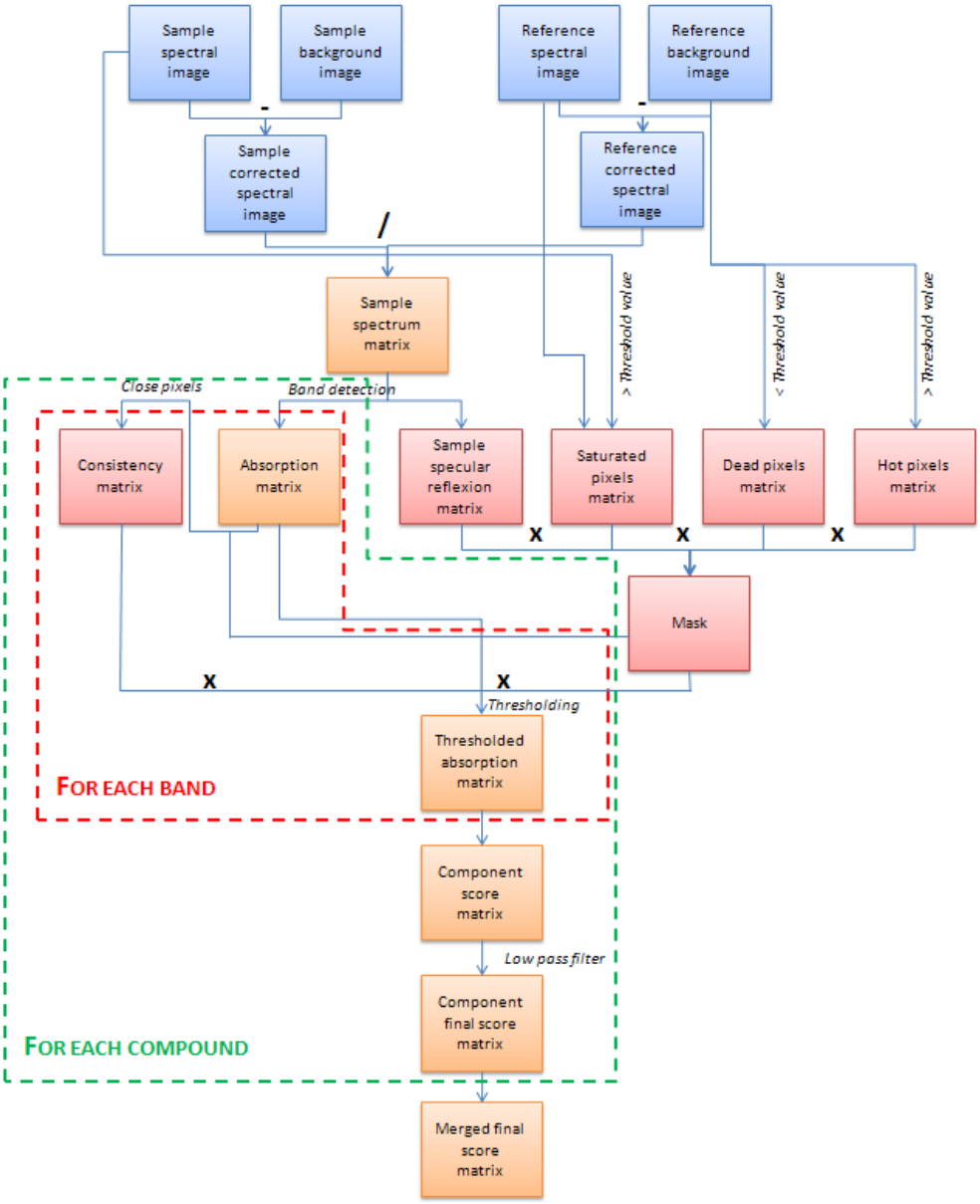


FIGURE 7.5 – *Diagramme logique de la partie détection de grains de composition spécifique de l'algorithme.*

7.2.6 Obtention d'une liste de cibles d'intérêt

La dernière étape consiste à trier les zones d'intérêt de la carte finale et à donner la liste de celles ayant le plus d'intérêt, c'est-à-dire comprenant les pixels ayant les scores les plus élevés, ou la taille la plus importante. Ce paramètre reste encore à définir en fonction des besoins scientifique. On obtient donc au final une liste de grains, avec la position de leur centre, et leur intérêt. Il est important de mentionner que les coordonnées de chaque grain sont ici données dans le repère lié à notre détecteur matriciel. Une étape de traduction de ses coordonnées dans un repère lié au carrousel et donc utilisable par les autres instruments sera donc encore nécessaire. Celle-ci sera faite au moment des tests

d'intégration.

7.2.7 Binning des zones de « moindre intérêt »

Une fois la carte donnant les zones d'intérêt de l'échantillon obtenue, on peut dans un premier temps envoyer un cube hyperspectral de l'échantillon, au lieu d'envoyer les différents cube-images (échantillon, référence). Afin de limiter la taille de ce cube hyperspectral, il est intéressant d'effectuer une première étape de binning des zones présentant un intérêt moindre, avant d'effectuer une compression à proprement parler. Cette étape de binning se décompose en plusieurs étapes. Une première étape consiste à délimiter la zone où effectuer le binning. L'idée ici est de conserver tous les pixels d'intérêt (ou une partie, suivant un seuil défini), avec leur proche voisinage (typiquement une fenêtre de quelques pixels autour). Une fois cette étape achevée, on effectue un binning 2x2 (ou d'avantage si besoin).

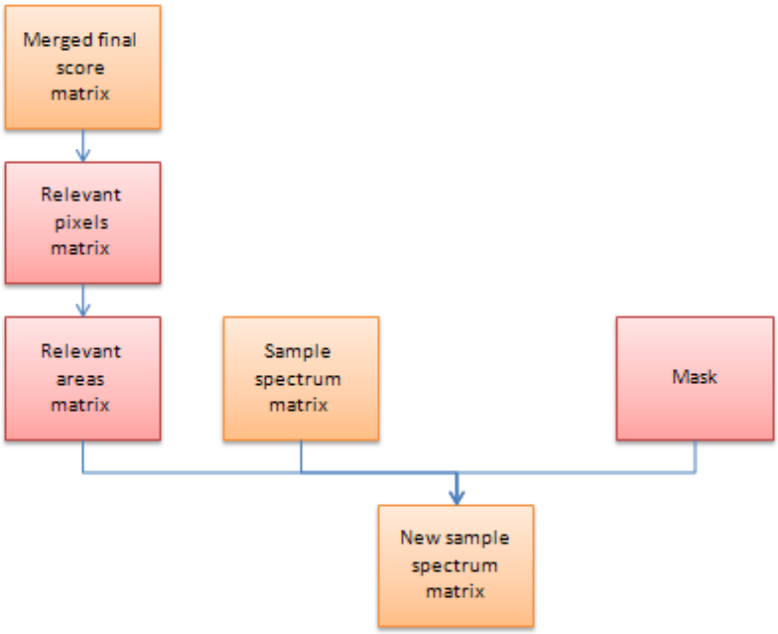


FIGURE 7.6 – *Diagramme logique de la partie binning des zones de « moindre intérêt » de l'algorithme.*

7.3 Tests

7.3.1 Cibles

Une des finalités de l'analyse d'échantillons, au niveau du rover ExoMars, est de rechercher des biosignatures. Or si la vie est apparue à un moment donné sur Mars, c'est très certainement à une époque où de grandes quantités d'eau ont été à l'état stable. Les matériaux formés à cette époque sous l'action de l'eau et leur environnement proche sont donc des cibles particulièrement intéressantes pour la recherche de ces biosignatures. Trois types de matériaux peuvent être des traceurs de ces grandes quantités d'eau : les matériaux hydratés (contenant H_2O), les matériaux hydroxylés (contenant OH) et les matériaux à la fois hydratés et hydroxylés (note : je choisis ici par convention de nommer matériaux

hydratés uniquement les matériaux contenant H_2O). La présence de OH ou H_2O va conduire à de nombreuses bandes liées à des combinaisons de modes vibrationnels au sein du cristal. Certaines seront plus visibles que d'autres et donc plus facilement utilisables. Parmi ces matériaux, il existe deux grandes familles de cibles privilégiées : les argiles et les sulfates. J'ai donc choisi d'utiliser ces composants pour tester les algorithmes développés.

Les argiles sont soit hydratés et hydroxylées (ex : smectite), ou soit juste hydroxylées (ex : kaolinite). Dans le domaine spectral qui nous intéresse (0.9-3.5 μm), 3 zones sont caractéristiques de ces matériaux :

- la zone à 1.4 μm correspondant à l'élongation de la liaison OH (« élongation OH ») (donc caractérisant à la fois la présence de OH, mais aussi de H_2O) ;
- la zone à 1.9 μm correspondant à la déformation angulaire de H_2O (« pliage H-O-H ») (caractérisant uniquement la présence de H_2O) ;
- la zone à 2.2-2.3 μm correspondant à la déformation angulaire de M-OH (« pliage M-O-H ») où M représente le métal liant (caractérisant uniquement la présence de OH). Cette bande est variable spectralement, ce qui ne la rend pas simple à détecter automatiquement.

Les sulfates quant à eux peuvent être soit hydratés (ex : kieserite), soit hydroxylés (ex : jarosite), soit les deux (ex : fibroferrite), soit aucun des deux (ex : anhydrite). Le cas des sulfates n'étant ni hydroxylés ni hydratés n'est pas traité dans cet exemple. Les bandes d'absorption des sulfates liées à OH ou H_2O sont généralement peu stables suivant les matériaux. Seules certaines bandes liées à H_2O semblent présenter une certaine stabilité. On concentre donc la détection sur les sulfates hydratés dans un premier temps. Concernant ces sulfates hydratés, il faut distinguer le cas des sulfates polyhydratés (ex : gypse) et celui des sulfates monohydratés (ex : kieserite). Dans le cas des sulfates polyhydratés on a deux zones caractéristiques exploitables :

- la zone à 1.4 μm liée à une combinaison de différents modes vibrationnels et caractéristique de la présence d'H_2O ;
- la zone 1.9 μm, également liée à une combinaison de différents modes vibrationnels et caractéristique de la présence d'H_2O.

Dans le cas des sulfates monohydratés, ces deux bandes sont décalées respectivement à 1.6 et 2.1 μm.

Cas des argiles :
En travaillant uniquement avec la bande à 1.4 μm dans le cas des argiles, il est vrai que l'on ne fait pas d'hypothèses sur la présence ou non d'H_2O au sein du minéral. Toutefois, la détection s'en trouve plus difficile. La bande à 2.2-2.3 μm étant difficile à exploiter, il a donc été choisi de travailler avec la bande à 1.4 μm et celle à 1.9 μm, ce qui tend à éliminer les matériaux uniquement hydroxylés.

Cas des sulfates polyhydratés :
Tout comme pour les argiles, les zones à 1.4 et 1.9 μm sont particulièrement intéressantes. Toutefois,

dans le cas des sulfates polyhydratés, ces bandes sont légèrement décalées par rapport à celles des argiles. Il a donc été choisi que ces bandes seraient recherchées indépendamment de celles des argiles afin d'optimiser leur détection.

Cas des sulfates monohydratés :
Dans les cas des sulfates monohydratés, les bandes à 1.6 et 2.1 μm, équivalent des bandes à 1.4 et 1.9 μm des sulfates polyhydratés, sont utilisées pour la détection.

En résumé, on se concentrera pour ces tests sur la détection des composés suivants :

- les argiles hydratées ;
- les sulfates monohydratés ;
- les sulfates polyhydratés.

A chaque fois, deux bandes seront utilisées afin d'optimiser les résultats.

7.3.2 Moyens de tests

Les tests présentés ici ont été effectués sur le breadboard représentatif de l'instrument MicrOmega, présenté dans le chapitre 5. La gamme spectrale de ce banc est toutefois limitée à 0.9-2.5 μm. Les images acquises sont des matrices de 320x256 pixels et j'ai utilisé pour ces mesures 180 canaux spectraux.

7.3.3 Protocole expérimental

Différents échantillons ont été testés afin de valider l'algorithme. Les premiers tests ont consisté à déposer quelques grains d'un matériau hydraté connu sur un fond composé d'un autre matériau non hydraté connu et ensuite à effectuer des mixtures. Les matériaux hydratés utilisés sont :

- Une argile de type nontronite ;
- Une argile de type kaolinite/halloysite (très peu hydratée) ;
- Un sulfate monohydraté de type kieserite ;
- Un sulfate polyhydraté de type gypse.

7.3.4 Résultats des tests

7.3.4.1 Test 1 : Détection de minéraux hydratés de type argile

J'utilise ici un critère de détection avec les bandes à 1.4 et 1.9 μm présentes à des degrés plus ou moins importants dans les argiles. Le seuil de détection est fixé à 0.03 pour la bande à 1.4 μm et à 0.04 pour la bande à 1.9 μm (valeurs obtenues en évaluant le RSB lors de la mesure).

Echantillon 1.1 :	fond de roches basaltiques (taille des grains <200 μm)

Un premier test a été effectué avant et après dépôt de ces grains afin de vérifier la non détection de cibles intéressantes dans le cas d'échantillons sans grains hydratés.

FIGURE 7.7 – *Critère de détection des bandes à 1.4 et 1.9 μm de l'échantillon 1.1.*

On peut vérifier que dans le cas d'un échantillon sans minéraux hydratés, aucune détection n'a lieu.

Echantillon 1.2 :	fond de roches basaltiques (taille des grains <200 μm) + 3 grains d'une argile type nontronite (taille des grains comprise entre 150 et 200 μm) + 2 grains d'une argile type kaolinite/halloysite (taille des grains entre 100 et 200 μm)

On ajoute maintenant quelques grains de minéraux hydratés : de la nontronite avec des bandes caractéristiques à 1.4 μm, 1.9 μm et 2.29 μm et de la kaolinite/halloysite avec des bandes caractéristiques à 1.4 μm, 1.9 μm (faible) et 2.21 μm.

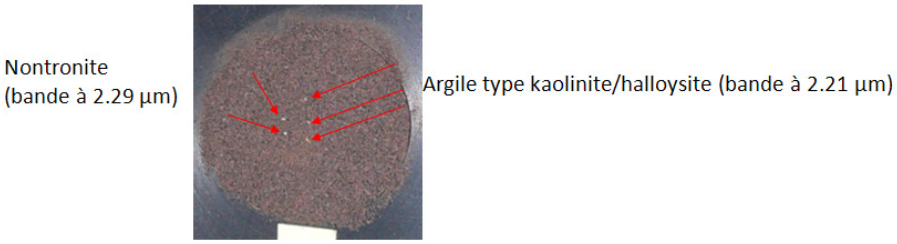


FIGURE 7.8 – *Image de l'échantillon 1.2.*

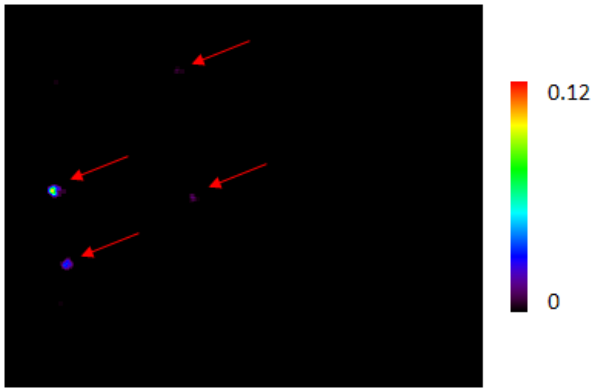


FIGURE 7.9 – *Critère de détection des bandes à 1.4 et 1.9 µm de l'échantillon 1.2.*

La détection des grains de nontronite est relativement aisée. Quant aux grains de l'autre argile, elle est beaucoup plus délicate du fait de la faible bande à 1.9 μm. Les valeurs de score sont plus faibles que pour la nontronite et un grain n'est pas repéré. Après vérification, il s'avère que les signatures specrtales des pixels relatifs au grain non détecté sont noyées dans le bruit. Sa non-détection est donc une conséquence logique Toutefois, les trois grains de cette argile sont bien détectés.

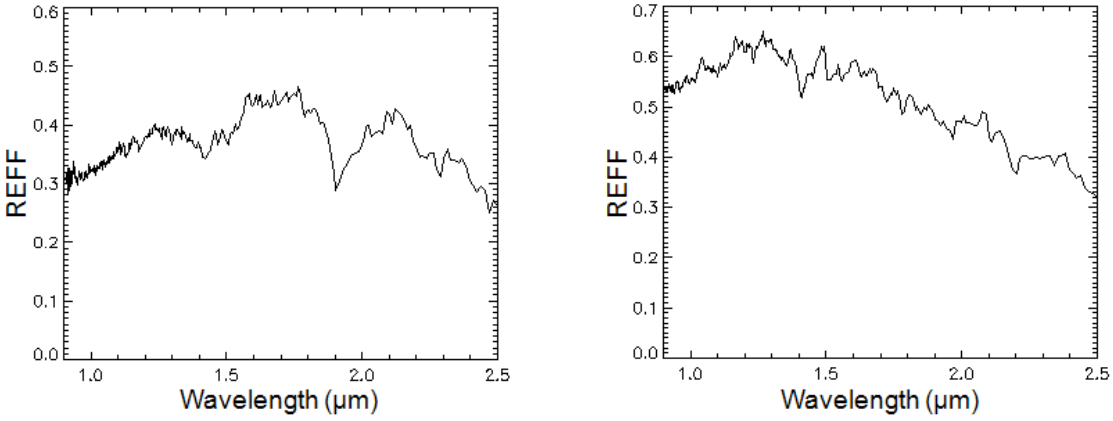


FIGURE 7.10 – *Spectre d'un pixel contenant de la nontronite (détection positive) / spectre d'un pixel contenant de la kaolinite/halloysite (détection positive).*

7.3.4.2 Test 2 : Détection de minéraux hydratés de type sulfate

J'utilise ici un critère de détection avec les bandes à 1.4 et 1.94 μm pour les sulfates polyhydratés et les bandes à 1.6 et 2.1 μm pour les sulfates monohydratés. Le seuil de détection est fixé à 0.03 pour la bande à 1.4 μm et à 0.04 pour la bande à 1.9 μm (valeurs obtenues en évaluant le RSB lors de la mesure).

Echantillon 2 :	fond de roches basaltiques (taille des grains <200 μm) + 2 grains de gypse (taille des grains entre 150 et 200 μm) + 2 grains de kieserite (taille des grains entre 150 et 200 μm)

1ere étape : détection des grains de gypse

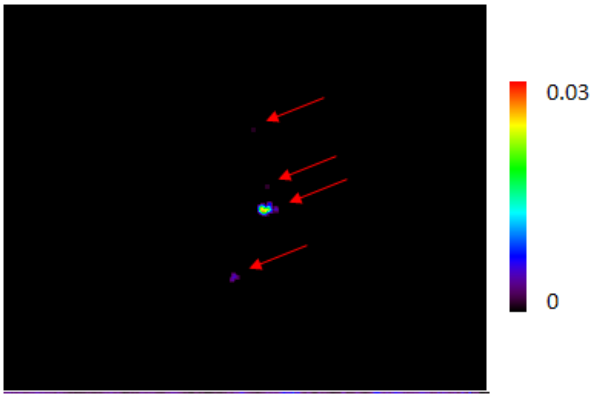


FIGURE 7.11 – *Critère de détection des bandes à 1.4 et 1.9 µm de l'échantillon 2.*

Les deux grains de gypse sont bien détectés. En regardant les spectres de ces pixels, on se rend compte que la bande à 1.9 μm est généralement bien nette. La bande à 1.4 μm qui est en fait le résultat de plusieurs bandes d'absorption très proches est généralement moins claire, mais sa détection reste possible (Fig. 7.12). On peut également remarquer deux autres détections. La première est intéressante car en regardant son spectre (Fig. 7.12), on constate qu'il s'agit d'un petit grain de gypse. La contamination a très probablement eu lieu au moment de la préparation de l'échantillon. La deuxième détection est probablement également un petit grain de gypse ayant la même origine, Sa signature est toutefois fortement dans le bruit et sa détection est à soumise à réserve.

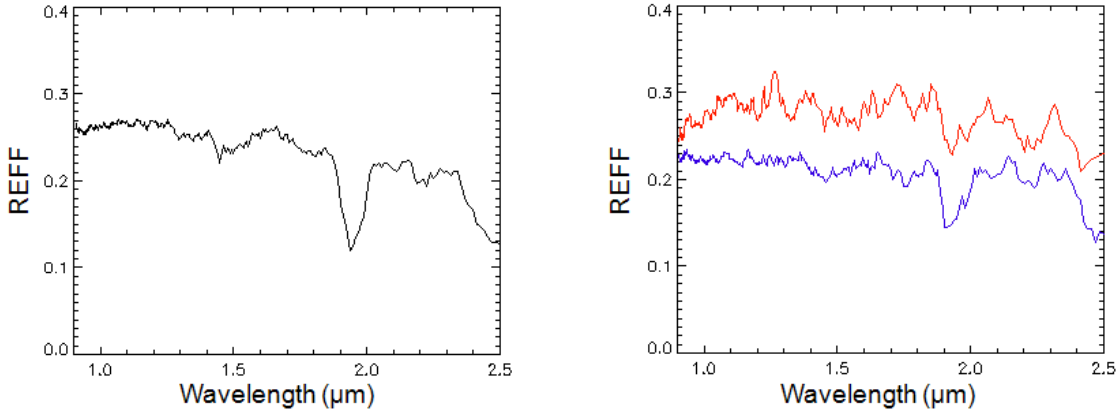


FIGURE 7.12 – *A gauche : spectre de réflectance obtenu pour le pixel (170,120) contenant un grain de gypse. A droite : spectres de réflectance obtenus pour le pixel (170,195) (en rouge) et (175,142) (en bleu), potentiellement contaminés par des petits grains de gypse.*

2e étape : détection des grains de kieserite

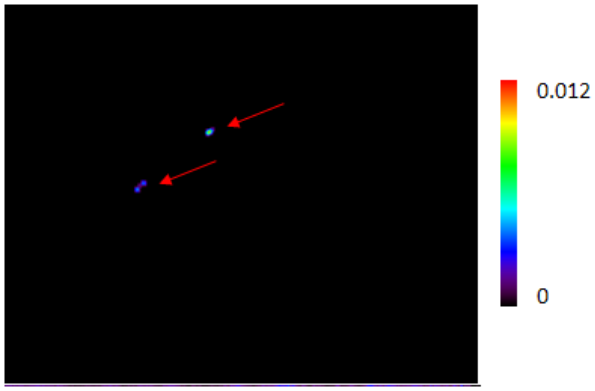


FIGURE 7.13 – *Critère de détection des bandes à 1.6 et 2.1 µm de l'échantillon 2.*

Les deux grains de kieserite sont bien détectés. On remarquera que pour l'un des deux grains, il y a deux maxima dans le score calculé, preuve que les signatures peuvent varier fortement d'une partie d'un grain à un autre et que le lissage des scores par sommation du score des pixels adjacents permet de reconstituer le grain.

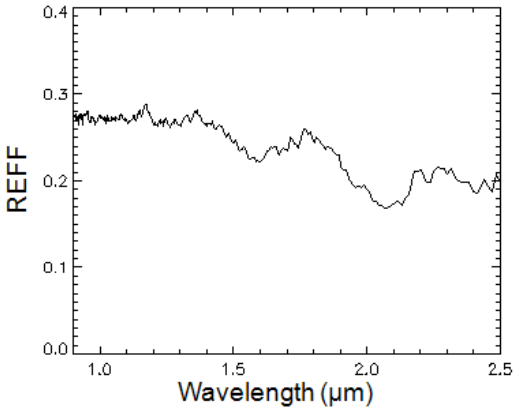


FIGURE 7.14 – *Spectre du pixel (142,160) contenant de la kieserite.*

3e étape : concaténation des résultats et obtention de la position des pixels-cibles pour les autres instruments

Les scores obtenus peuvent être très différents suivant les cibles et les critères associés. Le tri se fera donc uniquement par composé cible, puis suivant l'intérêt scientifique d'un composé cible A par rapport à un composé cible B, on déterminera la liste finale.

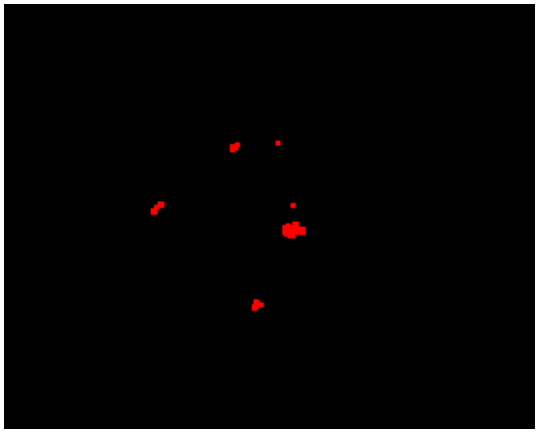


FIGURE 7.15 – *Carte des pixels positifs à l'un des critères utilisés (en rouge).*

Critère kieserite	
Position du centre	Taille du grain
(92.405 ; 132.595)	37 pixels
(138.321 ; 168.571)	28 pixels
Critère gypse	
Position du centre	Taille du grain
(173.039 ; 119.359)	34 pixels
(151.588 ; 74.971)	34 pixels
(164.000 ; 171.000)	9 pixels
(173.000 ; 134.000)	9 pixels

TABLE 7.1 – *Caractéristiques des grains de composition « sulfate monohydraté » et « sulfate polyhydraté » identifiés dans l'échantillon.*

7.3.4.3 Test 3 : Détection de minéraux hydratés de type argile dans une mixture

Echantillon 3 :	fond de roches basaltiques (taille des grains <200 μm) mélangé à une argile type nontronite (taille des grains entre 75 et 100 μm) (entre 5 et 10 % de la masse)

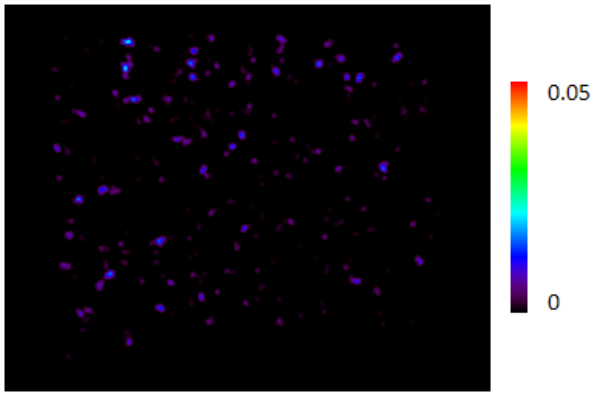


FIGURE 7.16 – *Critère de détection des bandes à 1.4 et 1.9 µm de l'échantillon 3.*

Bien que les grains d'argile utilisés soient relativement petits (entre 75 et 100 μm) et que le pourcentage massique est assez faible (entre 5 et 10 %) la détection est globalement bonne. D'autre part, les tailles des grains détectés sont cohérentes : elles sont de l'ordre de quelques pixels.

7.3.4.4 Test 4 : Détection de différents minéraux hydratés au sein d'une mixture

Echantillon 4 :	Echantillon composé de 3 zones : 1 zone contenant uniquement de la nontronite, 1 zone contenant uniquement de la kieserite et 1 zone contenant une mixture de nontronite / kieserite.

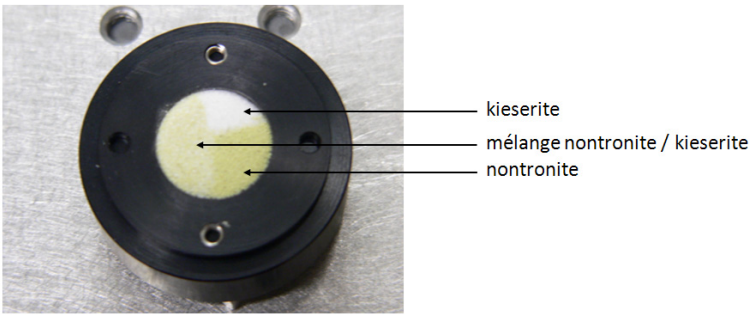


FIGURE 7.17 – *Image de l'échantillon 4, composé de kieserite et de nontronite.*

L'objectif ici est de vérifier que l'on peut bien différencier deux minéraux de type hydraté dans une mixture. J'ai travaillé ici sur la détection de l'argile. Toutefois, on peut vérifier que les détections de kieserite sont bien complémentaires de celles de nontronite (Fig. 7.18).

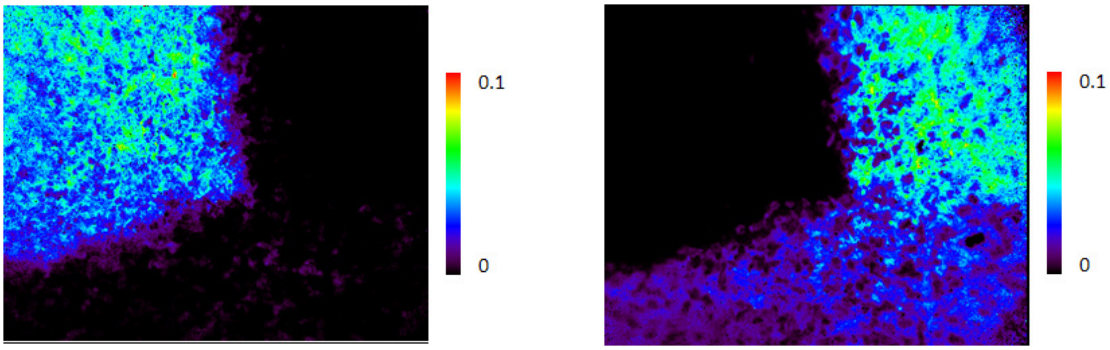


FIGURE 7.18 – *A gauche : critère de détection des bandes à 1.6 et 2.1 µm de l'échantillon 4, mettant en évidence la kieserite. A droite : critère de détection des bandes à 1.4 et 1.9 µm de l'échantillon 4, mettant en évidence la nontronite.*

Une fois cette opération achevée, on poursuit jusqu'à l'obtention d'un cube hyperspectral binné sur les zones de moindre intérêt. Pour ce test, j'ai choisi de prendre l'argile comme matériau d'intérêt et de mettre de côté le sulfate. J'ai ensuite utilisé une option pour ne sélectionner dans les zones à garder en résolution maximimale que les zones ayant un score supérieur à 0.01. En choisissant une fenêtre d'intérêt autour de ces pixels, de 14 pixels, on finit de déterminer la zone qui sera conservée en résolution maximale (en rouge sur la figure 7.19).

FIGURE 7.19 – *Carte des zones qui seront conservées à résolution spatiale maximale (en rouge), en utilisant un seuillage du score à 0.01 et une fenêtre de 14 pixels.*

Une fois cette zone définie, le processus de binning (ici un binning 2x2) peut commencer.

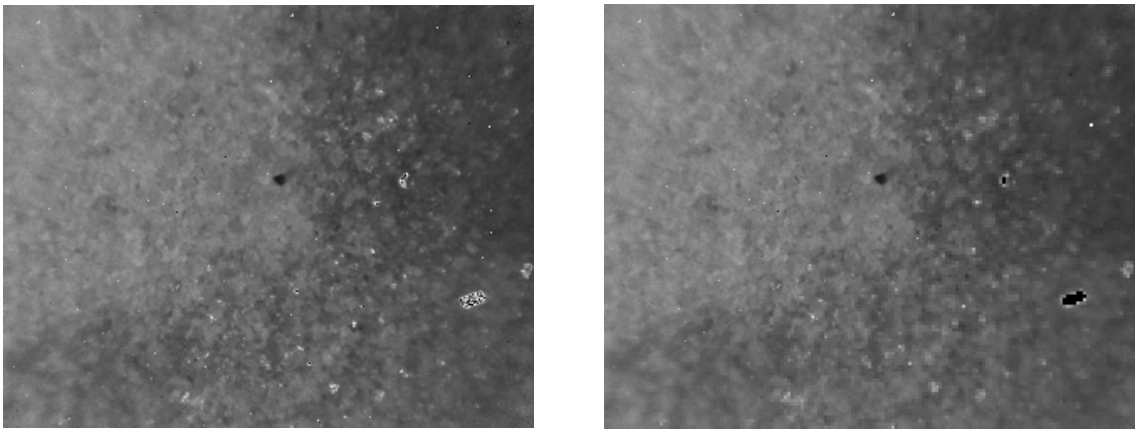


FIGURE 7.20 – *Image de l'échantillon 4 à 1.7 µm, avant (à gauche) et après (à droite) l'opération de binning sur les zones de « moindre intérêt ».*

7.4 Synthèse

Nous avons pu voir dans ce chapitre que nous avions la capacité de cartographier la composition d'un échantillon, de mettre en évidence des grains d'intérêt et de les localiser, ceci de façon automatique, avec des algorithmes de faible complexité. Ces algorithmes, dont une version est présentée ici, peuvent être adaptés au cas où il n'y a pas de cube-image de référence, comme précisé en introduction. D'autre part, les valeurs seuils utilisées peuvent être modifiées afin de laisser plus de latitude aux détections ou au contraire sélectionner des pixels de manière drastique en évitant les faux positifs. Les critères de détection peuvent également être adaptés aux composés recherchés et à la complexité de l'algorithme (utilisation ou non de plusieurs bandes, calculs de corrélations, etc.).

Les algorithmes présentés ici, bien qu'utilisant des fonctions très simples (additions, soustractions, multiplications et divisions), se révèlent très efficaces. En l'état actuel, l'algorithme développé compte de l'ordre de 10^8 instructions. Les étapes de calcul les plus longues sont celles impliquant l'ensemble des différents cubes-images, comme la soustraction du background, la détection de pixels saturés, l'obtention du cube-image traité de l'échantillon par division du cube-image de l'échantillon par celui de la référence, ou encore l'opération de binning finale. Des optimisations pourront être faites en fonction des objectifs de détections fixées (opérations uniquement sur certains canaux).

Troisième partie

MicrOmega Phobos Grunt : conception et tests d'un instrument de vol

Chapitre 8

Phobos Grunt, une mission d'opportunité pour MicrOmega

Sommaire

8.1 Contexte de la mission 147
8.2 Scenario de la mission 148
8.3 Présentation de la sonde Phobos Grunt 149
8.4 Problématiques liées à l'histoire de Phobos et rôle de MicrOmega 150
8.4.1 Quelques éléments sur Phobos 150
8.4.2 Astéroïde capturé ou résultat d'un impact géant sur Mars ? 150
8.5 Objectifs de MicrOmega et spécifications pour le développement de l'instrument 152
8.5.1 Introduction 152
8.5.2 Spécifications pour le développement de MicrOmega Phobos Grunt 152
8.5.3 Objectifs en termes de RSB 152

8.1 Contexte de la mission

En 1988, l'Union Soviétique lance à quelques jours d'intervalles les sondes Phobos-1 et Phobos-2. Ces dernières ont pour objectif l'étude de Mars et de l'une de ses deux lunes, Phobos. Le contact avec la première sonde fut perdu durant le voyage vers Mars. Quant à la seconde, elle réussit à se mettre en orbite autour de Mars et à collecter des données. Toutefois, peu avant la fin de la mission, alors que la sonde se préparait à effectuer son rendez-vous avec Phobos, le contact fut perdu, probablement des suites d'une éruption solaire. Après ces succès relatifs, le programme d'étude de Mars et de Phobos se poursuit et en 1996, la Russie lance la mission Mars 96. Lors du lancement, le lanceur Proton connaît des difficultés et l'injection est un échec. La sonde finira par se consumer dans l'atmosphère terrestre.

En 2001, le développement d'une nouvelle mission, Phobos Grunt (Grunt=sol) est lancée par l'agence spatiale russe Roscosmos. Cette mission, très ambitieuse, vise à étudier l'origine et l'évolution de Phobos en utilisant non seulement un orbiteur et un atterrisseur, mais en effectuant également un retour d'échantillons. Un petit satellite chinois, Yinhuo-1, qui étudiera l'atmosphère martienne, est également présent. Les principaux objectifs scientifiques de Phobos Grunt sont les suivants :

– étude de la composition d'un petit corps par télédétection, mesures in situ et étude en laboratoire des échantillons prélevés et ramenés sur Terre ;

– étude de l'origine des satellites Phobos et Deimos et de leur éventuelle parenté avec Mars ;

– étude des propriétés physico-chimiques de la surface de Phobos et de sa structure interne ;

– étude de l'environnement martien depuis l'orbite de Phobos.

Son lancement est prévu à l'origine pour fin 2009. Toutefois, des retards pris lors du développement de la sonde poussent les russes à reporter le lancement à fin 2011. Profitant de ce report, l'instrument MicrOmega IR est ajouté à la charge utile de l'atterrisseur. Cet instrument aura pour objectif de caractériser *in situ* par microscopie hyperspectrale la composition minéralogique et moléculaire de Phobos à l'échelle des grains. Cette caractérisation pourra notamment servir de référence aux analyses d'échantillons ramenés sur Terre. Le développement de MicrOmega IR Phobos Grunt est officiellement lancé en octobre 2009. Il s'appuie sur les études faites dans le cadre du développement de MicrOmega IR pour ExoMars, dont le lancement a été retardé à 2018.

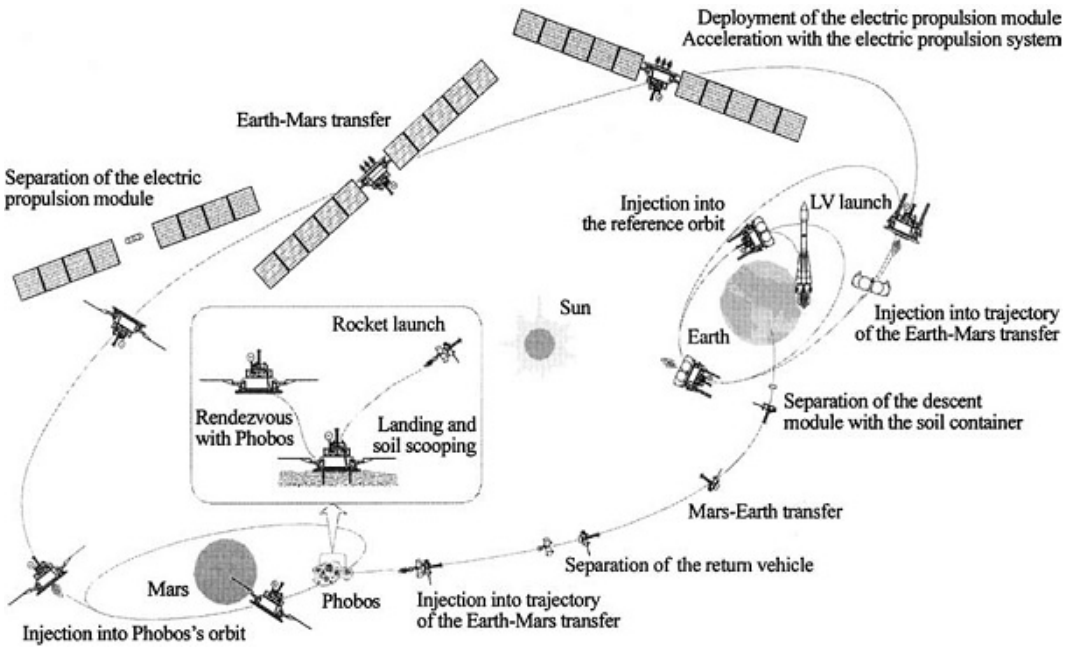


FIGURE 8.1 – *Concept de la mission Phobos Grunt.*

8.2 Scenario de la mission

Au lancement, la sonde sera placée sur une orbite terrestre circulaire à 200 km d'altitude avec une inclinaison de 51.8°. Après quatre heures de vol, la sonde sera transférée sur une orbite elliptique de 230x11000 km d'où sera faite l'insertion sur une trajectoire qui l'enverra vers Mars. La croisière durera entre 10 et 12 mois. La sonde sera alors placée sur une orbite elliptique autour de Mars et larguera le satellite Yinhuo-1. Petit à petit des manoeuvres permettront de circulariser l'orbite dans le plan orbital

de Phobos à une altitude supérieure de 400 à 500 km de celui-ci. Sur cette orbite, la sonde passera à proximité de la lune tous les 4 jours. Phobos Grunt entamera alors une phase d'observation pour effectuer des mesures de navigation précises qui seront utilisées pour se rapprocher à nouveau de la lune. La sonde modifiera alors de nouveau son orbite pour se placer sur une orbite d'environ 6000 km quasi synchrone avec Phobos. La sonde restera désormais à une distance oscillant entre 50 et 130 km de la lune. De là les instruments optiques seront utilisés pour cartographier sa surface et repérer un site d'atterrissage. Après quelques semaines, la sonde entamera la phase d'atterrissage. Une fois sur Phobos, les analyses débuteront. Un bras robotisé, permettant la collecte jusqu'à quelques centimètres de profondeur, commencera le prélèvement d'échantillons à analyser par MicrOmega puis un site de prélèvement intéressant trouvé, un échantillon sera prélevé et placé dans la capsule située au sommet de la sonde qui doit revenir sur Terre. Le module de retour décollera alors, tandis que les analyses *in situ* se poursuivront durant encore environ un an.

8.3 Présentation de la sonde Phobos Grunt

Phobos Grunt comporte 4 sous-ensembles :

- le module de croisière (étage Fregat-SB) qui amène la sonde jusqu'à l'orbite martienne ;
- l'orbiteur/atterrisseur qui constitue le véhicule principal durant la phase orbitale de la mission scientifique, prend en charge l'atterrissage sur le sol de Phobos et qui accueille les instruments scientifiques ;
- le module de retour chargé de ramener la capsule d'échantillon jusqu'à proximité de la Terre ;
- la capsule d'échantillon qui revient sur Terre avec l'échantillon de sol de Phobos ;

La liste des instruments présents sur la sonde est consultable en annexe.

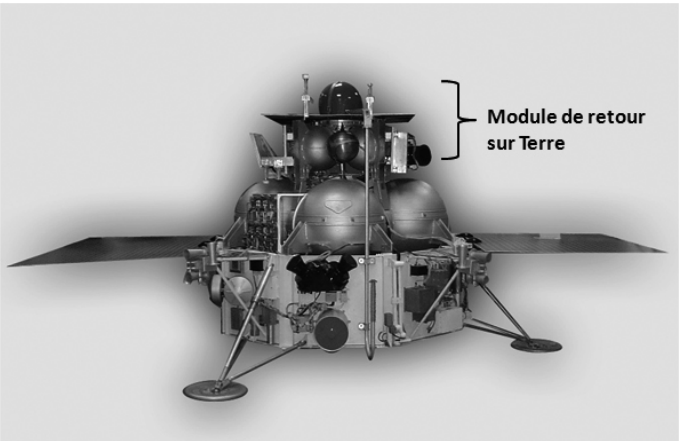
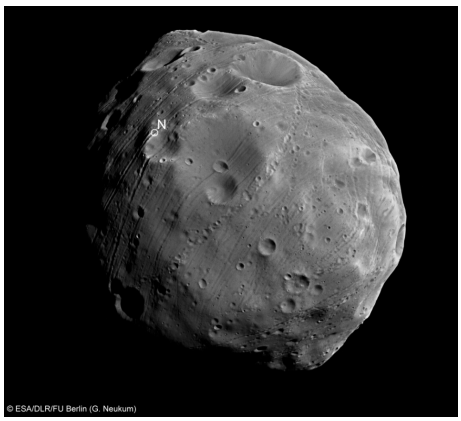


FIGURE 8.2 – *Maquette de la sonde Phobos Grunt.*

8.4 Problématiques liées à l'histoire de Phobos et rôle de MicrOmega

8.4.1 Quelques éléments sur Phobos

Phobos est l'un des deux satellites de Mars avec Deimos. Phobos est un corps très irrégulier, de dimensions 26.6 x 22.2 x 18.6 km, bien trop peu massif pour être en équilibre hydrostatique et donc pour avoir pris une forme quasi-sphérique. Il s'agit d'ailleurs de l'un des plus petits satellites naturels du Système solaire. C'est un corps sombre dont la composition semble proche des astéroïdes de classe C ou D.



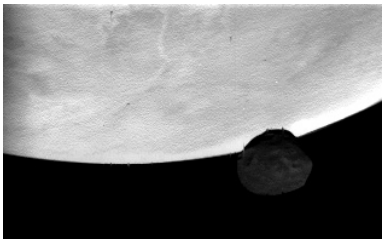


FIGURE 8.3 – *A gauche : Vue de Phobos par la sonde Mars Express (HRSC). A droite : Vue de Phobos et de Mars par la sonde Phobos-2 (ISM)*

Voici les principales caractéristiques des deux satellites :

Caractéristiques orbitales	Phobos	Deimos
Demi grand-axe	9378 km (1)	23 459 km (1)
Excentricité	0.0151 (1)	0.0002 (1)
Période de révolution	7h39min (1)	30h18min (1)
Inclinaison (par rapport à l'équateur de Mars)	0.00934°(1)	0.8965°(1)
Caractéristiques physiques		
Dimensions	26.6x22.2x18.6 km (±0.6 km) (3)	15x12.4x10.8 km (±0.6 km) (3)
Masse	1.08 (±0.01) x10^{16} kg (2)	1.80 (±0.15) x10^{15} kg (2)
Densité moyenne	1.86 (± 0.06) (4)	1.65 (± 0.3) (4)
Gravité à la surface	0.005 m.s^{-2} (2)	0.0039 m.s^{-2} (2)

TABLE 8.1 – *Paramètres orbitaux et physiques de Phobos et Deimos. Sources : (1) Chapront-Touzé (1990), (2) Burns (1992), (3) Batson (1992), (4) Rosenblatt et al. (2008).*

8.4.2 Astéroïde capturé ou résultat d'un impact géant sur Mars ?

Depuis leur découverte en 1877, l'origine de Phobos et Deimos reste toujours incertaine. Les analyses spectroscopiques ont d'abord révélé une forte analogie entre la composition de Phobos et celle

des astéroïdes de classe C (Murchie and Erard, 1996). Des mesures effectuées par la sonde Phobos 2 ont par la suite suggéré une composition soit une composition primitive mais anhydre (comme les astéroïdes de classe D) ou une composition évoluée, riche en minéraux mafiques et altérée en surface par le vent solaire (Pang *et al.*, 1978). Ces éléments, combinés à une faible masse volumique (1.86 ±0.06 g.cm^{-3} pour Phobos et 1.65 ±0.3 g.cm^{-3} pour Deimos, Rosenblatt *et al.*, 2008), ainsi qu'à un faible albedo géométrique (≈0.06-0.07, Lynch *et al.*, 2007) ont poussé un grand nombre de scientifiques à penser que Phobos et Deimos étaient en fait des astéroïdes capturés (Burns 1978). Cependant différents éléments liés à l'orbite de ces deux objets viennent remettre en cause cette théorie. Tout d'abord la capture d'un objet tel que Phobos requiert une perte d'énergie importante, dont la cause n'a pour le moment pas pu être identifiée, même si des scenarii impliquant une perte d'énergie par frottement atmosphérique dans le cas d'une protoatmosphère martienne plus étendue (Pollack *et al.*, 1979) ont été proposés. D'autre part, dans le cas d'objets capturés, on s'attendrait à avoir des orbites avec des excentricités prononcées avec un plan orbital orienté de façon aléatoire. Or dans le cas de Phobos et Deimos, les orbites sont extrêmement circulaires et leur plan de Laplace est très proche du plan équatorial de Mars. Un tout autre type de scenario, suggérant que Phobos et Deimos résulteraient d'un impact géant, a également été proposé (Schultz and Lutz-Garihan 1982 ; Schutz and Lutz-Garihan 1988 ; Strom *et al.*, 1992 ; Chappelow and Herrick 2008). Une collision de Mars avec un planetesimal pourrait en effet expliquer son moment angulaire élevé (Dones and Tremaine 1993). Craddock (2011) propose ainsi le déroulement suivant :

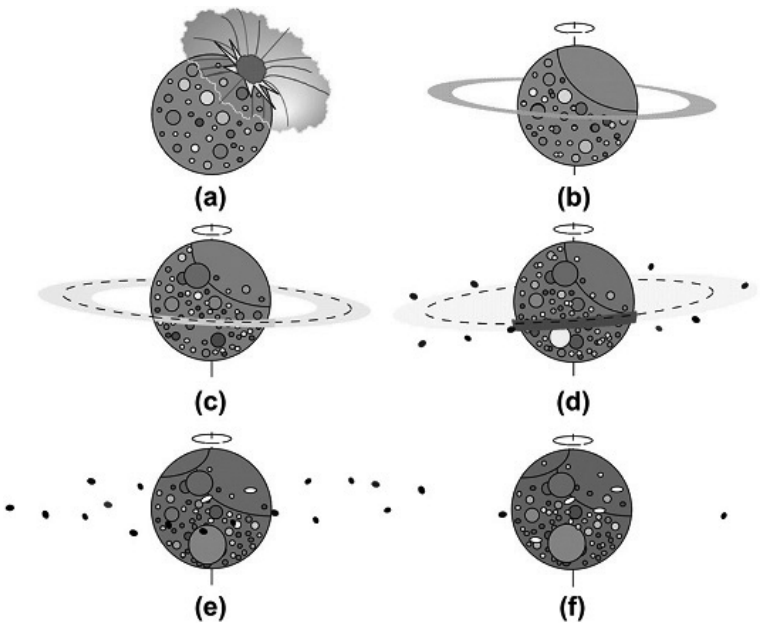


FIGURE 8.4 – *Modèle de l'origine de Phobos et Deimos, d'après Craddock (2011). (a) Un astéroïde entre en collision avec Mars, éjectant et vaporisant de la matière. Un bassin d'impact est formé. (b) Un disque d'accrétion se forme à partir de la matière éjectée. (c) Au-delà de la limite de roche (en pointillés), l'accrétion de matière s'amorce. (d) De petits planétésimaux se forment jusqu'à épuisement du disque d'accrétion. Seul Deimos se forme au-delà de la limite de rotation synchrone (e) Le disque d'accrétion a disparu, laissant la place à plusieurs dizaines de planétésimaux. Les effets de marées vont provoquer la chute de la plupart d'entre eux vers la surface de Mars. (f) Système actuel avec Phobos et Deimos en orbite autour de Mars.*

8.5 Objectifs de MicrOmega et spécifications pour le développement de l'instrument

8.5.1 Introduction

L'analyse spectroscopique de Phobos depuis l'orbite martienne ou depuis la Terre n'ont pas révélé de signature de minéraux hydratés, ni de composés carbonés. Des analyses de la composition de Phobos à l'échelle des grains devraient nous permettre de compléter ces mesures et de rapprocher Phobos d'objets connus du Système Solaire suivant sa teneur en matériaux hydratés, minéraux mafiques, volatils et composés organiques. Ces éléments nous permettront ainsi d'améliorer les scenarii de formation (capture, résultat d'un impact géant ou autre) et d'évolution de celui-ci (hypothétique différentiation).

8.5.2 Spécifications pour le développement de MicrOmega Phobos Grunt

La gamme spectrale souhaitée afin de pouvoir détecter et caractériser l'ensemble des composés présentés ci-dessus est 0.9-3.5 μm, la zone 3.2-3.5 μm étant nécessaire à priori en ce qui concerne les composés organiques. Une résolution spectrale élémentaire de 20 cm^{-1} est suffisante, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2. La taille des grains composant les premiers centimètres du sol de Phobos est mal connue. Il semble toutefois que le sol de Phobos soit composé sur plusieurs mètres (voire de l'ordre de 100 m localement), d'un régolithe résultant de nombreux impacts de météorites (Duxbury and Verveka 1977 ; Veverka 1978 ; Langevin 1978). La granulométrie des échantillons prélevés peut donc typiquement s'étendre de quelques μm à quelques centaines de μm. Un champ au minimum de 2-3 mm de côté avec une résolution spatiale de l'ordre de 20 μm semble donc un objectif réaliste qui devrait permettre de caractériser les échantillons prélevés. Enfin, l'albedo très faible de Phobos (quelques pourcents à l'échelle macroscopique), laisse penser qu'une fraction au moins des grains présents dans les échantillons à analyser, même à l'échelle microscopique, pourraient avoir un albedo très faible. En se basant sur des albedos de 4 %, et sur les mesures préalablement effectués sur le breadboard, on peut estimer à 10^5-10^6 e^-/s/pix le flux monochromatique attendu (pour des pixels de 20x20 μm^2). On se basera sur les règles spécifiées dans la section 4.5.4 pour dimensionner la partie détection de l'instrument.

8.5.3 Objectifs en termes de RSB

Afin de permettre la détection de bandes de 2 % (en relatif) sur des échantillons ayant un facteur de réflectance de 0.04 par exemple, on aura donc besoin d'un RSB sur le spectre de réflectance de 50, soit 1250 pour un échantillon de facteur de réflectance 1. Cela correspond à un RSB sur une mesure de l'ordre de 2500 au premier ordre, d'après l'équation 4.41 (pour un échantillon de facteur de réflectance 1).

En se basant sur un flux monochromatique de 2 10^5 e^-/s/pix (fourchette basse dans l'hypothèse d'un échantillon de facteur de réflectance égal à 0.04), les variations (bruits ou variations lentes) des flux parasites devront donc impérativement se situer en-dessous de 2 10^3 e^-/s/pix afin d'avoir un RSB du spectre de réflectance supérieur à 50 (i.e. permettant la détection de bandes de l'ordre de 2 % en relatif), sachant que le RSB sera aussi réduit par les autres bruits de types électroniques (bruit de lecture entre autres) et le bruit propre au signal utile. Cette estimation constitue un bon ordre de grandeur que nous allons pouvoir utiliser pour la conception de l'instrument.

Chapitre 9

Design et développements instrumentaux

Sommaire

9.1 Concept général . . . 153
9.2 Partie détection . . . 154
9.2.1 Choix du détecteur . . . 154
9.2.2 Design de l'optique d'imagerie . . . 157
9.3 Partie illumination . . . 160
9.3.1 Organisation et design de la partie illumination . . . 160
9.3.2 Développement d'une solution pour le filtrage de l'ordre 0 . . . 160
9.3.3 Choix de l'AOTF . . . 168
9.3.4 Synthèse . . . 171
9.4 Cible d'étalonnage de vol . . . 172
9.4.1 Principe . . . 172
9.4.2 Design . . . 173
9.4.3 Tests et développement d'une solution pour MicrOmega PG . . . 174
9.5 Electronique de vol de l'instrument . . . 178
9.6 Gestion de la puissance . . . 179
9.7 Design final . . . 179
9.8 Stratégie de mesure et compression . . . 180
9.8.1 Canaux spectraux et protocole de mesure . . . 180
9.8.2 Sommation . . . 183
9.8.3 Compression . . . 185

9.1 Concept général

MicrOmega IR Phobos Grunt (MicrOmega PG dans la suite) est la première version de vol de l'instrument MicrOmega. Le concept utilisé est très proche de celui développé dans le chapitre 4. Les principales différences sont liées d'une part aux contraintes liées à la mission et à l'atterrisseur, et d'autre part au temps de développement instrumental très limité. En effet, la décision de développer cet instrument a été prise en octobre 2009, ce qui laissait environ 20 mois avant la date de livraison fixée à début juillet 2011 pour étudier et fixer le design de l'instrument, obtenir les différents sous-systèmes, les tester puis les intégrer et enfin étalonner l'instrument. L'instrument a donc été développé selon la règle du « best effort ». Les délais très limités ont notamment eu un impact sur le choix des sous-systèmes

comme nous le verrons dans la suite.

L'instrument MicrOmega PG utilise le principe d'un monochromateur à AOTF illuminant au travers d'une vitre de saphir un échantillon déposé au préalable par le bras robotisé de l'atterrisseur. Les images de cet échantillon sont acquises aux différentes longueurs d'onde par un détecteur matriciel refroidi par une machine cryogénique. La pupille placée entre l'objectif et le détecteur est refroidie afin de limiter le flux thermique, comme nous allons le voir dans la suite. Une fois la mesure terminée, un balai nettoie la vitre et permet une mesure avec un nouvel échantillon.

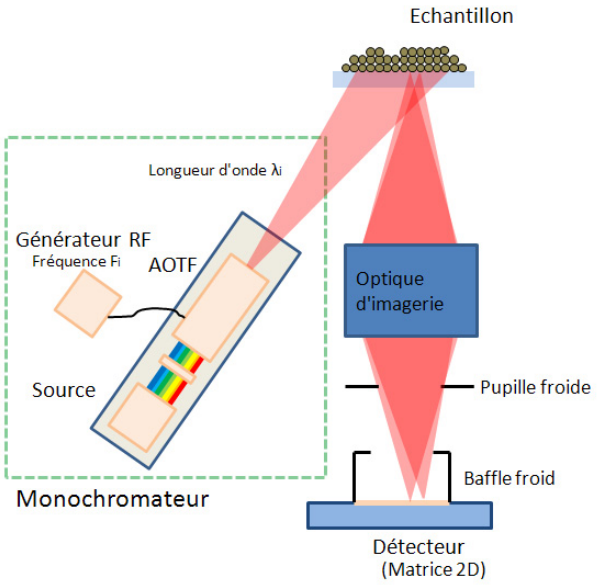


FIGURE 9.1 – *Schéma illustrant le concept de l'instrument MicrOmega PG.*

9.2 Partie détection

9.2.1 Choix du détecteur

Le choix du détecteur a une influence considérable sur le reste du design de l'instrument. Dans le cadre du projet Phobos Grunt, les fortes contraintes liées aux délais très courts de développement et de test de l'instrument ont eu pour conséquence une impossibilité de développer un détecteur spécifique et nous ont donc obligés à choisir parmi des détecteurs « sur étagère ». Une première solution consistait à utiliser un détecteur matriciel 500x256 de type Neptune modifié de chez Sofradir (30 μm de pitch), sensible dans la gamme 0.9-3.1 μm et utilisant une architecture de type CTIA pour la lecture. Une deuxième solution consistait à utiliser un détecteur matriciel 384x288 de type Osprey-C de chez Selex (20 μm de pitch), sensible dans la gamme 0.9-4 μm et utilisant une architecture de type Direct Injection. La gamme spectrale pouvait être réduite à 0.9-3.5 μm à l'aide d'un filtre afin de diminuer notre sensibilité au flux thermique. Dans les deux cas, le détecteur était couplé à une machine cryogénique Ricor K508S, permettant d'atteindre une température du plan focal de 110-120 K.

L'utilisation du système de Direct Injection, adaptée aux flux supérieurs à 10^7-10^8 e^-/s/pix (cf chapitre 4), n'était clairement pas adapté dans la mesure où les flux que nous allions avoir pouvaient être

très faibles (jusqu'à 10^{-5} e^-/s/pix pour le flux monochromatique). L'utilisation d'un flux de lumière blanche, du flux thermique ou encore du courant d'obscurité comme flux permettant de déclencher la mesure a été envisagé pour palier ce problème. Toutefois, la stabilisation requise pour atteindre les objectifs en termes de RSB tels que définis dans le chapitre 8, est de l'ordre de 0.02 % (dans le cas d'un flux total de 10^7 e^-/s/pix), ce qui est inférieur au bruit produit par un tel signal (en racine du nombre de photons).

Outre le problème du déclenchement de l'acquisition, j'ai pu montrer par des calculs photométriques que le flux thermique pouvait également constituer un problème important de par ses variations dues au bruit ou aux changements de températures de l'environnement vu par le détecteur. Nous avons en effet :

$$F_{thermique} = G \sum_{contributions} \int_{\Gamma} \epsilon(\lambda) QE(\lambda) T_o(\lambda) L_\lambda \frac{\lambda}{hc} d\lambda \tag{9.1}$$

avec $F_{thermique}$ le flux thermique reçu par le détecteur en e^-/s/pix, $\epsilon(\lambda)$ l'émissivité de l'environnement vu par le détecteur, QE(λ) l'efficacité quantique du détecteur, $T_o(\lambda)$ le facteur de transmission des optiques et fenêtres suivant la source, G l'étendue géométrique et Γ la gamme spectrale. On a :

$$dG = S_{pixel} \cos(\theta) d\Omega \tag{9.2}$$

avec S_{pixel} la surface d'un pixel du détecteur matriciel, $d\Omega$ l'angle solide élémentaire sous lequel est vu l'élément source du flux thermique et θ l'angle que fait la normale à la surface du détecteur avec la direction de l'élément source du flux thermique.

soit :

$$G = S_{pixel} \frac{\pi}{2} (\cos(2\theta_{min}) - \cos(2\theta_{max})) \tag{9.3}$$

avec θ_{min} et θ_{max} les angles par rapport à la normale à la surface du détecteur délimitant la zone source de flux thermique. Les calculs que j'ai effectués dans le cas du détecteur Sofradir, puis dans le cas du détecteur Selex, ont montré que le flux thermique typiquement dans la gamme 10^8-10^9 e^-/s/pix pour des températures entre 250 et 300 K (Fig. 9.2 à gauche). Les fluctuations de ce dernier liées au bruit (en racine du nombre d'électrons) ainsi que les variations au cours de la mesure liées aux fluctuations de températures mêmes faibles de l'environnement (on regarde ici le cas ±0.1 K), sont bien trop importantes pour pouvoir soustraire proprement le signal utile du reste du signal mesuré (RSB<1 pour une température de 270 K). En effet, le protocole standard au début de développement de MicrOmega Phobos Grunt était d'acquérir une seule image de background en tout début de mesure, de la même façon que sur le breadboard au départ, afin de maximiser le nombre de données « scientifiques ». Il est important de préciser également ici que les traitements possibles à bord de la sonde étaient quasi inexistants et donc toutes les images nécessaires au traitement devaient être envoyés sur Terre.

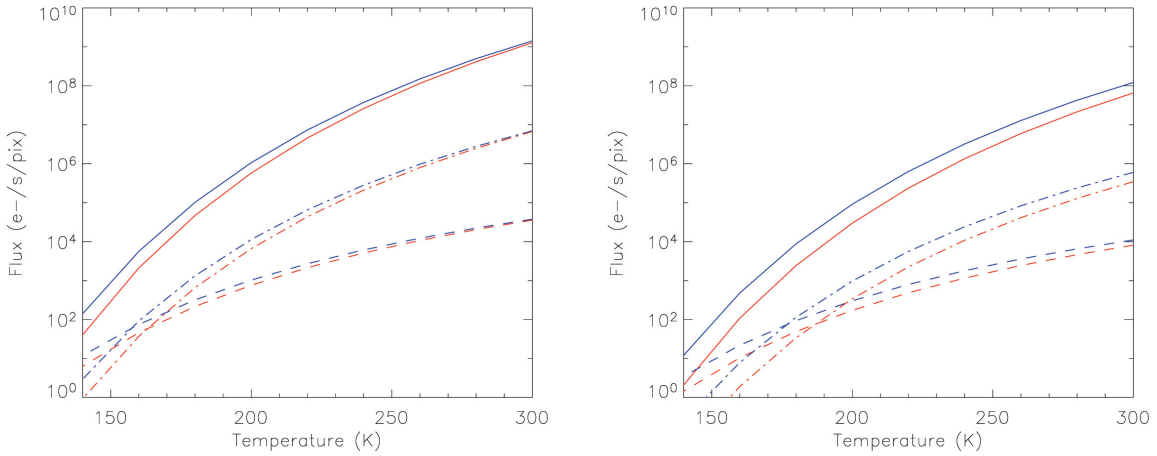


FIGURE 9.2 – *Calculs de flux thermique dans le cas sans baffle froid (à gauche) et avec baffle froid (à droite) en fonction de la température de l'environnement vu par le détecteur (hors baffle si présent). En bleu : cas du détecteur Selex, avec une taille de pixel de 20x20 µm* ^{2} *et en rouge : cas du détecteur Sofradir avec une taille de pixel de 30x30 µm* ^{2}*. En trait plein : flux thermique ; en pointillés longs : bruit associé à ce flux thermique ; en trait mixte : variation du flux thermique liée à une hausse de 0.1 K durant la mesure. Dans le cas où un baffle froid est présent, sa température est prise à 120 K et les caractéristiques géométriques du baffle sont directement issues des propositions des deux industriels : hauteur du baffle de 13.85 mm et ouverture circulaire de 8.45 mm de diamètre dans le cas de Selex ; hauteur du baffle de 15 mm et ouverture circulaire de 7 mm de diamètre.*

Il est ainsi très vite apparu nécessaire de limiter l'angle solide sous lequel le détecteur voit l'environnement « chaud ». Selex dans un premier, puis Sofradir ont proposé l'ajout d'un baffle froid, directement dans le dewar. Ce baffle froid est donc en première approximation à la température du plan focal, c'est à dire à 110-120 K. Si les calculs photométriques ont montré une nette amélioration (Fig. 9.2 à droite), l'obtention d'un bon RSB (typiquement supérieur à quelques dizaines pour un échantillon d'albedo 0.02-0.04) requérait non seulement une diminution supplémentaire de ce flux, mais avant tout une stabilisation, le premier entrainant le second dans la mesure où un flux thermique moindre a des fluctuations moindres à une température donnée. Il a donc été décidé de refroidir la pupille présente entre l'objectif et le détecteur, comme nous allons le voir dans la suite. Nous reviendrons sur les problématiques liés à ce flux thermique dans la section 9.2.2.

Enfin, si l'utilisation d'un filtre pour le détecteur Selex permettait de réduire la contribution du flux thermique, cela n'avait aucun impact sur le courant d'obscurité, directement lié à la température et à la longueur d'onde de coupure comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, et qui risquait d'être important (données constructeur : 1.25 10^7 e^-/s/pix à 125 K pour le détecteur Selex, contre 1.25 10^4 e^-/s/pix à 120 K pour le détecteur Sofradir).

Nous avons donc choisi le détecteur Sofradir, d'une part pour son architecture CTIA, la seule permettant de mesurer de façon sûre des flux faibles comme nous risquons d'en avoir, et d'autre part pour son courant d'obscurité plus faible que le détecteur Selex. Ce choix s'est fait dans un souci d'une minimisation des risques, quelque peu au détriment de la réalisation des objectifs scientifiques (étude de la présence de composés organiques grâce à la bande d'absorption à 3.4-3.5 μm). A noter que le détecteur

possède quatre circuits de lecture (un pour chaque zone de 125x256 pixels, le détecteur faisant 500x256 pixels). Nous utilisons dans la suite deux circuits de lecture, soit une zone de 250x256 pixels.

9.2.2 Design de l'optique d'imagerie

Le design de l'objectif s'est fait en prenant en tenant compte des contraintes suivantes :

- profondeur de champ de ±100 μm, ce qui fixe l'ouverture numérique à 0.1 d'après l'équation 3.10 ;
- champ de vue de 5x5 mm^2 ;
- minimisation des effets des aberrations géométriques et chromatiques par rapport à la diffraction ;
- masse et volume dans les limites imposées par le design global de l'instrument, soit une masse typiquement de l'ordre de quelques dizaines de grammes, pour un volume de quelques dizaines de cm^3 ;
- pupille découplée de l'optique afin de faciliter son refroidissement.

En tenant compte de ses diverses contraintes, V. Hamm, ingénieur opticien sur le projet MicrOmega PG, a développé un design d'objectif d'imagerie, basé sur le principe de l'objectif télécentrique. La figure 9.3 permet de visualiser les performances théoriques de cet objectif (simulation effectuée au moyen du logiciel Zemax).

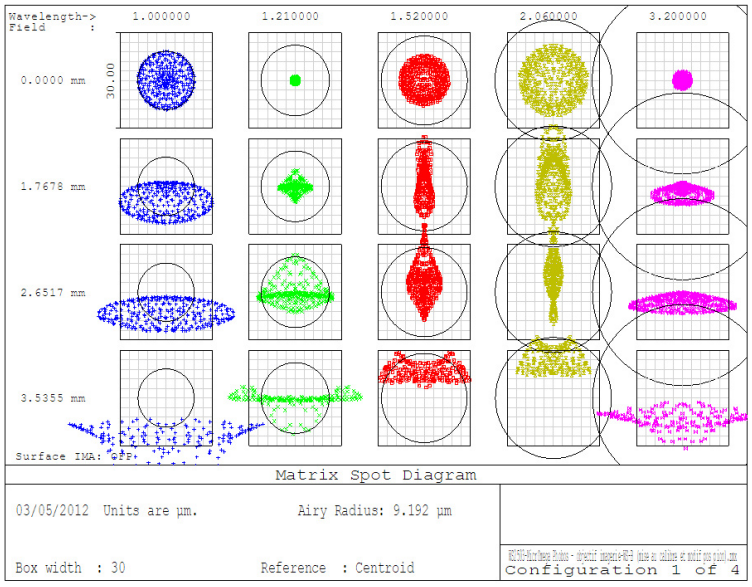


FIGURE 9.3 – *Simulation sous Zeemax de l'évolution de la tâche image sur un pixel dans le cadre de l'optique géométrique, en fonction de la longueur d'onde, ainsi que de la distance au centre de l'objectif, pour l'objectif de MicrOmega PG.*

D'autre part, comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'utilisation d'une pupille refroidie est nécessaire afin d'abaisser le flux thermique et de minimiser l'impact de ses variations. De la même façon que précédemment, j'ai effectué des calculs photométriques afin de contraindre le design de cette pupille. Les calculs prennent cette fois en compte trois sources différentes de flux thermique : le baffle froid, la pupille et l'échantillon, comme illustré par la figure 9.4.

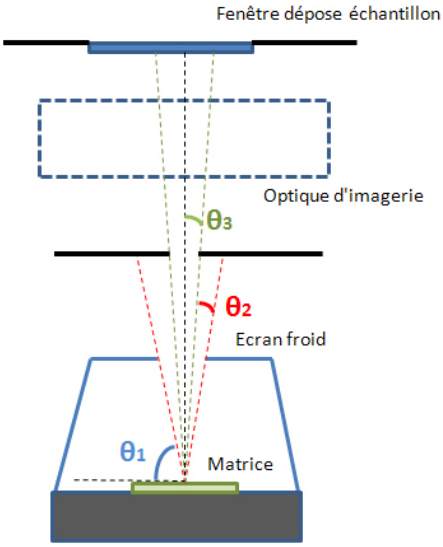


FIGURE 9.4 – *Schéma montrant l'organisation de la partie détection et les différentes sources de flux thermiques.*

On a dans notre cas : $\theta_1 = 76.87°$, $\theta_2 = 9.31°$, $\theta_3 = 3.82°$, soit $G_1 = 2.6810^{-9} sr.m^{-2}$, $G_2 = 1.3310^{-10} sr.m^{-2}$ et $G_3 = 1.2510^{-11} sr.m^{-2}$. Le flux thermique mesuré dépend du facteur de transmission et de l'efficacité quantique du détecteur. Je fais dans la suite l'hypothèse simplificatrice suivante : QE=1 sur la gamme 1.0-3.1 μm, QE=0.5 à 3.15 μm, QE =0 à 3.3 μm et T=1 sur toute la gamme. Le facteur de transmission de l'optique d'imagerie est prise à 1 sur la gamme de travail, de même que celle de la fenêtre du dewar. Enfin, les émissivités des différentes sources n'étant pas connues avec précision, elles sont prises à 1 afin de dimensionner au pire cas.

Les résultats des calculs photométriques, présentés sur la figure 9.5, montrent tout d'abord qu'il convient d'effectuer la mesure tôt le matin (local), voire juste avant le lever du soleil afin de bénéficier d'une température de l'échantillon faible, typiquement en-dessous de 220-240 K afin non seulement de ne pas avoir un flux thermique trop important, mais également de ne pas être gêné par les variations de température de l'échantillon, en contact avec l'instrument. On se base ici sur une variation de l'ordre de 0.5 K durant la mesure, comme simulé sur le breadboard dans le chapitre 5. Le bruit lié à cette composante est suffisamment faible en dessous de 260 K (valeur de bruit inférieure à 2 10^3 e^-/s/pix). Toutefois, les variations de ce flux durant la mesure peuvent poser un problème pour des températures au dessus de 200 K en considérant une variation de 0.5 K de la température de la pupille, et au dessus de 220 K avec une variation de 0.1 K. Plus que le bruit, c'est la stabilité de la température qui devra donc être contrôlée afin de garantir le RSB requis. La contrainte sur cette stabilité sera, comme nous l'avons vu, d'autant plus faible que la température est faible. Si une mesure à l'aube ou juste peu résoudre le problème pour l'échantillon, le problème demeure entier en ce qui concerne la pupille.

La solution retenue provient directement de ces calculs, ainsi que des tests effectués sur le breadboard et présentés dans le chapitre 5 : d'une part la pupille sera refroidie grâce à un radiateur à des températures typiquement entre 220 et 240 K, et d'autre part, des acquisitions régulières de bakground (flux thermique + straylight + courant d'obscurité + offset de lecture) seront réalisées afin de minimiser les écarts de température durant l'intervalle de temps entre deux mesures de background (une mesure toutes les quelques secondes typiquement). De cette façon, on estime que les variations de température de l'échantillon et de la pupille devraient rester négligeables sur l'intervalle de temps choisi. Je présenterai en détail le protocole de mesure dans la section 9.8.1.2.

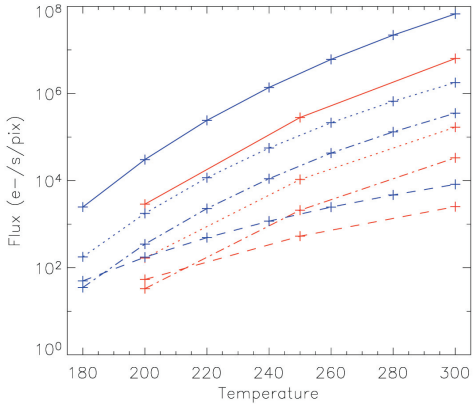


FIGURE 9.5 – *Evolution du flux thermique provenant de la pupille (en bleu) et de l'échantillon (en rouge) avec la température de la pupille ou de l'échantillon suivant le cas. En trait plein : flux thermique ; en pointillés longs : bruit associé à ce flux thermique ; en trait mixte : variation du flux thermique liée à une hausse de 0.1 K durant la mesure ; en pointillés courts variation du flux thermique liée à une hausse de 0.5 K durant la mesure.*

Afin de refroidir la pupille, cette dernière est donc reliée à un radiateur et l'ensemble est isolé du reste de l'instrument au moyen de MLI (Multi Layer Insulator) et d'un minimum de liens conductifs. La pupille est elle-même couverte d'un revêtement doré sur sa partie extérieure, afin de minimiser son échauffement.

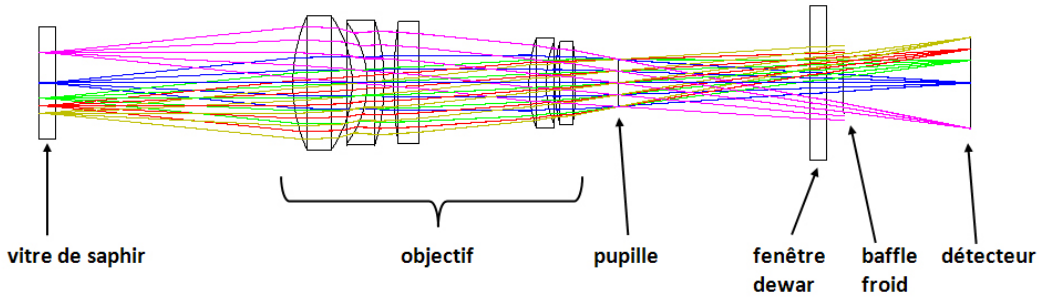


FIGURE 9.6 – *Design de l'optique de d'imagerie de l'instrument MicrOmega PG (simulation Zemax).*

9.3 Partie illumination

9.3.1 Organisation et design de la partie illumination

La partie illumination est composée d'une source blanche, d'un système de collecte de la lumière et de renvoi vers l'AOTF, de l'AOTF et de son générateur RF, d'un système de filtrage de l'ordre 0 (« straylight » dans la suite), ainsi que d'un système de renvoi de la lumière monochromatique filtrée vers l'échantillon.

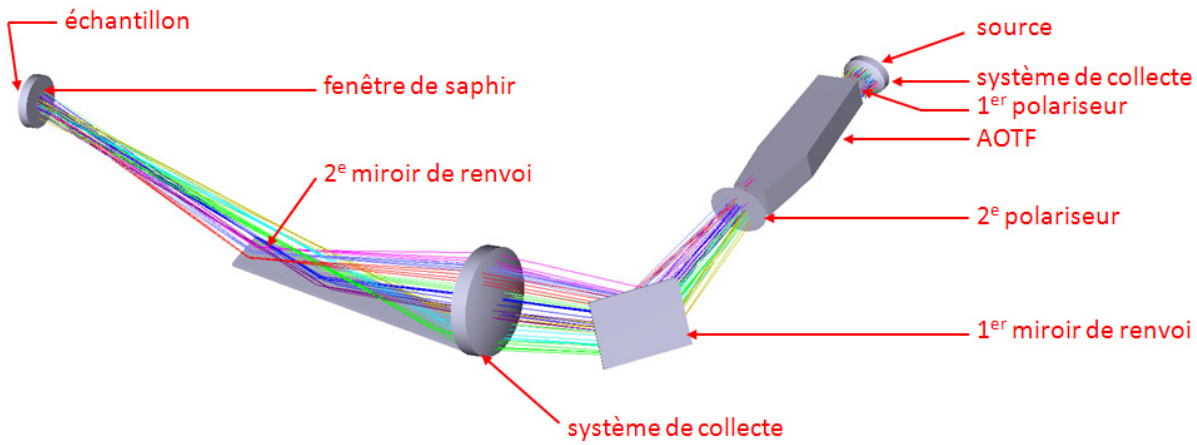


FIGURE 9.7 – *Design de l'optique d'illumination de l'instrument MicrOmega PG (simulation Zemax).*

La source qui a été choisie est une lampe à filament de tungstène à double spirale Gilway 4115-2A, pour les raisons présentées dans le chapitre 4. Le choix s'est fait parmi un lot de 100 ampoules Gilway 4115-2A sur lesquels ont été pratiqués notamment des cyclages ON/OFF (37 cycles avec 2 minutes ON suivies de 2 minutes OFF) couplés à des mesures photométriques. L'optique de collecte des photons et de renvoi vers l'AOTF est composée d'une lentille permettant le renvoi vers l'entrée de l'AOTF d'un faisceau le plus parallèle possible (la source ne pouvant être considérée comme parfaitement ponctuelle, cf chapitre 4). Afin d'optimiser le filtrage de la straylight, nous avons choisi la méthode des polariseurs croisés que je détaille dans la prochaine section. Un système de renvoi permet ensuite d'illuminer l'échantillon avec un éclairement le plus homogène possible. Son design complexe a été dicté par le positionnement des différents sous-systèmes dans le volume alloué à l'instrument MicrOmega.

9.3.2 Développement d'une solution pour le filtrage de l'ordre 0

9.3.2.1 Contexte

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, le flux monochromatique est minoritaire dans le flux total mesuré dans le concept utilisé sur le breadboard. Si le courant d'obscurité et le flux thermique pourront être réduits dans le cadre du développement d'un instrument de vol, le niveau de straylight, inhérent au concept de l'AOTF, ainsi que la faible efficacité du monochromateur constituent un sérieux handicap. Nous allons voir dans la suite de quels défauts souffre le concept du QM1, utilisé sur le breadboard et un temps envisagé pour équiper MicrOmega, et comment le corriger.

9.3.2.2 Défauts inhérents au concept du QM1

Le QM1 utilise le principe suivant : puisque la diffraction dans le cristal donne lieu à un changement de direction des rayons diffractés par rapport aux rayons non-diffractés, on peut les séparer en faisant en sorte que la partie non diffractée arrive sur le dioptre cristal-air avec un angle supérieur à l'angle limite de réflexion totale, tandis que la partie diffractée « utile » arrivera à un angle d'incidence inférieur à cette valeur. Des pièges à lumière constitué d'un matériau absorbant vont ensuite absorber la partie non diffractée et donc réfléchie, ainsi que la partie diffractée de la polarisation non utilisée. Afin de maximiser le flux pénétrant dans le cristal, le flux incident pénètre à angle de Brewster pour la polarisation « utile », i.e. 100 % du flux est transmis.

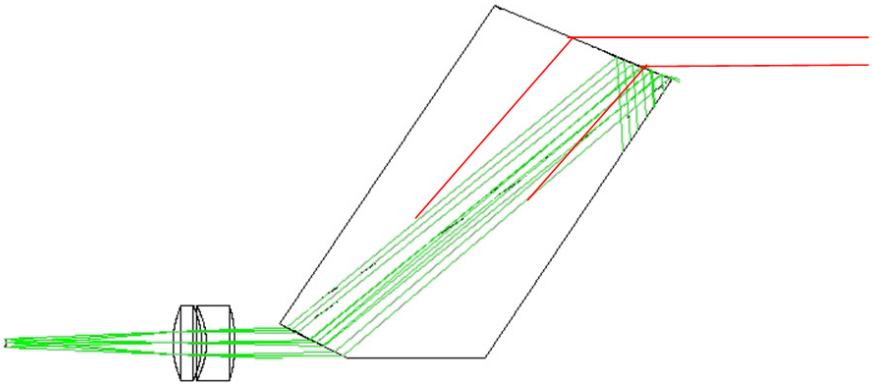


FIGURE 9.8 – *Schéma présentant le concept optique utilisé sur le QM1. En vert sont représentés les rayons incidents et non diffractés dans le cristal, qui sont réfléchis sur le dioptre cristal-air puis absorbés. En rouge sont représentés les rayons diffractés appartenant à la polarisation « utile » (l'autre polarisation n'est pas représentée sur le schéma).*

Le principal problème lié à cette configuration est que l'on néglige ici le fait que la source de lumière est une source étendue (et non pas une source ponctuelle). De ce fait, les faisceaux ont une certaine étendue angulaire qui fait qu'une partie de la lumière non-diffractée peut arriver avec un angle d'incidence inférieur à l'angle limite de réflexion totale et ainsi être réfractée. De la même manière, une partie de la lumière diffractée utile arrive avec un angle supérieur à l'angle limite et est donc perdue. C'est également le cas lors de la traversée du premier dioptre sensée se faire à angle de Brewster : une partie du faisceau s'en éloigne et une fraction de l'énergie est donc réfléchie. D'autre part, l'arrivée avec un angle d'incidence important sur le cristal est également synonyme de dispersion chromatique importante dans le cristal, et donc de variation importante de l'angle de sortie du faisceau avec la longueur d'onde (de l'ordre de quelques degrés). Enfin, les pièges à lumière ne sont guère efficaces et il semble qu'une partie importante de la lumière réfléchie diffuse, comme en témoigne la figure 9.9, montrant une photographie de l'AOTF QM1 pendant son fonctionnement. Cette composante, qui devrait être éliminée, est donc susceptible de ressortir du cristal et d'augmenter le niveau de straylight. Ces différents défauts, inhérents au concept utilisé pour le QM1 dans le but de séparer les faisceaux diffracté et non diffracté, font que celui-ci a des performances relativement limitées comme en témoignent les mesures présentées dans le chapitre 5.

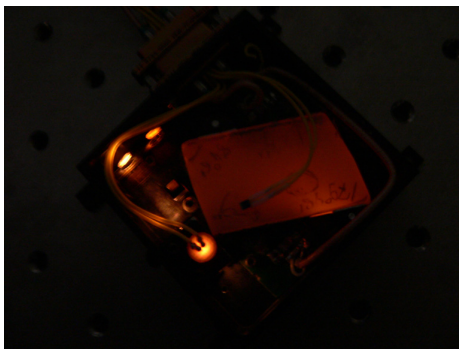


FIGURE 9.9 – *Photographie du module de l'AOTF QM1 durant son fonctionnement.*

9.3.2.3 Nouveau concept

Afin d'améliorer les performances de ce monochromateur et ainsi de l'instrument, V.Hamm, ingénieur opticien à l'IAS a développé un nouveau concept de séparation des faisceaux en utilisant le fait que la diffraction de la lumière dans le cristal anisotrope provoquait une rotation de la polarisation de 90°. On peut donc séparer ces faisceaux en utilisant des polariseurs. Un premier polariseur est placé en entrée de l'AOTF afin de sélectionner une des deux polarisations. La partie non diffractée sera donc composée d'une unique polarisation tandis que la partie diffractée aura une polarisation à 90°de cette dernière. En plaçant ensuite un deuxième polariseur en sortie de l'AOTF on peut filtrer le faisceau désiré.

Afin de tester ce concept, nous avons développé et testé un démonstrateur que nous avons implémenté sur le breadboard. L'idée est de court-circuiter le monochromateur utilisant le QM1 sur le breadboard et d'illuminer notre échantillon avec le nouveau monochromateur. Les autres sous-systèmes composant le breadboard sont conservés. Pour cela nous avons utilisé un AOTF de chez Gooch and Housego (DMGH dans la suite), fonctionnant sur une gamme spectrale équivalente à celle du QM1, soit 0.9-2.5 μm et ayant une bande passante de 20 cm^{-1} (à comparer aux 30 cm^{-1} du QM1). Les polariseurs quant à eux sont des polariseurs ColorPol IR 1300 BC5 de chez Codixx, permettant de travailler de façon optimale sur la gamme spectrale 0.9-2.0 μm, mais qui sont néanmoins suffisantes dans le cadre d'un démonstrateur jusqu'à 2.5 μm, comme le montrent ses caractéristiques présentées sur la figure 9.11.

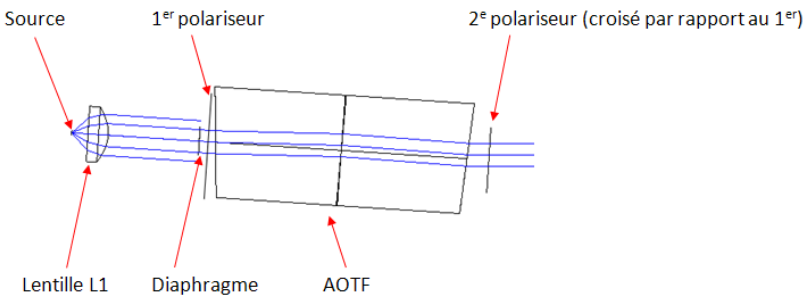


FIGURE 9.10 – *Schéma optique du nouveau concept de monochromateur. Une fois le faisceau monochromatique généré, un ensemble de lentilles et de miroirs permettent son acheminement jusqu'à l'échantillon.*

Dans le nouveau concept testé, le faisceau incident arrive en incidence normale, ce qui minimise la réflexion sur le dioptre air-cristal. D'autre part, on n'injecte qu'une seule polarisation dans le cristal, contrairement au concept du QM1 où tout est injecté et où l'on piège la polarisation non utilisée de la même façon que le faisceau non diffracté. On évite ainsi que la polarisation non utilisée ne serve de source de straylight.

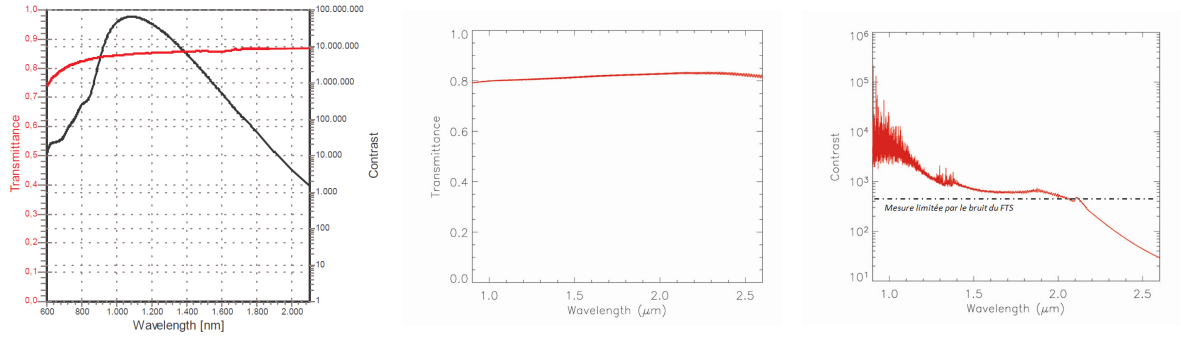


FIGURE 9.11 – *Facteur de transmission et contraste du polariseur ColorPol IR 1300 BC5 de chez Codixx utilisé sur le breadboard. A gauche données du fabricant, au centre et à droite mesures faites avec un spectromètre PerkinElmer. A noter qu'entre 0.9 et 2 µm, le résidu de lumière non désiré est trop faible pour être mesuré proprement avec le PerkinElmer. On peut donc uniquement minorer le contraste sur cette gamme spectrale.*

9.3.2.4 Tests de validation

Le banc monté, nous avons testé l'efficacité du nouveau monochromateur en regardant notamment les niveaux des composantes monochromatique et straylight du signal. Les tests ont été réalisés à des températures équivalentes de celles des tests précédents (environ 196 K pour la température du plan focal, et 266 K pour la température du baffle), et en utilisant un temps d'intégration de 20 ms, permettant un remplissage optimal des puits du détecteur.

Niveau de straylight

Si l'on compare les résultats présentés sur la figure 9.12 avec les résultats obtenus avec le QM1 (figure 5.13 du chapitre 5), on peut remarquer une très importante réduction du niveau de straylight (en moyenne d'un facteur 5 si l'on compare en ADU/ms). D'autre part la straylight n'est plus diffuse et est certainement due à des réflexions parasites. En refaisant le même test avec un échantillon de type Spectralon 50 % (échantillon ayant un facteur de réflectance globalement constant à 50 % sur la gamme spectrale de travail et le même comportement lambertien que le Spectralon 99 %), on vérifie bien que l'étendue spatiale du signal de straylight est le même que précédemment. Seul le niveau est globalement divisé par 2.

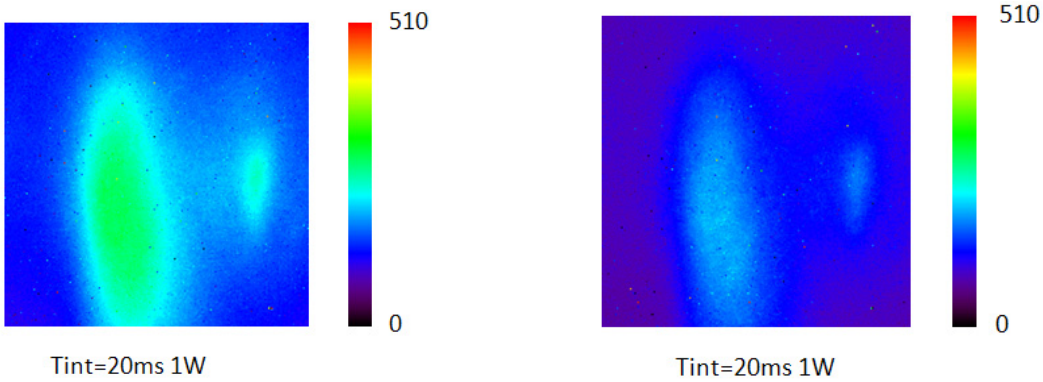


FIGURE 9.12 – *Niveau de straylight (en ADU) mesuré avec un échantillon de Spectralon 99 % de chez Labsphère (à gauche) et un échantillon de Spectralon 50 % de chez Labsphère (à droite). Configuration du monochromateur : AOTF de chez Gooch and Housego avec les polariseurs. Temps d'intégration de 20 ms.*

Niveau de signal monochromatique

Le niveau de signal monochromatique apparaît environ 6 fois plus important dans la configuration testée qu'avec la configuration QM1 (Fig. 9.14 à gauche), à temps d'intégration et puissance injectée dans le cristal égal. Ce résultat est d'autant plus important que la bande passante est plus petite dans le cas du Gooch and Housego (20 cm^{-1} contre 30 cm^{-1} pour le QM1). En refaisant ce test en augmentant la puissance RF injectée, on retrouve la même tendance (Fig. 9.14 à droite), preuve que ces résultats sont globalement indépendants de la puissance RF injectée (les tests effectués précédemment ne l'ont pas été en sous-évaluant la puissance RF à injecter dans le QM1).

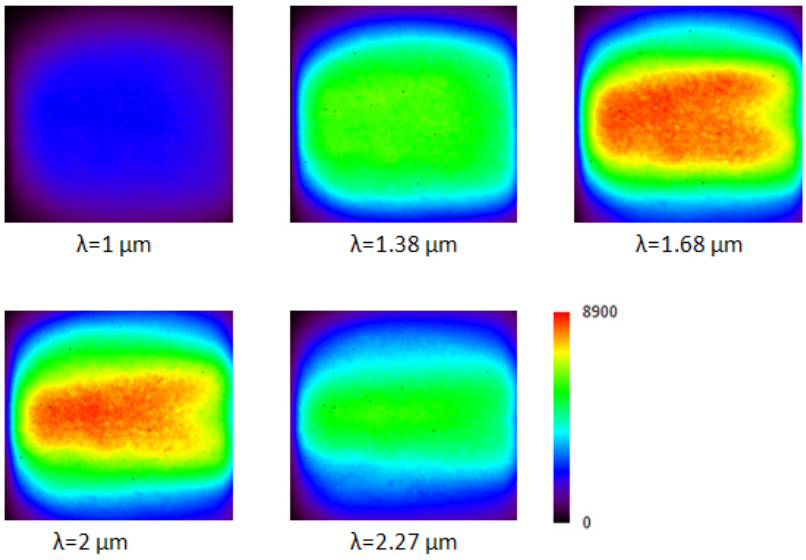


FIGURE 9.13 – *Niveau de la composante monochromatique du signal (en ADU) mesuré avec un échantillon de Spectralon 99 % de chez Labsphère. Configuration du monochromateur : AOTF de chez Gooch and Housego avec les polariseurs. Temps d'intégration de 20 ms.*

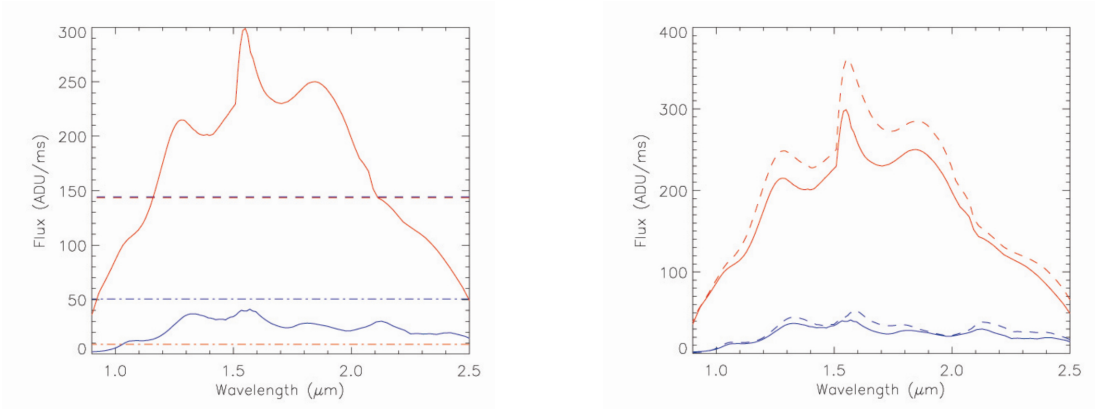


FIGURE 9.14 – *A gauche : Evaluation des différentes contributions au signal mesuré sur le champ utile dans le cas du monochromateur dans la configuration QM1 (en bleu) et dans la configuration Gooch and Housego (en rouge) : flux monochromatique (trait plein), courant d'obscurité et flux thermique (trait pointillé), straylight (trait mixte). Le courant d'obscurité et le flux thermique sont bien équivalents dans les deux cas, ce qui montre que les mesures ont été faites à conditions environnementales similaires. A droite : Mesure du flux monochromatique dans la configuration QM1 (en bleu) et dans la configuration Gooch and Housego (en rouge) pour une puissance RF de 1W (trait plein) et de 1.58 W (trait pointillé).*

Nous avons donc bien réussi avec ce nouveau concept non seulement à réduire de façon importante le flux de straylight, mais également à augmenter le flux monochromatique, ce qui permet au final pour un temps d'intégration équivalent une plus grande fraction de signal utile (gain d'un facteur 3 en moyenne par rapport à la version QM1).

Evaluation du RSB

Ce gain important sur le signal utile permet une amélioration notable du RSB (calculé d'après l'équation 5.3) comme le témoignent les figures 9.15 et 9.16 (RSB calculé en acquérant 5 cubes images successifs d'un échantillon de Spectralon 99 %). Le gain moyen sur le RSB est d'environ 3, ce qui est cohérent avec le gain sur le signal monochromatique, sachant que le bruit n'est généralement pas dominé par le bruit de photons lié au signal monochromatique et est donc globalement constant avec la longueur d'onde (et donc globalement similaire au bruit mesuré dans la configuration QM1), comme le témoigne la figure 9.15.

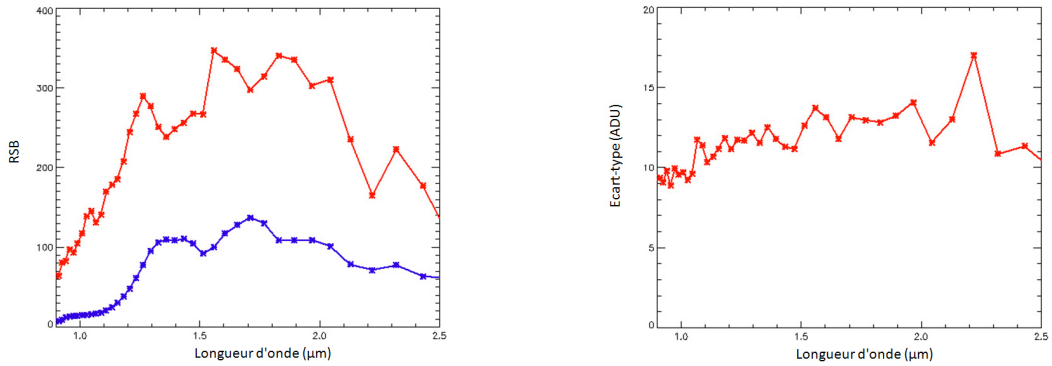


FIGURE 9.15 – *A gauche : RSB moyen sur le champ de vue utile de l'instrument, en fonction de la longueur d'onde, dans la configuration QM1 (en bleu) et Gooch and Housego (en rouge). A droite : Mesure de l'évolution de l'écart-type moyen avec la longueur d'onde dans la configuration Gooch and Housego. Dans les deux cas les mesures ont été effectuées avec un échantillon de Spectralon 99 %.*

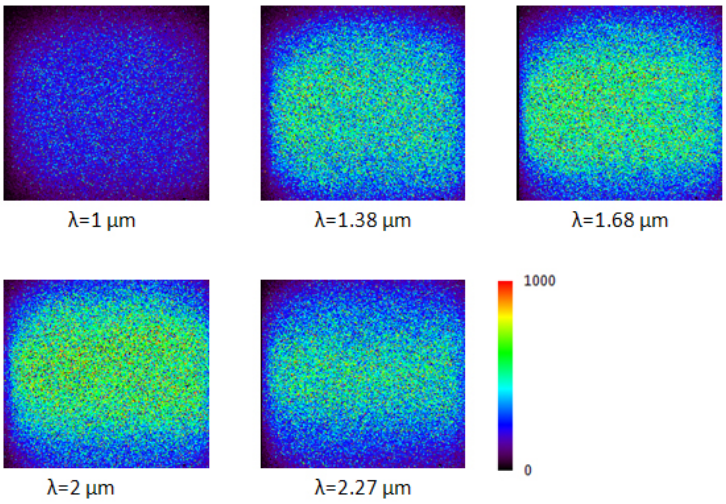


FIGURE 9.16 – *Mesure du RSB obtenue à différentes longueurs d'onde en utilisant le nouveau monochromateur équipé d'un AOTF Gooch and Housego et de polariseurs ColorPol IR 1300 BC5 de chez Codixx. Mesure effectuée avec un échantillon de Spectralon 99 %.*

Qualité des spectres obtenus

Ce gain sur le RSB se traduit par une meilleure qualité des spectres obtenus. Le spectre de réflectance étant dans le protocole de mesure adopté ici le rapport de la composante monochromatique dans le cas de l'échantillon par celle dans le cas de la cible de référence, un ordre de grandeur du RSB pour les spectres de réflectance ($RSB_{spectre}$) peut être obtenu en utilisant l'équation 4.41. On peut donc estimer le $RSB_{spectre}$ dans le cas d'un échantillon de spectralon de type Calibration Wavelength Standard à en moyenne entre 100 et 150 (200 à 300 dans les zones les mieux éclairées), ce qui signifie que l'on peut détecter des absorptions de moins de 1 %. Les écarts par rapport au spectre obtenu sur le spectromètre PerkinElmer sont quasiment inexistants dans le cas où l'on effectue la moyenne sur le champ de vue utile de l'instrument. Dans le cas où l'on regarde à l'échelle du pixel, le RSB_{REFF} est plus ou moins

moins bon suivant la zone de l'image où l'on se place (fort éclairement au centre, et faible éclairement dans les coins de l'image), mais atteint typiquement des valeurs de 200 à 300 comme précisé au dessus. C'est le bruit lié au fait que la cible (tant de référence de type Spectralon 99 % que l'échantillon Wavelength Calibration Standard) n'est pas parfaitement homogène spatialement (Fig. 9.19) qui va alors prendre le dessus et qui va provoquer les petites variations (de l'orde de 2-3 %) que l'on peut observer par rapport au spectre acquis avec le PerkinElmer, comme dans la zone 2.3-2.5 μm de la figure 9.17 par exemple. D'un point de vue résolution spectrale, les bandes les plus étroites (typiquement de l'ordre de 60 cm^{-1}) sont clairement visibles, dans les deux configurations de test (pas d'échantillonnage à 40 puis 10 cm^{-1}).

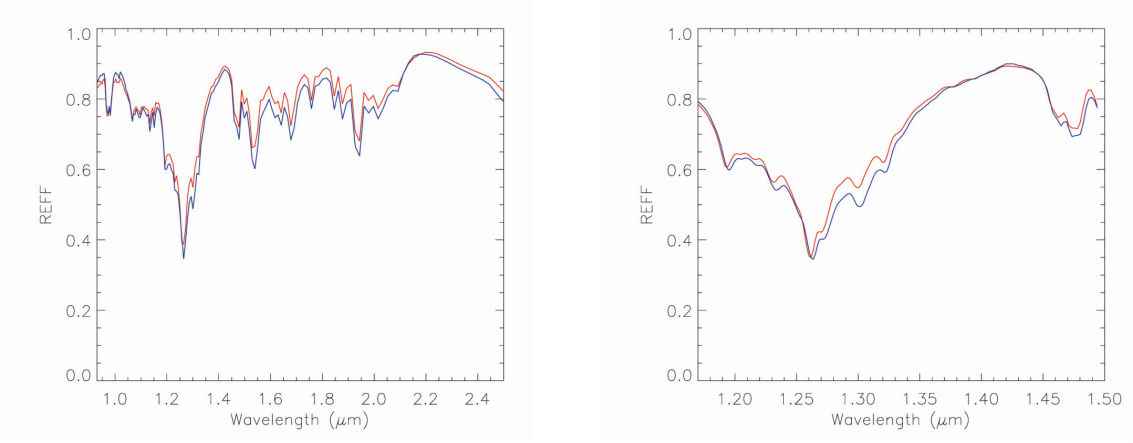


FIGURE 9.17 – *A gauche : spectre moyen obtenu sur le breadboard en configurant Gooch and Housego (en bleu) et spectre obtenu sur le spectromètre FTIR de chez PerkinElmer, convolué avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur 20 cm^{-1} (en rouge) L'échantillonnage spectral est de 40 cm^{-1}. A droite : Idem, en utilisant un échantillonnage spectral de 10 cm^{-1}.*

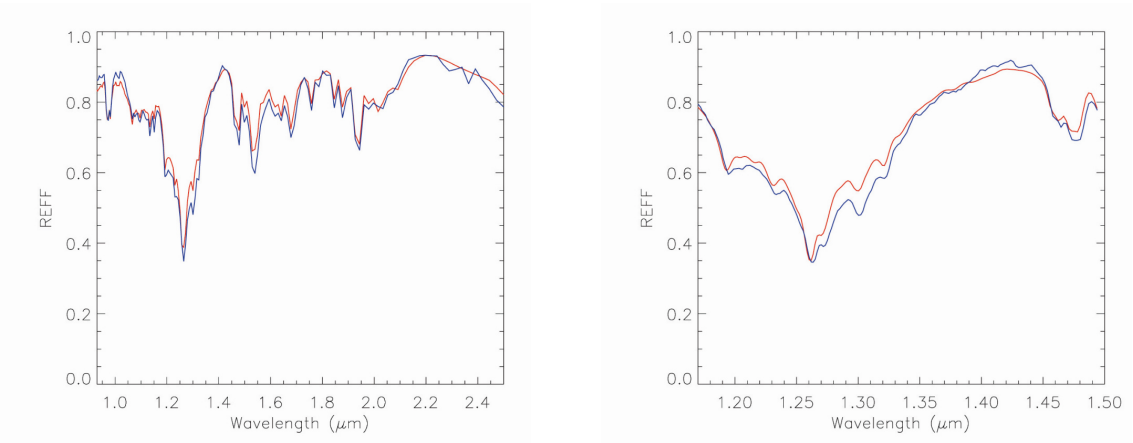


FIGURE 9.18 – *A gauche : spectre sur un pixel obtenu sur le breadboard en configuration Gooch and Housego (en bleu) et spectre obtenu sur le spectromètre FTIR de chez PerkinElmer, convolué avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur 20 cm^{-1} (en rouge). L'échantillonnage spectral est de 40 cm^{-1}. A droite : Idem, en utilisant un échantillonnage spectral de 10 cm^{-1}.*

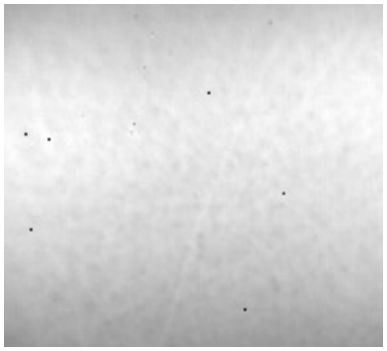


FIGURE 9.19 – *Image de l'échantillon de Spectralon 99 % acquise à 1.5 µm à l'aide du breadboard. Le champ plat n'est pas corrigé. Toutefois de nombreuses structures de haute fréquence spatiale sont visibles et atteste du fait que la cible n'est pas parfaitement homogène spatialement.*

9.3.2.5 Synthèse et mise en oeuvre dans le cas de l'instrument MicrOmega Phobos Grunt

Le nouveau concept développé, basé sur l'utilisation de polariseurs croisés pour supprimer l'ordre 0, a des performances bien meilleures que l'ancien concept. Un gain important sur le signal monochromatique (d'un facteur 6 en moyenne) ainsi qu'une diminution drastique de la straylight (d'un facteur 5 en moyenne) ont été constatés et ont amené une amélioration nette de la qualité des spectres. Ce nouveau concept va donc constituer la baseline pour les développements futurs de l'instrument MicrOmega.

Dans le cadre du développement de l'instrument MicrOmega, de nouveaux polariseurs ont été développés afin de couvrir la gamme spectrale de travail (Fig. 9.20).

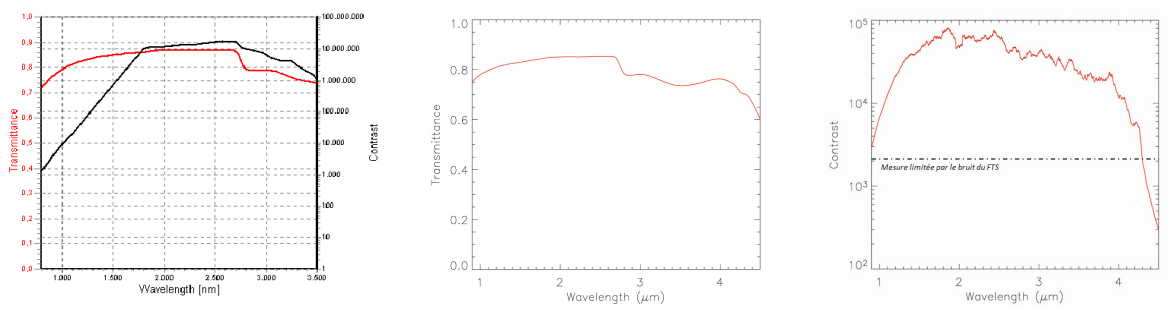


FIGURE 9.20 – *Facteur de transmission et contraste du polariseur ColorPol IR BC3 de chez Codixx utilisé sur le breadboard. A gauche données du fabricant, à droite mesures faites avec un spectromètre PerkinElmer. A noter que sur notre gamme spectrale, le résidu de lumière non désiré est trop faible pour être mesuré proprement avec le PerkinElmer. On peut donc uniquement minorer le contraste sur cette gamme spectrale.*

9.3.3 Choix de l'AOTF

Concernant l'AOTF, deux sources d'approvisionnement étaient possibles : l'IKI, ayant réalisé la plupart des modèles de tests ces dernières années (QM1, DM1, etc.) et la société Gooch and Housego, qui avait réalisé le DMGH, présenté dans la section précédente. Dans le cadre du développement de MicrOmega Phobos Grunt, l'IKI et Gooch and Housego ont réalisé chacun un modèle de type démons-

trateur (PFM1 pour l'IKI et IA2 pour Gooch and Housego), servant à valider leur capacité à filtrer la lumière sur la gamme spectrale complète de l'instrument. Avec V. Hamm, nous avons donc tester cette capacité chez les deux AOTFs. Nous avons utilisé des diodes laser à 1310 et 1550 nm pour illuminer chacun des AOTFs et vérifié le filtrage à ces deux longueurs d'onde. Nous avons notamment étudié l'étalement spectral du signal monochromatique diffracté et l'éventuelle présence de signaux parasites dans le signal de sortie. Pour les deux AOTFs, une puissance RF de 1.58 W a été appliquée et un détecteur au Germanium a été utilisé. Les deux AOTFs possèdent deux transducteurs (HF et LF). Pour les deux longueurs d'onde, les résultats ne sont présentés que pour le transducteur HF, le plus adapté pour ces longueurs d'onde.

Les résultats de ces mesures, présentés ci-dessous (Fig. 9.21, Fig. 9.22, Fig. 9.23, Fig. 9.24), montrent tant leur efficacité de diffraction que le caractère monochromatique de l'onde diffractée. Ces tests ont été réalisés avec une puissance RF de 1.58 W, inférieure à celle disponible sur l'instrument final (2 W) à cause de limitations matérielles, mais donnent néanmoins un bon ordre de grandeur de leur efficacité. Dans les deux cas, l'efficacité de diffraction mesurée est bonne (supérieure à 50 % pour une puissance RF de 1.58 W) et la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 21-23 cm^{-1}. Cette dernière est en fait le résultat de la convolution de la réponse impulsionnelle de la diode laser (largeur à mi-hauteur de l'ordre de 5 cm^{-1}) et de celle de l'AOTF. En assimilant les réponses impulsionnelles à des gaussiennes, on a :

$$\sigma^2_{mesure} = \sigma^2_{AOTF} + \sigma^2_{diode} \tag{9.4}$$

avec σ les espérances des différentes fonctions gaussiennes soit :

$$FWHM^2_{mesure} = FWHM^2_{AOTF} + FWHM^2_{diode} \tag{9.5}$$

avec FWHM (Full Width at Half Maximum) les largeurs à mi-hauteur des différentes fonctions gaussiennes. La largeur à mi-hauteur de l'AOTF peut donc être estimée grossièrement à 20-22 cm^{-1}, en accord avec nos spécifications.

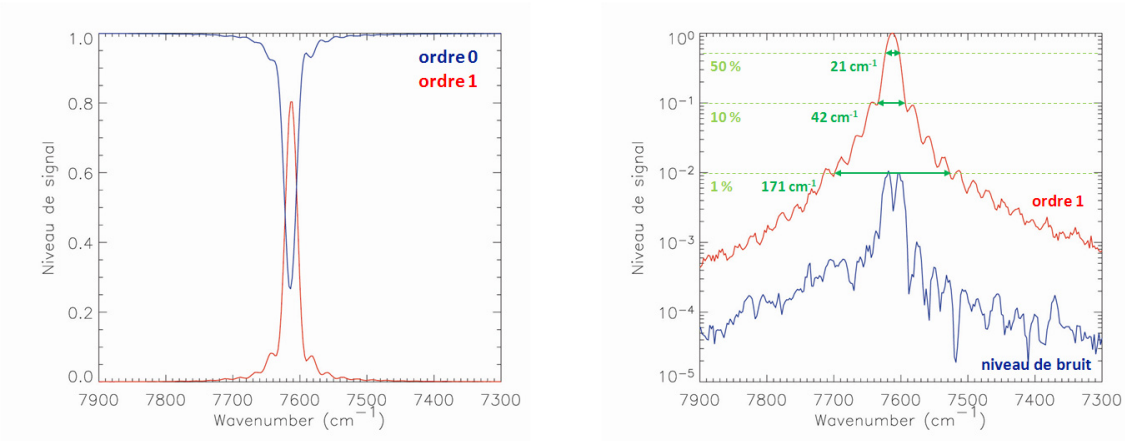


FIGURE 9.21 – *AOTF IA2, diode laser à 1310 nm. A gauche : variation relative du niveau de signal de l'ordre 1 et de l'ordre 0 avec le nombre d'ondes par rapport au signal non diffracté. La straylight a été enlevée. A droite : variation relative du niveau de signal de l'ordre avec le nombre d'ondes par rapport à son niveau maximum (en rouge) et bruit de mesure associé (en bleu). Les largeurs à 50 %, 10 % et 1 % sont indiquées en vert.*

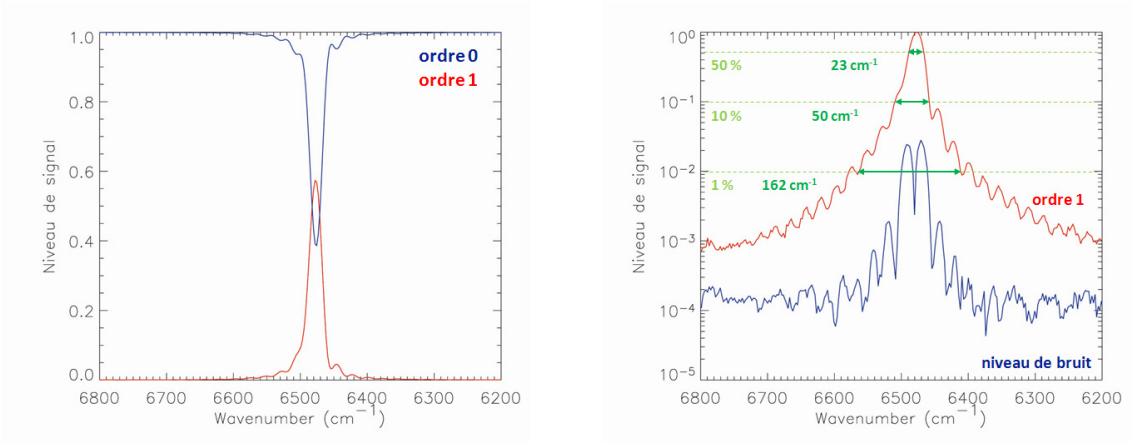


FIGURE 9.22 – *AOTF IA2, diode laser à 1550 nm. Idem que pour la figure 9.21.*

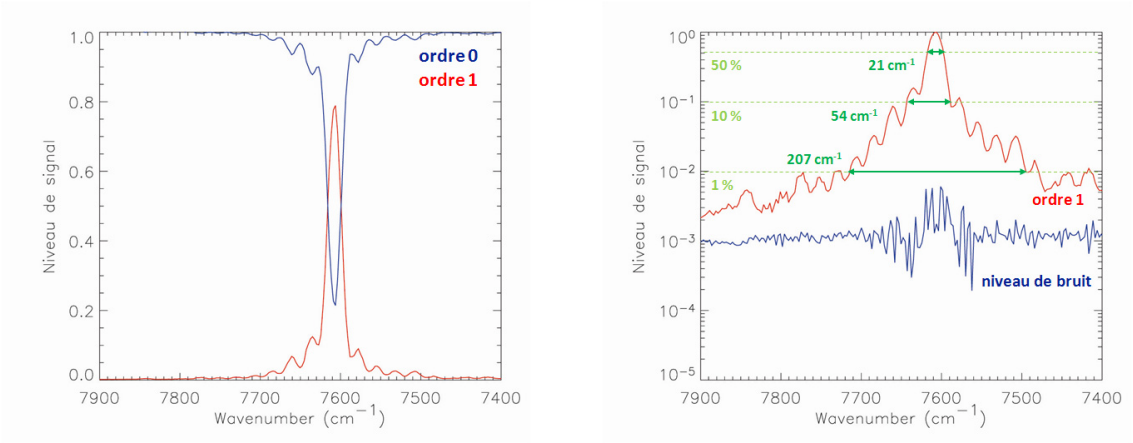


FIGURE 9.23 – *AOTF PFM1, diode laser à 1310 nm. Idem que pour la figure 9.21.*

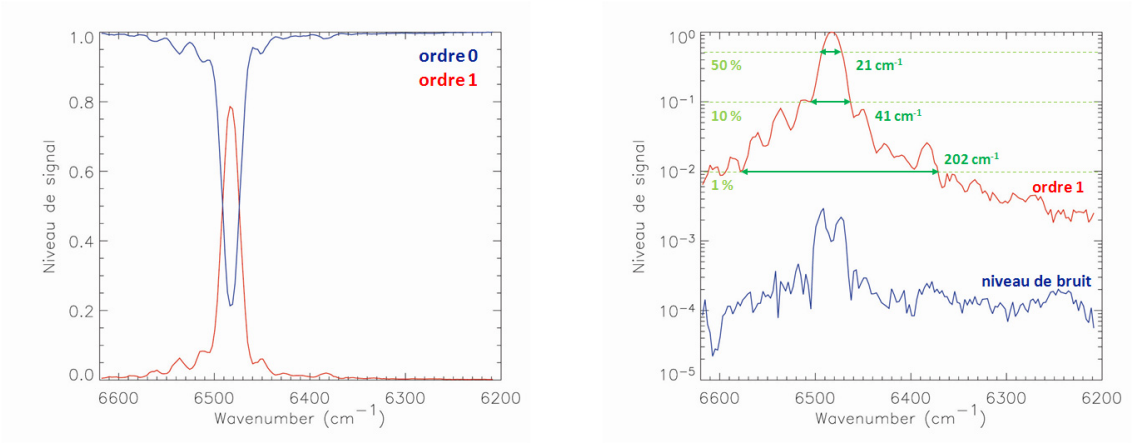


FIGURE 9.24 – *AOTF PFM1, diode laser à 1550 nm. Idem que pour la figure 9.21.*

Si ces résultats semblent globalement équivalents entre l'AOTF IA2 et le PFM1, on peut remarquer que l'étalement spectral du signal de sortie de l'IA2 est meilleur que celui du PFM1. Ce résultat se confirme en effectuant un scan complet sur l'ensemble de la gamme spectrale : l'étalement spectral du signal de sortie de l'IA2 y apparaît très nettement meilleur que celui du PFM1 (Fig. 9.25). Pire, dans le cas du PFM1 on peut constater que même assez loin de la longueur d'onde de la diode laser, le signal reste relativement élevé. Aux longueurs d'onde testées, on peut estimer à environ 20 à 30 % seulement, voire moins, la part du signal à 50 % du maximum par rapport au signal reçu. Le PFM1 n'est donc clairement pas un bon monochromateur.

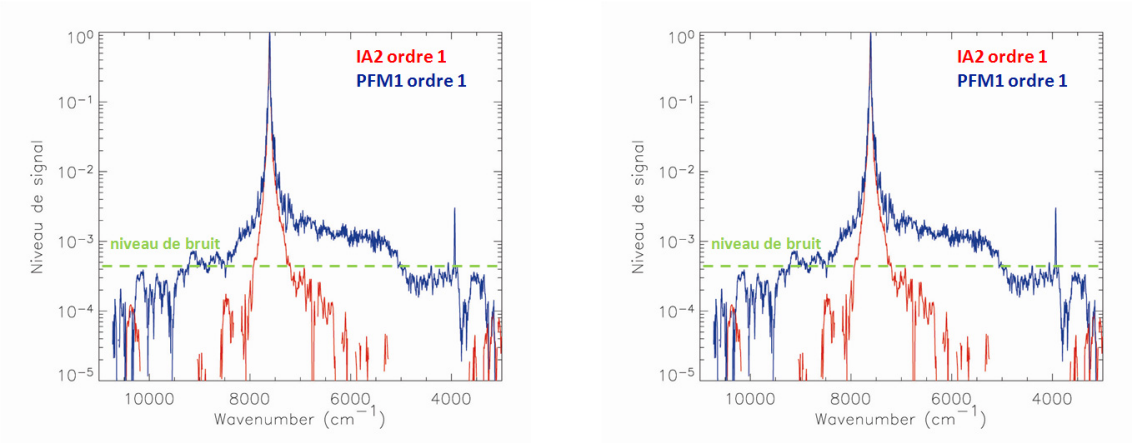


FIGURE 9.25 – *Variations relatives du signal d'ordre 1 sur la gamme spectrale 0.9-3.2 µm en utilisant comme source une diode laser à 1310 nm (à gauche) à et 1550 nm (à droite). En bleu : mesures avec le PFM1 ; en rouge : mesures avec l'IA2.*

Ces résultats ont permis de trancher entre les deux sources d'approvisionnement et d'opter pour le fournisseur Gooch and Housego. Parallèlement à cette étude, des développements, tant à l'IKI que chez Gooch and Housego ont été réalisés afin de pouvoir qualifier une tenue aux faibles températures de l'AOTF (jusqu'à -60°C, hors fonctionnement et -50°C en fonctionnement). Suite aux résultats optiques présentés ci-dessus, seuls les AOTFs provenant de chez Gooch and Housego ont été cyclés en vide-thermique (-60,+60°C). Les mesures effectuées après cyclage, n'ont pas montré de détérioration. D'autres tests effectués par V. Hamm ont montré une bonne tenue des performances même à basse température. Toutefois, un des modèles de vol (IA4) testé en vide-thermique entre -60°et +60°a été détérioré durant le cyclage (rupture de câblages au niveau d'un transducteur), provoquant une chute de 25 % du signal sur ce transducteur. Des investigations au niveau du processus de fabrication de cet AOTF ont permis d'identifier le problème et de corriger la procédure. D'autres tests effectués sur le modèle de vol IA3 entre -50°et +50°C n'ont montré aucune détérioration cette fois.

9.3.4 Synthèse

Au final, un modèle Gooch and Housego, fonctionnant dans la gamme 0.9-3.5 μm a été choisi. Sa tenue hors fonctionnement, puis en fonctionnement a été validée sur la gamme -50°, +50°C. Le filtrage de la straylight s'effectue en utilisant des polariseurs croisés, telle que présenté dans la section précédente. Toutefois, le générateur RF a été développé par l'IKI pour le modèle PFM1 à l'origine. La sélection de Gooch and Housego comme fournisseur de l'AOTF n'a pas remis en question le fait que l'IKI fournirait le générateur RF. Toutefois, la gamme des fréquences produites par ce générateur, s'il

est permet de balayer la gamme spectrale 0.9-3.5 μm sur le modèle PFM1, ne permet pas de descendre en dessous de 1.0 μm dans le cas de l'IA2 (la relation λ=f(Fréquence) étant propre à chaque AOTF). La gamme spectrale du monochromateur a donc été restreinte à la gamme 1.0-3.5 μm. Cette coupure à 1 μm pose le problème de la caractérisation de la bande des pyroxènes dont le maximum d'absorption se situe entre 0.97 et 1.05 μm suivant la teneur en calcium. L'instrument se trouvera donc de fait limité pour ces investigations.

9.4 Cible d'étalonnage de vol

9.4.1 Principe

Comme nous l'avons vu en introduction, l'échantillon est déposé sur une fenêtre de saphir par un bras robotisé et la mesure est faite à travers cette fenêtre. Pour limiter le nombre données (télémétrie) et simplifier le système (cf chapitre 4), il a été choisi d'utiliser une partie du champ de vue pour y placer une petite cible d'étalonnage, qui servirait d'intermédiaire entre l'échantillon et la référence acquise au moment de l'étalonnage. Cet étalonnage en vol pourra notamment permettre de corriger l'évolution spectrale de la réponse instrumentale (qui dépend entre autres de la température des différents sous-systèmes). Le protocole choisi est donc le suivant :

1. soustraction du background (flux thermique + courant d'obscurité + straylight + offset électronique) au cube-image de l'échantillon ;

2. division pour chaque pixel du signal obtenu après l'étape 1 par le signal moyen obtenu sur la zone de calibration de vol ;

3. multiplication pour chaque pixel du signal obtenu après l'étape 2 par le signal moyen obtenu sur la zone de calibration de vol au moment de l'étalonnage dans des conditions de températures données ;

4. division pixel à pixel du signal obtenu après l'étape 3 par le signal obtenu avec un échantillon de type « diffuseur parfait », corrigé du background.

Les étapes 3 et 4 sont en pratique réalisées en même temps après obtention d'un cube de référence au moment de l'étalonnage.

Ce protocole ne remet pas en cause le calcul de RSB présenté dans le chapitre 8. En effet, les cubes-images obtenus lors de l'étalonnage sont considérés comme des références et ne constituent donc pas une source de bruit, mais intègrent les différents biais instrumentaux qui seront caractérisés lors de l'étalonnage.

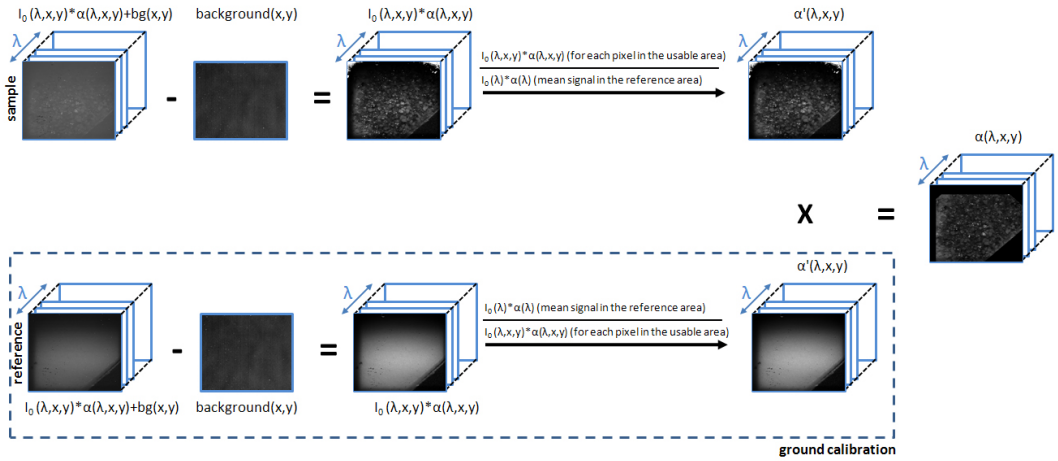


FIGURE 9.26 – *Schéma du protocole retenu pour MicrOmega Phobos Grunt permettant l'obtention d'un cube hyperspectral traité de l'échantillon.*

J'ai été particulièrement impliqué dans le développement de cette cible d'étalonnage de vol, effectuant l'ensemble des tests et itérant avec V. Hamm et L. Meslier (respectivement ingénieur opticien et responsable qualité sur le projet MicrOmega) sur les choix de conception à faire.

9.4.2 Design

Cette cible de référence des blancs doit posséder différentes propriétés :

- son albedo doit être aussi proche que possible de celui de l'échantillon afin d'éviter d'avoir recours à un deuxième cube-image avec un temps d'intégration adapté à cette référence, ce qui multiplierait par 2 la quantité de donnés. Sur Phobos l'albedo moyen (à l'échelle macroscopique) est très faible (de l'ordre de 2-4 % dans le PIR). Bien qu'éventuellement des grains puissent à l'échelle microscopique avoir un albedo beaucoup plus élevé (cf chapitre 4), on adoptera ici un compromis en visant un albedo de la cible d'étalonnage de l'ordre de la dizaine de pourcents ;

- les variations d'albedo avec la longueur d'onde doivent être connues et stables avec la température, l'idéal étant d'avoir une référence aussi plate spectralement que possible ;

- la référence des blancs doit être la plus homogène possible du point de vue spatial.

Le concept retenu repose sur le principe suivant : une petite partie de la vitre de saphir, au travers de laquelle est effectuée la mesure, est dépolie. Derrière celle-ci, une bride revêtue d'un matériau absorbant est placée, le plus prêt possible de la fenêtre afin d'éviter que des grains ne viennent se glisser dans l'intervalle et contaminer la zone de calibration. On peut ainsi obtenir une référence des blancs avec un albedo relativement proche des échantillons attendus (de l'ordre de 10 %) et spectralement « plate » dans la mesure où le saphir ne possède pas de bandes d'absorption dans notre gamme spectrale, si le matériau placé derrière cette partie dépolie ne renvoie qu'une fraction négligeable de photons (afin de conserver un albedo faible). Une petite partie de la zone d'étalonnage peut aussi être utilisée pour placer une référence spectrale (cf section 9.4.3.3). A noter qu'un petit balai motorisé, développé par l'IKI, a également été ajouté, afin de pouvoir passer différents échantillons en limitant la contamination d'un

échantillon à l'autre.

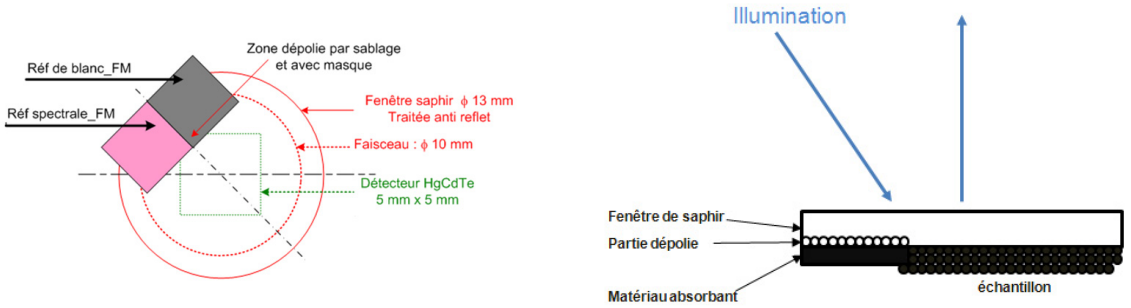


FIGURE 9.27 – *Schémas illustrant le concept de la cible d'étalonnage de vol. A gauche : vue de dessus. A droite : vue de côté.*

9.4.3 Tests et développement d'une solution pour MicrOmega PG

Afin de développer une solution pour cette cible d'étalonnage de vol, nous avons fait développer par la société Winlight Optics plusieurs modèles de tests de fenêtre de saphir dépoli afin de tester l'influence de la rugosité sur les spectres obtenus et sur l'homogénéité spatiale de la zone d'étalonnage. Parallèlement à cela, nous avons développé plusieurs concepts de brides placées juste derrière la partie dépolie de la fenêtre et permettant de ne pas contaminer la cible de calibration sans avoir un albedo trop élevé.

9.4.3.1 Fenêtre dépolie

La rugosité fixe l'efficacité de diffusion de la cible. Si le caractère lambertien de la diffusion n'est pas important ici dans la mesure où la cible de calibration est juste un intermédiaire permettant de corriger les variations de la réponse instrumentale, il est important d'éviter le régime spéculaire pour ne pas saturer le détecteur et ne pas être trop sensible à une variation de l'angle d'incidence de la lumière. La granulométrie ne doit donc être ni trop faible par rapport à la longueur d'onde pour éviter le régime spéculaire à l'échelle macroscopique et microscopique, ni trop importante vis-à-vis de notre échelle (échantillonnage de 20x20 μm^2) pour éviter le régime spéculaire à l'échelle du pixel ou de quelques pixels (cf chapitre 2).

Un ensemble de tests avaient déjà été effectués au moment du développement de CIVA/M-I pour la mission Rosetta de l'ESA. Un microbillage avec des billes de 70 μm semblait optimal. Nous avons demandé à Winlight Optics de nous fournir des fenêtres de saphir dépolies avec des billes du même ordre de grandeur (fenêtres 1, 2 et 3). Ces fenêtres ont été testées sur le breadboard MicrOmega. Nous avons placé la partie dépolie de chaque fenêtre par-dessus un échantillon de spectralon 2 % (spectralon avec un facteur de réflectance de l'ordre de 2 %), suivant le montage montré sur la figure 9.30, représentatif du montage final sur l'instrument MicrOmega PG. Les tests ont révélé que les variations spatiales du signal diffusé étaient plutôt de l'ordre de grandeur de la taille du pixel voire de quelques pixels, comme le montre la figure 9.28. Pour palier ce problème, nous avons choisi de prendre la moyenne des signaux sur une zone de la référence des blancs de telle sorte à se retrouver dans le cas où la longueur d'onde spatiale associée est faible devant la taille de la zone choisie. Nous avons choisi la fenêtre n°2, per-

mettant d'obtenir des facteurs de réflectance plus faible que les autres (Fig. 9.28), et disposant d'une meilleure homogénéité spatiale de sa réponse (Fig. 9.29).

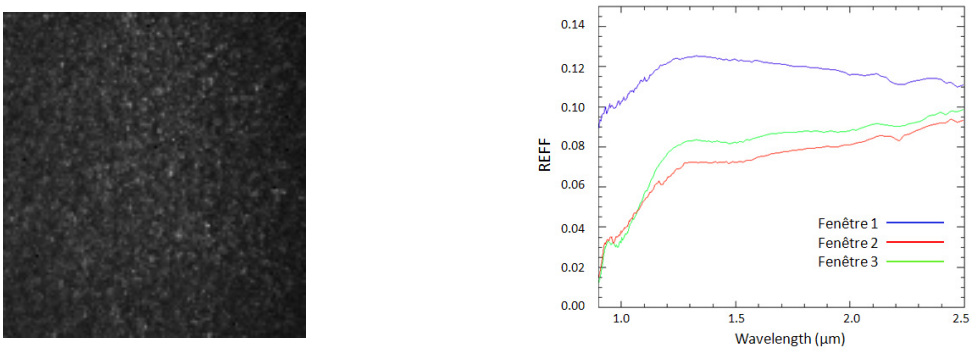


FIGURE 9.28 – *A gauche : image à 1.5 µm acquise sur le breadboard d'un échantillon de Spectralon 2 % sur lequel a été placé la fenêtre de saphir dépoli n°2. A droite : spectres de réflectance acquis sur le breadboard d'un échantillon de Spectralon 2 % sur lequel ont été placées les différentes fenêtres, suivant le montage présenté sur la figure 9.30. Le cube-image de référence a été acquis au moyen d'un échantillon de Spectralon 99 % sur lequel a été placée une fenêtre de saphir polie de la même épaisseur que les fenêtres 1, 2 et 3.*

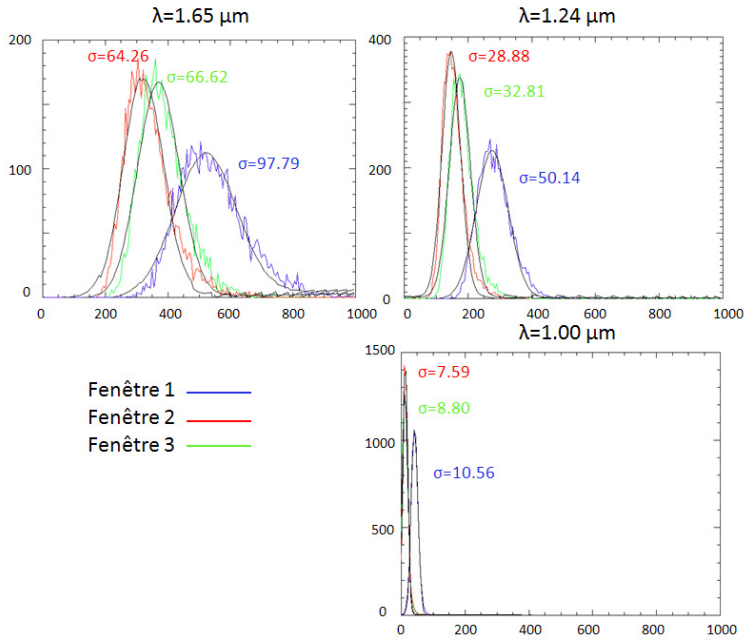


FIGURE 9.29 – *Histogrammes des réponses en ADU obtenues sur le breadboard avec un échantillon de Spectralon 2 % sur lequel ont été placées les différentes fenêtres, suivant le montage montré sur la figure 9.30, pour différentes longueurs d'ondes. Les différentes courbes ont été ajustées au moyen d'une gaussienne dont l'écart-type est indiquée sur les différents graphes.*

9.4.3.2 Bride absorbante

On cherche à rendre négligeable la contribution de cet élément et à ne voir que la réflexion diffuse produite par la fenêtre de saphir dépolie. Cet élément doit donc avoir les propriétés suivantes :

- son albedo doit être le plus faible possible afin que la lumière renvoyée vers la fenêtre soit négligeable ;
- les variations d'albedo avec la longueur d'onde doivent être minimes, ou tout du moins lentes, l'idéal étant d'avoir une référence aussi plate spectralement que possible ;
- il doit être le plus homogène possible spatialement parlant.

J'ai testé plusieurs matériaux / process afin de voir lequel pouvait correspondre le mieux à nos besoins. Parmi ceux-ci : l'oxydation anodique noire minérale, le carbone tissé, la peinture PU1 de MAP, la peinture PNC de MAP, un mélange noir de fumée / colle. Pour chaque test, j'ai placé au dessus de chaque échantillon de matériau absorbant la partie dépolie de la fenêtre n°2 de la façon suivante (représentatif de la configuration dans laquelle MicrOmega Phobos Grunt va effectuer les mesures). Le cube-image de référence a été acquis au moyen d'un échantillon de Spectralon 99 % sur lequel a été placée une fenêtre de saphir polie de la même épaisseur que la fenêtre 2 et les spectres de réflectances présentés sur la figure 9.30 sont issus du calcul du spectre moyen sur une zone de 100x100 pixels. Les résultats obtenus avec le Spectralon 2 % de chez Labsphere ont également été ajoutés à titre de comparaison.

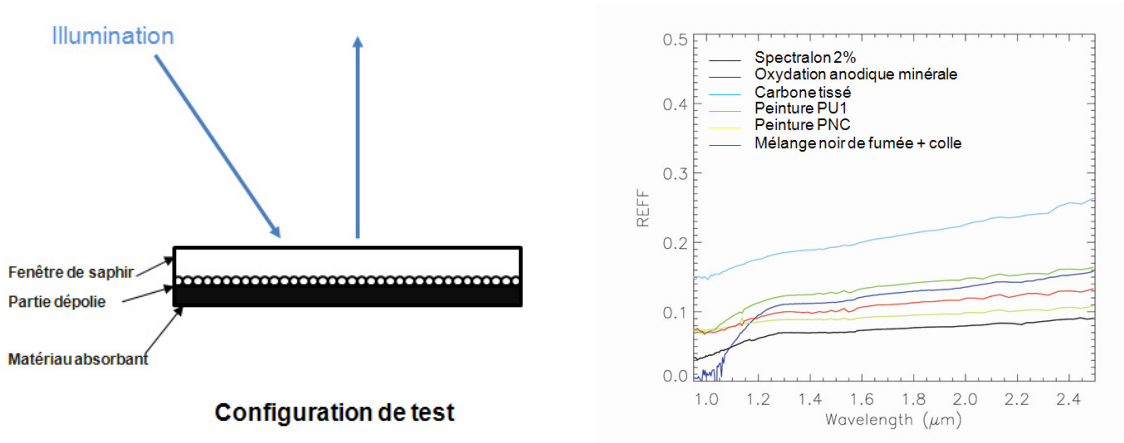


FIGURE 9.30 – *A gauche : Schéma illustrant le protocole expérimental choisi pour le test des différentes fenêtres et matériaux absorbants. A droite : spectres de réflectance acquis sur le breadboard d'un échantillon de différents matériaux absorbants sur lequel a été placée la fenêtre de saphir dépolie n°2 développée par Winlight Optics. Le cube-image de référence a été acquis au moyen d'un échantillon de Spectralon 99 % sur lequel a été placée une fenêtre de saphir polie de la même épaisseur que la fenêtre n°2.*

Les résultats obtenus nous ont poussés à choisir la peinture PNC de chez MAP, qualifiée « spatial », et meilleur revêtement applicable à la bride de par ses capacités d'absorption. Son spectre complet sur la gamme spectrale de travail de l'instrument (1.0-3.1 μm) a été acquis sur le spectromètre PerkinElmer

(Fig. 9.31) et ne montre pas de bandes d'absorption dans cette gamme.

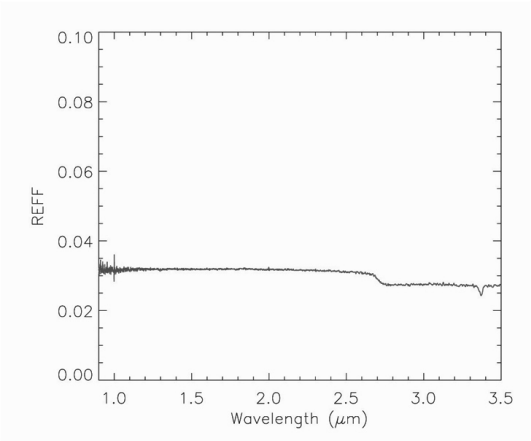


FIGURE 9.31 – *Spectre de réflectance d'une plaque d'aluminium recouverte de peinture PNC de chez MAP acquis au spectromètre PerkinElmer.*

9.4.3.3 Référence spectrale

Cette référence doit servir à recalibrer les spectres. Différentes causes peuvent provoquer des shifts :
- une variation de la température du cristal ;
- des instabilités de la RF.

Concernant la variation de la longueur d'onde de sortie de l'AOTF en fonction de la température du cristal, elle a été caractérisée par V. Hamm au cours d'une étape d'étalonnage en vide-thermique. Concernant les instabilités de la RF, elles ne sont pour le moment pas connues.

Les besoins sont les suivants :
- l'albedo de cette zone doit être dans la même gamme que l'albedo de la référence de blanc, c'est-à-dire de l'ordre de 10-15 % maximum, afin de ne pas dégrader le RSB en diminuant le temps d'intégration ;
- la ou les bandes spectrales doivent plus fines que FWHM de la réponse instrumentale (typiquement 20 cm^{-1}) afin d'avoir la meilleure précision possible sur l'étalonnage spectral (on rappelle que le spectre réel est convolué à la réponse instrumentale, et donc que dans la mesure du possible, c'est cette dernière qui doit être le facteur limitant ici) ;
- la ou les bandes spectrales doivent avoir typiquement des absorptions d'ordre d'au moins 10 % en absolu, soit prêt de 100 % vu l'albedo voulu.

Deux solutions ont été testées : un copeau de spectralon dopé de type Wavelength Calibration Standard de chez Labsphere (travail en réflexion) et un morceau de mylar (travail en transmission). Dans les deux cas, le facteur de réflectance mesuré est beaucoup trop important (de l'ordre de 0.6-0.8 pour le spectralon dopé, et de l'ordre de 0.4-0.6 dans le cas du mylar). Il faudrait donc faire l'acquisition d'un cube-image avec un temps de pose différent pour cet étalonnage. D'autre part, dans le cas du spectralon dopé subsiste le problème de l'obtention d'un copeau suffisamment fin et dont l'épaisseur est constante, et la tenue de ce matériau à l'environnement spatial. Dans le cas du mylar, les bandes d'absorption ob-

servées sont trop larges par rapport aux spécifications annoncées dans le paragraphe précédent.

Aucune solution permettant un gain significatif sur l'étalonnage spectral par rapport aux tests effectués au sol n'ayant été trouvée, il a été décidé de faire une zone de référence des blancs couvrant les deux zones précédemment étudiées (référence des blancs et référence spectrale). La fenêtre avec dépoli sera développée par Winlight Optics et la surface absorbante sera faite à partir d'une pièce en aluminium traitée avec de la peinture PNC.

9.5 Electronique de vol de l'instrument

Les principales fonctions de l'électronique de l'instrument sont les suivantes :
- communication avec le satellite ;
- contrôle du détecteur IR, acquisition et sommation d'images ;
- house-keeping de l'instrument ;
- contrôle des différents sous-systèmes (lampe, générateur RF, machine cryogénique, etc.).

Pour réaliser ces différentes tâches l'électronique est basée sur les composants suivants :
- un ASIC pour assurer la polarisation du détecteur et certaines mesures de température ;
- un FPGA pour assurer la communication avec le satellite, l'acquisition / sommation des images et la coordination des différents sous systèmes ;
- une électronique analogique pour mettre en forme la vidéo avant la numérisation ;
- une électronique de conversion d'énergie pour assurer les diverses tensions internes du système.

Cette électronique a été développée par la société EREMS, sous la responsabilité de L. Gonnod, ingénieur électronicien à l'IAS, en coopération avec le LESIA. L'ASIC pour sa part a été développé au LESIA. La figure 9.32 montre le schéma fonctionnel de la partie électronique.

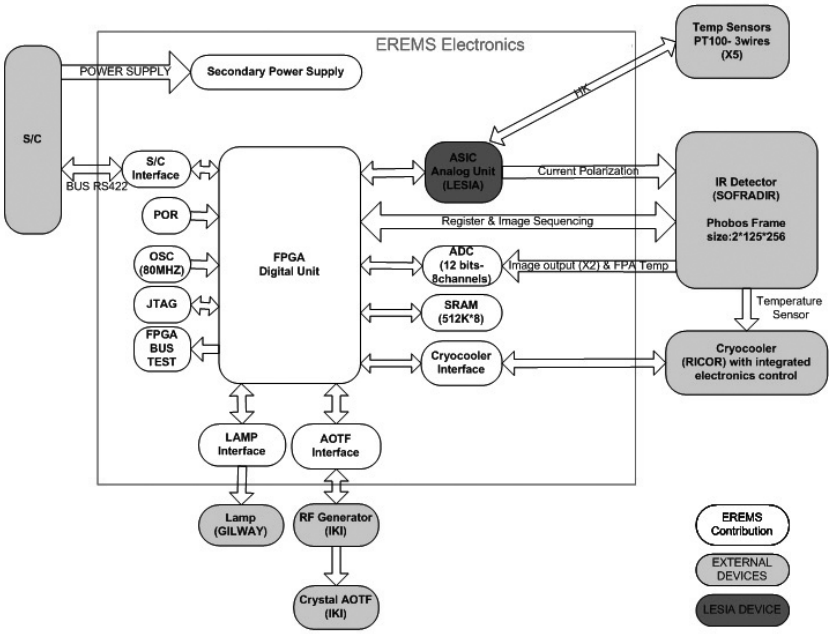


FIGURE 9.32 – *Schéma fonctionnel de la partie électronique de l'instrument MicrOmega PG.*

9.6 Gestion de la puissance

L'instrument a été développé afin de pouvoir utiliser les lignes 5V et 15V disponibles sur le lander. Toutefois, des contraintes en termes d'emplacement de l'instrument rendait ces sources trop éloignées (plusieurs mètres de câbles) et donc des chutes de tension inacceptables pour le bon fonctionnement de l'instrument. Il a donc été décidé d'utiliser la ligne 28V du lander et de mettre en place un convertisseur DC/DC au niveau de l'instrument pour ramener la tension aux niveaux 5V et 15V.

9.7 Design final

Le design de l'instrument MicrOmega PG est représenté par la figure 9.33. Sa forme complexe dépend fortement des contraintes liées à l'emplacement de l'instrument sur la sonde, ce qui explique notamment l'emplacement de la partie illumination et le système de renvoi de la lumière vers l'échantillon. Le volume occupé est de 220x209x147 mm. La masse finale de l'instrument est de 3.893 kg, cette masse comprenant entre autres le convertisseur DC/DC, le système de balayage de la fenêtre, le radiateur et la structure. Cette dernière n'a pas été optimisée du fait des délais très courts et de plusieurs changements de l'emplacement de l'instrument sur la sonde durant la phase de développement, provoquant des modifications importantes de design. La puissance moyenne consommée est de l'ordre de 11 W, avec des pics à 13W, le tout sur une durée inférieure à 10 minutes. Enfin, la tenue aux radiations des différents composants est de 5 krad. Cette valeur, relativement faible pour du spatial, est néanmoins suffisante de par l'emplacement protégé de l'instrument sur la sonde au moment de la croisière et sur Phobos : la dose reçue au niveau de l'instrument est inférieure à 5 krad après la traversée d'une épaisseur de 2 mm d'aluminium, ce qui est le cas dans l'ensemble des configurations attendues.

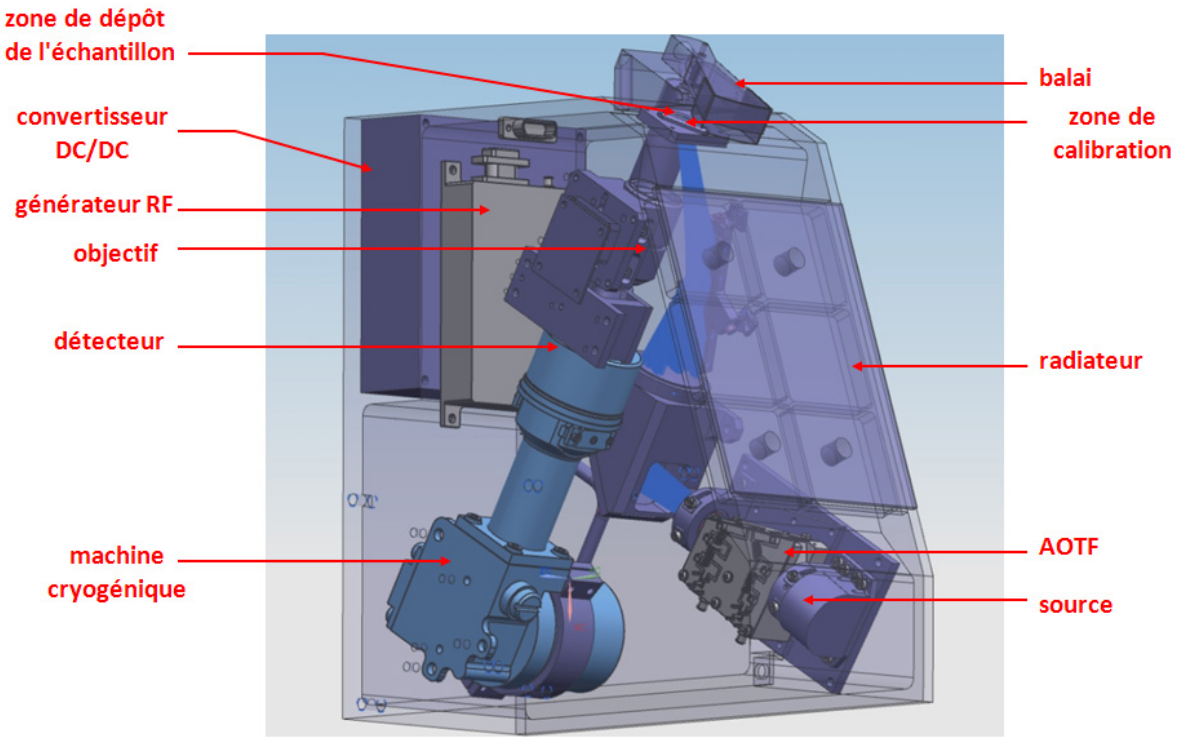


FIGURE 9.33 – *Schéma du design final de l'instrument MicrOmega PG.*

On peut voir sur la figure 9.34 l'instrument durant les dernières phases de son intégration. La partie de gauche est la partie détection tandis que la partie de droite est la partie illumination. On peut voir en A le convertisseur DC/DC, en B le générateur RF, en C la machine cryogénique, en D le détecteur, en E la pupille refroidie avec en G le radiateur, et en F l'objectif d'imagerie. La partie I est l'AOTF entièrement intégré avec son système d'illumination comprenant une ampoule Gilway et une lentille permettant de collecter la lumière. En H on peut voir le système de renvoi de la lumière vers l'échantillon.

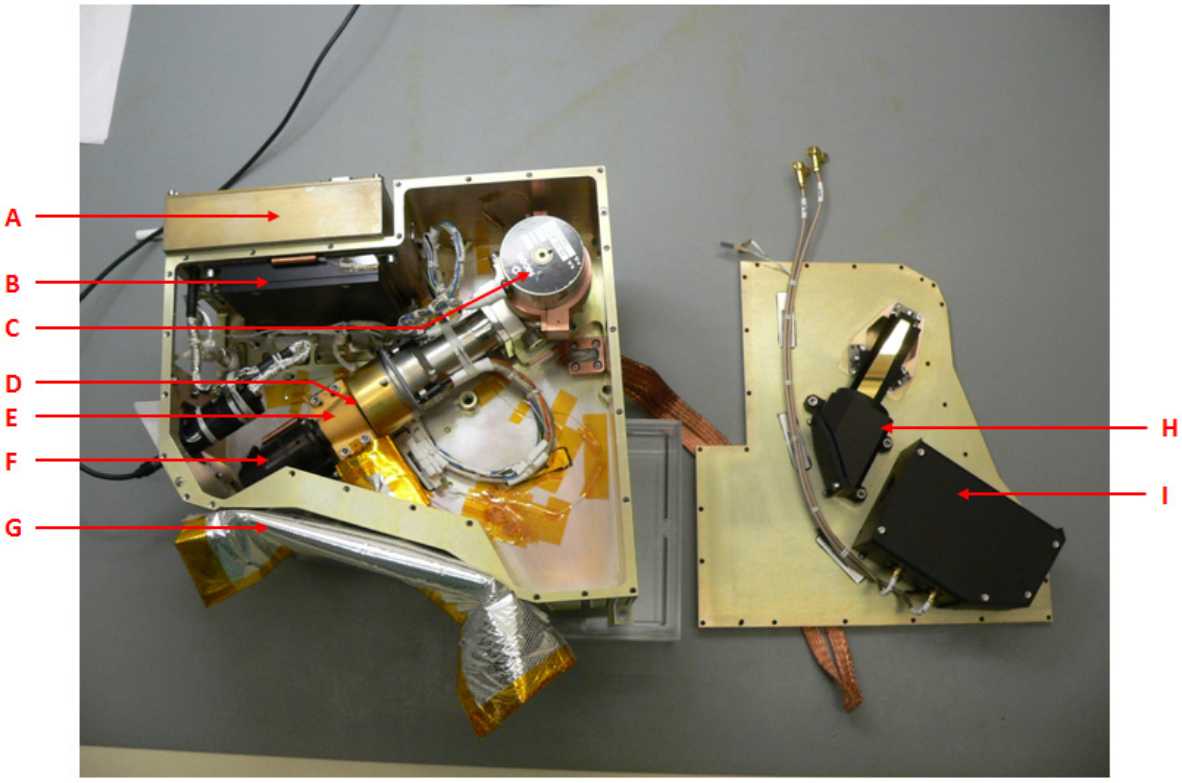


FIGURE 9.34 – *Photo de l'instrument MicrOmega PG durant l'intégration. La partie de droite correspond à la partie illumination, tandis que la partie de gauche correspond à la partie détection, avec l'électronique, le convertisseur DC/DC, et le générateur RF.*

9.8 Stratégie de mesure et compression

9.8.1 Canaux spectraux et protocole de mesure

Les résultats des différents tests effectués lors du développement de l'instrument m'ont permis de définir en collaboration avec les autres membres de l'équipe MicrOmega un protocole de mesure adapté tant aux exigences scientifiques qu'aux contraintes techniques inhérentes au concept de l'instrument. Je présente dans la suite le protocole défini.

9.8.1.1 Choix des canaux spectraux

Stratégie adoptée

Le choix des canaux spectraux et du protocole de mesure a été dicté par plusieurs contraintes. Tout d'abord, en termes de télémétrie nous étions limités pour un cube-image à environ 300 images spectrales, acquisitions de background comprises, soit de l'ordre de 270 canaux spectraux. Nous reviendrons sur la compression dans la section 9.8.3. D'autre part, afin d'éviter une perte complète d'une zone spectrale en cas de perte de données, nous avons choisi d'initier la mesure avec une acquisition du spectre sur toute la gamme spectrale avec un échantillonnage dégradé, puis pour plusieurs zones spectrales d'intérêt, de refaire une acquisition avec un échantillonnage optimisé (cf section 9.8.1.1). Un sur-échantillonage est notamment prévu dans la zone entre 2.6 et 3.3 μm afin d'obtenir un RSB suffisant sur cette gamme où le signal est faible, principalement du fait de la réponse du monochromateur et du facteur de transmission des optiques. Enfin, nous avons également choisi de définir l'ordre d'acquisition des canaux pour chaque zone spectrale par une séquence spécifique afin d'éviter les biais basse fréquences dans les spectres.

Définition des canaux

La résolution spectrale de l'instrument MicrOmega PG est constante en nombre d'onde et de l'ordre de 20 cm^{-1}, soit 2 nm à 1 μm et 19 nm à 3.1 μm. Comme expliqué dans la section précédente, l'acquisition complète du spectre se déroule en plusieurs étapes :

1. acquisition du spectre sur l'ensemble de la gamme spectrale 1.0-3.3 μm (9990-3030 cm^{-1}) avec un échantillonnage spectral dégradé (60 cm^{-1}) : 117 canaux

2. acquisition du spectre sur 3 zones spectrales d'intérêts avec un échantillonnage spectral de 20 cm^{-1} (seules les mesures liées aux canaux manquant par rapport à l'étape 1 sont effectuées)

   gamme 2.64-3.26 μm (3790-3070 cm^{-1}) : 25 canaux

   gamme 1.64-2.42 μm (6110-4130 cm^{-1}) : 67 canaux

   gamme 1.35-1.46 μm (7430-6830 cm^{-1}) : 21 canaux

3. sur-échantillonnage sur la zone 2.62-3.27 μm (3820-3060 cm^{-1}) de telle sorte à avoir un échantillonnage de 10 cm^{-1} afin d'améliorer le RSB sur cette zone : 39 canaux

Soit au total 269 canaux spectraux. Comme indiqué en introduction, pour chaque étape et chaque zone spectrale, l'acquisition des différentes images suit une séquence pseudo-aléatoire. Ceci est notamment permis par l'usage d'un AOTF, comme expliqué dans le chapitre 4.

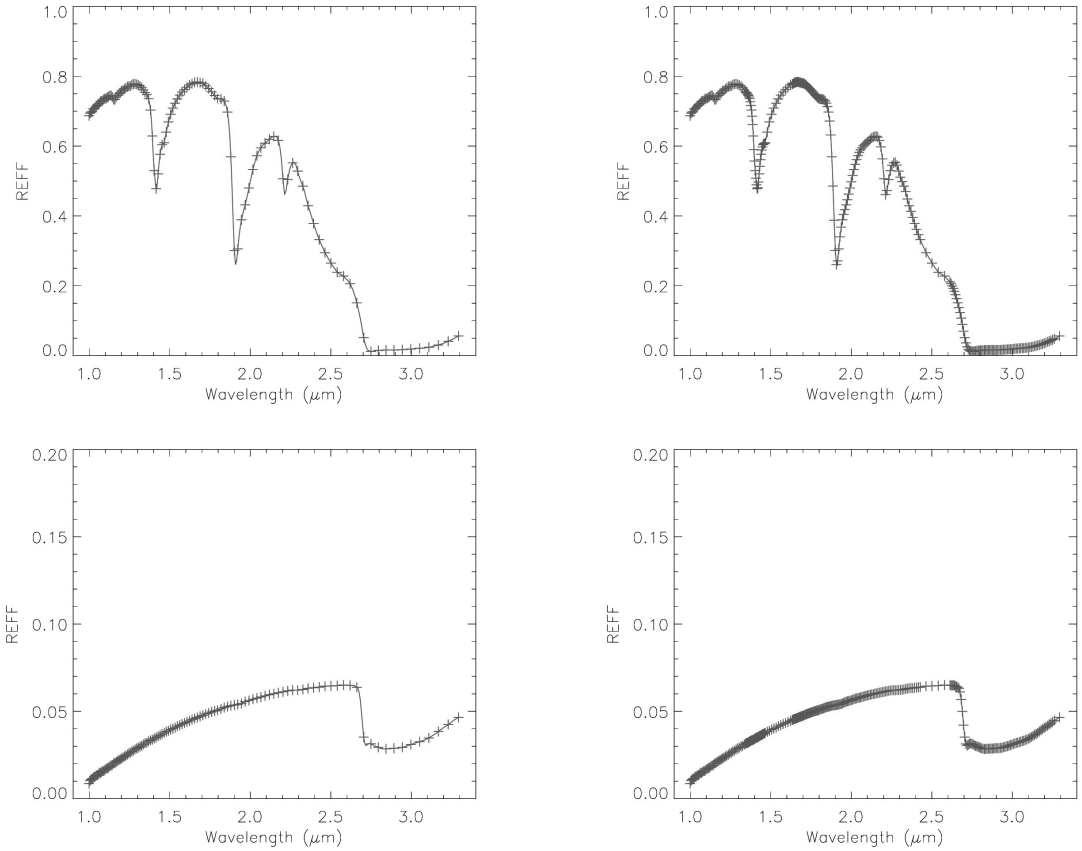


FIGURE 9.35 – *En haut : spectres de réflectance d'une montmorillonite, acquise avec spectromètre PerkinElmer. Les croix indiquent les canaux spectraux utilisés sur MicrOmega PG : à gauche, uniquement l'étape 1 où l'on balaye rapidement le spectre, à droite totalité des canaux spectraux. En bas : idem avec le spectre de réflectance d'un échantillon de la matrice de la météorite CI1 Orgueil.*

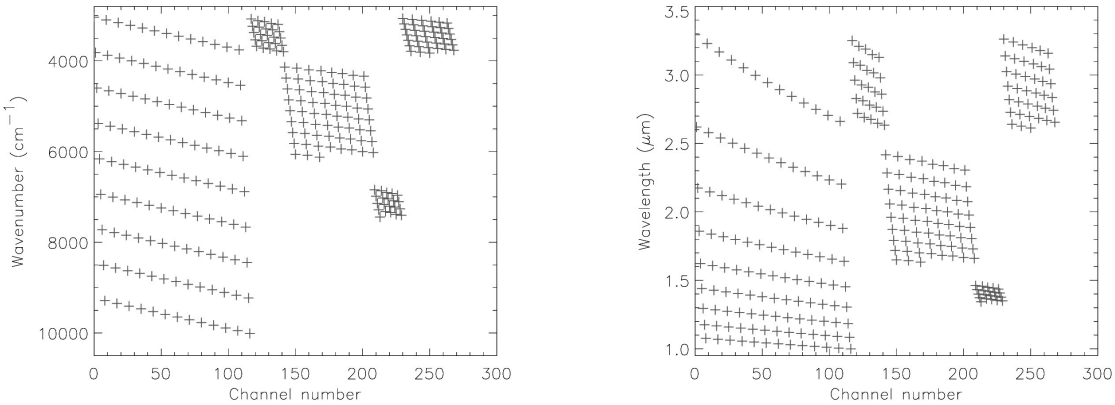


FIGURE 9.36 – *Ordre d'acquisition des différents canaux, en fonction du nombre d'ondes (à gauche) et de la longueur d'onde (à droite).*

9.8.1.2 Protocole de mesure

Comme expliqué dans la section 9.2, les dérives thermiques de l'instrument et leur impact sur les mesures nous ont poussés à utiliser un certain nombre d'images pour effectuer des mesures de background, générateur RF éteint. L'acquisition du cube-image (uniquement les 269 canaux spectraux) prend de l'ordre de 6 minutes (en sommation 16x, voir section 9.8.2), soit une mesure toutes les 1.3 s. Afin de limiter les possibilités de dérive thermique, nous avons choisi d'acquérir une image de background toutes les 9 images, soit toutes les 13 s environ. Ce choix s'est notamment fait grâce aux mesures de dérive thermique effectuées sur le breadboard et présentées dans le chapitre 5. Ainsi, aux 269 canaux spectraux il faut ajouter 31 acquisitions de background (flux thermique + straylight + courant d'obscurité + offset de lecture). A ceci viendront s'ajouter quelques acquisitions qui seront définies au moment de l'étalonnage et qui permettront de mieux contraindre certains paramètres instrumentaux au moment du traitement des données.

9.8.2 Sommation

Afin d'améliorer le RSB, nous avons choisi d'implémenter une fonction de sommation des images acquises pour chaque canal spectral. Pour chaque pixel de chaque image acquise, les données sont codées en sortie du CAN sur 12 bits (entre 0 et 4095). Or le format final des données, au niveau de la sonde permet, mais aussi contraint à un codage sur 16 bits. On peut donc effectuer des opérations de sommations d'images sans tronquer de bits jusqu'à 16 images. J'ai donc effectué une étude afin d'évaluer les performances théoriques de différents modes possibles de sommation et de les comparer. J'utilise ici le RSB comme base de comparaison. Quatre modes de sommation ont été proposés :

- un premier mode sans sommation ;
- un deuxième mode de sommation 4x ;
- un troisième mode de sommation 16x ;
- un quatrième mode de sommation 64x avec troncature des 2 bits de poids faible, intéressant pour le cas où ces bits de poids faible correspondent à du bruit.

Le RSB peut s'exprimer ainsi en fonction des différents flux et bruits :

$$RSB = \frac{N_{im} S_u}{\sqrt{N_{im} S_{tot} + N_{im}\sigma^2_{read} + N^2_{im}\sigma^2_{quant} + N_{im}\sigma_{autre}}} \tag{9.6}$$

avec N_{im} le nombre d'images sommées, S_u le signal utile en e^-, S_{tot} le signal total mesuré en e^-, σ_{read} le bruit de lecture, σ_{quant} le bruit de quantification et σ_{autre} les autres bruits en e^-. Le bruit de lecture est évalué à une valeur inférieure à 450 e^- par le constructeur. On prendra 450 e^- dans la suite. Le bruit de quantification est lié à la perte d'information lors de la quantification en niveaux discrets du signal. Dans le cas où le signal est tronqué, la perte de m bits peut également être vue comme un bruit de quantification correspondant à des niveaux de 2^m unités. On peut donc calculer une moyenne et une variance associées à un tel bruit.

On a :

$$\mu = \int_0^q \frac{1}{q} \nu d\nu = \frac{1}{q}\int_0^q \nu d\nu = \frac{q}{2} \tag{9.7}$$

$$\sigma^2 = E\left\{\left(p(\nu) - \mu^2\right)^2\right\} = \int_0^q p(\nu)(\nu - \mu)^2 d\nu = \frac{1}{q}\int_0^q (\nu - \mu)^2 d\nu = \frac{q^2}{12} \tag{9.8}$$

On a donc $\sigma^2 = \frac{q^2}{12}$avec q le pas de quantification (q=2^m avec m le nombre de bits tronqués), avec l'hypothèse qu'on utilise une quantification linéaire centrée (erreur maximale de ±q/2, comme c'est le cas avec le CAN utilisé). Sur une même image prise N fois, les bruits de quantifications ne sont pas décorrélés ; ils s'additionnent donc. Pour s'en convaincre, il suffit de considérer N images d'un même échantillon avec uniquement le bruit lié à la quantification. Augmenter N ne diminuera en rien ce bruit de quantification.

On peut donc au final évaluer l'impact de différents facteurs tels l'importance des différents signaux, les différents bruits, la troncature de plusieurs bits. A titre d'illustration, la figure 9.37 montre l'évolution du RSB avec la part de flux utile dans le flux total mesuré pour un flux total de 3000 ADU, soit un remplissage de 80 % des puits (on fait l'hypothèse d'un gain de 400 e^-/ADU, évaluation grossière qui sera affinée par la suite au cours de l'étalonnage, cf chapitre 10). On remarque que dans l'hypothèse où seuls sont présents les bruits associés au différents flux (bruit de photons) et les bruits de lecture et de quantification, la sommation 16x permet d'avoir le meilleur RSB. En effet, le bruit associé à la troncature de 2 bits dans le mode de sommation 64x n'est pas négligeable par rapport aux autres et provoque une baisse du RSB. Toutefois, d'autre simulations montrent qu'en ajoutant un bruit de l'ordre de 4-5 ADU, soit 2000 à 2500 e^-, le bruit de quantification redevient minoritaire et le RSB associé au mode 64x redevient plus élevé que le RSB associé au mode 16x.

Les quatre modes de sommations ont été au final implémentés sur l'instrument. Le mode 16x semble pour le moment le plus performant. Toutefois, suivant les résultats de l'étalonnage et les premières mesures effectuées *in situ*, un autre mode de sommation pourra lui être préféré.

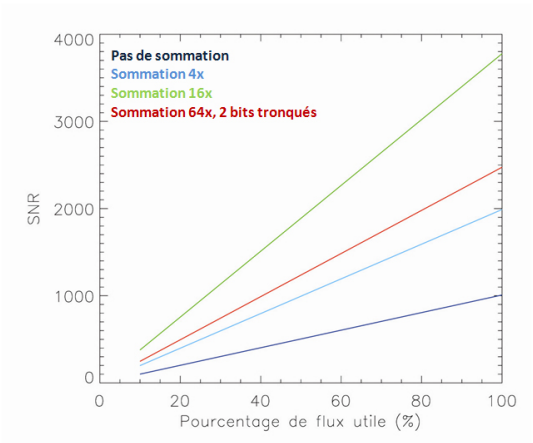


FIGURE 9.37 – *Evolution du RSB avec la part de flux utile dans le flux total mesuré pour un flux total de 3000 ADU, soit un remplissage de 80 % des puits. Le gain est pris à 400 e^-/ADU et le bruit de lecture à 450 e^-. Les autres bruits sont négligés dans cette simulation.*

9.8.3 Compression

L'ensemble des données d'un cube-image représente un volume de 358.4 Mbits en considérant 350 canaux spectraux (250x256 pixels codés sur 16 bits). Cela représente un temps de transmission de l'ordre de 11 heures avec un débit de 9 kbit/s (débit réaliste dans le cadre de la mission Phobos Grunt), ce qui n'est bien sûr pas réalisable. Or rien n'est prévu pour compresser les données de l'instrument MicrOmega à bord de la sonde. La transmission des données passe donc par une réduction de la taille des données au niveau de l'instrument. Nous avons donc proposé d'effectuer une opération de moyennage spatial (appelée « binning » dans la suite) sur le cube-image de telle sorte à réduire d'un facteur environ 10 le temps de transmission et le faire passer à environ une heure.
Chaque image de 250x256 pixels est dans un premier temps transformée en une image de 256x256 pixels afin de simplifier les opérations de binning. On rajoute donc six colonnes de zéros. Puis, par binning, le bloc électronique transforme les 256x256 pixels en des mégapixels de 2x2, 4x4 et 8x8 pixels, selon une topologie représentée par l'image ci-dessous.

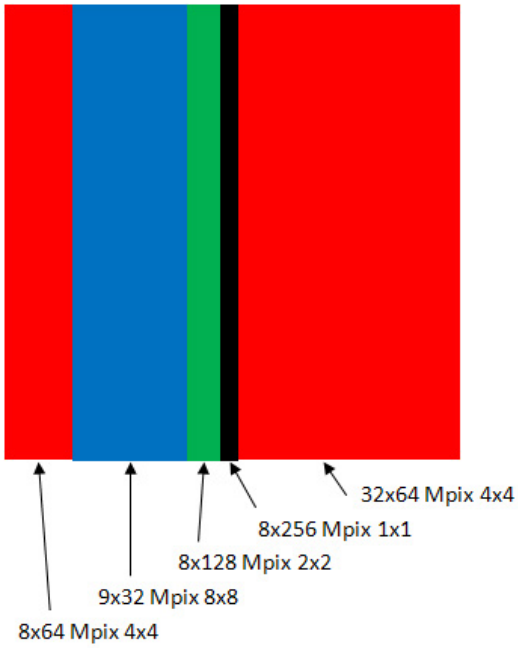


FIGURE 9.38 – *Définition des macropixels sur une image de 256x256 pixels. En noir : pas de binning ; en vert : binning 2x2 ; en rouge : binning 4x4 ; en bleu : binning 8x8.*

Avec une telle topologie, le nombre de mégapixels par zone est de :
- noir : 8 x 256 = 2048 (pixels non binnés) ;
- vert : 8 x 128 = 1024 ;
- rouge : 8 x 64 (gauche) + 32 x 64 (droite) = 2560 ;
- bleu : 9 x 32 = 288.

Soit au total 5920 mégapixels, au lieu des 256x256 = 63488 pixels non binnés, soit un gain d'un facteur 10.7. La transmission d'un cube-image complet après binning demande maintenant 3680 s, ce qui semble réaliste.

Cette opération de binning consiste en fait à un moyennage plutôt qu'à une addition dans la mesure où les données finales sont codées sur 16 bits comme les données initiales. Etant donné qu'une part importante des informations se trouvent dans les bits de poids faibles, les additions doivent être effectuées sur la totalité des bits (sommer 64 fois implique donc un résultat sur 16 + 6 = 22 bits), avant de recadrer le résultat final sur 16 bits (en tronquant les 6 bits de poids faible).

Chapitre 10

Etalonnage de l'instrument MicrOmega Phobos Grunt

Sommaire

10.1 Introduction . . . 187
10.1.1 Objectifs de l'étalonnage . . . 187
10.1.2 Environnement thermique et choix de la cuve . . . 188
10.2 Vérification des différentes fonctionnalités de l'instrument . . . 189
10.2.1 Introduction . . . 189
10.2.2 Caractérisation des différentes contributions au signal mesuré . . . 190
10.2.3 Effet « piston » . . . 196
10.3 Etalonnage radiométrique de l'instrument . . . 199
10.3.1 Introduction . . . 199
10.3.2 Principe . . . 200
10.3.3 Homogénéité spatiale des échantillons . . . 201
10.3.4 Etalonnage des cibles de référence et obtention de leur spectre . . . 201
10.4 Caractérisation des performances instrumentales et tests sur des échantillons de référence . . . 206
10.4.1 Evaluation du RSB . . . 206
10.4.2 Tests sur des échantillons de référence . . . 208
10.5 Synthèse . . . 213

Après avoir été vibré et cyclé en vide-themique, l'instrument MicrOmega PG a été étalonné à la station d'étalonnage de l'IAS entre le 14 et le 28 juin 2011. Ces opérations ont été pilotées par Serge François, sous la responsabilité d'André Chardin. Je présente dans cette partie les traitements que j'ai réalisés des données issues de l'étalonnage de l'instrument et les principaux résultats que j'ai obtenus.

10.1 Introduction

10.1.1 Objectifs de l'étalonnage

Les objectifs de l'étalonnage au sol sont multiples. Il s'agit en premier lieu de vérifier les différentes fonctionnalités de l'instrument dans la gamme de températures sur laquelle celui-ci doit ensuite opérer.

On établit dans un deuxième temps les lois de dépendance de la réponse instrumentale en (x,y, λ) en fonction de la température. Cette caractérisation de la réponse instrumentale est constituée de différentes parties :

- l'étalonnage radiométrique, qui consiste à associer à chaque signal mesuré suivant les paramètres x,y,F_{RF} (fréquence du générateur RF), une grandeur physique (en l'occurence un facteur de réflectance) et ce sur l'ensemble de la plage de fonctionnement de l'instrument ;
- l'étalonnage spectral, qui consiste à associer à chaque fréquence RF F_{RF}, une longueur d'onde λ et une largeur spectrale, en fonction de la température. Cet étalonnage spectral a été partiellement réalisé par V. Hamm dans les mois qui ont précédé l'étalonnage complet de l'instrument (étalonnage spectral du monochromateur). Les lois dérivées de cet étalonnage n'ont pas montré de modification après intégration et ont donc été utilisées comme telles dans la suite ;
- l'étalonnage géométrique, qui consiste à relier la position de chaque pixel de la matrice à une position dans un repère de référence, sur l'ensemble de la plage de fonctionnement de l'instrument. Les déformations de l'image n'ayant pas d'impact scientifique important dans nos mesures, l'étalonnage géométrique n'a pas été effectué.

On ne peut toutefois pas explorer l'ensemble des configurations dans lesquelles l'instrument sera suceptible de fonctionner en opération : une cible d'étalonnage en vol (cf chapitre 9) servira à recaler les mesures effectuées en opération par rapport aux mesures réalisées lors de cette étape d'étalonnage au sol. On cherche donc également à valider l'ensemble de la chaîne de traitement en utilisant cette cible d'étalonnage comme intermédiaire.

Une fois ces lois établies, une troisième étape consiste à déterminer les performances de l'instrument, notamment dans la caractérisation d'échantillons de références, avec différents types d'hétérogénéités de composition.

Ces opérations d'étalonnage requièrent des conditions de vide-thermique permettant de simuler les conditions dans l'espace puis sur Phobos et se sont donc déroulées à la station d'étalonnage de l'IAS courant juin 2011, soit à peine 18 mois après le lancement du projet. Les très courts délais de développement, d'intégration et de tests de l'instrument nous ont contraints à limiter à environ deux semaines le temps réservé à l'étalonnage de l'instrument complet. Ce laps de temps, très court, est toutefois à relativiser du fait d'une caractérisation antérieure des différents sous-systèmes (AOTF, détecteur, etc.). Néanmoins, le nombre de tests sur l'instrument a dû être limité et la règle du « best effort », suivie depuis le début du projet du fait du contexte particulier du développement de l'instrument, a été maintenue. Dans le cadre de tests en vide-thermique, l'ouverture de la cuve pour le changement d'échantillon puis la mise sous vide est une opération demandant de l'ordre de 2-3 jours (travail à $\approx 10^{-6} - 10^{-7}$ mbar, permettant de rendre négligeables les phénomènes de convection thermique ainsi qu'un dégazage efficace des principaux agents de contamination). En considérant des tests à différentes températures (typiquement 3-4), en deux semaines, seules deux mises sous vide sont possibles. Deux échantillons uniquement ont donc pu être utilisés pour cette étape d'étalonnage. Toutefois, comme nous allons le voir, les tests indispensables ont pu être réalisés et un étalonnage propre a pu être obtenu.

10.1.2 Environnement thermique et choix de la cuve

L'instrument MicrOmega est couplé thermiquement à la sonde, dont la température à l'interface sonde/instrument est suceptible de varier entre -50 °et +25 °C. D'autre part, le radiateur présent sur l'instrument et permettant de refroidir la pupille est isolé du reste de l'instrument (cf chapitre 9) et devrait voir le ciel et le surface de Phobos dans les proportions relatives inconnues, mais qui devraient

permettre un refroidissement de la pupile de plusieurs dizaines de K au moment des mesures (à l'aube locale en opération).

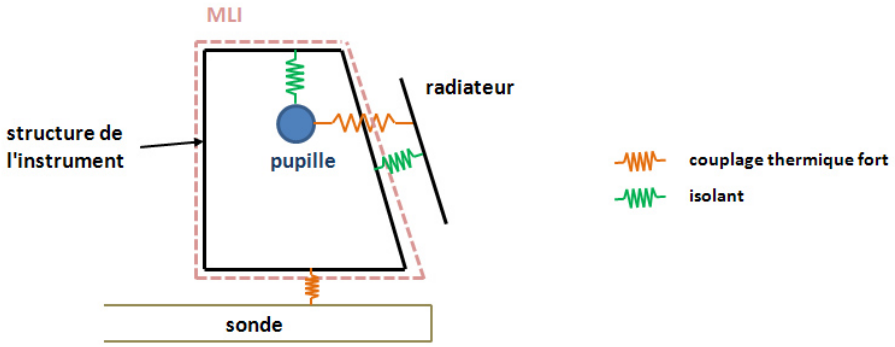


FIGURE 10.1 – *Concept thermique de l'instrument MicrOmega PG.*

Pour l'étalonnage de l'instrument, on souhaite donc simuler deux environnements thermiques distincts : celui de la pupille et celui de l'interface instrument/sonde. La cuve Uranus de la station d'étalonnage de l'IAS répond tout à fait à ces besoins : mesurant 1.00x1.22 m elle dispose de deux spots de régulation thermique permettant de travailler entre +80°C et -196°C. La cuve est équipée d'un dispositif de pompage primaire ainsi que d'une pompe turbomoléculaire et d'une pompe cryogénique, permettant d'atteindre 10^{-7} mbar. Les deux spots de régulation thermique permettront de simuler différentes températures à l'interface instrument/sonde (« température à l'interface I/S » dans la suite), de même qu'au niveau du radiateur (« température du radiateur » dans la suite).

FIGURE 10.2 – *Image de la cuve Uranus à la station d'étalonnage de l'IAS.*

10.2 Vérification des différentes fonctionnalités de l'instrument

10.2.1 Introduction

L'instrument complet a été testé à des températures d'interface I/S de -50°, -25°, 0°et +25°C, pour une température de radiateur de -70°C, avec une cible d'Infragold de chez Labsphère. La figure 10.3 montre dans le cas d'une température d'interface I/S de -25°la forme du signal mesuré. On rappelle

que le protocole de mesure suit une séquence telle que définie dans la section 9.8.1 : l'ordre des différents canaux spectraux ne suit pas un ordre croissant ou décroissant des longueurs d'onde. Le signal mesuré comprend le flux thermique provenant de l'échantillon, de la pupille et du baffle dans le dewar, la straylight, le courant d'obscurité, l'offset de lecture et le signal monochromatique portant l'information utile. On observe sur la figure 10.3 un signal plus élevé lorsque le générateur RF est allumé, correspondant au signal monochromatique diffusé par l'échantillon et porteur d'une information sur sa composition, que l'on va devoir traiter.

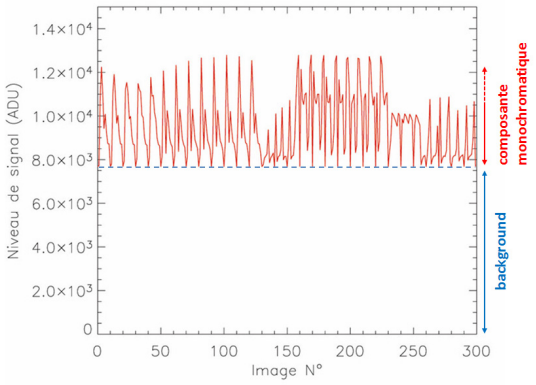


FIGURE 10.3 – *Signal mesuré en suivant la séquence de mesure présentée dans la section 9.8.1 pour une température d'interface I/S de -25°C et une température de radiateur de -70°C. L'échantillon utilisé est une cible d'Infragold et le temps d'intégration est de 3 ms. Le mode de sommation 16X est utilisé.*

10.2.2 Caractérisation des différentes contributions au signal mesuré

10.2.2.1 Caractérisation préalables des sous-systèmes

La caractérisation des différents sous-systèmes (détecteur, AOTF) a été effectuée durant les mois précédents cet étalonnage. La caractérisation de l'AOTF et l'étude des variations de sa réponse avec la température a été effectuée par V. Hamm, tandis que la caractérisation du détecteur a été réalisée au LESIA, et complétée par des mesures effectuées à l'IAS. Cette caractérisation a permis d'établir que la réponse du détecteur était linéaire, avec un écart à la linéarité inférieur à 1% pour un remplissage du puit entre 10 et 85 % à l'échelle du pixel pour une température du détecteur de 110 K, ce qui permet des détections de l'ordre de 1 à 2 %, d'après le protocole choisi (Fig. 9.26), en accord avec les spécifications établies dans la section 8.5.2. D'autre part, le gain a été estimé à 410±4e$^-$/ADU (à l'échelle du pixel).

10.2.2.2 Caractérisation du flux monochromatique

Comme expliqué dans le chapitre 4, la composante monochromatique du signal mesuré varie avec la fréquence RF injectée dans le cristal de l'AOTF, et donc avec la longueur d'onde de la lumière illuminant l'échantillon. La figure 10.4 montre l'évolution de cette composante (moyennée sur une zone de 100x100 pixels) avec la longueur d'onde, pour différentes températures de l'interface I/S. On remarque des différences notables entre les signaux mesurés du fait de l'évolution de la réponse des différents sous-systèmes dans des environnements thermiques différents. L'étalonnage radiométrique

de l'instrument, développé dans la section 10.3, permettra de relier ce signal à un spectre de réflectance directement interprétable.

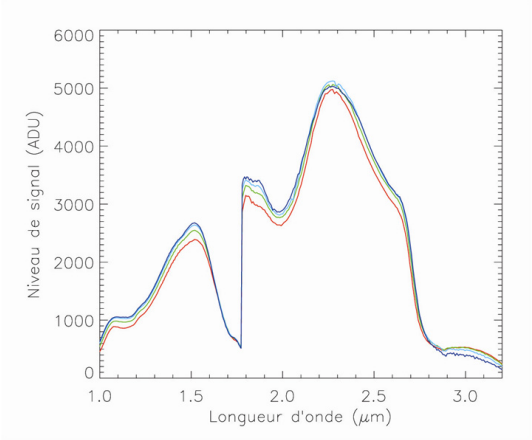


FIGURE 10.4 – *Evolution de la composante monochromatique du signal avec la longueur d'onde, pour différentes températures de l'interface I/S et une température de radiateur de -70°C. L'échantillon utilisé est une cible d'Infragold et le temps d'intégration est de 3 ms. Le mode de sommation 16X est utilisé.*

On peut noter une variation du signal entre ≈500 et 5000 ADU suivant la longueur d'onde. En faisant l'hypothèse que la cible d'Infragold a un facteur de réflectance de 1.13 en lumière polarisée (suivant la configuration de MicrOmega, cf section 10.3.4.3), on trouve que les flux correspondant varient entre 4.3 10^6 et 4.3 10^7 e^-/s/pix, soit de 1.51 10^5 à 1.51 10^6 e^-/s/pix pour un échantillon de facteur de réflectance égal à 0.04, ce qui vient confirmer notre hypothèse sur le flux monochromatique en opération (cf section 8.5.2).

10.2.2.3 Caractérisation du flux thermique

Objectifs

L'objectif de cette étape est d'évaluer le niveau du flux thermique qui constitue le flux parasite de loin le plus important dans la configuration choisie pour MicrOmega Phobos Grunt. Cette étape passe par la compréhension de ses différentes composantes et de leur importance dans le flux thermique global. Il convient également de caractériser les variations des différentes composantes de ce flux thermique (flux thermique provenant de l'échantillon, de la pupille et du baffle froid) afin de vérifier si notre design basé sur l'implémentation d'un baffle froid et d'une pupille refroidie par un radiateur pourra effectivement bien jouer son rôle lors du fonctionnement de l'instrument sur Phobos. En particulier, on pourra vérifier l'impact de la variation de ces différents flux sur le signal mesuré. Ces résultats nous aideront à mieux appréhender le problème de la correction du background lors des mesures *in situ*, mais également des mesures d'étalonnage qui suivent.

Mesures effectuées

Afin de caractériser le flux thermique, nous avons mesuré l'évolution du signal en configuration générateur RF et source éteint, en maintenant la température de l'interface I/S à une température T et en faisant varier la température du radiateur, et donc de la pupille. Ces mesures se faisant générateur RF et source éteints, il n'y a donc pas de contribution liée à la straylight, ni au flux monochromatique.

D'autre part, le courant d'obscurité, estimé à 1.25 10^4 e^-/pix/s à une température de 120 K (cf section 10.2.2.4), soit de l'ordre de l'ADU pour le temps d'intégration utilisé (21 ms), est considéré comme négligeable par rapport au flux thermique dans cette étude. Je ferai donc l'hypothèse dans la suite de cette section que le signal mesuré est composé du flux thermique et du signal d'offset électronique.

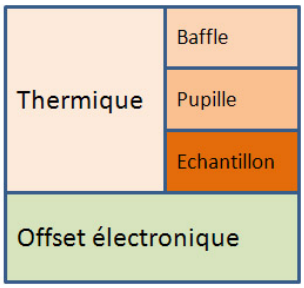


FIGURE 10.5 – *Composantes du signal mesuré dans le cadre de l'étalonnage thermique de l'instrument MicrOmega Phobos Grunt.*

La contribution venant du baffle froid est considérée comme faible et constante dans le temps, du fait de son couplage à la machine cryogénique (température de 110-120 K). Trois séries de mesures ont donc été effectuées afin de caractériser au mieux les composantes issues de la pupille et de l'échantillon :

- une première série avec une température de l'interface I/S de 0°C et une température de radiateur variant de -70 à 0°C ;
- une deuxième série avec une température de l'interface I/S de -25°C et une température de radiateur variant de -70 à 0°C ;
- une troisième série avec une température de l'interface I/S de -50°C et une température de radiateur variant de -70 à 0°C.

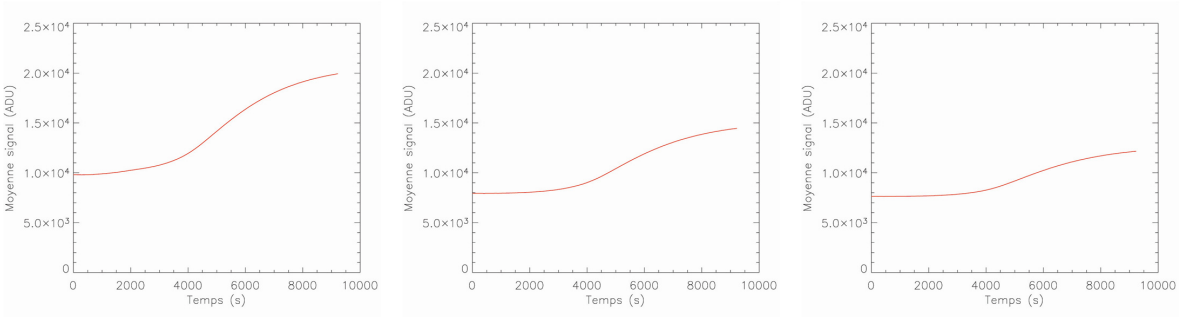


FIGURE 10.6 – *Moyenne sur le champ de vue du détecteur du signal mesuré générateur RF et source éteints pour différents temps d'intégration (sommation 16x). La température de l'interface I/S est de 0°C (à gauche), -25°C (au milieu) et -50°C (à droite). La température du radiateur varie de -70°C au début de la mesure à 0°C à la fin de la mesure.*

Caractérisation des différentes composantes du flux thermique

Ces différents résultats peuvent être modélisés en représentant les 3 sources de flux thermiques (baffle froid, pupille et échantillon) comme des corps gris d'émissivité ϵ et émettant un flux thermique dépendant de leur température. Leur contribution au flux thermique sera d'autant plus importante que l'angle

solide sous lequel est vu cet élément par le détecteur est grand. Le signal mesuré issu du flux thermique est donné par :

$$S_{thermique} = \frac{G\, t_{int}\, Nb_{im}}{K} \sum_{contributions} \int_{\Gamma} \epsilon(\lambda) QE(\lambda) T_o(\lambda) L_\lambda \frac{\lambda}{hc} d\lambda \tag{10.1}$$

avec $S_{thermique}$ le signal mesuré par le détecteur issu du flux thermique en ADU/pix, $\epsilon(\lambda)$ l'émissivité des différents élements vu par le détecteur, QE(λ) l'efficacité quantique du détecteur, T_o l'éventuel facteur de transmission suivant la source (optique d'imagerie, fenêtre du dewar) L_λ la luminance spectrale des différentes sources à une longueur d'onde λ et une température T, G l'étendue géométrique, t_{int} le temps d'intégration, K le gain moyen du détecteur en e^-/ADU et Γ la gamme spectrale.

Les hypothèses de travail sont identiques à celles de la section 9.2.2. Toutefois, au moment de l'étalonnage, on dispose d'une meilleure connaissance des caractéristiques de certains éléments. Ainsi le facteur de transmission de l'optique d'imagerie est prise à 0.9 sur la gamme spectrale de travail. L'émissivité de la pupille est prise à 0.8 (anodisation noire sur aluminium), celle du baffle froid à 0.9 (nickel electrodéposé + peinture noire) et celle de l'échantillon à 1 (échantillon de type spectralon rose de chez Labsphère d'émissivité inconnue). Le facteur de transmission de la fenêtre du dewar est prise à 1.

Une première étape consiste à décorréler la contribution de la pupille (qui varie au cours du test d'étalonnage) des autres contributions, constantes aux petites variations de température près (je fais l'hypothèse que le système radiateur+pupille est découplé du reste de l'instrument, voir section 9.2.2).

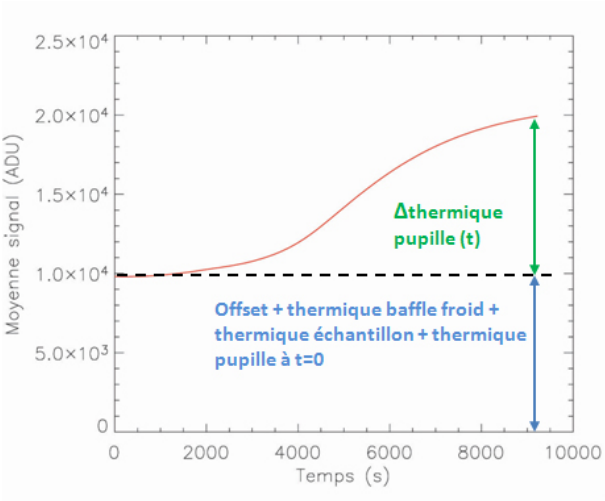


FIGURE 10.7 – *Contributions des différentes sources du signal mesuré au cours de la séquence d'acquisition.*

La plus grande inconnue concerne la température des différents éléments émettant le flux thermique. En ce qui concerne le baffle froid, sa température est estimée à entre 110 et 120 K. Nous prendrons 120 K dans la suite (pire cas). Pour la pupille, sa température est directement liée à celle du radiateur et la température de ces deux éléments est globalement décorrélée du reste de l'instrument. La température du radiateur est connue précisément du fait de la présence d'une sonde thermique sur cet élément durant l'étalonnage. Reste à déterminer la relation entre cette température et la température de la pupille. Pour cela, les modélisations thermiques de l'instrument peuvent nous aider. Les modélisations présentées

sur la figure 10.8 ont été développées par J.C. Leclech ingénieur thermicien sur le projet MicrOmega, pour un instrument en fonctionnement et une température de -36.4°C à l'interface I/S (représentative de la température attendue à l'interface I/S sur Phobos à l'aube).

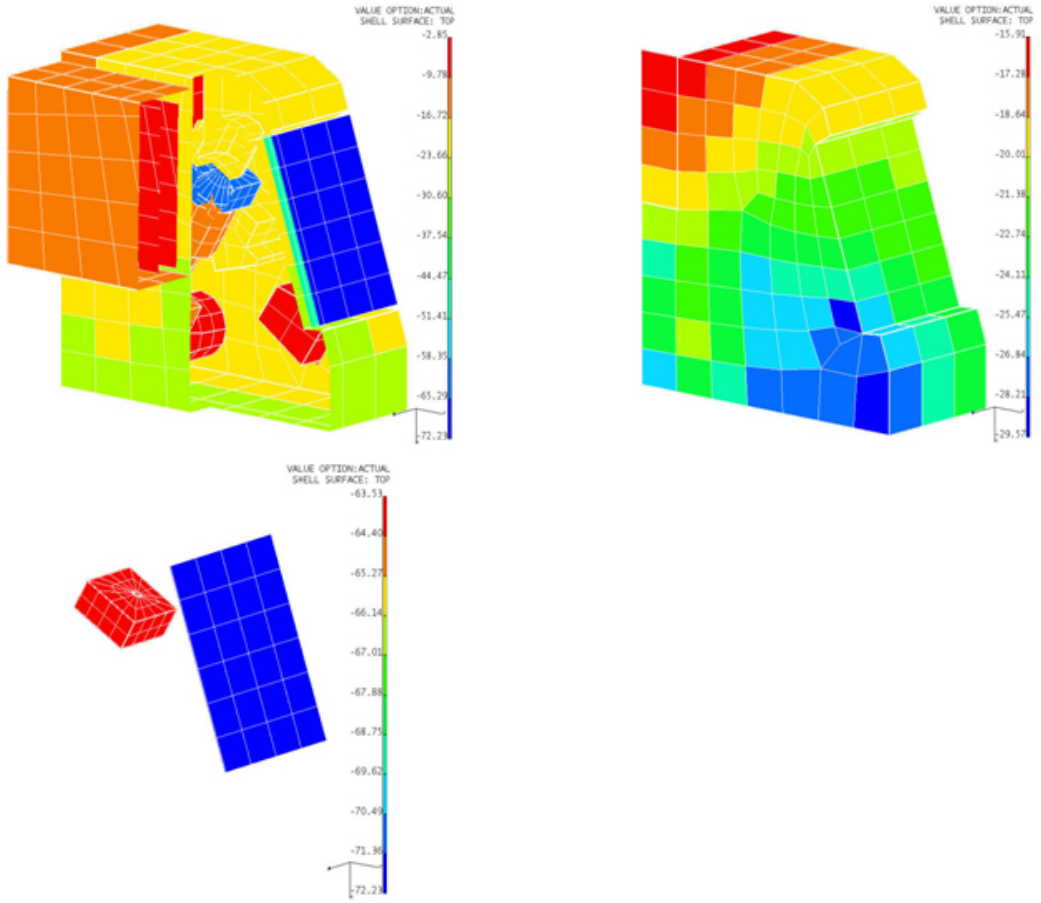


FIGURE 10.8 – *Modélisation thermique de l'instrument MicrOmega Phobos Grunt, en phase de fonctionnement, pour une température de l'interface atterrisseur-instrument de -36.4°C.*

On peut remarquer sur la figure 10.8 que le radiateur et la pupille apparaissent beaucoup plus froids que le reste de l'instrument, comme attendu. D'autre part, on peut noter une différence d'environ 8 K entre la température du radiateur et celle de la pupille dans ce scenario. Cette différence de température peut varier avec la température de l'instrument car le découplage n'est pas parfait. Toutefois, c'est un bon ordre de grandeur que l'on peut utiliser dans les simulations. Concernant, l'échantillon (type Wavelength Calibration Standard de chez Labsphere), il n'est en contact qu'avec la fenêtre de saphir, et un petit peu avec la bride de calibration (par la tranche). Sa conductivité est très probablement faible (cible de type résine thermoplastique) et son couplage avec l'instrument doit donc être limité. Sa température doit donc se situer entre la température de l'interface I/S et celle d'éléments de l'instrument proches de l'échantillon. Dans les résultats des modélisations montrées sur la figure 10.8, la température de l'interface I/S est à -36.4°C, tandis que la température de l'accotement (partie supérieure, en jaune sur la figure 10.8) est à environ -20°C. On estimera donc typiquement que la température de l'échantillon se situera environ entre 10 et 20 K au dessus de la température de l'interface I/S.

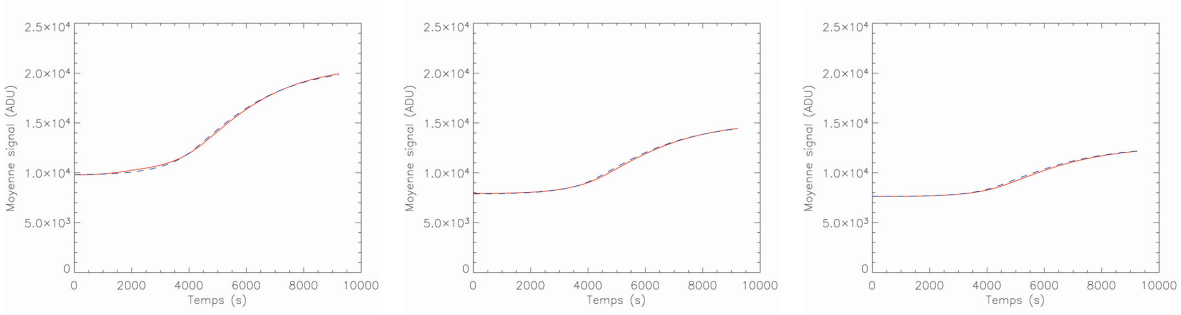


FIGURE 10.9 – *En rouge : mesures obtenues lors de l'étalonnage thermique en faisant varier la température du radiateur de -70 à 0°C pour différentes températures de l'interface I/S (à gauche : 0°C, au milieu : -25°C, à droite : -50°C). En pointillés bleus : résultats des simulations. Sommation 16x.*

Plusieurs sondes thermiques ont été placées sur l'instrument au moment de l'étalonnage. Parmi celles-ci, une était positionnée sur le radiateur, et une autre sur la partie supérieure de l'instrument, près de l'échantillon. En utilisant ces données et les hypothèses présentées ci-dessus, j'ai pu simuler les différentes composantes du flux thermique et ajuster les résultats des mesures obtenues lors de l'étalonnage (Fig. 10.2.2.3). A noter que les valeurs d'offset utilisées ont été obtenues grâce aux mesures de linéarité du détecteur.

Voici les paramètres utilisés pour ajuster les mesures :

Température interface I/S	Offset (sommation 16x) (valeur moyenne sur le champ de vue)	Température pupille	Température échantillon
0°C	7250 ADU	Température radiateur + 11.5 K	Température interface I/S + 15 K
-25°C	7406 ADU	Température radiateur + 9 K	Température interface I/S + 22 K
-50°C	7543 ADU	Température radiateur + 7.5 K	Température interface I/S + 17 K

TABLE 10.1 – *Paramètres thermiques utilisés afin d'ajuster les résultats des simulations aux données issues de l'étalonnage thermique de l'instrument MicrOmega Phobos Grunt.*

A l'issue de cette étape de caractérisation du flux thermique, on dispose donc d'un modèle permettant de simuler les différentes contributions du flux thermique en fonction des températures de l'interface I/S et du radiateur. Ces modèles sont notamment utilisés dans la suite de l'étalonnage pour corriger proprement des fluctuations du flux thermique au cours des mesures. La figure 10.10 illustre l'importance de cette correction des fluctuations thermiques : dans cet exemple, on peut noter un fort écart à la linéarité de la réponse du détecteur, qui est en fait dû à la non prise en compte des variations de température de l'environnement vu par le détecteur pendant la mesure.

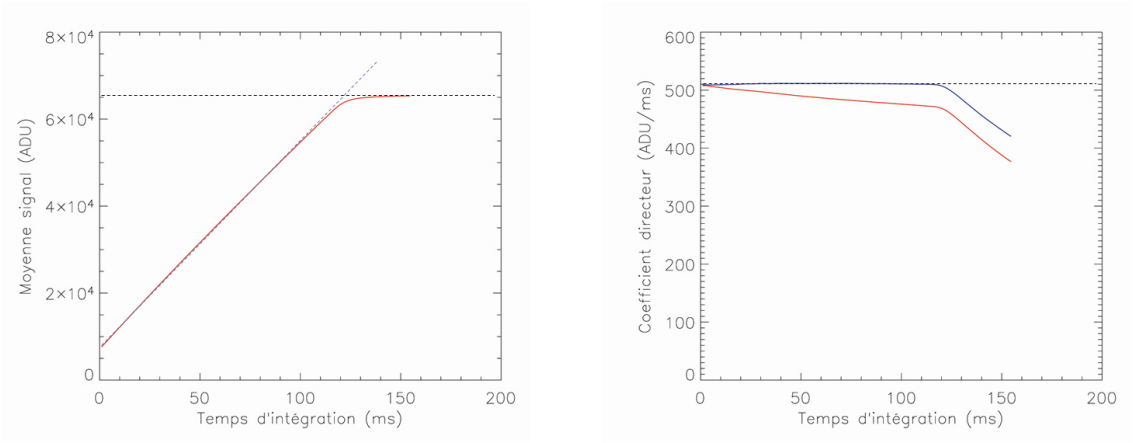


FIGURE 10.10 – *A gauche : moyenne sur le champ de vue du signal mesuré générateur RF et source éteints en fonction du temps d'intégration (température de l'interface I/S=+25°C). Pour chaque point, cinq images ont été acquises puis leur moyenne a été calculée. Sommation 16X. A droite : variation du coefficient directeur de la courbe de gauche sans correction des variations thermiques (en rouge) et avec correction (en bleu).*

Cette caractérisation du flux thermique a également permis de confirmer les évaluations de flux thermiques effectuées lors de la conception de l'instrument (cf chapitre 9) qui nous ont poussées à refroidir la pupille au moyen d'un radiateur.

10.2.2.4 Caractérisation des autres composantes du signal

Outre le flux thermique et la composante monochromatique, le signal comprend le courant d'obscurité, la straylight et l'offset électronique. Le courant d'obscurité n'a pu être caractérisé lors de l'étalonnage du détecteur au LESIA. On prend donc dans la suite les valeurs données par le fabricant Sofradir (1.25 10^4 e^-/s/pix à 120 K). L'offset électronique a pu quant à lui être évalué comme variant entre 445 et 472 ADU (sommation 1X) suivant la température, avec une incertitude inférieure à 10 ADU. Enfin, le signal de straylight a pu être estimé au moment des premiers tests en cuve à une valeur inférieure à 200 ADU pour une cible de type infragold pour un temps d'intégration de 29 ms et une sommation 16x, soit un flux maximal de 1.8 10^5 e^-/s/pix.

10.2.3 Effet « piston »

10.2.3.1 Mise en évidence

Durant l'étalonnage, nous avons pu constater une variation du signal liée à la mise sous tension du générateur RF. Cette mise en évidence s'est faite en mesurant le signal dans la configuration générateur RF et source éteints et en comparant aux mêmes mesures faites avec le générateur RF allumé. Normalement, dans les deux cas, le signal mesuré en fonction de la fréquence devrait être constant, la source étant éteinte, aucune lumière ne sort du monochromateur (on mesure ici le flux thermique + le courant d'obscurité + le signal d'offset de lecture). Or des fluctuations avec la fréquence sont apparues dans le cas où le générateur RF était alimenté (Fig. 10.11). Ces fluctuations sont des phénomènes reproductibles et donc totalement déterministes. Cet effet, que j'appelle « effet piston » dans la suite, a dû être caractérisé plus en profondeur afin de pouvoir évaluer son impact sur les résultats scientifiques.

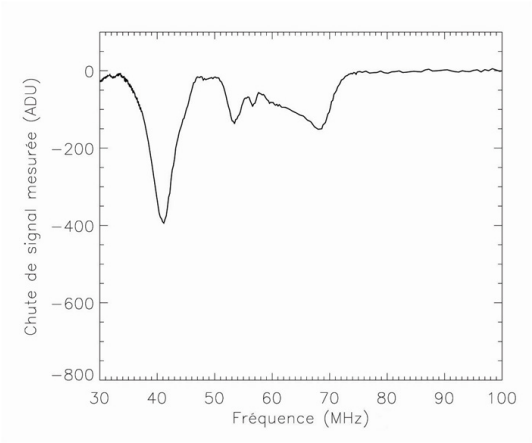


FIGURE 10.11 – *Différence de signal mesurée (ADU) dans le cas de mesures effectuées source éteinte et générateur RF allumé et dans le cas source éteinte et générateur RF éteint. Sommation 16X et temps d'intégration de 10 ms. Température I/S=+25°C.*

10.2.3.2 Caractérisation

Afin de mieux caractériser cet effet, différents tests (source éteinte et générateur RF allumé) ont été ajoutés à la séquence d'étalonnage : évolution de l'effet piston avec la position sur le détecteur, avec la température de l'interface I/S, avec la fréquence RF, avec le mode de sommation et avec le temps d'intégration. Ces tests m'ont permis de mettre en évidence différentes caractéristiques de cet effet :

- la variation de signal associée à l'effet piston évolue avec la fréquence RF (Fig. 10.11) ;
- elle est constante pour chaque demi-détecteur (Fig. 10.12) ;
- elle dépend de la température de l'interface I/S i.e. de la température de l'instrument (Fig. 10.13).

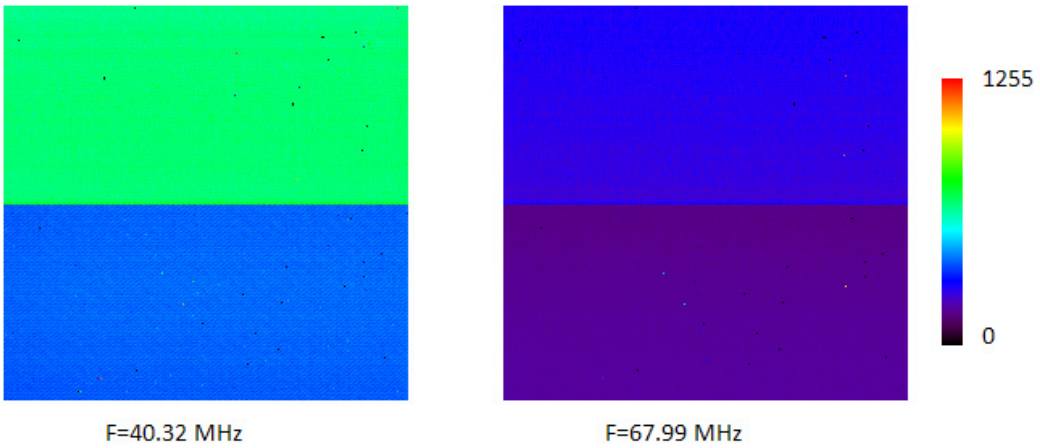


FIGURE 10.12 – *Variations spatiales de la chute de signal observée pour une fréquence de 40.32 MHz (à droite) et 67.99 MHz (à gauche).*

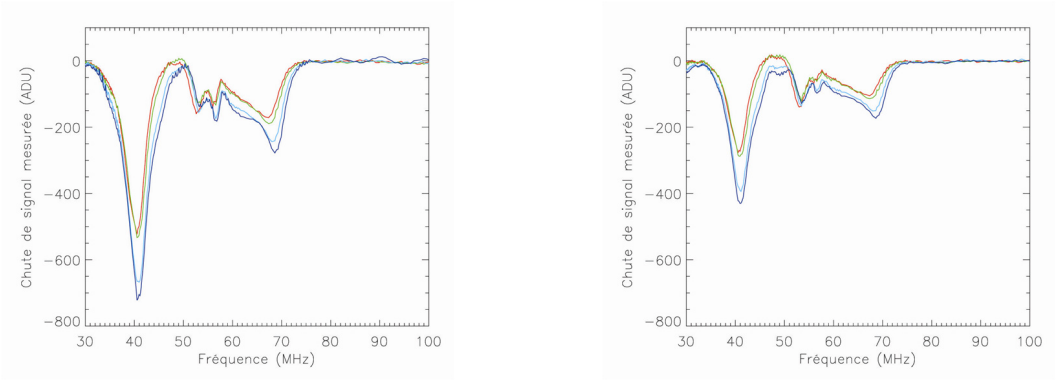


FIGURE 10.13 – *A gauche : variations de la chute de signal mesurée sur le demi-détecteur du haut avec la fréquence, pour différentes températures de l'interface I/S : en rouge +25°C, en vert 0°C, en bleu clair -25°C, en bleu foncé -50°C. A droite : mêmes mesures pour le demi-détecteur du bas.*

D'autres tests m'ont permis de vérifier que cette variation du signal liée à l'effet piston n'était pas proportionnelle au temps d'intégration. Cette « chute du signal » constitue donc un offset variable dans la composante monochromatique du signal, soit :

$$S^{mesure}_{monochromatique} = F_{monochromatique} t_{int} - S_{piston} \tag{10.2}$$

avec t_{int} le temps d'intégration et $F_{monochromatique}$ le flux monochromatique en e^-/s/pix.

Les caractéristiques de cet effet que j'ai pu mettre en évidence nous ont amené à penser que cet effet avait pour origine une chute de tension aux bornes du circuit vidéo, provoquée par la variation de la tension d'alimentation du générateur RF. Cette thèse a été confortée par les résultats de tests source et générateur RF éteints montrant les variations de la chute de signal à une fréquence donnée en fonction de la tension d'alimentation du générateur RF (Fig. 10.14). A mesure que la tension augmente, la chute de signal se fait de plus en plus forte. Elle n'est toutefois pas observable dans le cas où l'alimentation du générateur RF est coupée.

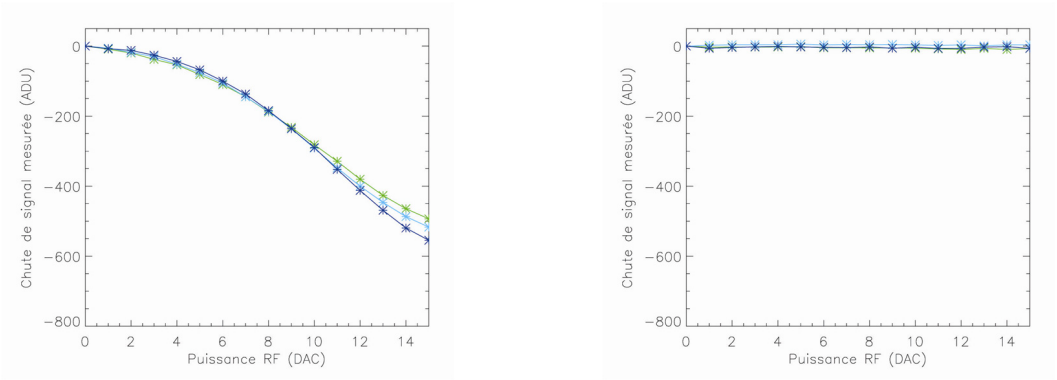


FIGURE 10.14 – *A gauche : variation de la chute de signal à 40.32 MHz en fonction de la tension d'alimentation du générateur RF (en DAC, qui correspond à une échelle de tension variant avec la longueur de d'onde, de DAC 0 à DAC15) dans le cas générateur RF allumé pour différentes températures de l'interface I/S : en vert 0°C, en bleu clair -25°C, en bleu foncé -50°C. A droite : même mesure dans le cas générateur RF éteint.*

10.2.3.3 Adaptation du protocole de mesure

Comme nous venons de le voir, cet « effet piston » provoque une chute de signal de l'ordre de plusieurs centaines d'ADU, variable avec la fréquence RF et donc la longueur d'onde, et avec la température, la tension d'alimentation du générateur RF et le temps d'intégration. Cette tension d'alimentation sera maximale (DAC15) tout au long des mesures afin de maximiser la puissance injectée dans le cristal et donc l'efficacité de l'AOTF. Toutefois, les conditions de températures vont évoluer, de même que le temps d'intégration, amenant à des variations non mesurables lors de l'étalonnage. On doit donc mesurer cette variation de signal en même temps que l'on acquiert les données liées à l'analyse d'un échantillon, afin de pouvoir la soustraire avant d'effectuer des traitements qui utilisent la proportionnalité de la composante monochromatique avec le temps d'intégration. Nous avons donc choisi d'ajouter une vingtaine d'acquisitions d'images dans le cyclogramme dédié à l'acquisition d'un cube-image d'un échantillon lors de la phase opérationnelle, afin de permettre sa correction lors du traitement des données (Fig. 10.15). Ce nombre d'images permet une caractérisation suffisamment précise, sans toutefois ajouter une trop grande quantité de données à transmettre.

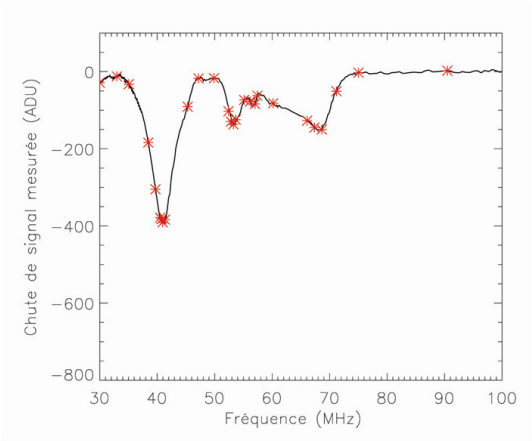


FIGURE 10.15 – *Exemple de chute de signal observée pour une température de +25°C (en trait continu noir) et valeurs mesurés dans le cadre d'ajout d'images permettant la caractérisation de ce phénomène durant la phase opérationnelle de l'instrument (croix rouges). Sommation 16X et temps d'intégration de 10 ms.*

10.3 Etalonnage radiométrique de l'instrument

10.3.1 Introduction

L'étalonnage radiométrique requiert l'utilisation d'une cible de type diffuseur parfait afin de caractériser l'évolution de la réponse instrumentale (x,y,λ) sur sa gamme de fonctionnement. L'étalonnage spectral quant à lui requiert l'utilisation d'une cible avec des bandes spectrales permettant d'établir une loi reliant la fréquence RF injectée dans le cristal de l'AOTF avec la longueur d'onde de la lumière illuminant l'échantillon. Nous ne disposons toutefois pas d'une cible de type diffuseur parfait sur notre gamme spectrale de travail (le spectralon 99% de chez Labsphère possédant plusieurs bandes d'absorption après 2.5 μm). On peut cependant combiner le comportement lambertien d'une cible de type Spectralon ou Wavelength Calibration Standard (cf chapitre 5) et les caractéristiques spectrales d'une cible d'Infragold de chez Labsphere. La première cible sera donc une cible d'Infragold. La deuxième

cible, en plus d'un comportement lambertien, devra avoir des caractéristiques spectrales permettant de vérifier les performances spectroscopiques de l'instrument. Une cible de type Wavelength Calibration Standard a donc été préférée à une cible de type Spectralon, car elle nous permettra de réaliser l'étalonnage spectral.

10.3.2 Principe

L'Infragold de chez Labsphère, référence spectrale sur notre gamme de travail, a une rugosité à une échelle supérieure à la taille du pixel, ce qui provoque de fortes variations spatiales du signal (de zéro, jusqu'à la saturation du détecteur pour des temps d'intégration de l'ordre de quelques ms , voir Fig. 10.16 à gauche). L'échantillon de type Wavelength Calibration Standard de chez Labsphère posséde lui de nombreuses bandes d'absorption mais une rugosité à une échelle inférieure au pixel lui conférant un comportement de diffuseur lambertien (Fig. 10.16 à droite).

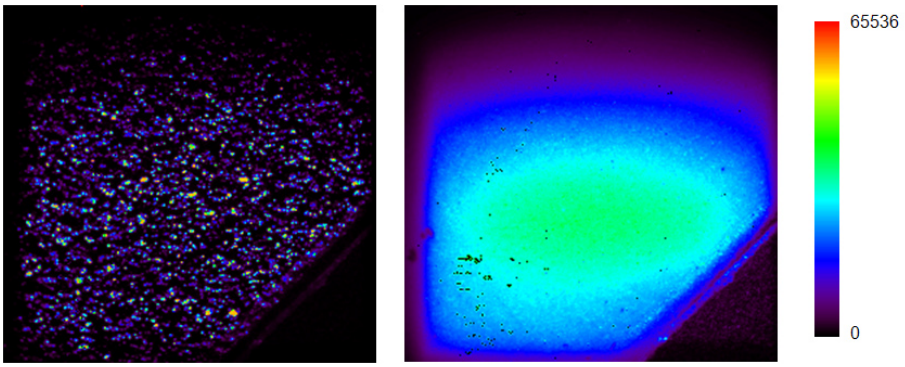


FIGURE 10.16 – *A gauche : Image de la contribution monochromatique à 2.27 µm pour un échantillon de type Infragold. Température de l'interface I/S de -25°C et température du radiateur de -70°C. Temps d'intégration de 3 ms. A droite, idem pour un échantillon de type Wavelength Calibration Standard, avec un temps d'intégration de 18 ms.*

En combinant les réponses des deux échantillons, on peut simuler la réponse d'un échantillon, appelé « étalon radiométrique » dans la suite, ayant les caractéristiques spectrales de l'Infragold et le comportement lambertien de l'échantillon de type Wavelength Calibration Standard. Ces données devront ensuite être recalibrées afin de corriger le facteur de réflectance de l'Infragold, qui varie fortement suivant la configuration géométrique (voir section 10.3.4).

On commence par calculer la réponse moyennée sur le champ de vue utile avec l'échantillon d'Infragold. A noter que même pour de très faibles temps d'intégration (de l'ordre de quelques ms), on peut observer des pixels saturés (de l'ordre de quelques centaines, soit moins de 1%). En mettant de côté ces pixels, on risque de sous-estimer très légèrement le signal moyen calculé, effet que je néglige dans la suite. On calcule ensuite pour chaque longueur d'onde les variations spatiales du signal dans le cas d'un échantillon de type Wavelength Calibration Standard et on calcule l'écart par rapport au signal moyen sur le champ de vue. Ce calcul nous donne pour chaque longueur d'onde et chaque pixel un coefficient. Pour simuler la réponse de cet étalon radiométrique, on procède donc de la façon suivante :

$$Reponse_{etalon}(x,y,\lambda) = Reponse\ moyenne_{infragold}(\lambda)\ \frac{Reponse_{WCS}(x,y,lambda)}{Reponse\ Moyenne_{WCS}(\lambda)} \tag{10.3}$$

10.3.3 Homogénéité spatiale des échantillons

Les échantillons de type Spectralon et Wavelength Calibration Standard sont de bons diffuseurs de type lambertien à l'échelle macroscopique. Toutefois, comme nous l'avons vu dans le chapitre 9, de petites inhomogénéités sont perceptibles dans les mesures à notre échelle. Pour réduire cet effet, les champs plats acquis sont filtrés par un filtre passe-bas (moyennage des pixels contigus, soit 9 pixels), ce qui a tendance à réduire les inhomogénéités et ainsi les biais sur les mesures. Certaines inhomogénéités sont toutefois toujours visibles après filtrage, mais restent d'amplitude très faible, comme en témoigne la figure 10.17. Leur incidence sur les spectres mesurées est de l'ordre de quelques ADU, soit un niveau un peu plus faible que celui des bruits instrumentaux (cf section 10.4.1). De nouveaux filtres pourront être utilisés dans le futur pour réduire encore ces effets. Pour les prochaines missions, un processus spécifique de contrôle qualité pourra être mis en place afin de réduire ces défauts, inhérents soit aux process de production soit aux manipulations ultérieures de ces échantillons.

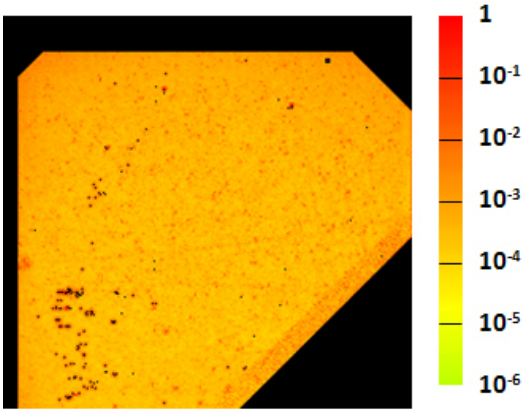


FIGURE 10.17 – *Somme des carrés résiduels entre le spectre de réflectance moyen obtenu sur le champ de vue utile (échantillon de type Wavelength Calibration Standard) et le spectre de réflectance obtenu pour chaque pixel. Les valeurs fortes correspondent à des zones où sont présents de petits défauts d'aspérité.*

10.3.4 Etalonnage des cibles de référence et obtention de leur spectre

10.3.4.1 Principe

Le comportement de l'Infragold étant loin du comportement lambertien, il est important de regarder sa réponse par rapport à un échantillon de référence lambertien (typiquement le Spectralon 99 %). Cette étude doit se faire non seulement en lumière naturelle, mais également en lumière polarisée suivant les caractéristiques de la lumière utilisée sur l'instrument, afin de caractériser l'effet de l'utilisation de cette lumière polarisée dans nos mesures. Ces mesures ont été effectués à l'IPAG (Institut d'Astrophysique et de Planétologie de Grenoble) qui dispose d'un spectro-gonio-radiomètre capable de simuler la cnfiguration géométrique de l'instrument MicrOmega.

10.3.4.2 Moyens d'acquisitions

Le spectrogonio radiomètre de l'IPAG (Fig. 10.18 et 10.19) est un instrument qui a été conçu pour l'étude des fonctions de réflectance bidirectionnelle d'échantillons (Brissaud *et al.*, 2004). Il permet de

travailler sur la gamme spectrale 0.31 à 4.8 μm en lumière naturelle et sur la gamme 0.31 2.5 μm en lumière polarisée. Il est constitué de deux parties : le monochromateur et le goniomètre.

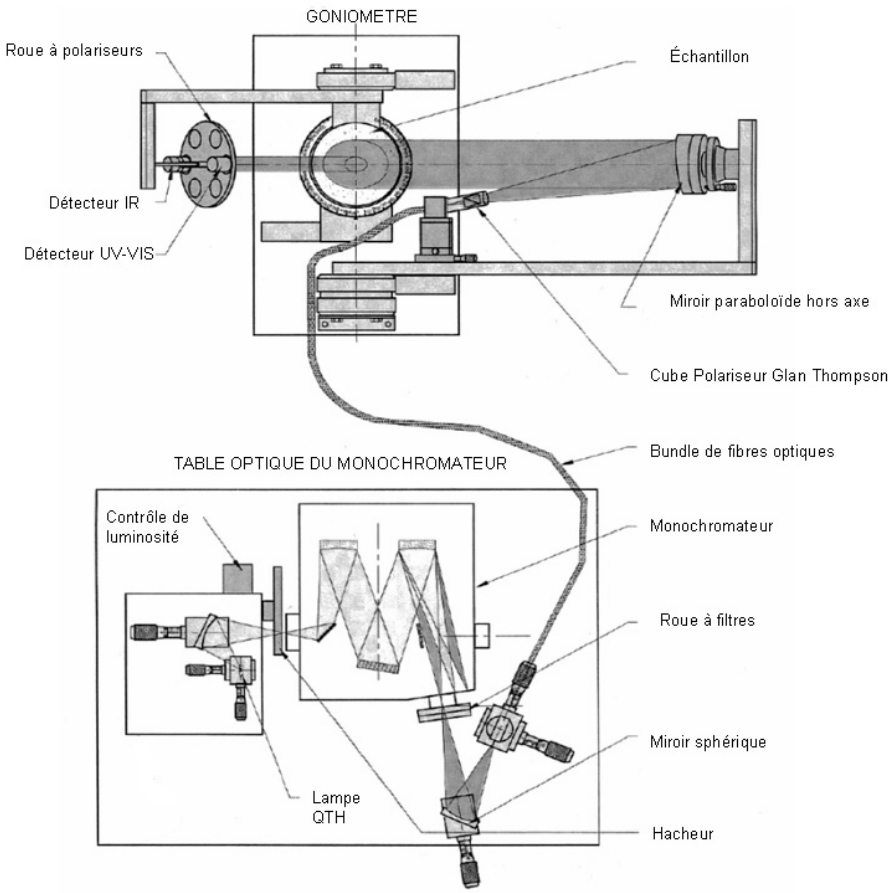


FIGURE 10.18 – *Schéma fonctionnel du spectrogonio radiomètre de l'IPAG. Brissaud et al. (2004).*

Le monochromateur est constitué d'une source halogène (lampe QTH), d'un monochromateur à réseau qui sélectionne la longueur d'onde voulue et d'une roue à filtre (pour le filtre coupe ordre). Une fois la longueur d'onde sélectionnée, celle-ci est injectée dans une fibre vers le goniomètre. Celui-ci il possède deux bras articulés pouvant varier angulairement et indépendamment l'un de l'autre. Le premier bras supporte les détecteurs (l'ensemble de la gamme spectrale de l'instrument est couverte par deux détecteurs), l'optique de collecte et une roue à polariseurs (pour des études en polarisation de la lumière collectée). Le deuxième bras comporte un miroir paraboloïde hors axe qui réfléchit la lumière sur l'échantillon de manière à l'éclairer en lumière quasi-parallèle. L'échantillon diffuse la lumière. Les capteurs et le système optique, placés sur le premier bras de l'instrument, collectent alors le flux diffusé par une surface d'environ 4 cm^2. Les deux bras sont indépendants ce qui permet d'explorer toutes les directions et de mesurer la fonction de réflectance bidirectionnel de l'échantillon. Dans le cas où l'on veut illuminer l'échantillon en lumière polarisée, on peut placer en sortie de fibre un polariseur efficace dans la gamme 0.9-2.5 μm. Pour notre étude, nous avons adapté le montage mécanique pour pouvoir utiliser nos polariseurs Codixx efficaces jusqu'à 3.5 μm.

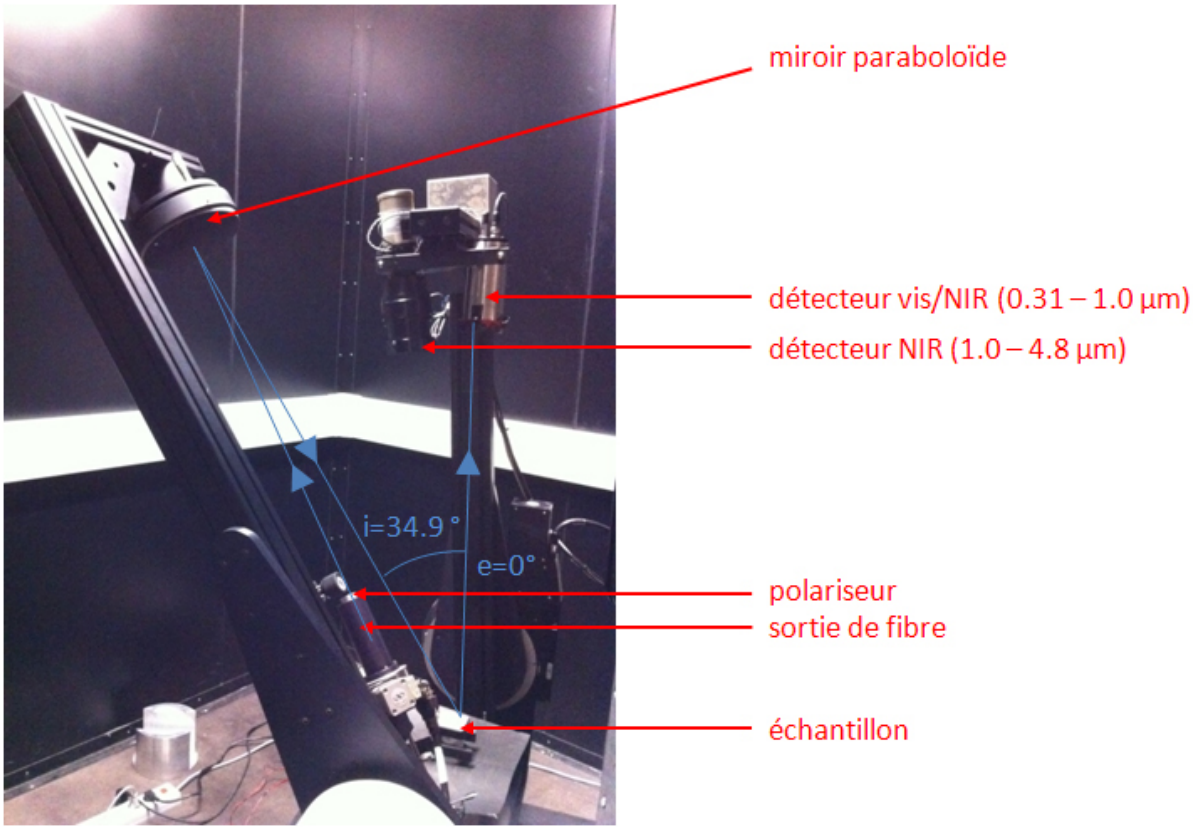


FIGURE 10.19 – *Vue du spectrogonio-radiomètre de l'IPAG.*

10.3.4.3 Résultats des mesures

On se place en géométrie MicrOmega Phobos Grunt (i=34.9°, e=0°). L'angle solide vu par le détecteur de MicrOmega (0.03 sr) étant plus important que sur le banc de l'IPAG (0.004 sr), je fais l'hypothèse ici que l'indicatrice de rayonnement ne varie pas sur cette plage et donc que les mesures sont représentatives de ce qu'on aurait mesuré avec MicrOmega.

Caractère lambertien de l'Infragold en lumière naturelle

Dans la configuration géométrique de MicrOmega, les résultats montrent qu'en lumière naturelle, le rapport entre le signal mesuré avec l'Infragold et le signal mesuré avec le Spectralon 99 % varie entre 1.00 et 1.03 (Fig. 10.20), dans la gamme 1-2 μm où le Spectralon 99 % n'a pas de bandes d'absorptions. Je ferai donc l'hypothèse dans la suite qu'en lumière naturelle et dans notre configuration géométrique, nous avons directement accès au facteur de réflectance d'un échantillon en divisant le signal obtenu pour cet échantillon avec le signal obtenu avec l'Infragold.

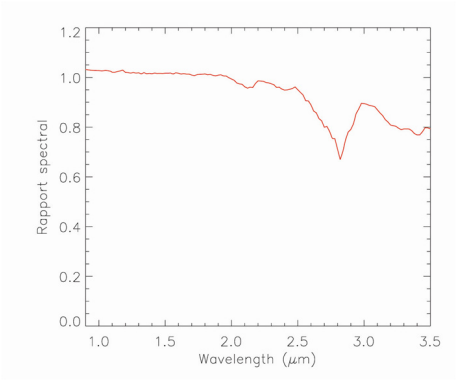


FIGURE 10.20 – *Rapport du signal obtenu avec le Spectralon 99 % et du signal obtenu avec l'Infragold dans la configuration géométrique de MicrOmega (i=34.9°et e=0°) et en lumière non polarisée.*

Impact de la polarisation

L'instrument MicrOmega fait ses mesures en lumière polarisée comme nous l'avons vu dans le chapitre 4. Il est donc important de caractériser l'impact que cela a sur les résultats par rapport aux mêmes spectres acquis en lumière non polarisée (cas le plus courant pour les banques de données spectrales et les instruments en orbite).

Spectralon 99 % et Wavelength Calibration Standard :

Le Spectralon 99 % comme le Wavelength Calibration Standard est constitué d'une résine thermoplastique et donc est peu sensible à la polarisation de la lumière, comme en témoignent les courbes présentées sur la figure 10.21. Dans le cas de la polarisation S (polarisation utilisée sur MicrOmega), le rapport entre le signal mesuré en lumière polarisée et celui mesuré en lumière naturelle varie 0.95 et 1.03, sachant qu'on a une incertitude (1 σ) de 2% sur ces mesures. Je ferai l'hypothèse dans la suite que l'effet de la polarisation est négligeable pour ces échantillons.

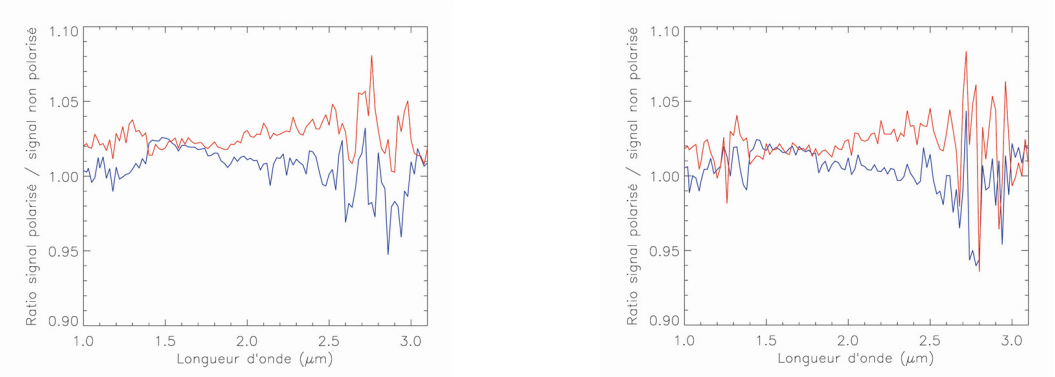


FIGURE 10.21 – *Rapport du signal obtenu en lumière polarisée sur le signal obtenu en lumière naturelle dans le cas d'un échantillon de type Spectralon 99 % (à gauche) et Wavelength Calibration Standard (à droite). En bleu polarisation S, en rouge polarisation P. Incertitude sur les mesures à 1 σ de 2 % à gauche, 4 % à droite.*

Infragold :

L'Infragold quant à lui est beaucoup plus sensible à la polarisation de la lumière, du fait de sa composition métallique. Dans le cas de l'instrument MicrOmega PG (polarisation S, perpendiculaire au plan d'incidence), le rapport entre le signal mesuré en lumière polarisée et le signal mesuré en lumière naturelle varie entre 1.08 et 1.16, avec une incertitude à 1 σ de 2%. Dans la suite, j'ai choisi d'établir un facteur de correction de 1.13 au facteur de réflectance dans notre configuration géométrique afin de pouvoir comparer à des données acquises en lumière naturelle. Ce facteur est pris constant sur la gamme spectrale, la variation du rapport entre les deux signaux avec la longueur d'onde étant lente (au bruit près).

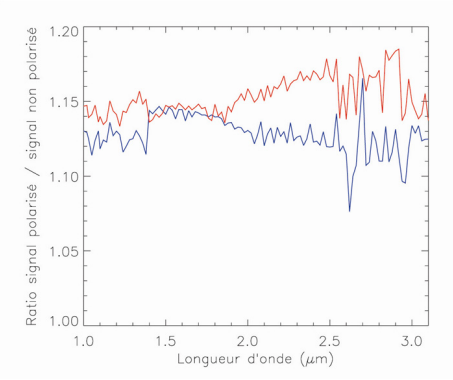


FIGURE 10.22 – *Rapport du signal obtenu en lumière polarisée sur le signal obtenu en lumière naturelle dans le cas d'un échantillon de type Infragold. En bleu polarisation S, en rouge polarisation P. Incertitude sur les mesures à 1 σ de 2 %.*

Génération d'un spectre de référence (Wavelength Calibration Standard)

Afin de vérifier ces résultats et les performances de l'instrument, j'ai comparé les spectres d'une cible de type Wavelength Calibration Standard acquis durant la phase d'étalonnage en cuve avec le spectre acquis dans des conditions similaires (géométrie et polarisation de la lumière) à l'IPAG. Toutefois les données acquises à l'IPAG souffrent d'une résolution spectrale plus faible que celle de MicrOmega (d'un facteur 2 environ). Pour obtenir un spectre de référence à la même résolution que MicrOmega, j'ai utilisé le spectre obtenu sur le spectromètre PerkinElmer, que j'ai ramené à la bonne résolution et que j'ai corrigé des effets de la géométrie de manière à ajuster au mieux le spectre obtenu à l'IPAG (Fig. 10.23 à droite).

La comparaison des données acquises durant l'étalonnage avec ce spectre de référence (Fig. 10.23 à droite) permet de mettre en évidence différents défauts inhérents soit à l'instrument, soit à l'étalonnage. De manière générale, le spectre obtenu avec MicrOmega est décalé vers le haut, effet qui peut avoir différentes explications : réflexions parasites sur la vitre, géométrie d'observation utilisée à l'IPAG non représentative (angle solide trop faible), ou encore le fait que le signal mesuré durant l'étalonnage de la cible d'Infragold est légèrement biaisé du fait de la présence de quelques centaines de pixels saturés. Le pic de signal observable vers 1.78 μm est dû à une chute de signal au passage d'un transducteur à l'autre. Les quelques canaux spectraux présents dans cette zone sont donc à mettre de côté.

Enfin, le spectre entre 2.7 et 3.1 μm présente une remontée non observable sur le spectre de référence. Cet effet, à priori non dû à des problèmes de désorption d'eau lors de la mise sous vide, semble avoir pour origine la faiblesse du signal dans cette gamme spectrale. Il semble en effet qu'un résidu de

signal à des longueurs d'ondes plus faibles (provenant de la présence d'harmoniques lors de la génération du signal RF, voir section 4.3.3.2) vienne s'ajouter au faible signal dans cette gamme spectrale (dû à la combinaison de la faiblesse du signal monochromatique, de la moins bonne transmission de l'objectif et de l'albedo relativement faible dans cette gamme spectrale), perturbant ainsi la mesure.

Outre ces quelques artefacts, la corrélation entre le spectre acquis avec l'instrument MicrOmega Phobos Grunt et le spectre de référence est excellente et démontre les très bonnes performances de l'instrument.

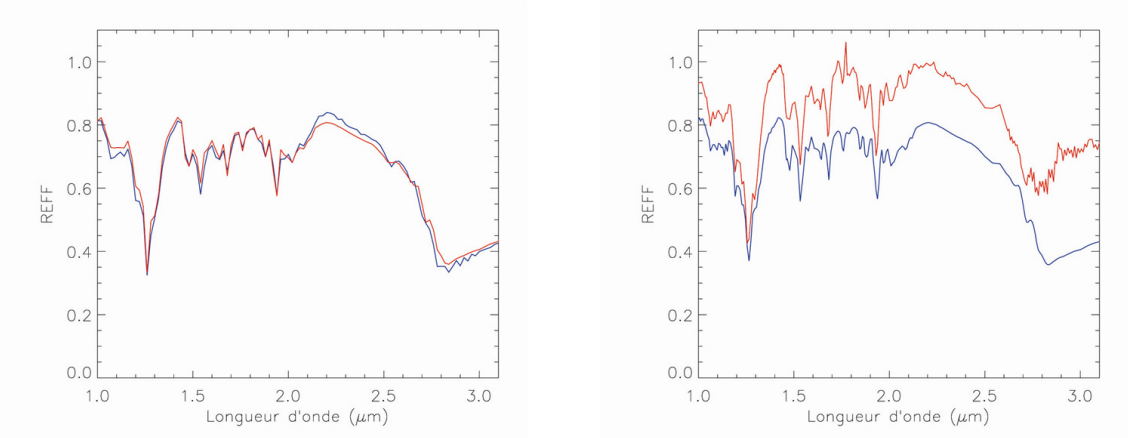


FIGURE 10.23 – *A gauche : spectre de référence de la cible de type Wavelength Calibration Standard acquis à l'IPAG (en bleu) et spectre de cette même cible obtenu avec le spectromètre PerkinElmer, ramené à la même résolution spectrale que celui obtenu à l'IPAG et corrigé de la géométrie. A droite : spectre de référence de la cible de type Wavelength Calibration Standard obtenue en combinant les mesures à l'IPAG et celles avec le Perkin Elmer pour obtenir la même résolution spectrale que l'instrument MicrOmega Phobos Grunt (en bleu) et spectre moyen sur le champ de vue utile obtenu sur avec MicrOmega Phobos Grunt (en rouge). Température de l'interface I/S de -25°C.*

10.4 Caractérisation des performances instrumentales et tests sur des échantillons de référence

10.4.1 Evaluation du RSB

L'évaluation du RSB requiert le traitement statistique d'images acquises dans des conditions identiques et donc sensées donner les mêmes résultats. Comme montré dans le chapitre 5, des séries de cinq images permettent d'évaluer le RSB au premier ordre, sans demander trop de temps de mesures. Dans le cadre de l'étalonnage de MicrOmega Phobos Grunt, nous avons utilisé la procédure suivante :

- acquisition pour une trentaine de fréquences de 5 images successives d'une cible de Wavelength Calibration Standard ;

- pour chaque acquisition d'image est également acquise une image de background de telle sorte à s'affranchir des fluctuations de températures durant la mesure ;

– ces mesures ont été effecutées à différentes températures de l'interface I/S : 0°C, -25°C et -50°C afin de vérifier les performances de l'instrument sur la gamme de fonctionnement complète ;

– le RSB mesuré est corrigé au premier ordre des variations d'albedo de l'échantillon au moyen des spectres de la cible obtenu sur un banc représentatif de la configuration géométrique de MicrOmega PG (cf section 10.3.4).

Le RSB moyen sur le champ de vue utile de l'instrument se calcule grâce à l'équation 5.3. On obtient alors les résultats présentés sur la figure 10.24. On peut constater que le RSB moyen évolue peu en moyenne avec la température de l'interface I/S et en tous cas pas dans le sens d'une augmentation du RSB avec une baisse de la température : le RSB n'est pas dominé par le bruit de photons mais par les bruits instrumentaux. Suivant la température, la nature et l'occurrence des bruits peut varier avec la longueur d'onde, ce qui explique les fluctuations observées sur la figure 10.24.

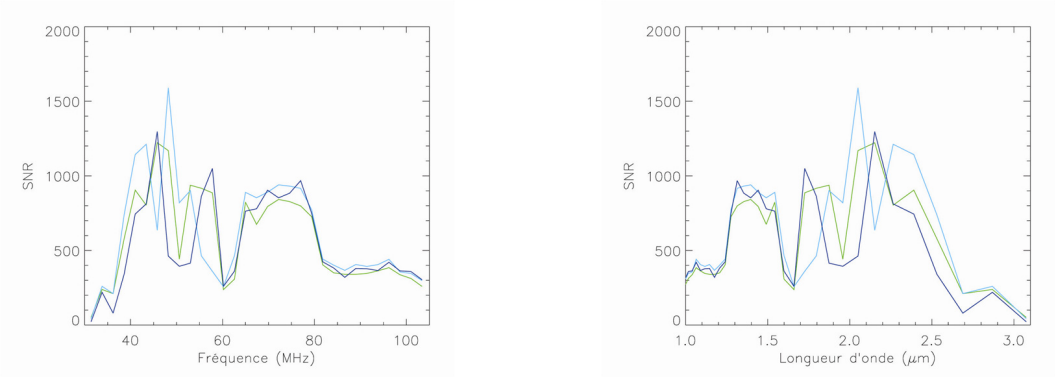


FIGURE 10.24 – *Variations du RSB moyen sur le champ de vue utile avec la fréquence du signal RF (à gauche) et la longueur d'onde de la lumière générée par le monochromateur (à droite).*

Lorsque l'on regarde les variations spatiales du RSB, on constate l'apparition de structures dans les images typiquement entre 30 et 60 MHz et ce pour l'ensemble des températures de l'interface I/S, témoignant d'interférences entre signaux venant perturber la mesure. Des variations entre 10 et 50 ADU d'une image à l'autre apparaissent ainsi à l'échelle du pixel (Fig. 10.25). Ces parasites semblent dominer le RSB entre 30 et 60 MHz, soit entre 1.65 et 3.1 μm. Toutefois, entre 60 et 120 MHz, les variations semblent dominées par le bruit de photons et le bruit de lecture.

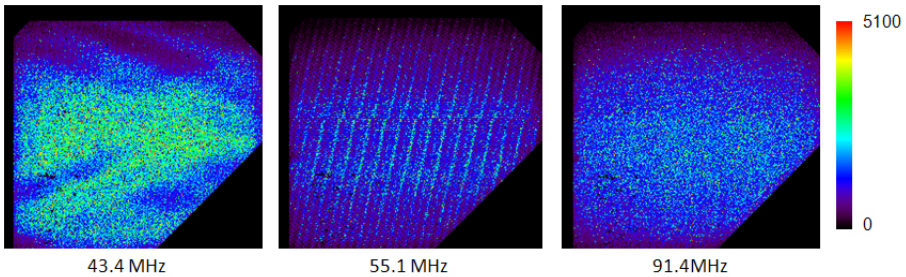


FIGURE 10.25 – *Exemples d'évolution spatiale du RSB à 43.4, 55.1 et 91.4 MHz pour un échantillon de type Wavelength Calibration Standard et une température de l'interface I/S de -25°C.*

Dans le chapitre 8, une estimation du RSB nécessaire à l'identification d'absorptions de l'ordre de 2 % (en relatif) sur un échantillon de facteur de réflectance de l'ordre de 4 % avait été faite et conduisait à des valeurs de l'ordre de 2500 (avec un facteur de réflectance de 1) pour chacune des images. Ces mesures montrent que les RSB obtenus, plus faibles permettront d'identifier des bandes spectrales plutôt de l'ordre de 5 à 7 % (en relatif) sur un échantillon de facteur de réflectance de l'ordre de 4 % (ou de l'ordre du pourcent sur un échantillon de facteur de réflectance 20 %). Les pertubations électro-magnétiques du signal, négligées dans la conception de l'instrument MicrOmega PG, devront donc à l'avenir être prises en compte afin d'accroître le RSB.

10.4.2 Tests sur des échantillons de référence

10.4.2.1 Objectifs

Après avoir effectué les différentes étapes d'étalonnage, j'ai voulu tester sur des échantillons de référence la séquence complète de traitement (étalonnages radiométrique et géométrique) et étudier les capacités de l'instrument à en caractériser la composition à l'échelle des grains. Les contraintes en termes de temps m'ont empêché de tester des échantillons en cuve (pastilles de même type que celles présentées dans le chapitre 6). J'ai toutefois pu tester des échantillons de type poudre à température et pression ambiantes durant quelques heures. Ces conditions ne sont toutefois pas idéales dans la mesure où le flux thermique va être important, limitant le temps d'intégration et donc le RSB.

10.4.2.2 Echantillons testés

Pour ces tests, j'ai préparé des échantillons de composition différents (minéraux mafiques, carbonate, argiles, composé organique) permettant de vérifier les performances de l'instrument sur l'ensemble de la gamme spectrale (1.0-3.1 μm). Les échantillons ont été broyés puis tamisés de telle sorte que la tailles des grains soit comprise entre 100 et 150 μm afin d'éviter que des grains ne se glissent sous la bride de référence et ne viennent polluer la zone d'étalonnage de vol.

Echantillon	Etat	Composition
1	poudre / 100-150 μm	montmorillonite (Saz-2)
2	poudre / 100-150 μm	mélange minéraux mafiques / montmorillonite (Saz-2)
3	poudre / 100-150 μm	mélange minéraux mafiques / calcite
4	poudre / 100-150 μm	mélange nontronite (Nau-2) / acide naphtoïque

TABLE 10.2 – *Liste des échantillons utilisés lors de l'étalonnage de l'instrument MicrOmega Phobos Grunt.*

L'albedo de ces échantillons peut être relativement élevé (cas des argiles, carbonates), alors que l'instrument a été optimisé pour des échantillons d'albedo faible. Ceci implique encore une fois l'utilisation d'un temps d'intégration faible, qui va engendrer un RSB médiocre sur la zone de calibration de vol et donc un bruit déterministe dans les spectres obtenus.

10.4.2.3 Résultats

Les tests ont été faits à pression et température ambiante, soit ≈25°C. Ne disposant pas de mesures permettant une correction du champ plat à 25°C, cette correction a été faite avec les données obtenues à

0°C (les plus proches en températures). Des défauts de correction peuvent donc apparaître. Rappelons que ces défauts affectent les corrections de champ plat et ne déforment en aucun cas les spectres. Une collerette a été placée autour du hublot afin d'empêcher toute contamination de l'instrument par les grains.

Echantillon 1 : poudre de montmorillonite (Saz-2)

Le premier échantillon testé est une poudre de montmorillonite (Saz-2), soit un composé pur, permettant de contrôler la qualité de l'image obtenue ainsi que la validité des spectres. L'image de gauche de la figure 10.26 montre une bonne netteté de l'image, malgré la température élevée. La zone plus sombre dans le bas de l'image témoigne des défauts de correction du champ préalablement mentionnés. Le spectre présenté sur la figure 10.26 à droite, présente bien les bandes d'absorption de la montmorillonite à 1.4 (OH), 1.9 (H_2O) et 2.21 μm (Al-OH) (Fig.2.15). La forme de ces bandes est également bien représentée (e.g. présence d'une sous-bande à 1.44 μm). La large bande à 2.7 μm, caractérisant la présence d'OH est déformée entre 2.7 et 3.1 μm. On observe le même type de remontée que pour la cible de type Wavelength Calibration Standard (Fig. 10.23), très probablement ayant pour origine la faiblesse du signal dans cette gamme spectrale comme expliqué précédemment et sa perturbation par un résidu de signal à des longueurs d'ondes plus faibles. Le spectre présenté sur la figure 10.26 est représentatif de l'ensemble des spectres obtenus sur la matrice et témoigne des bonnes performances de l'instrument, tant en termes d'imagerie que spectrales.

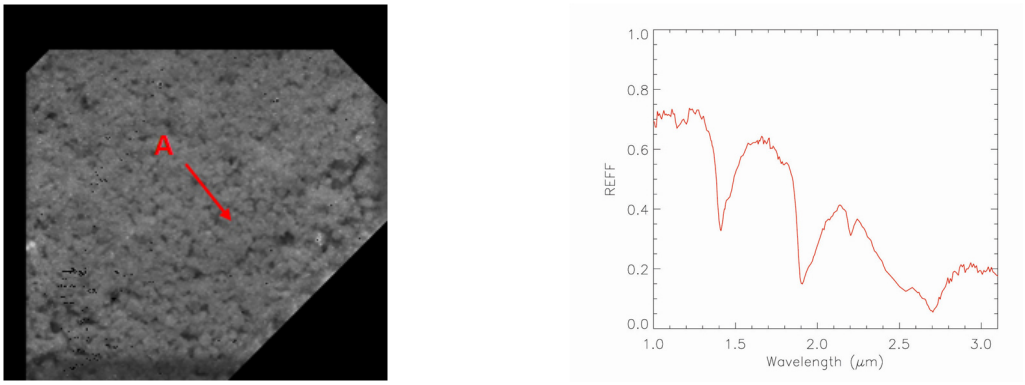


FIGURE 10.26 – *A gauche : image à 2.27 μm de l'échantillon 1. A droite : spectre de reflectance obtenu pour le pixel (20x20 μm^2) indiqué par la lettre A sur l'image de gauche.*

Echantillon 2 : mélange (poudre) de minéraux mafiques et de montmorillonite (Saz-2)

Une fois les performances de l'instrument testées sur un composé pur, j'ai réalisé un nouveau test en mélangeant ce même composé à un mélange de minéraux mafiques, présentant des caractéristiques spectrales totalement différentes : les bandes d'absorption de la montomorillonite (1.4, 1.9 et 2.21 μm) sont absentes du spectre des minéraux mafiques (Fig.2.15). Les spectres A et B présentés sur la figure 10.28 montrent bien qu'à l'échelle du pixel, on se retrouve bien dans le cas de composés purs. Ainsi, en cartographiant la bande à 1.9 μm, on peut aisément identifier les grains d'argile dans l'échantillon, comme le montre la figure 10.27 à droite. Toutefois, les pixels proches des interfaces entre les grains de différentes compositions présentent un mélange des spectres des composés purs (spectre C de la figure 10.28). On passe ainsi d'un grain à un autre en partant d'un spectre de composé pur, puis à un mélange spectral avec un poids d'autant plus important pour un spectre que le composé est proche, puis on aboutit de nouveau à un spectre de composé pur. Cette transition se fait généralement sur 3

à 4 pixels, soit 60 à 80 μm. Cet effet est dû à la diffusion multiple ainsi qu'à l'étalement de la PSF comme présenté dans le chapitre 3. A noter que les spectres des minéraux mafiques ne présentent pas de déformation visible sur la gamme 2.7-3.1 μm comme les spectres d'argile. En effet, l'absorption par les minéraux dans cette gamme spectrale est moins forte, et le signal est donc plus élevé. Les résidus d'autres signaux présents à plus petite longueur d'onde deviennent donc négligeables ici.

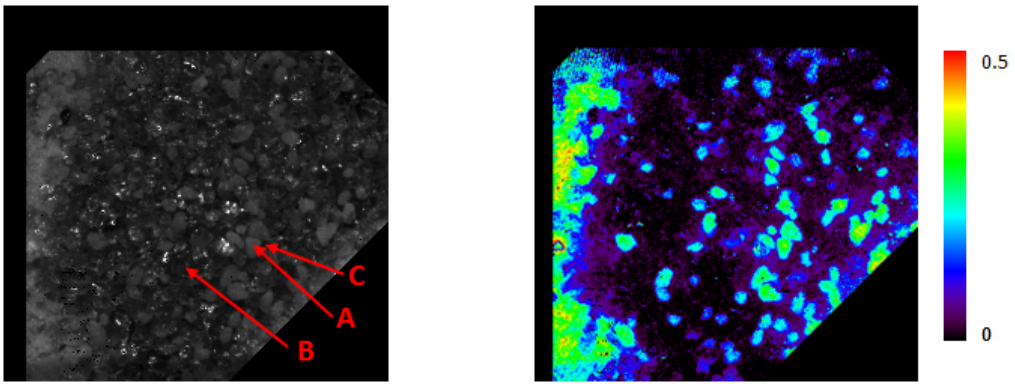


FIGURE 10.27 – *A gauche : image à 2.27 µm de l'échantillon 2. A droite : carte de la bande à 1.9 µm de l'échantillon 2, mettant en évidence les grains d'argile.*

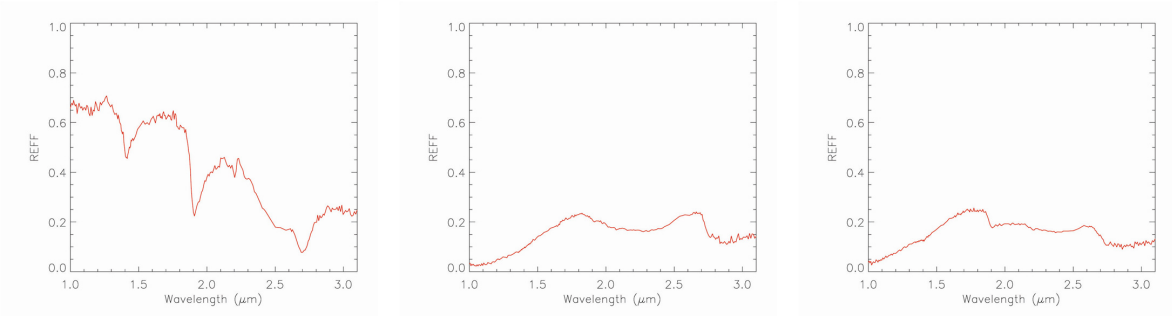


FIGURE 10.28 – *A : spectre de reflectance obtenu pour le pixel (20x20 µm^2) indiqué par la lettre A sur l'image de gauche de la figure 10.27. B : spectre de reflectance obtenu pour le pixel (20x20 µm^2) indiqué par la lettre B sur l'image de gauche de la figure 10.27. C : spectre de reflectance obtenu pour le pixel (20x20 µm^2) indiqué par la lettre C sur l'image de gauche de la figure 10.27.*

Echantillon 3 : mélange (poudre) de minéraux mafiques et de calcite

Comme dans le cas précédent, l'étude de cet échantillon nous montre la capacité de l'instrument à discriminer les différents composants d'un mélange (ici des minéraux mafiques et de la calcite), comme en témoignent les spectres de la figure 10.30, ainsi que la carte de la bande à 2.5 μm (Fig. 10.29) mettant en évidence la calcite dans l'échantillon (Fig.2.15). Les spectres A et B de la figure 10.30 montrent bien différentes bandes d'absorption, dans chaque cas caractéristiques du minéral présent (larges bandes à 1.2 et 2.3 μm pour les minéraux mafiques, bandes à 2.35 et 2.5 μm dans le cas de la calcite).

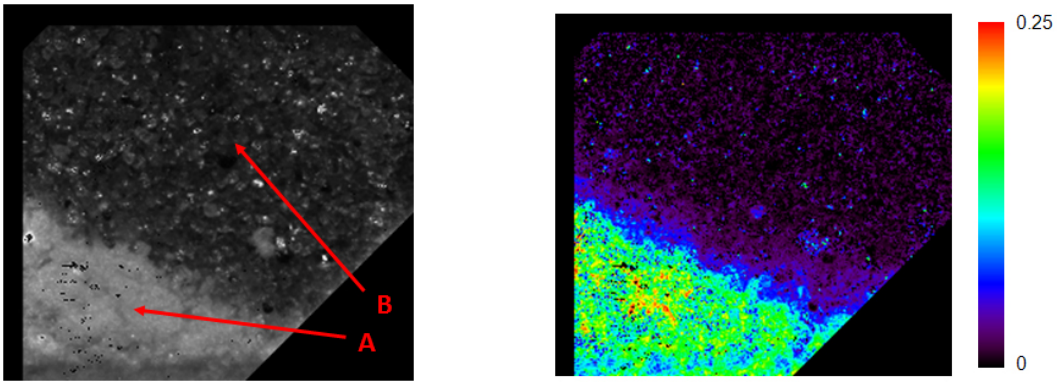


FIGURE 10.29 – *A gauche : image à 2.27 µm de l'échantillon 3. A droite : carte de la bande à 2.5 µm de l'échantillon 3, mettant en évidence les grains de calcite. La réflexion spéculaire sur certains grains de minéraux mafiques provoque des biais dans les spectres des pixels associés, pouvant conduire à de fausses détections, d'où la nécessite de les écarter lors de traitements automatiques comme expliqué dans le chapitre 7.*

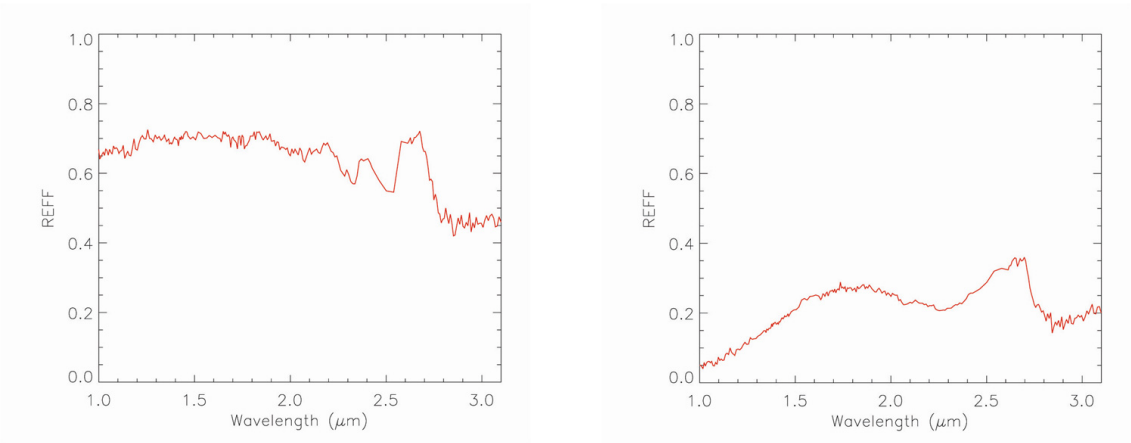


FIGURE 10.30 – *Spectre de reflectance obtenu pour le pixel (20x20 µm^2) indiqué par la lettre A sur l'image de gauche de la figure X. Les bandes de la calcite à 2.35 et 2.5 µm sont clairement identifiables. B : spectre de reflectance obtenu pour le pixel (20x20 µm^2) indiqué par la lettre B sur l'image de gauche de la figure X. Les larges bandes des minéraux mafiques à 1.2 et 2.3 µm sont clairement identifiables. La bande à 2.8 µm témoigne de l'adsorption d'eau à température et pression ambiante.*

Echantillon 4 : mélange (poudre) de nontronite (Nau-2) et d'acide naphtoïque

Le dernier échantillon testé est un mélange nontronite (98 wt %) - acide naphtoïque (2 wt %). Dans le cas présent, un composé est largement majoritaire. Le spectre intégré sur l'ensemble du champ de vue (spectre C de la figure 10.32) montre d'ailleurs uniquement les caractéristiques spectrales de la nontronite (Fig.2.15). Toutefois, lorsque l'on regarde à l'échelle du pixel, les différents composés sont clairement identifiables (spectres A et B de la figure 10.32) : bandes à 1.4, 1.9 et 2.29 μm de la nontronite et bande à 1.68 μm de l'acide naphtoïque (cf section 2.2.4.3). On peut également discerner les quelques absorptions entre 2.0 et 2.7 μm de l'acide naphtoïque. La faible opacité du composé organique entraîne une diffusion importante des photons sur les grains alentours. On peut ainsi toujours discerner une petite bande à 1.4 ainsi qu'à 1.9 μm. La discrimination entre les différents grains reste

cependant aisée comme le témoignent les cartes des bandes à 1.9 μm (Fig. 10.31) mettant en évidence la présence de nontronite et 1.68 μm mettant en évidence la présence d'acide naphtoïque.

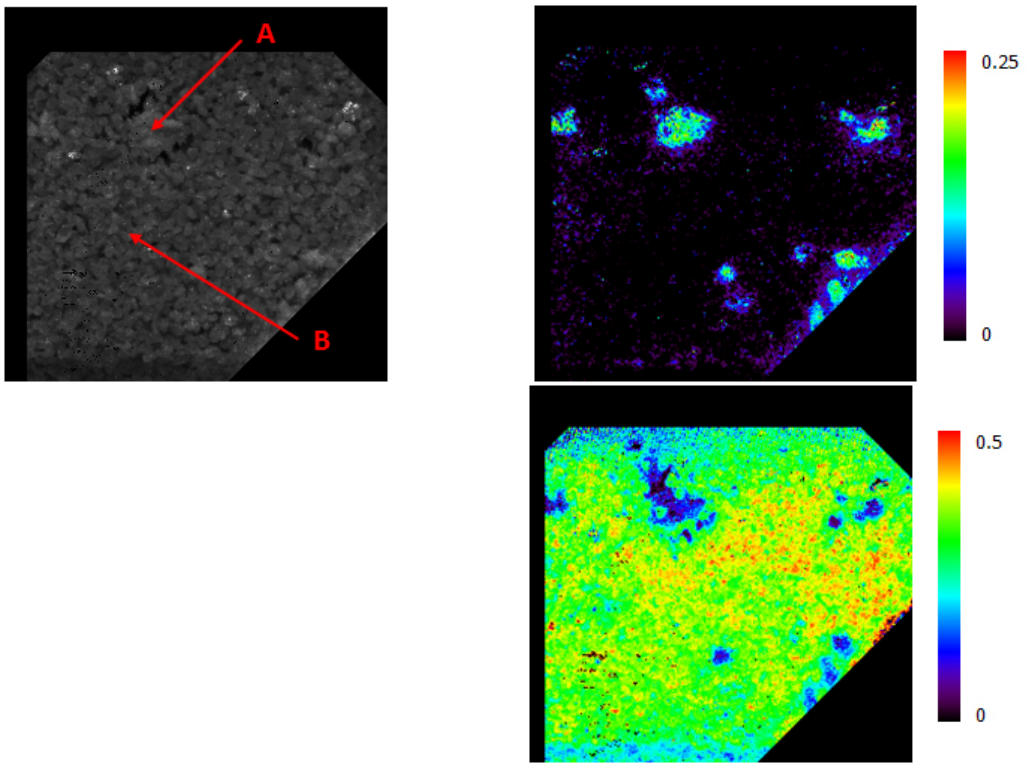


FIGURE 10.31 – *A gauche : image à 2.27 µm de l'échantillon 4. A droite en haut : carte de la bande à 1.9 µm de l'échantillon 4, mettant en évidence les grains la nontronite. A droite en bas : carte de la bande à 1.68 µm de l'échantillon 4, mettant en évidence les grains d'acide naphtoïque.*

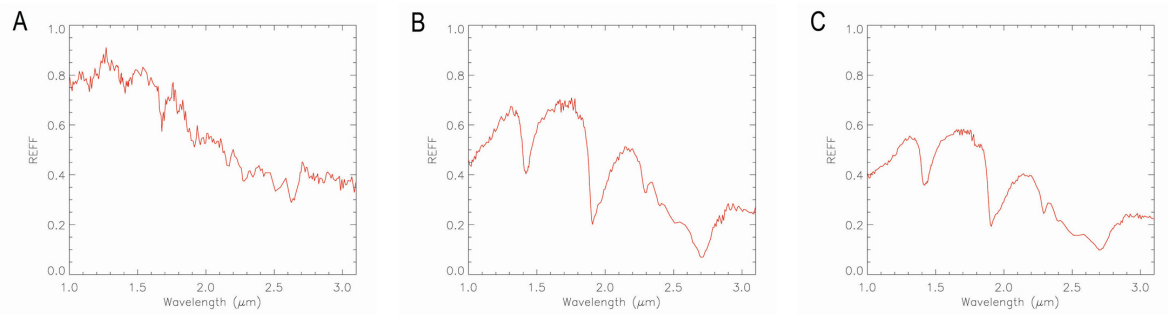


FIGURE 10.32 – *A : spectre de réflectance obtenu pour le pixel (20x20 µm^2) indiqué par la lettre A sur l'image de gauche de la figure 10.31. La bande à 1.68 µm (C-H aromatiques) est clairement identifiable. B : spectre de reflectance obtenu pour le pixel (20x20 µm^2) indiqué par la lettre B sur l'image de gauche de la figure 10.31. C : spectre de réflectance obtenu en intégrant sur l'ensemble du champ de vue utile de l'instrument. Aucune bande relative à la présence d'acide naphtoïque n'est observable.*

10.5 Synthèse

Les résultats de cette étape d'étalonnage de l'instrument démontrent le bon fonctionnement de celui-ci sur une gamme de température étendue (-50°, +25°C). Les différents développements instrumentaux (nouveau concept de filtrage de l'ordre 0, baffle froid, pupille refroidie, cible d'étalonnage en vol, etc.) ont notamment permis d'améliorer considérablement les performances du concept du breadboard. Au delà de cette performance, cette étape d'étalonnage a permis de mettre en évidence différents problèmes, comme l'effet piston lié à l'alimentation de l'instrument, ou encore les perturbations du signal dans la gamme 2.7-3.1 μm dues aux harmoniques présentes dans le signal monochromatique. D'autre part, les perturbations EM s'ont apparues comme un facteur limitant le RSB (à des valeurs élevées, certes, mais qui pourraient moyennant la prise en compte de ces phénomènes, être encore augmentées). Ces résultats permettront d'améliorer le design des futurs instruments de type MicrOmega (MicrOmega Mascot et MicrOmega ExoMars, cf partie 4).

Chapitre 11

Synthèse sur l'instrument MicrOmega Phobos Grunt

Le décollage du lanceur Zenith avec à son bord la sonde Phobos Grunt a eu lieu dans la nuit du 15 au 16 novembre 2011. Toutefois, la sonde n'a pu prendre sa trajectoire vers Mars et est restée en orbite autour de la Terre avant de retomber en janvier 2012 dans l'océan Pacifique. Malgré la déception lié à cet échec, l'accent doit être mis sur les énormes progrès réalisés dans la conception d'un instrument de vol de type MicrOmega au cours des trois dernières années. Pour la première fois, nous avons pu démontrer notre capacité à développer un instrument de type microscope hyperspectral suivant un budget de masse, volume, puissance et télémesure compatible avec un lander/rover. Les performances mesurées au moment de l'étalonnage ont révélé notre habilité à détecter des absorptions caractéristiques de l'ordre de quelques pourcents sur des échantillons d'albedo très faibles comme ceux attendus sur Phobos.

La réalisation de cet instrument dans des délais très limités sonne donc comme une grande réussite et ouvre d'excellentes perspectives pour les futures missions, non seulement martiennes, mais plus généralement d'exploration *in situ* des corps du système solaire. De nombreuses pistes d'optimisation tant des performances que de la masse, de volume et de la télémétrie sont à l'étude, et permettront pour les prochaines missions de tenir des budgets encore plus serrés, avec une masse typiquement inférieure à 2 kg pour un volume de 2 à 3 dm^3, comme nous allons le voir dans la prochaine partie.

Quatrième partie

Développements actuels dans le cadre des missions Hayabusa-2 et ExoMars

Chapitre 12

MicrOmega pour la mission Hayabusa-2

Sommaire

12.1 Introduction **219**
12.2 La mission Hayabusa-2 . . . . . **220**
12.2.1 Objectifs scientifiques 220
12.2.2 Quelques données sur l'astéroïde 1999JU3 221
12.3 MicrOmega Mascot **222**
12.3.1 MicrOmega au sein de Mascot 222
12.3.2 Besoins scientifiques 223
12.3.3 Définition d'un protocole de mesures pour MicrOmega Hayabusa-2 227
12.3.4 Développement d'une solution pour l'étalonnage en vol 229
12.4 Synthèse **231**

12.1 Introduction

En octobre 2011, la mission Hayabusa-2 de la JAXA (Japanese Aerospace Exploration Agency) a été confirmée, pour un lancement annoncé fin 2014. Cette mission, visant à étudier un astéroïde de classe C se compose d'une sonde et d'un petit atterrisseur baptisé Mascot (Mobile Asteroid Surface Scout) d'une dizaine de kilogrammes et d'une durée de vie de l'ordre de la dizaine d'heures. L'instrument MicrOmega a été proposé et sélectionné pour faire partie de la charge utile de cet atterrisseur.

Suite à la mission Phobos Grunt qui a permis le premier développement d'un instrument de vol de type MicrOmega, la mission Hayabusa-2 constitue une opportunité d'étudier un objet primitif du système solaire tout en permettant de poursuivre le développement de MicrOmega en vue de la mission ExoMars de l'ESA, en optimisant la version Phobos Grunt en termes de masse, volume et performances, et en étendant la gamme spectrale à 3.5 μm.

En tant que membre de l'équipe de développement de l'instrument MicrOmega, j'ai pu participer pleinement aux différentes étapes de design de ce nouvel instrument, faisant notamment bénéficier l'équipe d'un retour d'expérience sur les résultats de l'étalonnage de la première version de vol de l'instrument MicrOmega que j'avais obtenu (cf chapitre 10) et apportant mon support sur les problématiques scientifiques.

12.2 La mission Hayabusa-2

12.2.1 Objectifs scientifiques

La mission Hayabusa-1, lancée le 9 mai 2003 a eu pour objectif d'aller étudier l'astéroïde 25143 Itokawa de classe S et d'en ramener un échantillon sur Terre (Abe *et al.*, 2006 ; Fujiwara *et al.*, 2006 ; Okada *et al.*, 2006 ; Yurimoto *et al.*, 2011). A la suite de cette mission couronnée de succès, d'autres missions relatives à l'étude des astéroïdes ont vu le jour au Japon. Le prochain objectif est notamment d'aller étudier un astéroïde de classe C. Ces astéroïdes constituent les corps parents des chondrites carbonées, météorites non altérées contenant une fraction importante de matière organique (jusqu'à quelques pourcents). Leur étude permet de mieux comprendre les processus de formation des planètes et plus généralement d'avoir accès aux premiers millions d'années du système solaire, voire même avant avec l'éventuelle présence de grains pré-solaires. Leur composition, riche en matière organique, est également particulièrement intéressante à étudier afin de mieux contraindre les scenarii de formation et d'évolution de la matière organique dans le système solaire.

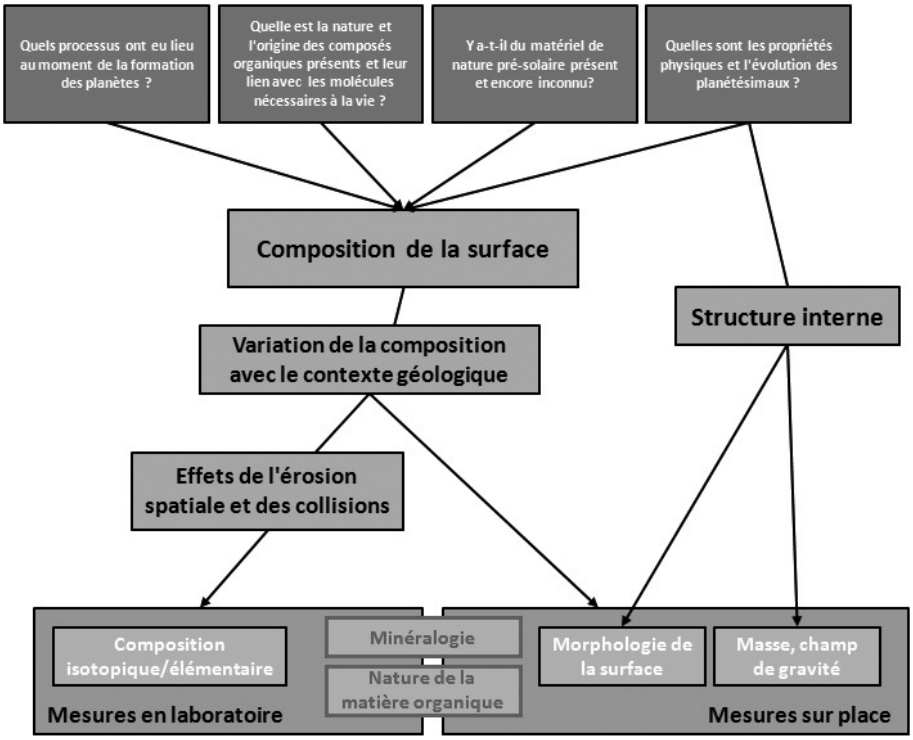


FIGURE 12.1 – *Principaux objectifs scientifiques de la mission Hayabusa-2 visant à l'étude d'un astéroïde géocroiseur de classe C.*

La mission Hayabusa-2 a pour objectif l'étude et le retour d'échantillon de l'un de ces astéroïdes : 162173 1999JU3. Un atterrisseur avec une capacité restreinte à se déplacer (de l'ordre de quelques mètres) sera également présent. Cet atterrisseur, développé sous la direction de la DLR (Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt) en coopération avec le CNES, permettra de compléter les mesures obtenues depuis l'orbite ainsi que de sélectionner le site de prélèvement d'échantillon. MicrOmega aura un rôle central dans la réalisation de ces objectifs.

12.2.2 Quelques données sur l'astéroïde 1999JU3

1999JU3 est un astéroïde de classe C de dimensions 1.05x0.86x0.86 (±0.17) km (Hasegawa *et al.*, 2008). Les astéroïdes de cette taille sont relativement méconnus et leur régolithe pourrait être d'épaisseur très réduite (moins d'1 mm). En effet, alors que l'inertie thermique des astéroïdes de diamètre typiquement supérieur à 100 km est de l'ordre de 5 à 25 $J.m^{-2}.s^{-1/2}.K^{-1}$ (Müller and Lagerros, 1998), les astéroïdes de diamètre inférieur au kilomètre ont une inertie thermique beaucoup plus importante (de 100 à 1000 $J.m^{-2}.s^{-1/2}.K^{-1}$, Müller *et al.*, 2004, 2005 ; Harris *et al.*, 2007 ; Delbo *et al.*, 2007), ce qui traduit une taille moyenne des grains plus grande. Dans le cas de 1999JU3, la grande incertitude sur l'orientation de son axe de spin rend difficile une mesure d'inertie thermique. Campins *et al.* (2009) l'estime à une valeur entre 150 et 900 $J.m^{-2}.s^{-1/2}.K^{-1}$ tandis que Hasegawa *et al.* (2008) l'évalue à plus de 500 $J.m^{-2}.s^{-1/2}.K^{-1}$. Ces mesures laissent planer une incertitude forte sur la présence ou non d'un régolithe et sur l'état de surface de l'astéroïde. La présence d'un épais régolithe semble en tous cas à exclure.

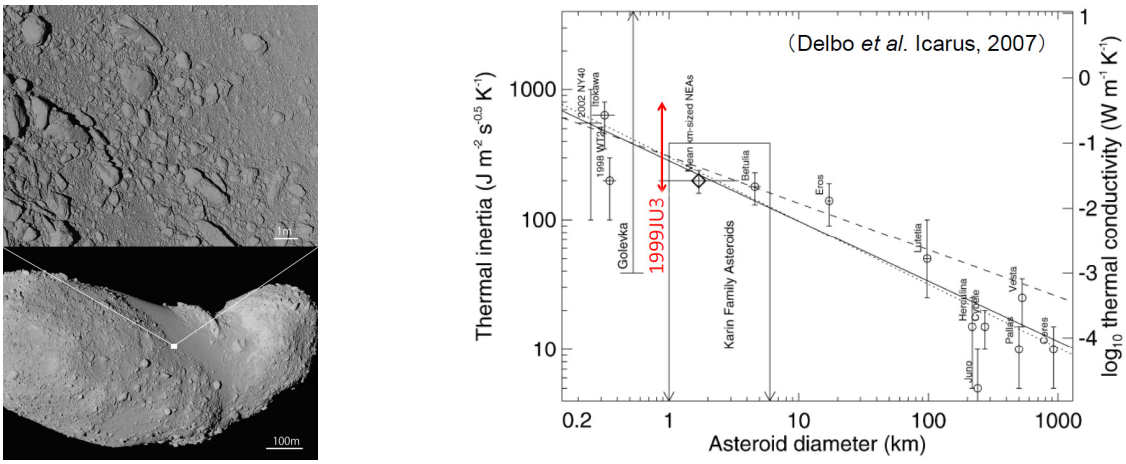


FIGURE 12.2 – *A gauche : images prises par la sonde japonaise Hayabusa de l'astéroïde Itokawa (0.6x0.29x0.26 km). A droite : Classification des astéroïdes de la ceinture principale et géocroiseurs en termes d'inertie thermique, d'après Delbo et al. (2007).*

1999JU3 est un astéroïde de type géocroiseur dont les paramètres orbitaux sont les suivants :

Demi-grand axe	1.1897 AU
Excentricité	0.19
Inclinaison de l'orbite	5.88°
Ls périhélie	211.42°
Période	473.97 jours terrestres
Durée d'un jour	27458 s

TABLE 12.1 – *Paramètres orbitaux de l'astéroïde 1999JU3 (Données : base de données du JPL sur les petits corps du système solaire).*

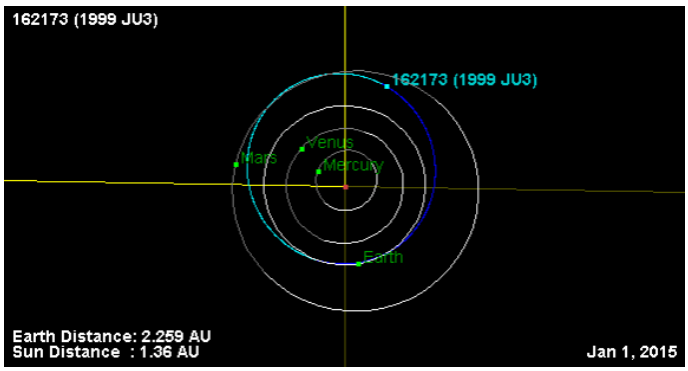


FIGURE 12.3 – *Simulation de la trajectoire de l'astéroïde 1999 JU3 d'après la base de données du JPL sur les petits corps du système solaire. La position de 1999 JU3 est donnée au 1er janvier 2015*

L'albedo géométrique (dans le visible) mesuré est de 0.063±0.02 (Hasegawa *et al.*, 2008), comparable aux autres astéroïdes de classe C. Les spectres obtenus dans le visible et le proche IR n'ont montré aucune absorption caractéristique, exceptée une bande à 0.7 μm sur certaines observations qui pourrait être due à de fortes concentrations locales de phyllosilicates riches en fer (Vilas 2008).

12.3 MicrOmega Mascot

MicrOmega Mascot est actuellement en cours de développement à l'IAS. En tant que membre de l'équipe de développement de MicrOmega Mascot, je me suis davantage focalisé sur les aspects photométriques, évaluant et itérant avec les autres membres de l'équipe sur la viabilité des solutions techniques proposées, sur le développement d'une solution pour l'étalonnage en vol et sur la définition d'un protocole de mesure, et enfin sur les aspects scientifiques de la mission, définissant notamment les canaux spectraux et les contraintes en termes de RSB, comme pour MicrOmega PG.

12.3.1 MicrOmega au sein de Mascot

L'atterrisseur Mascot, d'une masse et d'un volume très réduit (10 kg pour un volume d'environ 0.05 m^3) sera doté d'un système de rebond lui permettant d'aller visiter plusieurs sites distants de quelques mètres. L'atterrisseur ne disposera toutefois pas d'un système de collecte d'échantillon. Si ce n'est l'échantillon qui vient à l'instrument, c'est donc à l'instrument de venir à l'échantillon, i.e. au sol en l'occurrence. L'atterrisseur a globalement une forme cubique. Une vitre de saphir est utilisée, comme pour MicrOmega PG, pour fixer le positionnement de l'échantillon par rapport à l'optique d'imagerie et isoler l'instrument de l'environnement extérieur. Or le sol comme nous l'avons vu dans la section précédente peut être assez hétérogène en termes de granulométrie et présenter des zones de grains de petite taille (inférieurs à 100 μm) tout comme des graviers de l'ordre du millimètre, voire davantage. Afin d'augmenter les chances de contact entre cette vitre et le sol, un prolongement de forme conique, à l'extrémité duquel se situe la vitre de saphir, a été ajouté sur la face côté sol, comme le présente la figure 12.4. Le système de rebond de Mascot lui permettra en outre de se retourner au cas où la vitre se trouverait vers le ciel.

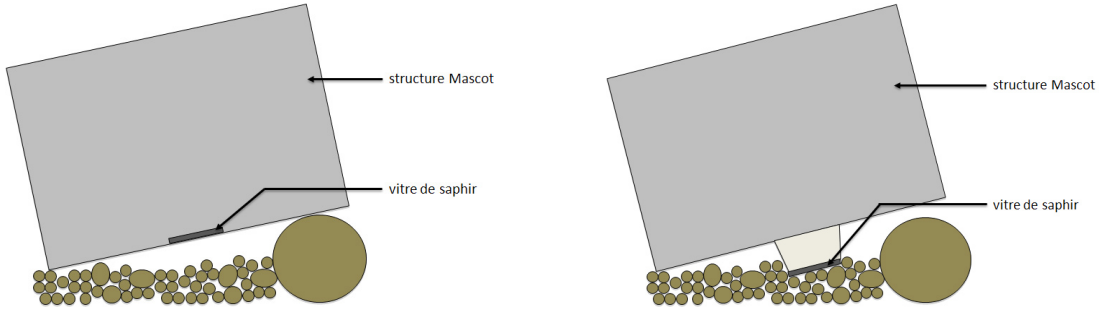


FIGURE 12.4 – *Schéma de l'atterrisseur Mascot montrant l'intérêt de faire ressortir la partie supposée en contact avec le sol.*

12.3.2 Besoins scientifiques

12.3.2.1 Domaine spectral

D'un point de vue minéralogique, la gamme 0.9-2.5 μm est particulièrement importante pour l'étude des minéraux composant le régolithe de l'astéroïde car elle permet la détection et l'identification de la plupart d'entre eux (cf chapitre 2). Notamment, afin de mieux contraindre la composition des pyroxènes (richesse en calcium) la bande à 1 μm est indispensable. Celle-ci variant de 0.97 à 1.05 μm (maximum d'absorption), il convient de débuter la gamme spectrale de l'instrument un petit peu avant, soit vers 0.9 μm. A l'autre extrémité de la gamme spectrale, on trouve la bande d'hydratation aux alentours de 2.7 μm. Généralement dominée par l'eau adsorbée lors de mesures effectuées en laboratoire, cette bande met en évidence l'altération qu'a subi un échantillon et permet ainsi de compléter les indices obtenues grâce à d'autres bandes telles les bandes à 1.4 et 1.9 μm (Beck *et al.*, 2010). D'autre part, l'étude de la matière organique au sein de l'astéroïde constitue une des priorités de la mission. Les bandes permettant de détecter cette matière organique sont particulièrement difficiles à détecter dans le proche IR. La bande la plus facile à détecter (et souvent la seule détectable) se situe entre 3.4 et 3.5 μm (elle est en fait constituée de diverses sous-bandes comprises entre 3.4 et 3.5 μm, comme expliqué dans le chapitre 2). La bande des aromatiques située entre 3.3 et 3.4 μm constitue également une cible intéressante.

En termes de RSB, on cherchera à pouvoir détecter des bandes inférieures à 4 % pour des échantillons avec un facteur de réflectance de 0.04, avec un objectif à 2 %, soit un RSB pour chaque mesure d'environ 1250 (objectif à 4 %) et un RSB de 2500 (objectif à 2 %) pour un facteur de réflectance de 1, d'après le chapitre 8.

12.3.2.2 Echantillonnage spectral

Comme dans le cas de la version Phobos Grunt de l'instrument, certaines zones de la gamme spectrale sont plus intéressantes que d'autres. De manière générale, un échantillonnage spectral de 20 cm^{-1} avec une FWHM du même ordre de grandeur sont suffisants pour identifier la grande majorité des bandes relatives à la présence de minéraux, glaces et organiques. On pourra pousser l'échantillonnage à 10 cm^{-1} dans la gamme 2.7-3.55 μm afin d'augmenter le RSB et de mieux résoudre les sous-bandes relatives aux organiques dans la région 3.4-3.5 μm (cf chapitre 2).

12.3.2.3 Champ de vue et échantillonnage spatial

La taille des grains présents au niveau du régolithe n'est pas connue. Toutefois, en considérant les données d'inertie thermique, on peut estimer que la surface de l'astéroïde est couverte principalement de rochers et de graviers avec localement des zones de régolithe sur quelques mm de profondeur au maximum, composées de grains de l'ordre de la dizaine à la centaine de μm. L'astéroïde Itokawa, étudié par la sonde Hayabusa, présentait une inertie thermique moyenne de 1000 $J.m^{-2}.s^{-1/2}.K^{-1}$, et une taille effective de grains de l'ordre centimétrique (mélange de zones « rocheuses » et de régolithe). L'inertie qui devrait être globalement plus faible sur l'astéroïde 1999 JU3 laisse penser que la taille de grain effective est plus faible. La sécurité de l'atterrisseur impose que celui-ci se cantonne autant que faire se peut à des zones de type régolithe. On peut donc faire l'hypothèse ici que l'on se retrouvera face à des grains de l'ordre de la dizaine à la centaine de μm avec ponctuellement des grains à l'échelle millimétrique. De manière semblable à Phobos Grunt, on se donnera comme objectif un champ de vue de 2x2 mm^2 au minimum et un échantillonnage spatial de l'ordre de 20 μm.

12.3.2.4 Design de l'instrument

L'instrument MicrOmega Mascot bénéficie de l'expérience acquise lors du développement de MicrOmega Phobos Grunt. Le concept utilisé est globalement le même que pour ce dernier : un monochromateur, utilisant une source de lumière blanche et un AOTF illumine un échantillon situé contre une vitre de saphir. Les images pour chaque longueur d'onde sont ensuite acquises par un détecteur matriciel refroidi par une machine cryogénique. Contrairement au cas de Phobos Grunt, les différentes contraintes techniques et d'approvisionnement ont permis de définir une gamme spectrale optimale pour nos besoins, i.e. s'étendant de 0.9 à 3.55 μm.

Les différences majeures avec le design de MicrOmega PG sont les suivantes :

- la pupille permettant de diaphragmer le faisceau transmis par l'objectif a disparu. Ce diaphragme est désormais directement intégré à l'écran froid dans le dewar, ce qui permet de réduire les sources de flux thermique à cet écran froid (typiquement à 110 K) et à l'échantillon, et donc de réduire à un niveau négligeable (dans le bruit) le flux thermique lié à l'instrument. Le déplacement de cette pupille pose toutefois le problème du diamètre de l'objectif (Fig. 4.7 et Fig. 12.5). Afin de conserver une bonne qualité d'image avec un objectif peu encombrant, le champ de vue a été réduit à un carré de 128x128 pixels, soit un champ de vue de 2.56x2.56 mm^2.

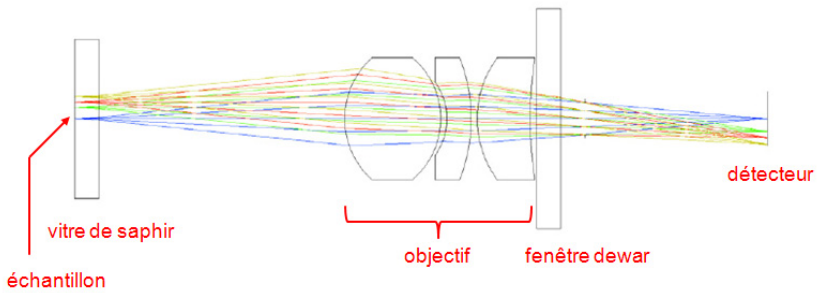


FIGURE 12.5 – *Design de l'optique d'imagerie de MicrOmega Mascot.*

– la cible d'étalonnage de vol est désormais faite d'une pièce et ne comporte plus de bride. Nous reviendrons sur cet élément dans la section 12.3.4.

– le détecteur permet désormais de couvrir la gamme 0.9-3.6 μm. L'instrument a donc été conçu afin de fonctionner sur cette gamme spectrale, ce qui implique une optimisation des optiques en termes de facteur de transmission et de dispersion chromatique (on reste ici sur une optique d'imagerie réfractive).

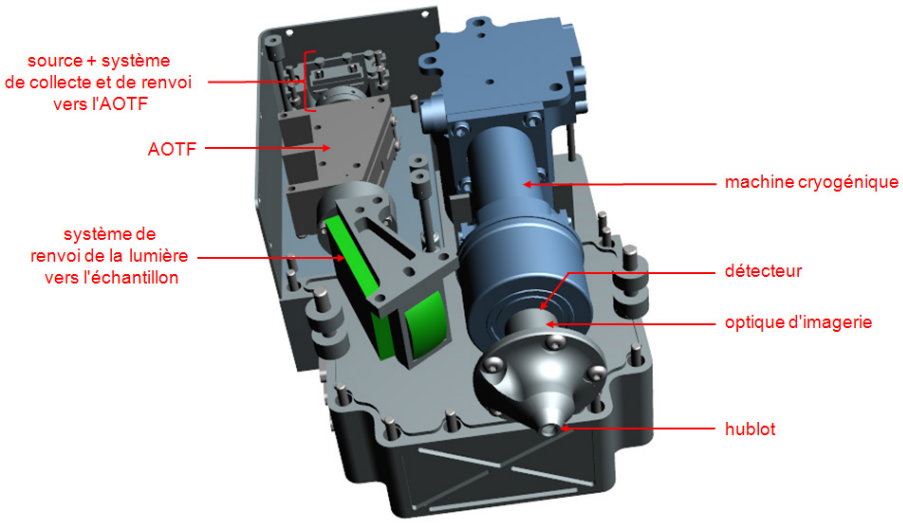


FIGURE 12.6 – *Design de l'optique d'imagerie de MicrOmega Mascot.*

Le budget de masse prévu pour cet instrument est de 2 kg, ce chiffre comprenant l'ensemble des éléments de l'instrument (électronique, structure, etc.). Le gain par rapport à MicrOmega PG, dont la masse tout compris est estimée à 3.8 kg, est considérable. Ceci s'explique par l'absence du convertisseur DC/DC, du radiateur, du système de balayage de la vitre et d'une meilleure optimisation de la structure. La puissance nécessaire est globalement identique avec une puissance moyenne de l'ordre de 11 W sur une période de l'ordre de 8 à 10 minutes, avec quelques pics à 13 W. Le volume, très limité dans le cas de l'atterrisseur Mascot, est de l'ordre de 2 à 3 dm^3.

12.3.2.5 Contraintes thermiques

Tout comme dans le cas de Phobos, la température à la surface de l'astéroïde varie très probablement beaucoup entre le jour et la nuit (de l'ordre de 150 K), du fait de l'absence d'atmosphère, de son albedo de surface très faible (de l'ordre de quelques pourcents) combiné à une inertie thermique modérée (typiquement entre 150 et 900 J.m^{-2}.s$^{-1/2}$.K^{-1}). Or la température de la partie de sol en contact avec l'instrument et sa variation avec le temps ont des conséquences d'une part sur le flux thermique vu par l'instrument et sur ses fluctuations, et d'autre part sur la dilatation de la partie conique et donc sur la distance entre l'échantillon et l'optique d'imagerie (ce qui peut entraîner une perte de résolution spatiale, cf chapitre 3 et chapitre 6). Il est donc important d'établir le profil thermique du régolithe sur quelques centimètres suivant différents scenarii, et d'étudier l'influence de ce profil sur l'éventuel dilatation des matériaux et sur le flux thermique. Suivant les résultats, le design de l'instrument pourra être optimisé (choix des matériaux) afin de minimiser l'impact de ces fluctuations de température, et

un moment optimal de mesure dans le cycle jour-nuit du corps planétaire pourra être déterminé.

Afin de mieux contraindre les scenarii de profils thermiques de la surface et du proche sous-sol, j'ai adapté un modèle 1D du GCM martien (General Circulation Model, Forget *et al.*, 1999) disposant d'un algorithme permettant le calcul des températures dans le sous-sol (typiquement jusqu'à une vingtaine de mètres), au cas de l'astéroïde 1999JU3. Les paramètres orbitaux ont été obtenus à partir de la base de données sur les petits corps du système solaire du JPL (Jet Propulsion Laboratory), et les paramètres physiques (albedo, inertie thermique) sont dérivés de Hasegawa *et al.* (2008), Abe *et al.* (2008) et Campins *et al.* (2009). L'astéroïde a été modélisé comme une sphère de rayon 490 m.

Comme expliqué précédemment, il existe toujours des incertitudes importantes pour l'obliquité et l'inertie thermique de l'astéroïde. Plusieurs scenarii ont donc été testés afin de voir dans quelle mesure ces incertitudes pouvaient impacter les résultats. Voici quelques exemples de profils obtenus pour différents paramètres :

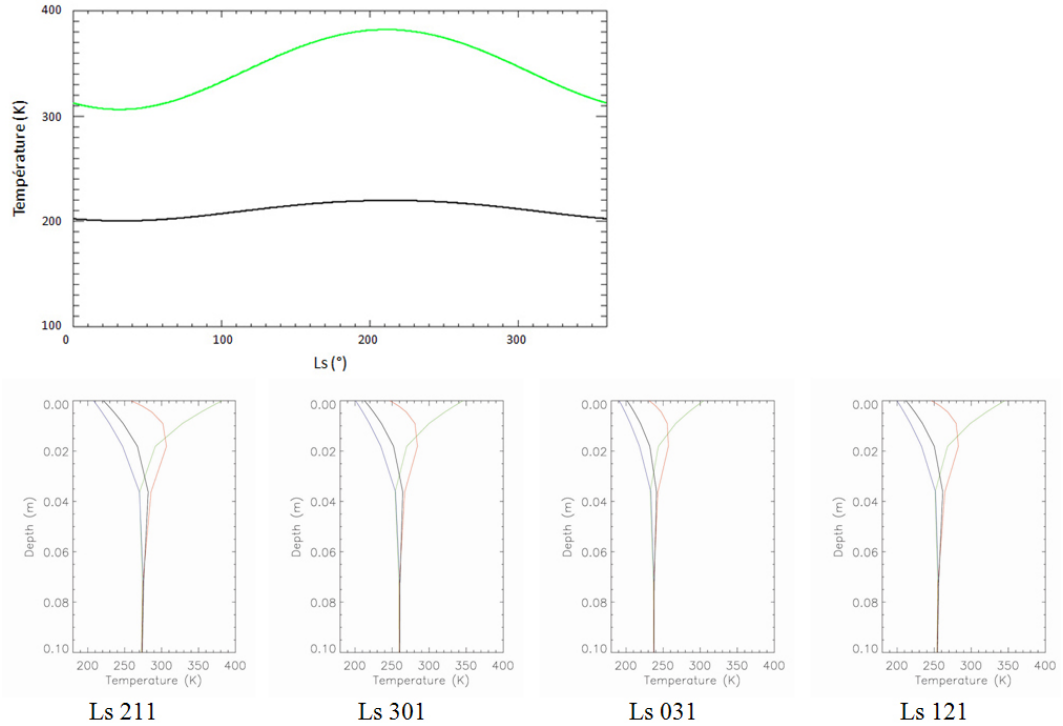


FIGURE 12.7 – *Profils de températures obtenues en surface en fonction de la longitude solaire (figure du haut) et dans le sous-sol jusqu'à une profondeur de 10 cm pour différents Ls (0h local ; 6h local ; 12h local ; 18h local). Inertie thermique = 200 J.m^{-2}.s$^{-1/2}$.K^{-1} (homogène), obliquité = 0°, latitude = 0°, albedo dans le visible et le PIR = 0.06, émissivité dans le MIR = 0.95*

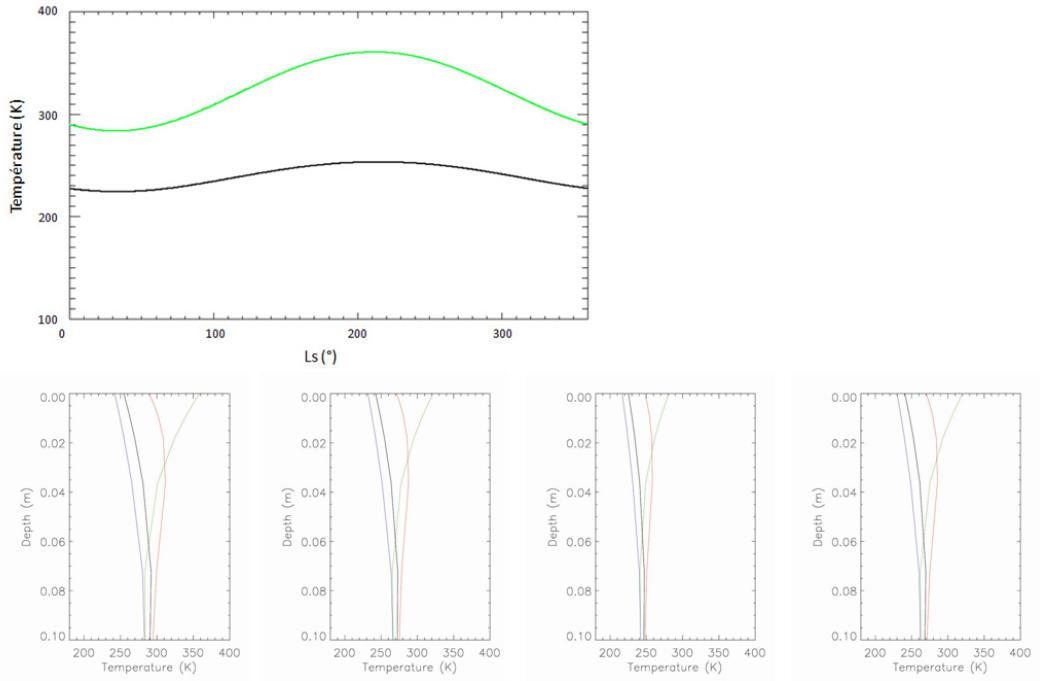


FIGURE 12.8 – *Profils de températures obtenues en surface en fonction de la longitude solaire (figure du haut) et dans le sous-sol jusqu'à une profondeur de 10 cm pour différents Ls (0h local ; 6h local ; 12h local ; 18h local). Inertie thermique = 500 J.m^{-2}.s$^{-1/2}$.K^{-1} (homogène), obliquité = 0°, latitude = 0°, albedo dans le visible et le PIR = 0.06, émissivité dans le MIR = 0.95*

La prochaine étape consiste à coupler ces scenarii avec un modèle thermique de l'instrument et devrait être faite dans les prochains mois.

12.3.3 Définition d'un protocole de mesures pour MicrOmega Hayabusa-2

La définition du protocole de mesures et le choix des canaux est un processus dépendant de l'ensemble des contraintes instrumentales et environnementales. Je présente ici une première ébauche qui sera soumise à évolution en fonction des contraintes rencontrées.

12.3.3.1 Choix des canaux

La FWHM du monochromateur de l'instrument MicrOmega Mascot est constante en nombre d'onde et de l'ordre de 20 cm^{-1} , soit 2 nm à 1 μm et 24 nm à 3.5 μm. D'autre part, d'après le chapitre 2, un échantillonnage de 20 cm^{-1} est suffisant sur l'ensemble de la gamme, excepté sur la zone 2.5-3.55 μm où l'on pourra passer à 10 cm^{-1} pour augmenter le RSB et mieux résoudre les bandes des carbones aliphatiques.

L'objectif est de pouvoir transmettre pour au moins un échantillon un cube-image en pleine résolution spectrale et spatiale. Comme expliqué précédemment, l'utilisation d'un AOTF nous permet d'avoir accès indifféremment à n'importe quel canal spectral et donc d'en supprimer suivant les contraintes liées à la télémétrie. Je présente dans la suite la séquence complète d'acquisition du spectre,. Cette

dernière est similaire à la procédure utilisée pour la mission Phobos Grunt et se déroule en plusieurs étapes :

- acquisition du spectre sur l'ensemble de la gamme spectrale 0.9-3.55 μm (11100-2820 cm^{-1}) avec un échantillonnage spectral dégradé (60 cm^{-1}) : 139 canaux ;
- acquisition du spectre sur 3 zones spectrales d'intérêts avec un échantillonnage spectral de 20 cm^{-1} (seules les mesures liées aux canaux manquant par rapport à l'étape 1 sont effectuées) ;
  gamme 2.60-3.55 μm (3840-2820 cm^{-1}) : 35 canaux ;
  gamme 1.64-2.42 μm (6110-4130 cm^{-1}) : 67 canaux ;
  gamme 1.35-1.46 μm (7430-6830 cm^{-1}) : 21 canaux ;
- sur-échantillonnage sur la zone 2.61-3.53 μm (3830-2830 cm^{-1}) de telle sorte à avoir un échantillonnage de 10 cm^{-1} afin d'améliorer le RSB sur cette zone et la résolution spectrale : 39 canaux.

Soit au total 301 canaux spectraux.

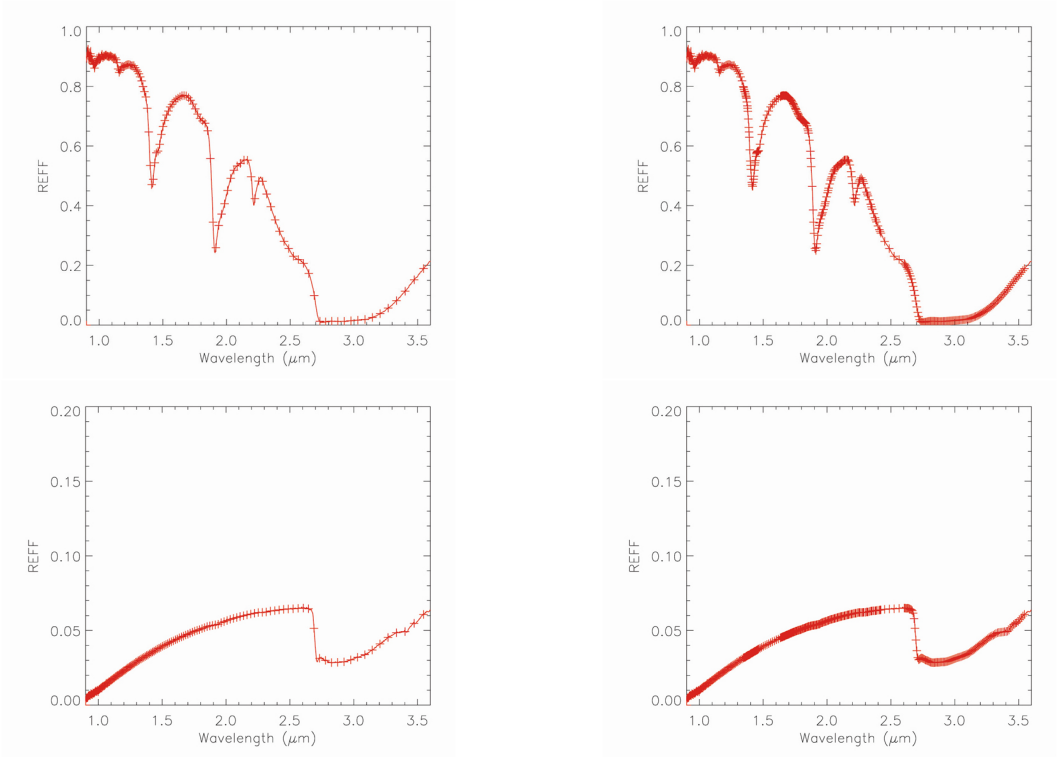


FIGURE 12.9 – *En haut : spectres de réflectance d'une montmorillonite, acquise avec spectromètre PerkinElmer. Les croix indiquent les canaux spectraux utilisés sur MicrOmega Mascot : à gauche, uniquement l'étape 1 où l'on balaye rapidement le spectre, à droite totalité des canaux spectraux. En bas : idem avec le spectre de réflectance d'un échantillon de la matrice de la météorite CI1 Orgueil.*

12.3.3.2 Protocole de mesure

Le protocole de mesure, bien qu'encore non figé, sera très proche de celui utilisé pour la mission Phobos Grunt. Une partie du champ de vue est allouée à la cible d'étalonnage de vol : l'obtention du cube hyperspectral suit donc la même procédure que dans le cas de MicrOmega Phobos Grunt (voir

chapitre 9). D'autre part, l'acquisition des images aux différentes longueurs d'onde sera également entrecoupée d'acquisitions régulières de background.

Les données obtenues seront finalement compressées en utilisant l'algorithme développé par Y. Langevin et O. Forni et déjà utilisé pour VIRTIS, COSIMA et CIVA de la mission Rosetta et pour OMEGA de la mission Mars Express (Langevin and Forni, 2000), permettant un gain d'environ un facteur 10 sur la taille des données à télécharger. En se basant sur des données codées sur 12 bits et un nombre d'images de 350 (301 canaux spectraux + des mesures de background et d'éventuelles autres mesures nécessaire au traitement des données) dont la taille fait 128x128 pixels, on passe de 69 Mbits à 6.9 Mbits pour un cube-image, soit avec un débit de 40 kbit/s (liaison atterrisseur-orbiteur), d'un temps de transfert inférieur à 30 minutes, compatible avec les contraintes de la mission.

12.3.4 Développement d'une solution pour l'étalonnage en vol

12.3.4.1 Concept

La cible d'étalonnage de vol, tout comme dans le cas de Phobos Grunt, se situe dans le champ de vue de l'instrument. Toutefois, l'utilisation d'une bride permettant d'une part de conserver au maximum la non-contamination de cette zone, et d'autre part de servir de matériau absorbant pour les photons diffusés par la fenêtre de saphir dépolie vers l'extérieur, est difficile dans le cas présent. L'extrémité du cône risque de subir de nombreux frottement au moment de l'atterrissage puis au cours des petits déplacements de l'atterrisseur. Les grains sont donc fortement susceptibles de venir se glisser dans l'interstice, contrairement au cas de Phobos Grunt où l'échantillon était déposé sur la fenêtre. D'autre part, on souhaite limiter la non-planéité de la surface supposée être en contact avec le sol.

Une solution permettant l'intégration en une pièce de la fenêtre polie et de la cible de calibration est actuellement en développement à l'IAS. Après itération avec différents industriels, notre équipe composée de V. Hamm, L. Meslier et moi-même, a pu définir le concept suivant : une partie de la fenêtre de saphir est dépolie, de façon similaire à ce qui a été fait dans le cas de Phobos Grunt. Par dessus ce dépoli, une couche de peinture PNC de chez MAP, permettant l'absorption des photons et déjà utilisée dans le cas précédent, est appliquée. Enfin une résine type MAPSIL QS1123 est appliquée sur la peinture PNC afin d'isoler le système de l'environnement extérieur et d'éviter que les grains ne viennent arracher la peinture. A noter que la peinture PNC possède une petite bande d'absorption vers 3.37 μm (Fig. 9.31) qui devra être parfaitement caractérisée (éventuelle variabilité à la température, au vide) afin de ne pas perturber la détection de matière organique sur la gamme 3.35-3.55 μm.

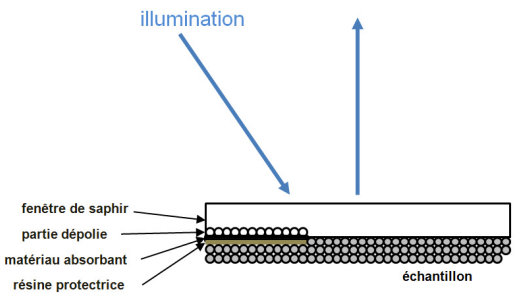


FIGURE 12.10 – *Schéma illustrant le concept de la cible d'étalonnage de vol de MicrOmega Mascot*

12.3.4.2 Premiers tests et plan de développement

Le développement de cette solution est actuellement en cours à l'IAS. Les premiers tests effectués chez MAP ont montré que la peinture de type PNC adhérait sur du saphir dépoli (test d'adhérence au scotch Kapton 92 « 3M », dépoli par sablage identique aux fenêtres de vol Phobos grunt). Dans le cas de saphir poli, la peinture peut s'arracher légèrement (même procédure de test).

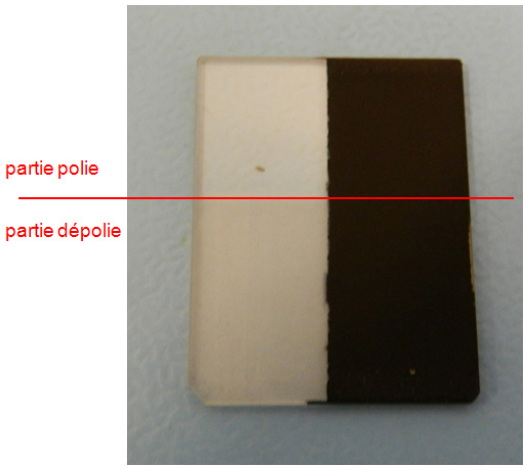


FIGURE 12.11 – *Photographie de l'échantillon-test (fenêtre de saphir dont une moitié est dépolie). Seule la partie droite à été recouverte de peinture PNC (couche de 50 μm).*

Une deuxième étape réalisée chez MAP a permis de tester l'application et l'adhérence de la résine QS1123 sur la peinture PNC. Pour cela, la PNC a été appliquée sur une plaque d'aluminium (couche de 40 μm), puis recouverte d'une couche de résine QS1123 (100 μm). Les tests d'adhérence au scotch Kapton 92 « 3M » n'ont pas montré de problème dans le cas où le test se faisait sur une zone entièrement traitée. Dans le cas où le test se faisait à cheval sur une zone non traitée (i.e. en bordure de zone traitée), on commence à amorcer un décollement de la résine après plusieurs essais.

Ces résultats très positifs nous ont encouragés à poursuivre dans cette voie pour le développement de notre cible de calibration de vol. Un test d'application de la MAPSIL QS1123 sur l'échantillon de saphir sur lequel a été appliqué la PNC est en cours à l'IAS afin de confirmer les résultats obtenus chez MAP avec une plaque d'aluminium. Des tests de caractérisation de cette cible sont prévus avec un microscope (aspect visuel, qualité de l'application), le spectromètre PerkinElmer (spectre de réflectance sur la gamme 0.9-3.55 μm) et le breadboard MicrOmega (spectre de réflectance sur la gamme 0.9-2.5 μm et homogénéité spatiale de la réponse). Cet échantillon sera également cyclé en vide-thermique à l'automne 2012 afin de tester sa résistance aux conditions spatiales.

Un programme de développement complet est en cours à l'IAS. Celui-ci implique les industriels Winlight Optics (traitement et sablage des fenêtres de saphir) et MAP (application de PNC et MAPSIL QS1123). Parmi les principaux points de ce programme de développement :

- maitrise du process / répétabilité du sablage ;
- maitrise de la position de la « frontière » poli/dépoli ;
- qualité optique et résistance mécanique du traitement AR coating / absence de bande d'absorption ;

- protection des surfaces polies pendant tout le programme ;
- intégration des substrats dans des montures de repositionnement mécanique fin adaptable à tous les bancs de test et toutes conditions d'environnement ;
- process dépôt dans sa globalité : adhérence PNC sur saphir dépoli ou poli, adhérence QS1123 sur PNC, maitrise des épaisseurs, maitrise de la position de la frontière poli/dépoli ;
- simulation du vieillissement du dépôt / stockage étalon ;
- représentativité du test d'abrasion ;
- tests en radiation.

12.4 Synthèse

MicrOmega Mascot, dont le développement est en cours, devrait voir le jour fin 2013-début 2014. Cet instrument sera une version largement optimisée par rapport à la version Phobos Grunt : MicrOmega Mascot permettra d'acquérir des images hyperspectrales d'échantillons avec un échantillonage spatial de 20 μm, sur la gamme 0.9-3.55 μm, le tout pour une masse de 2 kg, un volume de 2 à 3 dm^3 et une puissance consommée de l'ordre de 11 W sur une dizaine de minutes. Chacun des sous-systèmes connaît une optimisation en termes d'efficacité, masse et volume par rapport à Phobos Grunt et prépare la prochaine version pour ExoMars. Les conditions difficiles de mesures tant pour Phobos que 1999JU3 (albedo de l'ordre de quelques pourcents) et notre succès à produire des instruments capables de détecter des absorptions de l'ordre de quelques pourcents (en relatif) sur de tels échantillons laissent entrevoir les excellentes performances que l'on pourra obtenir sur Mars et pour une éventuelle future mission Marco Polo de l'ESA à destination d'un astéroïde, tout comme les missions Hayabusa.

Chapitre 13

MicrOmega pour la mission ExoMars

Sommaire

13.1 Introduction **233**
13.2 La mission ExoMars **233**
13.2.1 Mars, une cible privilégiée pour la planétologie 233
13.2.2 ExoMars 236
13.3 MicrOmega ExoMars **237**
13.3.1 Concept général 237
13.3.2 Combinaison microscopie hyperspectrale PIR - spectroscopie RAMAN . . . 238
13.4 Synthèse **241**

13.1 Introduction

L'instrument MicrOmega a été conçu à l'origine pour la mission ExoMars de l'ESA, dont le lancement est actuellement prévu en 2018. Cette ambitieuse mission a pour objectif de caractériser l'habitabilité passée et présente de Mars en analysant la composition d'échantillons prélevés jusqu'à une profondeur de 2 mètres et en recherchant de potentiels composés organiques. MicrOmega, à l'issue de différentes phases de sélection, a été choisi pour faire partie de la charge utile Pasteur du rover ExoMars et en sera un élément important de par sa capacité à cartographier la composition d'échantillons de plusieurs millimètres de côté à l'échelle des grains. Il pourra également être couplé à un spectromètre RAMAN, affinant ainsi sa capacité d'analyse de la minéralogie et de l'éventuelle matière organique.

13.2 La mission ExoMars

13.2.1 Mars, une cible privilégiée pour la planétologie

13.2.1.1 Introduction

Comme expliqué dans le chapitre 1, Mars constitue une cible privilégiée en planétologie, notamment du fait de la conservation de terrains anciens (-4.5,-3.7 Md d'années) sur les hauts plateaux du Sud, alors que la Terre vivait ses premiers instants et peut-être l'émergence de la vie. Cet intérêt s'est accentué ces dernières années avec la découverte dans les terrains les plus anciens de phyllosilicates (Poulet *et al.*, 2005), témoignant de la présence d'eau liquide de façon stable sur des échelles de temps qui pourraient être compatibles avec le développement de la vie.

13.2.1.2 Mars, planète rouge

Mars est connue comme la Planète rouge, son aspect rougeâtre étant dû à l'oxyde de fer III (Fe_2O_3) contenu dans les minéraux de sa surface. Son relief est très accentué, on y trouve le plus haut volcan du système solaire (Olympus Mons) et le plus grand système de failles (Valles Marineris). Mars est entourée d'une atmosphère tenue (environ 6 mbar) principalement constituée de dioxyde de carbone (95 %). Le climat martien actuel est globalement de type glaciaire. Les températures entre 145 et 300 K, la faible pression atmosphérique, ainsi que la faible quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère ne permettent pas actuellement la présence d'eau liquide à l'état stable en surface. Toutefois l'analyse de la composition, de même que la morphologie atteste que de l'eau sous forme liquide a été présente en grande quantité dans le passé.

Mars, tout comme la Terre, est inclinée sur son orbite. L'obliquité est de 25.2°actuellement, ce qui rend possible l'existence de saisons sur Mars. D'autre part, son orbite est elliptique (excentricité de 0.0934), ce qui a tendance dans la configuration actuelle à augmenter le contraste des saisons. Ainsi, au printemps austral, quand Mars est au plus près du Soleil, des tempêtes de poussière locales et parfois régionales apparaissent. Exceptionnellement, ces tempêtes peuvent devenir planétaires et durer plusieurs mois comme ce fut le cas en 1971, et, dans une moindre mesure, en 2001.

La topographie de Mars présente des analogies aussi bien avec la Lune, à travers ses cratères et ses bassins d'impact, qu'avec la Terre, avec des formations telles que des volcans, des rifts, des vallées, des mesas, des champs de dunes et des calottes polaires, témoignant d'une activité géologique et climatique très riche.

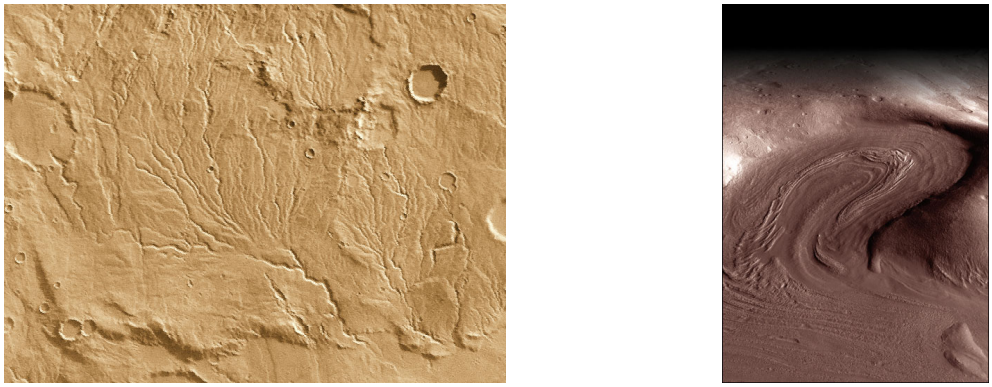


FIGURE 13.1 – *A gauche : vallées fluviatiles dans dans les hauts plateaux méridionaux (Lunae Planum). A droite : traces d'anciens glaciers dans la région de Phlegra Montes.*

13.2.1.3 Vers une histoire de Mars

Trois types majeurs de terrains martiens, caractérisés d'après leur taux de cratérisation, ont très tôt été rattachés à trois époques caractéristiques de l'histoire géologique de la planète. La plus ancienne correspond aux terrains les plus cratérisés ; elle a été qualifiée de Noachien en référence à la région Noachis Terra. La plus récente correspond à la période qui a suivi le bombardement primordial jusqu'à aujourd'hui : c'est l'Amazonien, en référence à Amazonis Planitia, une vaste plaine de l'hémisphère Nord. La période intermédiaire est l'Hespérien, en référence à Hesperia Planum.

Cette structure historique, ne fait appel qu'à un processus exogène : le bombardement de Mars par des objets interplanétaires. Elle ne reflète donc ni les conditions intrinsèques, ni leur évolution. L'identification de minéraux dans ces régions nous a permis de mettre sur ces époques géologiques des processus climatiques et une histoire. Les spectro-imageurs ISM (Phobos-2), OMEGA (Mex) et CRISM (MRO), en identifiant de nouveaux minéraux à la surface de la planète et en les cartographiant, ont notamment contribué à établir cette histoire de Mars. Des phyllosilicates ont été détectés dans les terrains les plus vieux, formés juste après la naissance de la planète il y a de cela 4.5 milliards d'années. Il s'agit de minéraux hydratés qui témoignent d'une altération des roches par de l'eau liquide. Il semble donc que de l'eau liquide ait pu se trouver à l'état stable durant des périodes assez longues. L'ère suivante marque un changement de climat, comme en témoigne une diminution de l'abondance de phyllosilicates. Cette transition minéralogique suggère que l'eau s'est raréfiée, suite à l'échappement des molécules dans l'espace. Cette période est également marquée par un volcanisme intense qui a libéré de grandes quantités de gaz riches en composés soufrés. L'environnement s'est ainsi acidifié. Le soufre a sans doute réagi avec les cations initialement présents dans les minéraux des roches volcaniques et l'eau liquide encore présente pour former des sulfates. La dernière période géologique de la planète Mars correspond à une oxydation des roches en contact avec l'atmosphère et à la formation d'oxydes ferriques.

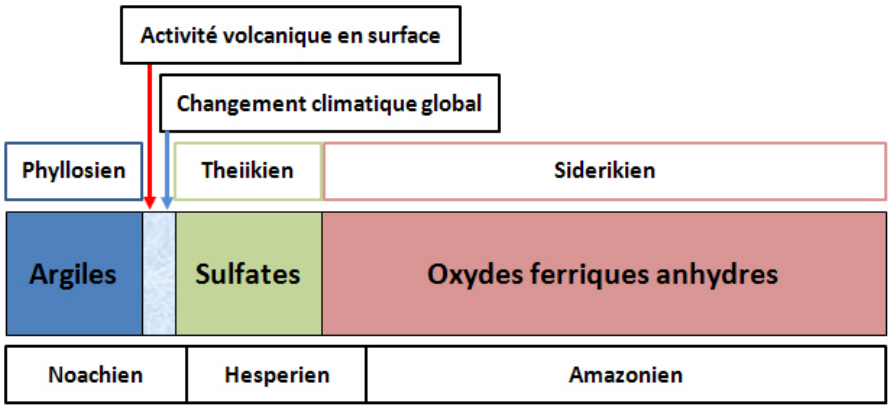


FIGURE 13.2 – *Les différentes ères géologiques sur Mars, et les minéraux associés. D'après Bibring et al., 2006.*

13.2.1.4 Problématiques martiennes

La question de la forme qu'on pu prendre les étendues d'eau liquide, révélées par la présence de phyllosilicates, reste ouverte, de même que la durée pendant laquelle cette eau est restée à l'état liquide. Cette stabilité est un élément important dans l'éventuelle émergence de formes de vie. D'autre part, bien que la présence de phyllosilicates atteste de la présence d'eau liquide en grande quantité sur des périodes assez longues, la détection de carbonates à la surface de Mars reste sporadique. Sur Terre, une grande partie du CO_2 de l'atmosphère s'est dissous dans les océans pour former des ions HCO_3^- et CO_3^{2-}. Ces composés sont susceptibles de précipiter pour former des minéraux de type carbonates. On s'attendrait donc à trouver de grands gisements de ces minéraux également sur Mars. Toutefois, sur Terre, une grande partie de la formation de ces carbonates est due à une interaction avec la biosphère par sédimentation. Une faible présence de ces minéraux sur Mars pourrait s'expliquer de cette façon. Toutefois, si certaines zones ont connu de l'eau à l'était stable, de petites inclusions de carbonates de-

vraient néanmoins se trouver dans les roches si les conditions de pH étaient propices, et devraient être détectables par MicrOmega.

Nous avons vu que la minéralogie était un puissant moyen d'investigation permettant de remonter aux conditions environnementales régnant au moment de la formation du minéral identifié. Si les phases majoritaires ont pu être identifiées et cartographiées depuis l'orbite martienne, les indices qu'elles fournissent ne suffisent pas pour répondre aux questions évoquées précédemment. La prochaine étape est donc de caractériser la surface à l'échelle des grains afin notamment d'identifier de nouvelles phases. Les cibles privilégiées de ces investigations sont les vieux plateaux cratérisés du Sud, notamment les zones où l'on peut détecter des phyllosilicates, attestant de la présence d'eau liquide à l'état stable durant le Noachien.

13.2.2 ExoMars

La mission ExoMars de l'agence spatiale européenne (ESA) a pour objectif d'apporter des éléments de réponse aux questions soulevées dans la section précédente, afin in fine de caractériser le potentiel exobiologique passé et présent de Mars. Cette ambitieuse mission a connu de nombreux aléas et retards depuis son lancement. La mission comporte actuellement un orbiteur (Trace Gas Orbiter / TGO) dont le lancement est prévu pour 2016, et un rover dont le lancement est prévu pour 2018. Nous nous concentrerons dans la suite uniquement sur cette deuxième composante.

Le rover ExoMars sera doté d'une foreuse lui permettant de récolter des échantillons jusqu'à une profondeur de 2 mètres. Afin de localiser les zones où faire des prélèvements, le rover ExoMars sera doté de différents moyens d'investigation :

- à longue distance et en profondeur, au moyen de caméras grand angle (PanCam), d'un radar UHF (WISDOM), d'un spectromètre IR (ISEM) et d'un détecteur de neutrons (Adron) permettant d'identifier des sites d'intérêt ;

- à courte distance, au moyen d'une caméra haute résolution (PanCam HRC) et d'un microscope stéréoscopique (CLUPI).

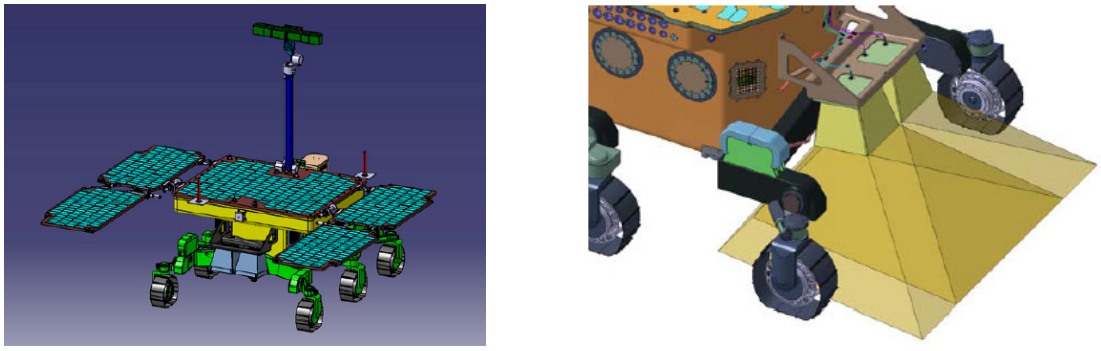


FIGURE 13.3 – *A gauche : image de synthèse du rover ExoMars. A droite : face avant du rover, avec les deux antennes du radar WISDOM permettant d'analyser le sous-sol.*

Les échantillons, une fois prélevés au moyen de la foreuse, seront ensuite broyés avant d'être distri-

bués par un carrousel (SPDS / Sample Preparation and Distribution System) aux différents instruments de la charge utile Pasteur. Cette charge utile comprend trois instruments : le microscope hyperspectral IR MicrOmega, le spectromètre RAMAN RLS et MOMA (Mars Organic Molecule Analyser), un spectromètre de masse couplé à un chromatographe en phase gazeuse.

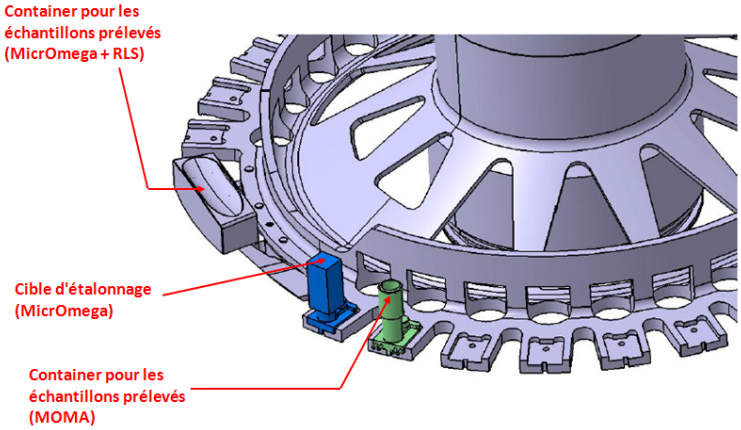


FIGURE 13.4 – *Schéma du système de distribution d'échantillons (SPDS) dans la charge utile Pasteur du rover ExoMars.*

Une des principales forces d'ExoMars est de tirer pleinement partie de la complémentarité des instruments de la charge utile Pasteur. En effet, les instruments MicrOmega, RLS et le laser de désorption de MOMA seront couplés grâce à un protocole de mesure permettant d'utiliser les résultats de MicrOmega pour indiquer des cibles spécifiques à RLS et MOMA et ainsi maximiser le nombre de mesures pertinentes. Ce concept s'appuie notamment sur les algorithmes de détection de grains d'intérêt décrits dans le chapitre 7. La complémentarité entre la spectroscopie RAMAN et IR nous permettra d'affiner les analyses minéralogiques et de l'éventuelle matière organique. Nous détaillerons ce protocole de mesure dans la section suivante.

13.3 MicrOmega ExoMars

13.3.1 Concept général

Le concept de MicrOmega ExoMars est proche de celui de MicrOmega Mascot avec comme objectif une optimisation de la masse et du volume pour descendre en dessous des 2 kg. La consommation électrique sera sensiblement identique à la version précédente avec une consommation moyenne durant la mesure de 11 W sur une période d'une dizaine de minutes. L'échantillon sera situé dans une « ultra clean zone » (UCZ) séparée de l'instrument par une fenêtre en saphir qui ne sera pas en contact avec les grains, contrairement aux versions Phobos Grunt et Mascot. D'autre part, une cible d'étalonnage devrait être positionnée sur le carrousel afin d'effectuer des mesures permettant de recaler en x,y, et λ les mesures obtenues.

Une option actuellement à l'étude consisterait à faire quelques acquisitions également dans le domaine visible en utilisant un détecteur MCT aminci (cf chapitre 4). Cela supposerait l'utilisation de diodes lasers afin d'illuminer l'échantillon. D'autre part, afin de pallier le problème des aberrations chromatiques, qui deviennent de plus en plus importantes à mesure qu'on étend la gamme spectrale de

l'instrument, un système d'imagerie réflectif pourrait être utilisé à la place du système réfractif utilisé pour MicrOmega Phobos Grunt et MicrOmega Mascot. Travailler dans le visible, outre son intérêt du point de vue de l'identification des composés en complétant le jeu de données dans le PIR, offre la possibilité d'accroitre la résolution spatiale de l'instrument sur cette gamme (largeur de la tâche d'Airy pour un grandissement de 1 et une ouverture numérique de 0.1 de l'ordre de 40 μm à 3.2 μm, 12 μm à 1.0 μm et 6 μm à 0.5 μm). On pourrait ainsi combiner un cube-image dans le PIR avec un échantillonnage spatial de 20 microns, avec quelques acquisitions dans visible avec un échantillonnage spatial à 10 μm, les mesures s'effectuant à pleine résolution (10 μm) puis étant binnées à 20 μm dans le PIR. Cela suppose toutefois l'utilisation de matrices de taille plus importante que dans les versions précédentes de MicrOmega (typiquement 512x512 pixels) afin de garantir un champ de vue de 5x5 mm2.

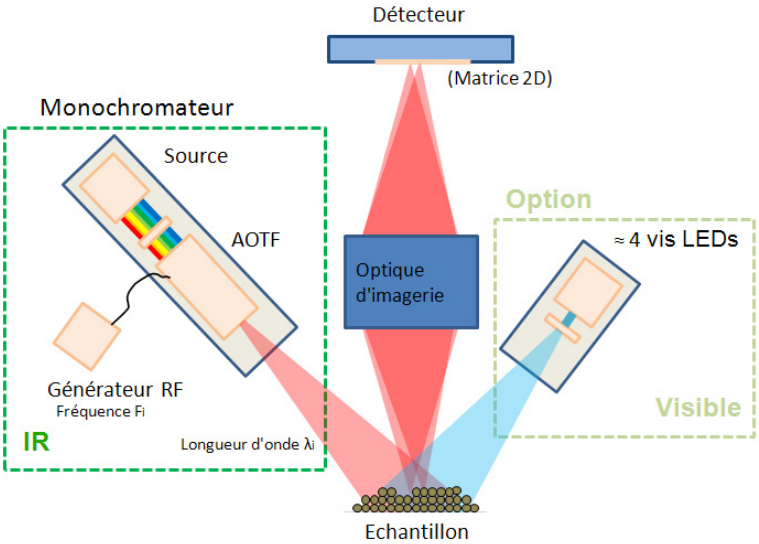


FIGURE 13.5 – *Schéma du concept de l'instrument MicrOmega ExoMars.*

Tant l'acquisition de cubes spectraux d'étalonnage que l'extension possible de la gamme instrumentale dans le visible posent le problème du volume de données à transmettre. L'utilisation des algorithmes présentées dans le chapitre 7 devrait permettre d'effectuer une première étape de compression « intelligente » des donnés suivant la nature des échantillons analysés et ainsi d'en réduire le volume.

13.3.2 Combinaison microscopie hyperspectrale PIR - spectroscopie RAMAN

13.3.2.1 Protocole

Comme démontré dans les chapitres 6 et 7, l'instrument MicrOmega a la capacité de cartographier des échantillons à l'échelle des grains, et d'extraire de ces cartographies la position de grains de composition spécifique. On peut donc se servir de ces données pour indiquer à d'autres instruments, où chercher l'information pertinente, comme la recherche de matière organique au niveau de grains de phyllosilicates par exemple, ou de carbonates. Ainsi a été développé dans le cadre de la mission ExoMars un protocole permettant de coupler le microscope hyperspectrale IR MicrOmega au spectromètre RAMAN RLS, dont la taille de spot est de l'ordre de 50 μm, soit une zone de ≈2.5x2.5 pixels.

L'échantillon est ainsi d'abord analysé avec MicrOmega. Une fois l'analyse terminée, les algorithmes présentés dans le chapitre 7 sont utilisés afin de déterminer de manière automatique si des grains d'une composition présentant un intérêt particulier sont présents (phyllosilicates, carbonates, sulfates par exemple, mais cela peut s'appliquer à d'autres signatures caractéristiques), et si oui, leur position dans l'échantillon, leur taille et leur composition. Le spectromètre RAMAN RLS ne peut effectuer des mesures pour n'importe quelle position mais uniquement suivant un arc de cercle traversant l'échantillon. Les informations sur les grains d'intérêt sont donc triées suivant leur localisation et leur intérêt scientifique. Les positions retenues sont alors converties dans le référentiel lié au système de distribution des échantillons, qui déplacera alors l'échantillon de manière à positionner les zones d'intérêt au niveau du spectromètre RAMAN (incertitude de positionnement inférieure à 50 μm).

13.3.2.2 Tests

Introduction

Afin de mettre en place le protocole décrit dans la section précédente, une collaboration avec l'équipe de F. Rull développant l'instrument RLS sur ExoMars au Centre d'Astrobiologie de Valladolid a été amorcée et une première série de tests préliminaires a été effectuée. Ces essais ont eu pour principal objectif de préparer un test « grandeur nature » qui simulera l'ensemble de la séquence de mesure présentée dans la section précédente, en utilisant notamment les algorithmes développés dans le cadre de cette thèse. D'autre part, ils ont également permis d'étudier la complémentarité entre les deux techniques du point de vue de la caractérisation de l'échantillon. Pour ces tests, des pastilles de minéraux de composition connue telles que présentées dans le chapitre 6, ont été préparées. Différents minéraux (nontronite, montomorillonite, jarosite, alunite, gypse, calcite, dolomite) et de la matière organique provenant de différentes sources (kérogène de type II, matrice de la météorite Orgueil) ont été utilisés, notamment pour tester la complémentarité des deux techniques. Des zones prédéfinies des ces échantillons ont été analysées au moyen d'un microscope IR (microscope iN10 de chez ThermoFisher), puis ces mêmes échantillons ont été passés sur un breadboard représentatif de l'instrument RLS (Fig. 13.6) en donnant comme coordonnées les zones d'intérêts préalablement déterminées. Quelques résultats permettant d'illustrer cette complémentarité sont montrés dans les sections qui suivent.

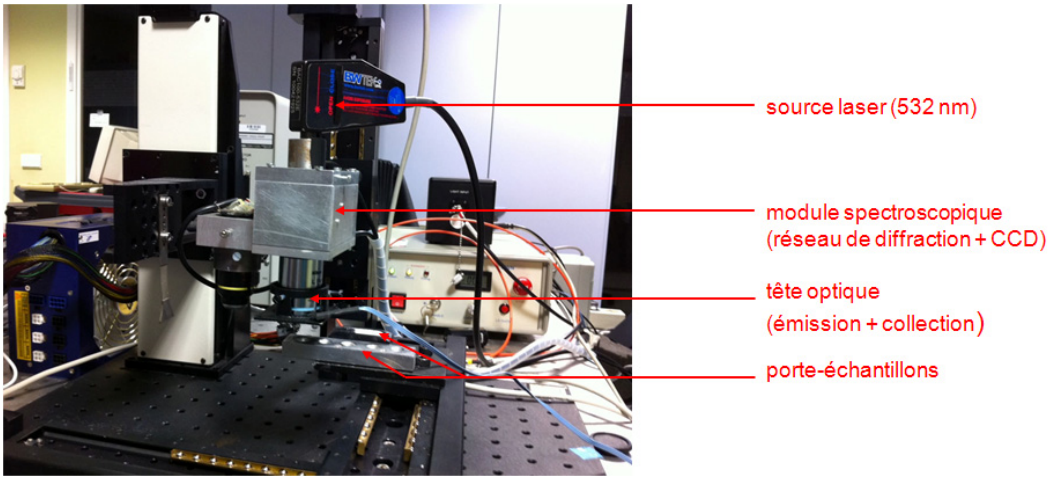


FIGURE 13.6 – *Simulateur de l'instrument RLS, au Centre d'Astrobiologie de Valladolid.*

Complémentarité sur l'analyse de la minéralogie : l'exemple des carbonates

Les carbonates constituent une cible d'intérêt particulier dans le cadre de Mars, comme expliqué dans la section 13.2.1.4. Si la spectroscopie dans le PIR permet d'en faire la détection, leur discrimination (carbonate de calcium, de magnésium, etc.) est très difficile sur notre gamme spectrale de travail, comme en témoigne la figure 13.7, où l'on peut voir les spectres IR de la calcite ($CaCO_3$) et de la dolomite ($CaMg(CO_3)_2$). Cette discrimination est toutefois beaucoup plus aisée en spectroscopie RAMAN (Fig. 13.7). Ainsi la spectroscopie RAMAN peut permettre en complément de la spectroscopie dans le PIR d'affiner l'identification des minéraux présents. D'autres complémentarités entre les deux techniques ont été mises en évidence pour des minéraux de type sulfates, phyllosilicates et mafiques.

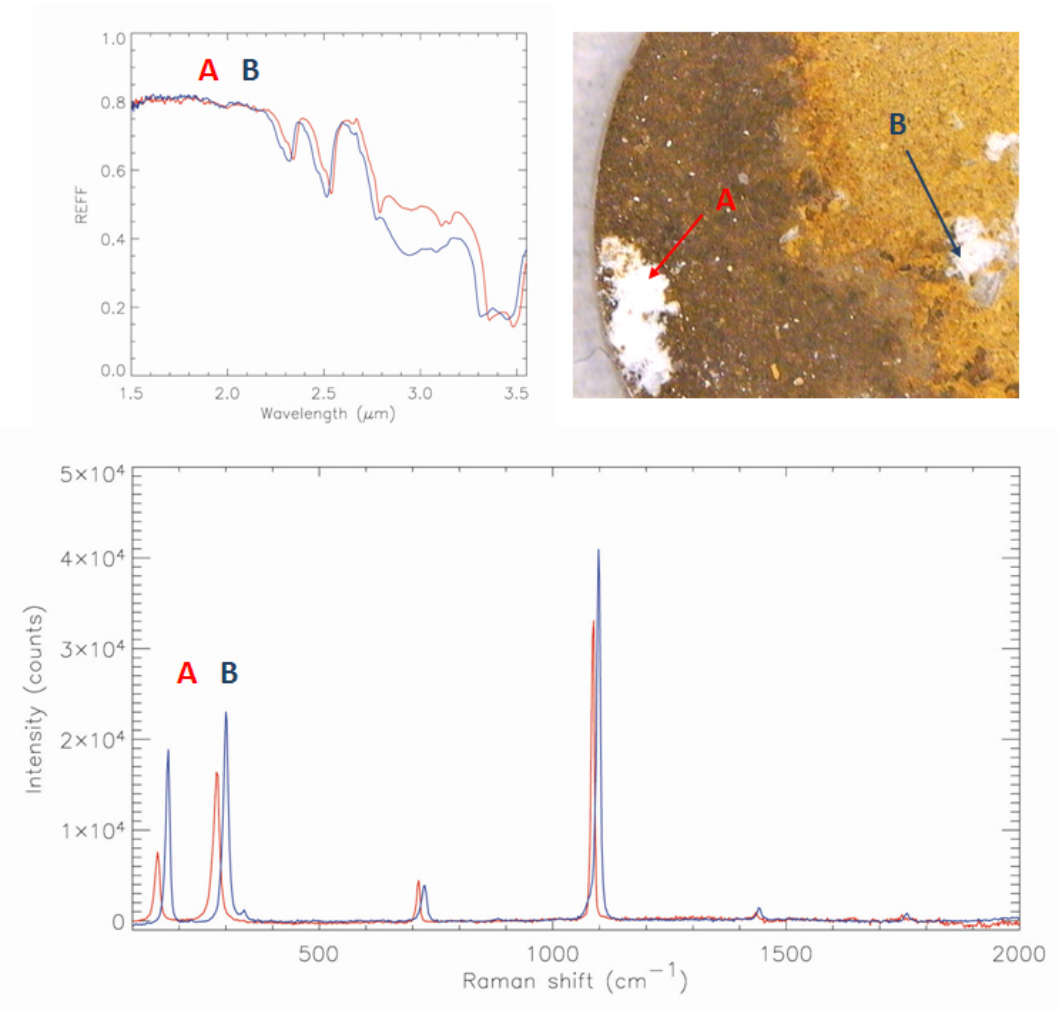


FIGURE 13.7 – *En haut à gauche : image dans le visible d'une pastille composée de jarosite, nontronite, calcite et dolomite. En haut à droite : spectres de réflectance dans le PIR d'une zone de 50x50 μm^2 localisée en A et B sur la photographie. En bas : spectres RAMAN de la même zone de 50x50 μm^2 localisée en A et B sur la photographie.*

Complémentarité sur l'analyse de la matière organique Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, si la détection de matière organique est possible avec MicrOmega sur notre gamme spectrale de tra-

vail, notamment grâce à la bande caractéristique des liaisons C-H des aliphatiques à 3.35-3.5 μm, sa caractérisation reste délicate. En spectroscopie RAMAN toutefois, l'étude des deux bandes caractéristiques de la matière organique (bande D et G) permet d'estimer le degré d'aromaticité de cette matière organique (Tuinstra and Koenig 1970, Quirico, 2003, Bonal 2006), qui est notamment lié dans le cas de petits corps à l'histoire thermique du corps parent (Bonal 2007). La figure 13.8 montre la mise en évidence des bandes D et G dans le cas d'un échantillon composé de nontronite, de montmorillonite et d'un kérogène de type II, ainsi que dans le cas d'un échantillon de la matrice d'Orgueil, composé à quelques pourcents de matière organique.

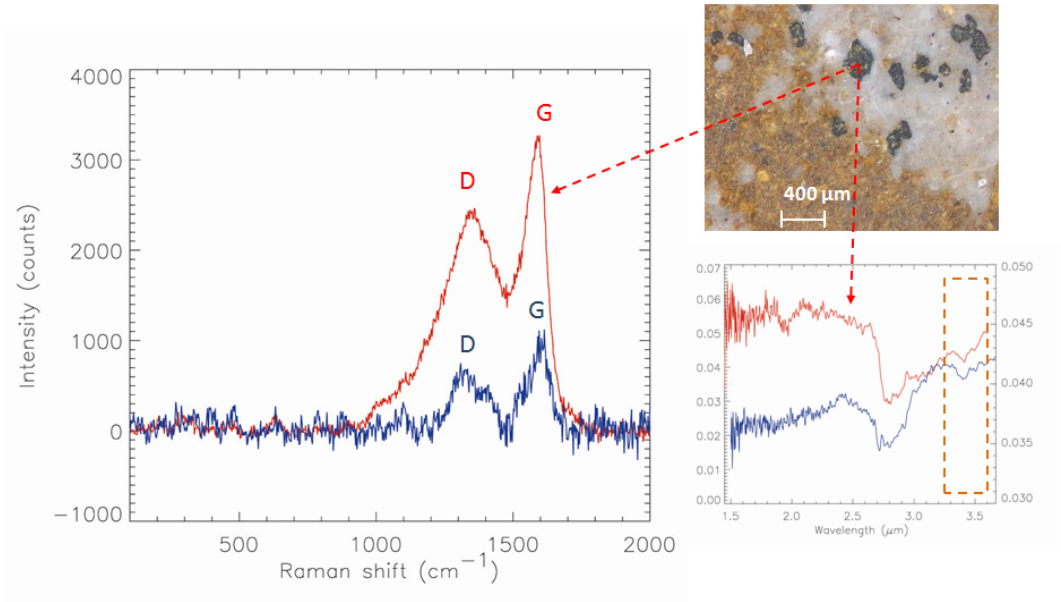


FIGURE 13.8 – *En haut à droite : image dans le visible d'une pastille composée de montmorillonite et de nontronite avec quelques grains de kérogène de type II. En bas à droite : spectre de réflectance dans le PIR d'une zone de 50x50 µm^2 localisée par la flèche sur la photographie (en rouge) et spectre de réflectance dans le PIR d'une zone de 50x50 µm^2 d'une pastille semblable à celle photographiée et composée de matrice de la météorite d'Orgueil (en bleu). A gauche : spectre RAMAN de la même zone de 50x50 µm^2 localisée par la flèche sur la photographie (en rouge) et spectre RAMAN d'une zone de taille comparable sur la pastille composée de matrice de la météorite d'Orgueil.*

La détection de matière organique et une première caractérisation pourraient donc se faire dans un premier temps grâce aux analyses de l'instrument MicrOmega, puis ces analyses pourraient être affinées dans un deuxième temps grâce à l'instrument RLS. Les grains de phyllosilicates et carbonates détectés par MicrOmega pourraient également servir de cibles à RLS pour la recherche de matière organique.

13.4 Synthèse

MicrOmega ExoMars constitue une nouvelle étape dans l'utilisation de la microscopie hyperspectrale dans le cadre de la planétologie. Sa capacité à identifier des grains de composition spécifique sera utilisée afin d'une part de réduire la taille des données à transmettre de façon « intelligente », et d'autre part de désigner des cibles d'intérêt à d'autres instruments. La microscopie hyperspectrale contribuera ainsi dans le cadre de futures missions à augmenter la synergie entre les instruments de la charge utile.

Conclusions et Perspectives

Alors que les sondes en orbite telles que Mars Express, Mars Reconnaissance Orbiter ou encore Cassini nous permettent d'analyser la surface des corps planétaires, révélant des processus géologiques, climatiques et géochimiques d'une grande richesse, l'obtention de données *in situ* est rendue nécessaire afin d'accéder aux phases minoritaires indétectables depuis l'orbite et au couplage entre les différentes phases.

Dans ce contexte, l'adaptation de la technique d'imagerie hyperspectrale à l'échelle microscopique vise à permettre l'accès à la composition d'un échantillon à l'échelle des grains. L'analyse des spécifications requises pour un tel instrument montre qu'une gamme spectrale entre 0.9 et 3.55 μm est un bon compromis entre capacité d'identification et contraintes instrumentales (notamment liées au flux thermique produit par l'environnement du détecteur). La plupart des grandes familles de minéraux peuvent ainsi être identifiées (minéraux mafiques, sulfates, phyllosilicates, carbonates, etc.) et les membres d'une même famille peuvent être discriminés de façon à affiner l'identification (HCP/LCP pour les pyroxènes, cation dans les phyllosilicates, etc.). Cette gamme spectrale permet en outre une détection, voire une éventuelle caractérisation de la matière organique. Un échantillonnage modéré de l'ordre de 20 cm^{-1} est tout à la fois requis et suffisant pour ces analyses. En outre, l'instrument doit avoir un rapport S/B permettant la détection de bandes d'absorption de l'ordre de quelques pourcents à l'échelle du pixel. Le compromis entre l'échantillonnage spatial (largeur des pixels imagés) et le champ de vue global, pour des matrices de détecteurs disponibles, conduit à des valeurs de 15 à 30 μm pour le premier, et de quelques millimètres pour le second. Un critère important est la profondeur de champ, de 100 à 200 μm typiquement. L'ensemble est en accord avec l'objectif d'analyser *in situ* des échantillons à l'échelle des grains constitutifs, pour une grande diversité d'objets planétaires.

Ces spécifications fixent de fortes contraintes sur l'ensemble des sous-systèmes. Les développements techniques récents liés aux détecteurs matriciels dans le proche infrarouge, aux machines cryogéniques de dimension et masse réduites, ainsi qu'aux AOTF nous donnent désormais la capacité de développer des instruments de type microscopes hyperspectraux répondant à ces objectifs et compatibles en termes de masse, volume, puissance et télémétrie avec les contraintes fortes liées à un atterrisseur/rover.

La mise en oeuvre d'un système de dispersion de la lumière de type AOTF permet notamment un gain significatif sur l'intensité du signal illuminant l'échantillon par rapport à un réseau de diffraction classique (jusqu'à plusieurs ordres de grandeur), tout en augmentant la fiabilité du système (aucune pièce mobile). Les largeurs à mi-hauteurs des bandes passantes de l'ordre de 20 cm^{-1} sont larges mais

suffisamment fines par rapport à nos besoins et la puissance requise est limitée (≈2 W).

Les détecteurs matriciels de type HgCdTe permettent d'adapter la gamme spectrale à nos besoins, tout en garantissant des courants d'obscurité relativement faibles par rapport aux autres matériaux comme l'InSb par exemple. Les matrices existant à l'heure actuelle sont de l'ordre de quelques centaines de pixels de côté pour des tailles de pixel de 15 à 30 μm . D'autre part, avec les techniques d'amincissement du détecteur, leur gamme spectrale peut désormais être étendue dans le visible, ouvrant la voie à des microscopes hyperspectraux dans le proche infrarouge permettant d'acquérir des images également dans le visible avec une meilleure résolution spatiale puisque moins limitée par la diffraction.

Le développement de machines cryogéniques de faible volume (<1 dm^3), masse (200 à 350 g) et consommation (<10 W en descente à froid puis <3W) a également permis de s'affranchir des contraintes thermiques sur le détecteur ainsi que sur la pupille, en permettant des refroidissements à des températures de 110 à 120 K typiquement.

Enfin le développement de nouveaux systèmes d'étalonnage en vol ne nécessitant aucune pièce mobile permet un recalage des mesures au moment du traitement, sans nécessiter l'acquisition et la transmission d'un cube-image de référence, moyennant une perte sur la connaissance du champ plat.

La masse d'un tel instrument est inférieure à 2 kg pour les modèles les plus récents, occupe un volume de 2-3 dm^3 et consomme en moyenne 11 W sur une durée de l'ordre de la dizaine de minutes. Ses performances quant à elles permettent d'atteindre des rapports S/B de l'ordre de plusieurs milliers à l'échelle du pixel avec un facteur de réflectance de 1, ce qui permet de détecter des bandes de quelques pourcents sur des matériaux avec un facteur de réflectance de 5 %. Cela requiert néanmoins une optimisation des différents sous-systèmes afin de minimiser les flux parasites (flux thermiques, courant d'obscurité, réflexions parasites) de même qu'une caractérisation fine des biais instrumentaux au moment de l'étalonnage.

Les tests effectués sur un breadboard représentatif de l'instrument, puis sur une version de vol (MicrOmega Phobos Grunt) au moment de son étalonnage ont permis de valider les capacités de l'instrument à réaliser des cartes de composition d'échantillons comprenant divers minéraux et composés organiques, avec une relative insensibilité à la focalisation (moyennant une perte de résolution spatiale). Des mesures réalisées au moyen d'un microscope IR disposant d'une platine (x,y,z) et donc capable également de faire de la cartographie d'échantillons, ont confirmé ces résultats.

Cette capacité de la microscopie hyperspectrale a notamment été utilisée afin de réaliser des algorithmes d'identification de grains de composition spécifique, implémentables sur un atterrisseur/rover afin de sélectionner des zones de l'image à transmettre en haute résolution spatiale et d'autres avec une résolution dégradée de manière à limiter la quantité de données à transmettre. Ces algorithmes pourront être également utilisés afin de sélectionner des zones d'intérêt pour d'autres instruments ayant une surface d'investigation plus réduite. Ainsi dans le cadre de la mission ExoMars, le RLS (RAMAN Laser Spectrometer) dont le spot fait une cinquantaine de μm de diamètre aura la possibilité d'utiliser les résultats de ces algorithmes pour se positionner, par exemple sur des grains hydratés ou carbonés. Une collaboration avec l'équipe de F. Rull, qui développe cet instrument, a été initiée afin de développer la complémentarité entre les deux instruments. La technique de microscopie hyperspectrale par son apti-

tude à cartographier la composition d'un échantillon pourra constituer un moyen efficace d'augmenter la synergie entre instruments au sein de la charge utile.

De nouvelles pistes de développement sont envisageables afin d'accroître les performances de MicrOmega. Le passage à une optique réflective dans le système de détection permettrait notamment de s'affranchir des contraintes liées aux aberrations chromatiques, de plus en plus fortes à mesure que l'on étend la gamme spectrale de l'instrument, sans passer par des optiques réfractives complexes et massives. Un gain sur la masse de l'instrument est également envisageable en utilisant de nouvelles machines cryogéniques de masse et taille optimisées (passage d'une machine cryogénique de 350 g à une machine de 200 g) ; toutefois, leur qualification spatiale, ainsi que l'évaluation de leurs performances dans le contexte opérationnel spécifique de la microscopie hyerspectrale, reste à effectuer. Ce gain sur le volume et sur la masse pourrait être utilisé afin d'augmenter la taille des optiques de collection au niveau du système de détection afin d'accroître la résolution spatiale de l'instrument, limitée par la diffraction. L'utilisation d'un AOTF avec une longueur d'interaction plus importante permettrait également d'augmenter la résolution spectrale de l'instrument. Toutefois, dans ces deux cas, les gains seront limités, typiquement à un facteur entre 1 et 2 si l'on veut conserver le caractère compact et peu massif de l'instrument.

A ce jour, quatre microscopes hyperspectraux spatiaux ont été développés ou sont en cours de développement : CIVA-M/I sur l'atterrisseur Philae de la mission Rosetta de l'ESA, et trois instruments de type MicrOmega, pour les missions Phobos Grunt de Roskosmos, Hayabusa-2 de la JAXA et ExoMars de l'ESA. Ces instruments ont des cibles très diverses : une comète (Churyumov-Gerasimenko), un astéroïde de classe C et la planète Mars. Ils contribueront à l'analyse de leur surface, en permettant d'identifier les composants d'échantillons à l'échelle de leurs grains constitutifs, qu'ils soient de type minéraux, glaces ou composés organiques. Ainsi, la microscopie hyperspectrale devrait jouer un rôle majeur dans la compréhension de la formation et de l'évolution du système solaire.

Bibliographie

Abe, S., Mukai, T., Hirata, N., Barnouin-Jha, O. S., Cheng, A. F., Demura, H., Gaskell, R. W., Hashimoto, T., Hiraoka, K., Honda, T., Kubota, T., Matsuoka, M., Mizuno, T., Nakamura, R., Scheeres, D. J., Yoshikawa, M., Jun. 2006. Mass and Local Topography Measurements of Itokawa by Hayabusa. Science 312, 1344–1349.

Batson, R. M., Edwards, K., Duxbury, T. C., 1992. Geodesy and cartography of the Martian satellites. pp. 1249–1256.

Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gendrin, A., Gondet, B., Poulet, F., Berthé, M., Soufflot, A., Arvidson, R., Mangold, N., Mustard, J., Drossart, P., 2005. Mars Surface Diversity as Revealed by the OMEGA/Mars Express Observations. Science 307, 1576–1581.

Brissaud, O., Schmitt, B., Bonnefoy, N., Douté, S., Rabou, P., Grundy, W., Fily, M., Mar. 2004. Spectrogonio Radiometer for the Study of the Bidirectional Reflectance and Polarization Functions of Planetary Surfaces. 1. Design and Tests. Applied Optics 43, 1926–1937.

Brown, M. E., Roberts, J. E., Schaller, E. L., Feb. 2010. Clouds on Titan during the Cassini prime mission : A complete analysis of the VIMS data. Icarus 205, 571–580.

Burns, J. A., 1978. The dynamical evolution and origin of the Martian moons. Vistas in Astronomy 22, 193–208.

Burns, J. A., 1992. Contradictory clues as to the origin of the Martian moons. pp. 1283–1301.

Campins, H., Emery, J. P., Kelley, M., Fernández, Y., Licandro, J., Delbó, M., Barucci, A., Dotto, E., Aug. 2009. Spitzer observations of spacecraft target 162173 (1999 JU3). Astronomy and Astrophysics 503, L17–L20.

Chang, I. C., Jan. 1976. Acoustooptic devices and applications. IEEE Transactions on Sonics Ultrasonics 23, 2–22.

Chappelow, J. E., Herrick, R. R., Oct. 2008. On the origin of a double, oblique impact on Mars. Icarus 197, 452–457.

Chapront-Touze, M., Dec. 1990. Orbits of the Martian satellites from ESAPHO and ESADE theories. Astronomy and Astrophysics 240, 159–172.

Clark, R. N., Dec. 1983. Spectral properties of mixtures of montmorillonite and dark grains - Implications for remote sensing minerals containing chemically and physically adsorbed water. J. Geophys. Res. 88, 10635–10644.

Clark, R. N., Curchin, J. M., Hoefen, T. M., Swayze, G. A., Mar. 2009. Reflectance spectroscopy of organic compounds : 1. Alkanes. Journal of Geophysical Research (Planets) 114, 3001.

Clark, R. N., Lucey, P. G., Jul. 1984. Spectral properties of ice-particulate mixtures and implications for remote sensing. I - Intimate mixtures. J. Geophys. Res. 89, 6341–6348.

Clark, R. N., Roush, T. L., Jul. 1984. Reflectance spectroscopy - Quantitative analysis techniques for remote sensing applications. J. Geophys. Res. 89, 6329–6340.

Clark, R. N., Swayze, G. A., Gallagher, A., King, T. V. V., Calvin, W. M., 1993. Digital Spectral Library : Version 1 : 0.2 to 3.0 microns. U.S. Geological Survey.

Clark, T., Farley, R. D., 1984. Severe Downslope Windstorm Calculations in Two and Three Spatial Dimensions Using Anelastic Interactive Grid Nesting : A Possible Mechanism for Gustiness. Journal of the Atmospheric Sciences 41 (3), 329–350.

Craddock, R. A., Feb. 2011. Are Phobos and Deimos the result of a giant impact ? Icarus 211, 1150–1161.

Cronin, J. R., Pizzarello, S., Cruikshank, D. P., 1988. Organic matter in carbonaceous chondrites, planetary satellites, asteroids and comets. pp. 819–857.

Cruikshank, D. P., Dalle Ore, C. M., Jun. 2003. Spectral Models of Kuiper Belt Objects and Centaurs. Earth Moon and Planets 92, 315–330.

Cruikshank, D. P., Owen, T. C., Ore, C. D., Geballe, T. R., Roush, T. L., de Bergh, C., Sandford, S. A., Poulet, F., Benedix, G. K., Emery, J. P., May 2005. A spectroscopic study of the surfaces of Saturn's large satellites : H_2O ice, tholins, and minor constituents. Icarus 175, 268–283.

Delbo', M., Dell'Oro, A., Harris, A. W., Mottola, S., Mueller, M., Sep. 2007. Thermal inertia of near-Earth asteroids and implications for the magnitude of the Yarkovsky effect. Icarus 190, 236–249.

Denevi, B. W., Lucey, P. G., Sherman, S. B., Feb. 2008. Radiative transfer modeling of near-infrared spectra of lunar mare soils : Theory and measurement. J. Geophys. Res. 113, 2003.

Dollfus, A., Nov. 1998. Lunar Surface Imaging Polarimetry : I. Roughness and Grain Size. Icarus 136, 69–103.

Dollfus, A., Deschamps, M., Jul. 1986. Grain-size determination at the surface of Mars. Icarus 67, 37–50.

Dollfus, A., Deschamps, M., Zimbelman, J. R., Feb. 1993. Soil texture and granulometry at the surface of Mars. J. Geophys. Res. 98, 3413–3429.

Dollfus, A., Wolff, M., Geake, J. E., Dougherty, L. M., Lupishko, D. F., 1989. Photopolarimetry of asteroids. In : Binzel, R. P., Gehrels, T., Matthews, M. S. (Eds.), Asteroids II. pp. 594–616.

Dones, L., Cuzzi, J. N., Showalter, M. R., Sep. 1993. Voyager Photometry of Saturn's A Ring. Icarus 105, 184–215.

Douté, S., Schmitt, B., Dec. 1998. A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths. J. Geophys. Res. 103, 31367–31390.

Duxbury, T. C., Veverka, J., Sep. 1977. Viking imaging of PHOBOS and Deimos - an overview of the primary mission. J. Geophys. Res. 82, 4203–4211.

Elachi, C., van Zyl, J. J., 2006. Introduction to the Physics and Techniques of Remote Sensing : Second Edition. John Wiley and Sons.

Eluszkiewicz, J., Leliwa-Kopystynski, J., Kossacki, K. J., 1998. Metamorphism of Solar System Ices. In : Schmitt, B., de Bergh, C., Festou, M. (Eds.), Solar System Ices. Vol. 227 of Astrophysics and Space Science Library. p. 119.

Ferris, J. P., Ertem, G., Kamaluddin, Agarwal, V., Hua, L. L., 1989. Mineral catalysis of the formation of the phosphodiester bond in aqueous solution : The possible role of montmorillonite clays. Advances in Space Research 9, 67–75.

Ferris, J. P., Miyakawa, S., Huang, W., Joshi, P., Dec. 2005. Montmorillonite Clay-Catalyzed Synthesis of RNA Oligomers. AGU Fall Meeting Abstracts, B993.

Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., Huot., J.-P., 1999. Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. J. Geophys. Res. 104, 24,155–24,176.

Franchi, M., Ferris, J. P., Gallori, E., Feb. 2003. Cations as Mediators of the Adsorption of Nucleic Acids on Clay Surfaces in Prebiotic Environments. Origins of Life and Evolution of the Biosphere 33, 1–16.

Fujiwara, A., Kawaguchi, J., Yeomans, D. K., Abe, M., Mukai, T., Okada, T., Saito, J., Yano, H., Yoshikawa, M., Scheeres, D. J., Barnouin-Jha, O., Cheng, A. F., Demura, H., Gaskell, R. W., Hirata, N., Ikeda, H., Kominato, T., Miyamoto, H., Nakamura, A. M., Nakamura, R., Sasaki, S., Uesugi, K., Jun. 2006. The Rubble-Pile Asteroid Itokawa as Observed by Hayabusa. Science 312, 1330–1334.

Garvie, L. A. J., Baumgardner, G., Buseck, P. R., Mar. 2007. Cross-Sectional Analysis of Carbonaceous Nanoglobules from the Tagish Lake (C2) Meteorite. In : Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts. Vol. 38 of Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts. p. 1924.

Garvie, L. A. J., Buseck, P. R., Aug. 2004. Nanosized carbon-rich grains in carbonaceous chondrite meteorites. Earth and Planetary Science Letters 224, 431–439.

Garvie, L. A. J., Buseck, P. R., Apr. 2006. Carbonaceous materials in the acid residue from the Orgueil carbonaceous chondrite meteorite. Meteoritics and Planetary Science 41, 633–642.

Garvie, L. A. J., Buseck, P. R., 2007. Prebiotic carbon in clays from Orgueil and Ivuna (CI), and Tagish Lake (C2 ungrouped) meteorites. Meteoritics and Planetary Science 42, 2111–2117.

Gendrin, A., Mangold, N., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gondet, B., Poulet, F., Bonello, G., Quantin, C., Mustard, J., Arvidson, R., LeMouélic, S., 2005. Sulfates in Martian Layered Terrains : The OMEGA/Mars Express View. Science 307, 1587–1591.

Gilmour, I., Dec. 2003. Structural and Isotopic Analysis of Organic Matter in Carbonaceous Chondrites. Treatise on Geochemistry 1, 269–290.

Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., Morbidelli, A., May 2005. Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. Nature 435, 466–469.

Goutzoulis, A. P., Pape, D. R., 1994. Chapter 4 : Acousto-optic tunable filters.

Gradie, J., Veverka, J., Jan. 1982. When are spectral reflectance curves comparable. Icarus 49, 109–119.

Grundy, W. M., Buie, M. W., Stansberry, J. A., Spencer, J. R., Schmitt, B., Dec. 1999. Near-Infrared Spectra of Icy Outer Solar System Surfaces : Remote Determination of H2O Ice Temperatures. Icarus 142, 536–549.

Grundy, W. M., Schmitt, B., Nov. 1998. The temperature-dependent near-infrared absorption spectrum of hexagonal H2O ice. J. Geophys. Res. 103, 25809–25822.

Hapke, B., 1981. Bidirectional reflectance spectroscopy 1. Theory. J. Geophys. Res. 86, 3039–3054.

Harris, A. W., Mueller, M., Delbó, M., Bus, S. J., Jun. 2007. Physical characterization of the potentially hazardous high-albedo Asteroid (33342) 1998 WT_{24} from thermal-infrared observations. Icarus 188, 414–424.

Harris, S. E., Wallace, R. W., Jun. 1969. Acousto-Optic Tunable Filter. Journal of the Optical Society of America (1917-1983) 59, 744.

Hartman, B., Domingue, D., Feb. 1998. Scattering of Light by Individual Particles and the Implications for Models of Planetary Surfaces. Icarus 131, 421–448.

Hasegawa, S., Müller, T. G., Kawakami, K., Kasuga, T., Wada, T., Ita, Y., Takato, N., Terada, H., Fujiyoshi, T., Abe, M., Dec. 2008. Albedo, Size, and Surface Characteristics of Hayabusa-2 Sample-Return Target 162173 1999 JU3 from AKARI and Subaru Observations. Publications of the Astronomical Society of Japan 60, 399.

Hayatsu, R., Scott, R. G., Winans, R. E., Dec. 1983. Comparative Structural Study of Meteoritic Polymer with Terrestrial Geopolymers Coal and Kerogen. Meteoritics 18, 310.

Irvine, W. M., Pollack, J. B., 1968. Infrared optical properties of water and ice spheres. Icarus 8, 324–360.

Johnson, J. R., Grundy, W. M., May 2001. Visible/near-infrared spectra and two-layer modeling of palagonite-coated basalts. Geophys. Res. Lett. 28, 2101–2104.

Klein, W. R., Cook, B. D., 1967. Unified approach to ultrasonic light diffraction. IEEE Trans., 123–134.

Langevin, Y., Douté, S., Vincendon, M., Poulet, F., Bibring, J.-P., Gondet, B., Schmitt, B., Forget, F., 2006. No signature of clear CO_2 ice from the 'cryptic' regions in Mars' south seasonal polar cap. Nature 442, 790–792.

Langevin, Y., Forni, O., Dec. 2000. Image and spectral image compression for four experiments on the ROSETTA and Mars Express missions of ESA. In : Tescher, A. G. (Ed.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Vol. 4115 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. pp. 364–373.

Langevin, Y. J. H., 1978. Investigation of the surface evolution of the small bodies of the solar system. Ph.D. thesis, Paris XI, Universite, Docteur es-Sciences Thesis, 1978. 213 p. In French.

Leroi, V., Bibring, J. P., Berthé, M., Aug. 2008. MicrOmega : a VIS/NIR hyperspectral microscope for in situ analysis in space. In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Vol. 7010 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.

Lynch, D. K., Russell, R. W., Rudy, R. J., Mazuk, S., Venturini, C. C., Hammel, H. B., Sykes, M. V., Puetter, R. C., Perry, R. B., Oct. 2007. Infrared Spectra of Deimos (1-13 μm) and Phobos (3-13 μm). The Astronomical Journal 134, 1459–1463.

McGuire, A. F., Hapke, B. W., Jan. 1995. An experimental study of light scattering by large, irregular particles. Icarus 113, 134–155.

Morris, R. V., Lawson, C. A., Gibson, Jr., E. K., Lauer, Jr., H. V., Nace, G. A., Stewart, C., Mar. 1985. Spectral and other physicochemical properties of submicron powders of hematite (alpha-Fe2O3), maghemite (gamma-Fe2O3), magnetite (Fe3O4), goethite (alpha-FeOOH), and lepidocrocite (gamma-FeOOH). J. Geophys. Res. 90, 3126–3144.

Mueller, T. G., Lagerros, J. S. V., Oct. 1998. Asteroids as far-infrared photometric standards for ISOPHOT. Astronomy and Astrophysics 338, 340–352.

Müller, T. G., Sekiguchi, T., Kaasalainen, M., Abe, M., Hasegawa, S., Nov. 2005. Thermal infrared observations of the Hayabusa spacecraft target asteroid <ASTROBJ>25143 Itokawa</ASTROBJ>. Astronomy and Astrophysics 443, 347–355.

Müller, T. G., Sterzik, M. F., Schütz, O., Pravec, P., Siebenmorgen, R., Sep. 2004. Thermal infrared observations of near-Earth asteroid <ASTROBJ>2002 NY40</ASTROBJ>. Astronomy and Astrophysics 424, 1075–1080.

Murchie, S., Erard, S., Sep. 1996. Spectral Properties and Heterogeneity of PHOBOS from Measurements by PHOBOS 2. Icarus 123, 63–86.

Nash, D. B., Jun. 1983. Io's 4-micron band and the role of adsorbed SO2. Icarus 54, 511–523.

Nash, D. B., Conel, J. E., 1974. Spectral reflectance systematics for mixtures of powdered hypersthene, labradorite, and ilmenite. J. Geophys. Res. 79, 1615–1621.

Okada, T., Shirai, K., Yamamoto, Y., Arai, T., Ogawa, K., Hosono, K., Kato, M., Jun. 2006. X-ray Fluorescence Spectrometry of Asteroid Itokawa by Hayabusa. Science 312, 1338–1341.

Pang, K. D., Pollack, J. B., Veverka, J., Lane, A. L., Ajello, J. M., Jan. 1978. The composition of PHOBOS - Evidence for carbonaceous chondrite surface from spectral analysis. Science 199, 64–66.

Parkin, K. M., Burns, R. G., Mar. 1980. High Temperature Crystal Field Spectra of Transition Metal-Bearing Minerals : Relevance to Remote-Sensed Spectra of Planetary Surfaces. In : Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts. Vol. 11 of Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts. pp. 854–856.

Peltoniemi, J. I., Lumme, K., 1992. Light scattering by closely packed particulate media. Journal of the Optical Society of America A 9, 1320–1326.

Phariseau, P., 1956. On the diffraction of light by progressive ultrasonic waves. Proc. Indian Acad. Sci. 44.

Pieters, C. M., Nov. 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., Englert, P. A. J., 1993. Remote Geochemical Analysis, Elemental and Mineralogical Composition.

Pinnavaia, T. J., Apr. 1983. Intercalated Clay Catalysts. Science 220, 365–371.

Pollack, J. B., Burns, J. A., Tauber, M. E., Mar. 1979. Gas drag in primordial circumplanetary envelopes - A mechanism for satellite capture. Icarus 37, 587–611.

Pommerol, A., Schmitt, B., Oct. 2008. Strength of the H_2O near-infrared absorption bands in hydrated minerals : Effects of particle size and correlation with albedo. J. Geophys. Res. 113, 10009.

Poulet, F., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J. F., Mangold, N., Vincendon, M., Gondet, B., Pinet, P., Bardintzeff, J.-M., Platevoet, B., May 2009. Quantitative compositional analysis of martian mafic regions using the MEx/OMEGA reflectance data 1. Methodology, uncertainties and examples of application. Icarus 201, 69–83.

Quirico, E., Schmitt, B., Bini, R., Salvi, P. R., Sep. 1996. Spectroscopy of some ices of astrophysical interest : SO2, N2 and N2 :CH4 mixtures. pss 44, 973–986.

Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Rannou, P., Sotin, C., Brown, R. H., Barnes, J. W., Griffith, C. A., Burgalat, J., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Nicholson, P. D., Nov. 2011. Titan's cloud seasonal activity from winter to spring with Cassini/VIMS. Icarus 216, 89–110.

Rosenblatt, P., Le Maistre, S., Marty, J., Dehant, V., Paetzold, M., van Hoolst, T., Dec. 2008. Improvement of the Mass Determination of Both Martian Moons Using MEX, MGS, ODY and MRO Tracking Data. AGU Fall Meeting Abstracts, B1377.

Salama, F., Allamandola, L. J., Witteborn, F. C., Cruikshank, D. P., Sandford, S. A., Bregman, J. D., Jan. 1990. The 2.5-5.0 micron spectra of Io - Evidence for H2S and H2O frozen in SO2. Icarus 83, 66–82.

Schultz, P., Lutz, A. B., Jan. 1988. Polar wandering of Mars. Icarus 73, 91–141.

Schultz, P. H., Lutz-Garihan, A. B., Jan. 1982. Grazing impacts on Mars : a record of lost satellites. J. Geophys. Res. 87, 84.

Shkuratov, Y., Starukhina, L., Hoffmann, H., Arnold, G., Feb. 1999. A Model of Spectral Albedo of Particulate Surfaces : Implications for Optical Properties of the Moon. Icarus 137, 235–246.

Singer, R. B., Sep. 1981. Near-infrared spectral reflectance of mineral mixtures - Systematic combinations of pyroxenes, olivine, and iron oxides. J. Geophys. Res. 86, 7967–7982.

Smythe, W. D., Apr. 1975. Spectra of hydrate frosts - Their application to the outer solar system. Icarus 24, 421–427.

Strom, R. G., Croft, S. K., Barlow, N. G., 1992. The Martian impact cratering record. pp. 383–423.

Tokunaga, A. T., Nagata, T., Smith, R. G., Nov. 1987. Detection of a new emission band at 2.8 microns in Comet P/Halley. AA 187, 519–522.

Veverka, J., 1978. The surfaces of PHOBOS and Deimos. Vistas in Astronomy 22, 163–191.

Vilas, F., Apr. 2008. Spectral Characteristics of Hayabusa 2 Near-Earth Asteroid Targets 162173 1999 JU3 and 2001 QC34. The Astronomical Journal 135, 1101–1105.

Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., Mandell, A. M., Jul. 2011. A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. Nature 475, 206–209.

Yano, T., Watanabe, A., Sep. 1976. Acoustooptic TeO2 tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction. Applied optics 15, 2250–2258.

Yurimoto, H., Abe, K.-i., Abe, M., Ebihara, M., Fujimura, A., Hashiguchi, M., Hashizume, K., Ireland, T. R., Itoh, S., Katayama, J., Kato, C., Kawaguchi, J., Kawasaki, N., Kitajima, F., Kobayashi, S., Meike, T., Mukai, T., Nagao, K., Nakamura, T., Naraoka, H., Noguchi, T., Okazaki, R., Park, C., Sakamoto, N., Seto, Y., Takei, M., Tsuchiyama, A., Uesugi, M., Wakaki, S., Yada, T., Yamamoto, K., Yoshikawa, M., Zolensky, M. E., Aug. 2011. Oxygen Isotopic Compositions of Asteroidal Materials Returned from Itokawa by the Hayabusa Mission. Science 333, 1116–.

Annexes

Annexe A

Algorithmes de détection automatique de grains de composition spécifique

ALGORITHM DESCRIPTION: DETECTION OF GRAINS OF INTEREST

Inputs/outputs

1st step: determination of the criteria and threshold values

Inputs:
- *TC*

Outputs:
- *Code for each wanted search criteria*, integer, 10 bits
- *Value for each adjustable variable in the algorithm*, integer or fix, 12 bits

Operations:
- Search criteria and value for each adjustable variable that will be used in the processing are retrieved from a TC

2nd step: data retrieval

Inputs:
- *Hypercube* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels + nb of dark acquisitions + nb of background acquisitions), integer matrix, 14 bits

Outputs:
- *Spectral image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), integer matrix, 14 bits
- *Background* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), integer matrix, 14 bits. If we make the assumption that there were 4 background acquisitions, we use 16 bits to sum the images and remove the 2 least significant bits.
- *Dark* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), integer matrix, 14 bits. If we make the assumption that there were 4 dark acquisitions, we use 16 bits to sum the images and remove the 2 least significant bits.

Operations:
- Data retrieval
- Computation of the mean value for each pixel (dark and background)

3rd step: background correction

Inputs:
- *Spectral image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), integer matrix, 14 bits
- *Background* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), integer matrix, 14 bits

Outputs:
- *Corrected spectral image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), integer matrix, 14 bits. We use 15 bits to make the subtraction (negative sign), then we put the negative values to zero and remove the least significant bit.

Operations:
- Background subtraction from the spectral image

4th step: spectrum retrieval for each pixel

Inputs:
- *Sample corrected spectral image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), integer matrix, 14 bits
- *Reference corrected spectral image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), integer matrix, 14 bits

Outputs:

- *Sample spectrum matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), fixed-point matrix, 16 bits (4+12, between 0 and 16, 0.000244 step). We use 24 bits for the division (8+14) (if the value of the sample corrected spectral image is less than 2^6 then it is set to 2^6) , then we put the values greater than 16 to the maximal value (16) and remove the 12 least significant bit.

Operations:

- Division of the sample corrected spectral image by the reference corrected spectral image.

5th step: retrieval of the dead pixels

Inputs:

- *Reference background image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), integer matrix, 14 bits

Outputs:

- *Dead pixel matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Operations:

- If the value of the reference background image is less than a threshold value, we estimate that the pixel is dead.

6th step: retrieval of the hot pixels

Inputs:

- *Reference background image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), integer matrix, 14 bits

Outputs:

- *Hot pixel matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Operations:

- If the value of the reference background image is greater than a threshold value (typically fill factor of 75%), we estimate that the pixel is hot.

7th step: retrieval of the saturated pixels

Inputs:

- *Sample spectral image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), integer matrix, 14 bits
- *Reference spectral image* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), integer matrix, 14 bits

Outputs:

- *Saturated pixel matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Operations:

- If the values of the sample spectral image or the reference spectral image are greater than a threshold value (typically fill factor of 99%), we estimate that the pixel is saturated.

8th step: retrieval of the pixels receiving a large fraction of specular reflected light

Inputs:

- *Sample spectrum matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), fixed-point matrix, 16 bits (4+12, between 0 and 16, 0.000244 step)

Outputs:

- *Sample specular reflection matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Operations:

- We compare the value for the current pixel with a threshold value.

9th step: mask computation

Inputs:

- *Dead pixel matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit
- *Hot pixel matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit
- *Sample specular reflexion matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit
- *Saturated pixels matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Outputs:

- *Mask* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Operations:

- Multiplication of the 4 matrices

10th step: score computation

Inputs:

- *Sample spectrum matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise, nb of channels), fixed-point matrix, 16 bits (4+12)

Outputs:

- *Criterium p matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), fixed-point matrix, 12 bits (0+12, between 0 and 1, 0.000244 step)

Operations:

- We compute a score for each band. We use 13 bits for the calculation of the score (1 bit for the sign), then we put the negative values to 0 and remove the least significant bit.

11th step: retrieval of the pixels that have inconsistent scores with regard to their neighborhood

Inputs:

- *Criterium p matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), fixed-point matrix, 12 bits (0+12, between 0 and 1, 0.000244 step)

Outputs:

- *Consistency matrix for criterium p* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Operations:

- We make the assumption that if a pixel has a high scientific score, some of the pixels around should have similar scientific score (higher than a threshold). If all neighbor pixels have a lower score, we estimate that we have a wrong detection.

12th step: thresholding and filtering

Inputs:

- *Criterium p matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), fixed-point matrix, 12 bits
- *Consistency matrix for criterium p* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit
- *Mask* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), boolean matrix, 1 bit

Outputs:

- *Component score matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), fixed-point matrix, 12 bits (0+12)

Operations:

- Thresholdind for each criterium (the values below the threshold value are set to 0). Then we multiply the 3 matrices.

<u>13th determination of the pixels that have the most relevant neighborhood</u>

Inputs:

- *Component score matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), fixed-point matrix, 12 bits (0+12)

Outputs:

- *Final score matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), fixed-point matrix, 16 bits (4+12)

Operations:

- We sum the pixels around (1+8 pixels).

<u>14th step: identification of the relevant grains and their position</u>

Inputs:

- *Final score matrix* (nb of pixels lengthwise, nb of pixels widthwise), fixed-point matrix, 16 bits (4+12)

Outputs:

- List of the different grains with the number of pixels involved and the position of their center (nb of grains, 3), integer matrix, 16 bits

Operations:

- Thresholding of the Final score matrix
- We count the number of "relevant" pixels
- We retrieve for each "relevant" pixel its coordinates
- We establish the list of the grains

Variables

Note: we indicate for each variable its meaning, its type and how many bits they use. If a variable is coded on n bits and then reduced to m bits, n and m are specified. If a variable is a fixed-point number, it is specified how many bits are used for the integer part (p) and for the fractional part (q) by the notation "(p+q)".

nplon: nb of pixels longwise, integer 10 bits
nplar: nb of pixels widthwise, integer 10 bits
nfreq: nb of channels, integer 10bits
i,j,k,p,q: loop counters, integers 10 bits
nstray: nb of background images, integer 10 bits (in this example, =4)
im_sample: sample hypercube, (nplon, nplar, nfreq+ndark+nstray), integer 14 bits
im_ref: reference sample hypercube, (nplon, nplar, nfreq+ndark+nstray), integer 14 bits
cube_sample: sample hypercube (spectral data), (nplon, nplar, nfreq), integer 14 bits (14, then 15, then 14 bits)
back_sample: sample background, (nplon, nplar), integer 14 bits (16 then 14 bits)
cube_ref : reference sample hypercube (spectral data), (nplon, nplar, nfreq), integer 14 bits (14, then 15, then 14 bits)
back_ref: reference sample background, (nplon, nplar), integer 14 bits (16 then 14 bits)
cube_spe: sample spectrum hypercube, (nplon, nplar, nfreq), fix 16 bits (4+12) (24 then 16 bits)
crit_p: scientific score matrix (criterion p), (nplon, nplar, nfreq), fix 12 bits (0+12) (13 then 12 bits)
thres_crit_p : threshold value for the absorption band p criterion, fix 12 bits
cube_dead_pix: dead pixels matrix, (nplon, nplar), boolean 1 bit
thresh_dead: threshold value for the "dead pixel" criterion, integer 12 bits
cube_hot_pix: hot pixels matrix, (nplon, nplar), boolean 1 bit
thresh_hot: threshold value for the "hot pixel" criterion, integer 12 bits
cube_spec_pix: sample specular reflection matrix, (nplon, nplar), boolean 1 bit
thresh_spec: threshold value for the "specular pixel" criterion, integer 12 bits
cube_sat_pix: saturated pixels matrix, (nplon, nplar), boolean 1 bit
thresh_sat: threshold value for the "saturated pixel" criterion, integer 12 bits
mask: non-faulty pixels matrix, (nplon, nplar), boolean 1 bit
mask2: extended non-faulty matrix, (nplon+2, nplar+2), boolean 1 bit
score_sc: scientific score matrix, (nplon, nplar), fix 12 bits
avg_ok1: extended scientific score matrix (nplon+2, nplar+2), fix 12 bits
avg_ok2: consistency matrix (nplon, nplar), boolean 1 bit
avg1: mean value of the scientific scores calculated on the 1st window, fix 12 bits (0+12) (14 then 12 bits)
avg2: mean value of the scientific scores calculated on the 2nd window, fix 12 bits (0+12) (14 then 12 bits)
avg3: mean value of the scientific scores calculated on the 3rd window, fix 12 bits (0+12) (14 then 12 bits)
avg4: mean value of the scientific scores calculated on the 4th window, fix 12 bits (0+12) (14 then 12 bits)
avg1b: difference between avg1 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12) (13 then 12 bits)
avg2b: difference between avg2 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12) (13 then 12 bits)
avg3b: difference between avg3 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12) (13 then 12 bits)
avg4b: difference between avg4 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12) (13 then 12 bits)
avg1a: relative difference between avg1 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12)
avg2a: relative difference between avg2 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12)
avg3a: relative difference between avg3 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12)
avg4a: relative difference between avg4 and the scientific score for the current pixel, fix 12 bits (0+12)
thresh_avg_ok: threshold value for the "consistency criterion", fix 12 bits
thresh_avg_ok2: threshold value for the "consistency criterion", fix 12 bits
sample_score: scientific score matrix without the faulty pixels, (nplon, nplar), fix 12 bits
final_score_comp: extended scientific score matrix (nplon+2, nplar+2), fix 12 bits
final_score: final score matrix (nplon, nplar), fix 16 bits
thresh_crit: threshold value to determine if a component is present or not in the sample, fix 12 bits
nb_pix: number of pixels that have a score greater than 0 in the final score matrix, integer 16 bits
nb_gr: number of relevant grains within the sample, integer 16 bits
tab_pix: table with the coordinates of the pixels that have a score greater than 0 in the final score matrix and their grain association (nb_pix, 3), integer 12 bits
xp0: x position of the current pixel, integer 12 bits
yp0: y position of the current pixel, integer 12 bits
gr: grain number, integer 16 bits
sum_pix: total nimber of pixels for a current grain
sumx: sum of the x positions of the pixels associated with a same grain, integer 16 bits
sumy: sum of the y positions of the pixels associated with a same grain, integer 16 bits
tab_gr: List of the different grains with the number of pixels involved and the position of their center (nb of grains, 3), integer 16 bits

Algorithm

Data extraction and background correction

```
cube_sample=im_sample(*,*,0:nfreq-1)
back_sample=sum(im_sample(*,*,nfreq:nfreq+nstray-1))/nstray

for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    for k=0,nfreq-1 do
      cube_sample(i,j,k)=cube_sample(i,j,k)-back_sample(i,j)
      if cube_sample(i,j,k) lt 0 then cube_sample(i,j,k)=0
    endfor
  endfor
endfor


cube_ref=im_ref(*,*,0:nfreq-1)
back_ref=sum(im_ref(*,*,nfreq:nfreq+nstray-1) )/nstray
```

Background correction

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    for k=0,nfreq-1 do
      cube_ref(i,j,k)=cube_ref(i,j,k)-back_ref(i,j)
      if cube_ref(i,j,k) lt 0 then cube_ref(i,j,k)=0
    endfor
  endfor
endfor

for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    for k=0,nfreq-1 do
      cube_sample(i,j,k)=cube_sample(i,j,k)-back_sample(i,j)
      if cube_sample(i,j,k) lt 0 then cube_sample(i,j,k)=0
    endfor
  endfor
endfor
```

Sample spectrum computation

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    for k=0,nfreq-1 do
      if cube_ref(i,j,k) gt 0 then
        cube_spe(i,j,k)=cube_sample(i,j,k)/cube_ref(i,j,k)
      else
        cube_spe(i,j,k)=1.
      endif
      if cube_spe(i,j,k) ge 16 then cube_spe(i,j,k)=16-
    endfor
  endfor
endfor
```

Dead pixels retrieval

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    if back_ref(i,j) lt thresh_dead then
      cube_dead_pix(i,j)=false
    else
      cube_dead_pix(i,j)=true
    endif
  endfor
endfor
```

Hot pixels retrieval

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    if back_ref(i,j) gt thresh_hot then
      cube_hot_pix(i,j)=false
    end else
      cube_hot_pix(i,j)=true
    endelse
  endfor
endfor
```

Saturated pixels retrieval

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    for k=0, nfreq-1 do
      if cube_sample(i,j,k) gt thresh_sat then
        cube_sat_pix(i,j)=false
      else
        cube_sat_pix(i,j)=true
      endif
    endfor
  endfor
endfor

for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
      if cube_ref(i,j,k_max) gt thresh_sat then
        cube_sat_pix(i,j)=false
      else
        cube_sat_pix(i,j)=true
      endif
    endfor
  endfor
endfor
```

Retrieval of the pixels receiving a large fraction of specular reflected light

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    if cube_spe(i,j,k_0) gt thresh_spec then
      cube_spec_pix(i,j)=false
    end else
      cube_spec_pix(i,j)=true
    endelse
  endfor
endfor
```

Mask computation

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    mask(i,j)=cube_spec_pix(i,j)*cube_sat_pix(i,j)*cube_dead_pix(i,j)*cube_hot_pix(i,j)
   endfor
endfor
```

FOR EACH TARGETED MATERIAL:
FOR EACH BAND

Scientific score computation

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    cont1=(cube_spe(i,j,k_1)+ cube_spe(i,j,k_2)+ cube_spe(i,j,k_3)+ cube_spe(i,j,k_4)+ cube_spe(i,j,k_5))/5
    cont2=(cube_spe(i,j,k_6)+ cube_spe(i,j,k_7)+ cube_spe(i,j,k_8)+ cube_spe(i,j,k_9)+ cube_spe(i,j,k_10))/5
    crit_p(i,j)=(alpha_1*cont1+alpha_2*cont2)-cube_spe(i,j,k_11)
  if crit_p(i,j) lt 0. then crit_p(i,j)=0.
  endfor
```

```
endfor
```

Score consistency checking

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    avg_ok1(i+1,j+1)=crit_p(i,j)
    mask2(i+1,j+1)=mask(i,j)
  endfor
endfor
for i=1,nplon do
  avg_ok1(i,0)=avg_ok1(i,1)
  avg_ok1(i,nplar+1)=avg_ok1(i,nplar)
  mask2(i,0)=mask2(i,1)
  mask2(i,nplar+1)=mask2(i,nplar)
endfor
for j=0,nplar+1 do
  avg_ok1(0,j)=avg_ok1(1,j)
  avg_ok1(nplon+1,j)=avg_ok1(nplon,j)
  mask2(0,j)=mask2(1,j)
  mask2(nplon+1,j)=mask2(nplon,j)
endfor

for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    if mask2(i,j) or mask2(i+1,j) or mask2(i+1,j+1) or mask2(i,j+1) eq true then
avg1=(avg_ok1(i,j)*mask2(i,j)+avg_ok1(i+1,j)*mask2(i+1,j)+
avg_ok1(i+1,j+1)*mask2(i+1,j+1)+avg_ok1(i,j+1)*mask2(i,j+1))
/(mask2(i,j)+mask2(i+1,j)+mask2(i+1,j+1)+mask2(i,j+1))
    else
        avg1=0
    endif
    if mask2(i+1,j) or mask2(i+2,j) or mask2(i+1,j+1) or mask2(i+2,j+1) eq true then
avg2=(avg_ok1(i+1,j)*mask2(i+1,j)+avg_ok1(i+2,j)*mask2(i+2,j)+
avg_ok1(i+2,j+1)*mask2(i+2,j+1)+avg_ok1(i+1,j+1)*mask2(i+1,j+1))
/(mask2(i+1,j)+mask2(i+2,j)+mask2(i+1,j+1)+mask2(i+2,j+1))
    else
      avg2=0
    endif
    if mask2(i+1,j+1) or mask2(i+2,j+1) or mask2(i+2,j+2) or mask2(i+1,j+2) eq true then
avg3=(avg_ok1(i+1,j+1)*mask2(i+1,j+1)+avg_ok1(i+2,j+1)*mask2(i+2,j+1)+
avg_ok1(i+2,j+2)*mask2(i+2,j+2)+avg_ok1(i+1,j+2)*mask2(i+1,j+2))
/(mask2(i+1,j+1)+mask2(i+2,j+1)+mask2(i+2,j+2)+mask2(i+1,j+2))
    else
      avg3=0
    endif
if mask2(i,j+1) or mask2(i+1,j+1) or mask2(i+1,j+2) or mask2(i,j+2) eq true then
avg4=(avg_ok1(i,j+1)*mask2(i,j+1)+avg_ok1(i+1,j+1)*mask2(i+1,j+1)+
avg_ok1(i+1,j+2)*mask2(i+1,j+2)+avg_ok1(i,j+2)*mask2(i,j+2))
/(mask2(i,j+1)+mask2(i+1,j+1)+mask2(i+1,j+2)+mask2(i,j+2))
    else
      avg4=0
    endif
    if avg1 gt 0 then
      avg1b=(score_sc(i,j)-avg1)
      if avg1b lt 0 then avg1b=-avg1b
      avg1a=avg1b/avg1
    else
      avg1a=0.
    endif
    if avg2 gt 0 then
      avg2b=(score_sc(i,j)-avg2)
      if avg2b lt 0 then avg2b=-avg2b
      avg2a=avg2b/avg2
    else
      avg2a=0.
    endif
    if avg3 gt 0 then
      avg3b=(score_sc(i,j)-avg3)
```

```
      if avg3b lt 0 then avg3b=-avg3b
      avg3a=avg3b/avg3
    else
      avg3a=0.
    endif
    if avg4 gt 0 then
      avg4b=(score_sc(i,j)-avg4)
      if avg4b lt 0 then avg4b=-avg4b
      avg4a=avg4b/avg4
    else
      avg4a=0.
    endif
    if avg1a le thresh_avg_ok or avg2a le thresh_avg_ok or avg3a le thresh_avg_ok or avg4a le thresh_avg_ok or avg1b le
thresh_avg_ok2 or avg2b le thresh_avg_ok2 or avg3b le thresh_avg_ok2 avg4b le thresh_avg_ok2 then
      avg_ok2(i,j)=true
    else
      avg_ok2(i,j)=false
    endif
  endfor
endfor
```

Thresholding

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    if crit_p(i,j) lt thres_crit_p or avg_ok2(i,j) eq false then crit_p(i,j)=0
  endfor
endfor
```

ENDFOR

Filtering

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    sample_score(i,j)=Π crit_p(i,j)*mask(i,j)
  endfor
endfor
```

Determination of the pixels that have the most relevant neighborhood

```
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    final_score_comp(i+1,j+1)=sample_score(i,j)
  endfor
endfor
for i=1,nplon do
  final_score_comp(i,0)= final_score_comp (i,1)
  final_score_comp(i,nplar+1)= final_score_comp (i,nplar)
endfor
for j=0,nplar+1 do
  final_score_comp(0,j)= final_score_comp(1,j)
  final_score_comp(nplon+1,j)= final_score_comp(nplon,j)
endfor

for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    final_score(i,j)=final_score_comp(i,j)+ final_score_comp (i+1,j)+ final_score_comp (i+2,j)+ final_score_comp (i,j+1)+
final_score_comp (i+1,j+1)+ final_score_comp (i+2,j+1)+ final_score_comp (i,j+2)+ final_score_comp (i+1,j+2)+
final_score_comp (i+2,j+2)
  endfor
endfor
```

Relevant grains identification

```
nb_pix=0
nb_gr=0
for i=0,nplon-1 do
```

```
  for j=0,nplar-1 do
    if final_score(i,j) gt 0 then
      nb_pix=nb_pix+1
    endif
  endfor
endfor

p=0
for i=0,nplon-1 do
  for j=0,nplar-1 do
    if final_score(i,j) gt 0 then
      tab_pix(p,0)=i
      tab_pix(p,1)=j
      p=p+1
    endif
  endfor
endfor

tab_pix(0,2)=1
gr=1
for p=1,nb_pix-1 do
  xp0=tab_pix(p,0)
  yp0=tab_pix(p,1)
  if p lt nb_pix-1 then
    if tab_pix(p,2) eq 0 then
      if p eq 1 and tab_pix(p,0) le xp0+1 and tab_pix(p,0) ge xp0-1 and tab_pix(p,1) le yp0+1 and tab_pix(p,1) ge yp0-1 then
      tab_pix(1,2)=gr
      else
      gr=gr+1
      tab_pix(p,2)=gr
      endif
    endif
    for q=p+1,nb_pix-1 do
      if tab_pix(q,0) le xp0+1 and tab_pix(q,0) ge xp0-1 and tab_pix(q,1) le yp0+1 and tab_pix(q,1) ge yp0-1 then
        tab_pix(q,2)=tab_pix(p,2)
      endif
    endfor
  else
    if tab_pix(nb_pix-1,2) eq 0 then
      gr=gr+1
      tab_pix(nb_pix-1,2)=gr
    endif
  endelse
endfor

for p=1,gr do
  sum_pix=0
  sumx=0
  sumy=0
  for q=0,nb_pix-1 do
    if tab_pix(q,2) eq p then
      sumx=sumx+tab_pix(q,0)
      sumy=sumy+tab_pix(q,1)
      sum_pix=sum_pix+1
    endif
  endfor
  tab_gr(p-1,2)=sum_pix
  tab_gr(p-1,0)=sumx/sum_pix
  tab_gr(p-1,1)=sumy/sum_pix
endfor
```

ENDFOR

Annexe B

Publications

Articles :

Pilorget, C. ; Bibring, J.-P. ; 2013 ; *NIR reflectance hyperspectral microscopy for planetary science : application to the MicrOmega instrument* ; Planetary and Space Science

Vincendon, M. ; **Pilorget, C.** ; Gondet, B. ; Murchie, S. ; Bibring, J.-P. ; 2011 ; *New near-IR observations of mesospheric CO_2 and H_2O clouds on Mars* ; Journal of Geophysical Research

Pilorget, C. ; Forget, F. ; Millour, E. ; Vincendon, M. ; Madeleine, J. B. ; 2011 ; *Dark spots and cold jets in the polar regions of Mars : New clues from a thermal model of surface CO_2 ice* ; Icarus

Pilorget, C. ; Bibring, J.-P. ; Berthe, M. ; Hamm, V ; 2010, *MicrOmega IR, an infrared hyperspectral microscope for space exploration* ; International Conference on Space Optics (ICSO) Proceedings

Contributions (1er auteur) :

Pilorget, C. ; Bibring, J.-P. ; the MicrOmega team ; 2012 ; *The MicrOmega Instrument Onboard ExoMars and Future Missions : An IR Hyperspectral Microscope to Analyze Samples at the Grain Scale and Characterize Early Mars Processes* ; Third Conference on Early Mars : Geologic, Hydrologic, and Climatic Evolution and the Implications for Life ; **Poster**

Pilorget, C. ; Bibring, J.-P. ; Berthe, M. ; the MicrOmega team ; 2012 ; *MicrOmega : an IR hyperspectral microscope to in-situ analyze planetary and small bodies samples, at their grain scale* ; EGU general assembly ; **Oral**

Pilorget, C. ; Bibring, J.-P. ; Berthe, M. ; 2011 ; *The MicrOmega experiment onboard ExoMars rover : an IR hyperspectral microscope to analyze samples at the grain scale* ; EPSC/DPS ; **Oral**

Pilorget, C. ; Forget, F. ; Meslin, P.-Y. ; Vincendon, M. ; 2011 ; *Dark Spots and Gullies Formation*

Processes as a Result of CO_2 Ice Sublimation on Mars : New Clues from Models ; Fifth International Conference on Mars Polar Science and Exploration ; **Oral**

Pilorget, C. ; Bibring, J.-P. ; Berthe, M. ; the MicrOmega team ; 2011 ; *Determining Martian habitability at a grain scale : the MicrOmega IR investigation on ExoMars* ; The International Conference : Exploring Mars Habitability ; **Poster**

Pilorget, C. ; Bibring, J.-P. ; Berthe, M. ; 2011 ; *MicrOmega : An IR Hyperspectral Microscope for the Phobos Grunt Lander* ; 42nd LPSC ; **Poster**

Pilorget, C. ; Forget, F. ; Millour, E. ; Vincendon, M. ; Madeleine, J.-B ; 2011 ; *Dark Spots and Cold Jets in Polar Regions : New Clues from Models* ; The Fourth International Workshop on the Mars Atmosphere : Modelling and observation ; **Oral**

Pilorget, C. ; Forget, F. ; Millour, E. ; Madeleine, J.-B ; 2009 ; *A Physical Model of Surface CO_2 Ice : New Clues to Dark Spots Formation* ; Third International Workshop on Mars Polar Energy Balance and the CO_2 Cycle ; **Oral**