



HAL
open science

Etude des performances des spectromètres miniatures infrarouge à base d'AOTF

Clément Royer

► **To cite this version:**

Clément Royer. Etude des performances des spectromètres miniatures infrarouge à base d'AOTF. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASP085 . tel-03116873

HAL Id: tel-03116873

<https://theses.hal.science/tel-03116873>

Submitted on 20 Jan 2021

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.

Étude des performances des spectromètres miniatures infrarouge à base d'AOTF

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°127, Astronomie et Astrophysique
d'Île-de-France (AAIF)
Spécialité de doctorat : Astronomie et Astrophysique
Unité de recherche : université Paris-Saclay, CNRS, Institut
d'astrophysique spatiale, 91405, Orsay, France
Réfèrent : faculté des sciences d'Orsay

**Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 25 novembre 2020,
par**

Clément ROYER

Composition du jury

Cyril Szopa Professeur, Université Paris-Saclay (LATMOS)	Président
Oleg Korablev Directeur de recherche, Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences (IKI)	Rapporteur & examinateur
Bernard Schmitt Directeur de recherche, Université Grenoble-Alpes (IPAG)	Rapporteur & examinateur
Pierre-Yves Meslin Maître de conférences, Institut de Recherche en Astro- physique et Planétologie (IRAP)	Examinateur
Ann-Carine Vandaele Astronome, Institut royal d'Aéronomie Spatiale de Bel- gique (IASB)	Examinatrice
François Poulet Astronome, Université Paris-Saclay (IAS)	Directeur de thèse
Cédric Pilorget Maître de conférences, Université Paris-Saclay (IAS)	Co-directeur de thèse

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	11
I Contexte d'intérêt : la spectroscopie de réflectance proche-IR pour l'analyse des surfaces planétaires	13
1 L'exploration du Système solaire	15
1.1 Le Système solaire vu depuis la Terre : des planètes et des petits corps	16
1.2 Les missions d'exploration spatiale : la Course à l'espace	17
1.3 Planètes, astéroïdes et comètes : changement de paradigme	19
1.4 La planète Mars	22
1.4.1 Du monde habitable à la planète désertique	22
1.4.2 Géologie générale	24
1.4.3 Composition de la croûte martienne	27
1.4.4 Les traces géomorphologiques du passé aqueux de Mars	29
1.4.5 Les traces minéralogiques d'altération aqueuse	30
1.4.6 La matière organique sur Mars	36
2 Le rover <i>Perseverance</i>	39
2.1 Les missions <i>in situ</i> et le retour d'échantillon	40
2.1.1 Opérations au sol : les missions <i>in situ</i>	40
2.1.2 Le retour d'échantillons	41
2.2 Le rover Mars 2020 – <i>Perseverance</i>	43
2.2.1 Objectifs scientifiques de la mission	43
2.2.2 Mars 2020 et la Protection planétaire	44
2.2.3 Caractéristiques générales et instruments embarqués	46
2.2.4 Site d'atterrissage : le cratère <i>Jezero</i>	47
2.2.5 L'instrument SuperCam	51
3 La spectroscopie proche-infrarouge	57
3.1 Principes de la spectroscopie de réflectance proche-infrarouge	58
3.1.1 Gamme spectrale d'étude	58
3.1.2 Transfert de rayonnement	58
3.1.3 Mécanismes d'absorption	62
3.1.4 Autres facteurs influençant la forme des bandes d'absorption	65
3.2 Prismes, réseau et AOTF	68
3.2.1 Principe de la spectroscopie par prisme	68
3.2.2 Principe de la spectroscopie par réseau de diffraction	69
3.2.3 Le filtre acousto-optique réglable	71

3.3	Mise en application de la spectroscopie à AOTF : les instruments IRS et ExoCam	75
3.3.1	Le spectromètre IRS	75
3.3.2	La R&T ExoCam	76
4	Objectifs de la thèse	79
4.1	Jalons d'un développement instrumental	80
4.2	Premier volet : développement et étude du banc de R&T ExoCam	82
4.3	Second volet : étalonnage radiométrique de SuperCam/IRS	82
II	Conception et développement d'un imageur hyperspectral proche-IR, la campagne de R&T ExoCam	85
5	Définition du banc de R&T ExoCam	87
5.1	Définition du besoin, espace des paramètres couvert	88
5.1.1	Besoin scientifique du programme de R&T	88
5.1.2	Espace des paramètres couvert par le banc	89
5.2	Architecture générale du banc	91
5.2.1	Conception mécanique	91
5.2.2	Configuration optique	92
5.2.3	AOTF	95
5.3	Illustration de l'imagerie hyperspectrale : la configuration imagerie	96
5.3.1	Détecteur	97
5.3.2	Sources lumineuses	97
5.3.3	Cibles	98
5.3.4	Pilotage	100
5.4	Mesures à haut SNR : la configuration spectroscopie ponctuelle	101
5.4.1	La détection synchrone	101
5.4.2	Pilotage	102
5.4.3	Sources laser	103
5.5	Tests préliminaires de validation des configurations	104
5.5.1	Configuration imagerie	104
5.5.2	Configuration ponctuelle	104
6	Résultats des tests de caractérisation du concept ExoCam	107
6.1	Caractéristiques spectrales	108
6.1.1	Résolution spectrale	108
6.1.2	Relation entre l'efficacité de la diffraction et la puissance RF	111
6.1.3	Étalonnage spectral : la <i>tuning relation</i>	113
6.1.4	Couplage spectro spatial	117
6.2	Caractéristiques géométriques	123
6.2.1	Résolution spatiale	123
6.2.2	Lumière parasite	125
6.2.3	Effet de la température de l'AOTF	128
6.3	Caractéristiques radiométriques	131
6.3.1	Signal d'obscurité	131
6.3.2	Fonction de transfert radiométrique	136
6.3.3	Rapport signal sur bruit	140
6.3.4	Mesure de scènes naturelles	142
6.4	Conclusion sur les performances du concept ExoCam	146

7	Modèle radiométrique d’ExoCam	147
7.1	Présentation du modèle	148
7.2	Composantes du modèle	148
7.2.1	Transfert radiatif	148
7.2.2	Les différentes contributions au signal détecté	150
7.2.3	Sources de bruit	154
7.2.4	Validation du modèle radiométrique	155
7.3	Évaluation des performances en vol	156
7.3.1	Optimisation du design thermique	156
7.3.2	Conception d’un illuminateur pour des opérations au sol	159
7.4	Conclusion de l’étude du modèle d’ExoCam	170
III	Étalonnage du spectromètre proche-IR IRS/SuperCam et préparation des opérations sur Mars	171
8	Préparation de l’étalonnage d’IRS	173
8.1	Préparation de l’étalonnage d’IRS	174
8.1.1	Objectifs de l’étalonnage	174
8.1.2	Caractérisations antérieures à l’étalonnage	175
8.1.3	Fonctionnement détaillé d’IRS	177
8.1.4	Définition des séquences de mesure	180
8.2	Développement et validation du banc d’étalonnage PATATOR	188
8.2.1	Concept général du banc et ses sous-systèmes	188
8.2.2	Validation des performances du corps noir	192
8.2.3	Caractérisation de la transmission de la fenêtre de SimEnOm	194
8.2.4	Validation des performances du balayage à l’azote	196
8.3	Conclusion de la préparation de l’étalonnage	197
9	Résultats de l’étalonnage d’IRS	199
9.1	Bilan des campagnes EQM et FM	200
9.1.1	Retour d’expérience de la campagne EQM	200
9.1.2	La campagne d’étalonnage FM : mise en forme et traitement des données	202
9.1.3	Bilan des mesures effectuées	203
9.2	Résultats de la campagne d’étalonnage FM et performances d’IRS	209
9.2.1	Linéarité en charge	210
9.2.2	Linéarité en flux	210
9.2.3	Rapport signal sur bruit	211
9.2.4	Changement de modèle instrumental	212
9.2.5	Détermination de la fonction de transfert instrumentale	214
9.2.6	Comportement de l’instrument en fonction de la puissance RF injectée	223
9.3	Conclusion de la campagne d’étalonnage FM	224
9.3.1	Validation des objectifs de l’étalonnage	224
9.3.2	Tests sur cibles en réflectance	225
9.3.3	Recommandations pour les opérations	231
10	Simulateur d’observations d’IRS	235
10.1	Présentation du simulateur	236
10.1.1	Objectifs généraux	236
10.1.2	Fonctionnement général du simulateur	236

10.2 Composantes du modèle	237
10.2.1 Éphémérides solaires et illumination	237
10.2.2 Modèle atmosphérique	238
10.2.3 Modélisation de l'instrument : les données de l'étalonnage	241
10.3 Simulations d'observation de scènes minérales martiennes	245
10.3.1 Critères spectraux et choix des minéraux	245
10.3.2 Observation de scènes minérales	247
10.4 Conclusion de l'étude du simulateur	252
Conclusion et perspectives	253
Annexes	257
A Éléments de cristallographie	259
A.1 Les silicates	259
A.2 Les phyllosilicates	260
B Liste des publications	263
B.1 Publications dans des revues à comité de relecture	263
B.2 Abstracts de conférences internationales	263
B.3 Rapports de projets	263
C Activités effectuées dans le cadre de la thèse	283
C.1 Enseignement	283
C.2 Vulgarisation scientifique	283
C.3 Formations suivies et école d'été	283
C.4 Autres activités	284
Bibliographie	285

Remerciements

Il y a 15 ans cette année qu'atterrissait Huygens à la surface de Titan et que je décidai d'entamer les études pour devenir astrophysicien. Après une si longue entreprise, il est parfois bon de se retourner pour apprécier les obstacles franchis ainsi que le soutien qu'on a pu recevoir, de façon ponctuelle ou durable. Pendant mes études, on a eu coutume de me dire que je ne devais ma réussite qu'à mon travail, que n'importe qui n'importe où peut faire ce qu'il veut, intégrer n'importe quelle école, s'il travaille dur. Je pense que c'est faux. Ce qui est vrai, en revanche, est que les conditions pour atteindre tout objectif existent partout, il faut seulement les provoquer. Je dirais que la réussite, disons académique, est constituée d'une grande part de travail et pour le reste de conseils et de soutien, et d'une infime part d'inné. Rencontrer les bonnes personnes au bon moment est vraiment ce qui m'a permis d'arriver où j'en suis, en partant de lycées de seconde zone en pleine banlieue est-parisienne. Je souhaite donc remercier en premier lieu Hugo Herbert, mon prof de physique-chimie qui m'a dit en seconde : « Tu veux faire de la recherche, vas d'abord apprendre à travailler dur en prépa. », ainsi que d'autres précieux conseils, et Ravi Ambroise, également prof de physique-chimie, qui m'a permis de rencontrer Alain Doressoundiram, chercheur au LESIA, qui m'a lui aussi conseillé sur mon orientation.

À partir de là j'étais lancé pour de longues études supérieures. En prépa, j'étais un des rares à savoir exactement ce que je voulais faire ensuite, ce qui m'a permis de construire, en 5/2 avec mes enseignants, un programme de travail qui me permettrait d'intégrer une des écoles du concours X-ENS, les plus adaptées, selon eux, à un objectif de recherche scientifique. Je ne citerai donc que les principaux contributeurs à ces colles et sujets d'examens personnalisés : Éric Chevreau, Claude Aniès, Véronique Rouanet et Charles Andrieu, que je remercie pour leur investissement qui a porté ses fruits ! Les années suivantes furent un peu plus guidées, une fois à l'ENS tout est fait pour que vous deveniez chercheur. Je tiens néanmoins à remercier Nicolas Sator et Frédéric Daigne, avec qui j'ai longuement échangé au sujet du bien fondé de mon orientation professionnelle, car je découvrais progressivement les travers de la recherche publique, j'y reviendrai un peu plus tard.

Comme je le disais précédemment, une grande part de la réussite académique provient du soutien qu'on reçoit. Ce soutien prend différentes formes, allant des encouragements à la fourniture d'un cadre de travail sain. Quel meilleur cadre possible que n'avoir rien d'autre à faire que d'étudier ? Je ne remercierai jamais assez mes parents pour cela. Sans comprendre précisément ce que je faisais, ils m'ont soutenu dans mes veillées tardives, mes weekends et vacances studieux, mes nombreux aller-retours entre Cachan et Aulnay-sous-bois et mes sorties astronomiques. Mais s'il y a bien quelqu'un, sans le soutien de qui il m'aurait été difficile de surmonter avec autant de succès les épreuves de ces dernières années, c'est ma compagne Annaëlle. Tu as été un précieux support pendant l'agrégation, le M2 comme la thèse, en particulier pendant les quelques semaines précédant la soutenance ! Parallèlement à ce soutien familial, il faut que je remercie mon club d'astronomie de Thorigny sur Marne, que j'ai rejoint il y a 10 ans maintenant. Merci à tous pour vos encouragements malgré ma présence parfois sporadique, j'espère avoir encore de belles choses à vous raconter lors de mes aventures spatiales, et participer à la prochaine sortie au Chili !

La thèse maintenant. Quand on arrive en thèse, on en sait plus que quand on la termine. Seule une faible partie de ce que j'ai appris pendant mes études m'a réellement servi dans mon travail de tous les jours, le reste des savoirs non utilisés s'effaçant peu à peu. À quoi cela servait-il alors de les apprendre ? Je dirais qu'avant la thèse, on apprend à travailler pour engranger efficacement de la connaissance, alors qu'en thèse on apprend la partie la plus difficile : travailler pour créer de la connaissance, et, plus difficile encore, transmettre cette connaissance au reste de la communauté. Ce savoir-là, aucun livre, aucun cours ne l'enseigne, il s'apprend par la pratique au contact de ceux qui savent. Je remercie donc chaleureusement François Poulet et Cédric Pilorget, mes directeurs de thèse, pour votre critique bienveillante de mon travail, votre relecture attentive de mes écrits et tous nos échanges qui m'ont permis d'apprendre le métier de chercheur, même si je pense que je n'ai fait que soulever le coin du voile ! Merci également à Jean-Pierre Bibring pour les heures passées dans ton bureau à discuter de Mars et de politique spatiale, Marc Ollivier pour m'avoir mis en contact avec l'équipe dans laquelle j'ai fait ma thèse et à Vincent Hamm pour m'avoir autant appris en instrumentation. J'ai rarement rencontré de personnes ayant une connaissance technique aussi vaste et polyvalente et je me réjouis d'avoir pu me former à ton contact. J'espère qu'on pourra continuer de travailler ensemble à l'avenir et que la confiance qu'on t'accorde atteigne la mesure de ton savoir-faire !

L'IAS est un cadre formidable pour faire une thèse instrumentale. J'ai eu un indicible plaisir à confronter des résultats expérimentaux avec des objectifs scientifiques, en discutant avec mes nombreux collègues tant ingénieurs, techniciens que chercheurs. J'ai eu un plaisir presque plus grand à consacrer du temps de travail imaginaire à divers projets, allant de l'irréaliste machine à ralentir le temps pour écrire des rapports de test, au révolutionnaire moteur de Stirling élasticoélectromagnétique, en passant par le sombrero climatiseur, les éléphants en salle blanche et les Projets Maléfiques ! Je remercie donc mes camarades du « Bloc de l'Ouest » : Jérémie, Mathieu, Serge, Catherine, Philippe, Mehdi, Stéphane et Dédé, ainsi que ceux du « Bloc de l'Est » : Vincent, Lionel, Guillaume et Damien, rejoints par des collègues plus à l'Est encore : Pierre, Aurélien, Mehdi, Jean-Christophe, pour nos moments de franche rigolade, pour nos raclettes et repas de Noël ! J'ai coutume de dire qu'on ne perd rien à être généreux, c'est pour ça que je n'ai jamais rechigné à vous amener de la brioche, du salidou, de la pâte chocolatée anti Ligue du Mal ou juste du pain au levain, et je dois dire que vous me l'avez bien rendu. Je remercie aussi tout particulièrement Martine, car sans elle beaucoup d'événements grand public n'auraient simplement pas été possibles au labo. Je pense notamment à la Fête de la Science, le Forum du CNRS, les 80 ans du CNRS, les stages de 3^{ème} et même ma soutenance de thèse ! Les gens qui sortent de leur confort pour que le travail soit bien fait sont rares, et tu en fais partie. Je remercie enfin Mathieu pour ton aide précieuse dans la réalisation de mon simulateur d'observations, John pour tes conseils géologiques et nos balades souterraines, Bruno pour ton aide dans la fabrication de mon télescope, ainsi que Manou, Brigitte, Benoît, Rosario, pour nos différents échanges tantôt enrichissants, tantôt divertissants.

Je remercie enfin Oleg Korablev et Bernard Schmitt pour m'avoir permis de conclure ma thèse en relisant attentivement ce manuscrit ; Ann-Carine Vandaele, Cyril Szopa et Pierre-Yves Meslin pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, pour vos commentaires constructifs et même élogieux !

Plus personnellement, je remercie encore une fois ma famille, ma belle-famille et mes amis du club astro pour leur indéfectible soutien pendant ces trois années de thèse et leurs encouragements avant la soutenance !

Vous l'avez compris, même si ce manuscrit est rédigé à la première personne, il s'agit d'un travail collectif et c'est là, je trouve, la grande différence entre les études prédoctorales et la thèse. Non seulement l'ensemble des personnes sus-citées, que j'ai eu le plaisir de côtoyer ces

trois dernières années, m'ont appris à travailler en équipe, mais elles m'ont aussi ouvert les yeux sur le monde de la recherche et plus particulièrement celui du spatial scientifique. Et là l'ambiance est moins à l'euphorie que lorsqu'on fait des remerciements rétrospectifs. Beaucoup de thésards fraîchement docteurs entrent dans une sorte d'extase suite à leur soutenance et ne présentent que les aspects positifs de leur vie de candidat chercheur, comme si tout était pour le mieux dans le meilleur des mondes possibles. Comme si le plus difficile était fait. Au-delà de l'opportunité de se former à la recherche par la recherche, le doctorat est le ticket d'entrée pour l'après thèse, c'est-à-dire une succession de contrats postdoctoraux pour construire un dossier suffisant afin participer aux concours académiques et avoir un poste permanent dans la recherche publique. Je laisse ici le débat sur le fait que le CDI n'est pas l'objectif ou que les postdocs sont l'opportunité de voir du monde et « grandir ». Il est en fin de compte décourageant de constater que bac+10 n'est pas suffisant pour travailler dans la recherche publique, il faut avoir fait un postdoc (*i.e.* un CDD de recherche) à l'étranger pendant au moins deux ans, avoir publié au moins quatre articles en premier auteur, si possible dans des revues prestigieuses, et candidater entre thèse+3 et thèse+6. Avant vous n'êtes pas assez mature scientifiquement, après c'est louche, vous avez mis trop de temps pour réunir les conditions précédentes. Et pendant ce temps, votre vie doit continuer. Passé 30 ans, votre entourage attend autre chose de vous qu'une vie de *globe trotter*.

Mais d'où sortent-elles ces conditions de recrutement ? À mon sens mais également au sens d'une part grandissante et désabusée des jeunes chercheurs, elles proviennent du fait qu'il n'y a plus de postes dans la recherche scientifique publique. En fait, il y a chaque année de moins en moins de postes permanents en comparaison avec le nombre de personnes soutenant leur thèse (242 postes de chargé de recherche au CNRS ouverts en 2021 contre environ 9 000 nouveaux docteurs). Mais pourquoi ? Les pays émergents qui ont une économie en pleine explosion atteignent ce résultat en misant justement sur la recherche scientifique, en Corée du Sud et en Chine par exemple, alors pourquoi la France, tout comme les autres États occidentaux, cherche à ce point à détruire la recherche publique ? Simplement parce qu'elle coûte cher devant ce qu'elle rapporte, du moins à court terme, contrairement à la recherche privée qui est à but lucratif. Vous comprenez que passer sa vie professionnelle à produire de la connaissance pour les générations futures, à essayer de comprendre le fonctionnement du monde, si on ne cherche pas à en tirer un bénéfice financier, on ne sert à rien aux yeux de nos dirigeants. Le problème de la recherche, et particulièrement la recherche spatiale, est donc éminemment politique. Et je dois dire qu'il est assez difficile d'évoluer dans un milieu aussi stimulant et désintéressé que la recherche tout en sachant que la probabilité d'en faire vraiment son métier diminue chaque année.

Introduction

L'histoire de l'exploration planétaire est intimement liée à l'histoire de nos moyens d'observation. Depuis les premiers télescopes du XVII^e siècle aux missions spatiales d'aujourd'hui, chaque évolution technologique a induit une révolution de notre vision des planètes du Système solaire. En particulier, l'avènement de l'ère spatiale dans les années 1960 – 1970, en révélant l'incroyable diversité des paysages planétaires, a provoqué une rupture conceptuelle inattendue en planétologie : il ne faut désormais plus penser en termes de pluralité des mondes et généralité de l'expression des processus physiques, mais en termes de diversité et de singularité des événements parmi l'infini des possibles.

Dans le cadre de l'exploration de la surface de Mars, la découverte de phyllosilicates en 2005 par le spectro-imageur infrarouge OMEGA (*Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité*) à bord de la sonde européenne *Mars Express*, et de phyllosilicates et carbonates en 2009 par CRISM (*Compact Reconnaissance Infrared Spectrometer for Mars*) embarqué sur la sonde *Mars Reconnaissance Orbiter*, a bouleversé notre conception du passé géologique de la Planète rouge. Ces minéraux, dont font partie les argiles, résultent de l'altération aqueuse des roches silicatées, Mars aurait donc connu par le passé une phase où l'eau liquide existait de façon stable et durable, relançant ainsi l'hypothèse de son habitabilité passée. Depuis lors, les minéraux d'altération aqueuse ont été mis en évidence en de nombreux endroits de la surface de Mars, en particulier dans les régions anciennes correspondant au premier éon de l'histoire de la planète, le Noachien. Ces régions sont rapidement devenues des cibles privilégiées pour l'exploration *in-situ*. Ainsi par exemple, le rover *Curiosity* a atterri en 2012 dans le cratère *Gale*, dont les traces géomorphologiques et la détection des signatures infrarouge des phyllosilicates suggèrent la présence passée d'un lac. De même, le rover européen ExoMars est prévu pour atteindre *Oxia Planum* en 2023, une région enrichie en phyllosilicates, et *Perseverance*, lancé le 30 juillet 2020 vers *Jezero Crater*, un cratère d'impact présentant deux deltas fluviaux et des signatures infrarouge de phyllosilicates et de carbonates, compte parmi ses objectifs scientifiques le prélèvement d'échantillons en vue de leur retour sur Terre pour une étude approfondie du passé géologique de la région, à l'horizon 2030.

La spectroscopie de réflectance proche-infrarouge (entre 1 et 5 μm) a donc acquis ses lettres de noblesse grâce à sa capacité à identifier les signatures des principaux minéraux composant la surface des objets planétaires et permettant de tracer leur passé géologique. Mais l'intégration de ce type de spectromètre à toute sonde spatiale se heurte aux problèmes techniques liés à la taille, la masse et la consommation d'énergie de l'instrument. Ces questions sont particulièrement critiques pour les missions *in-situ*, tels que les rovers, en raison des limites fortes en charge utile et en puissance disponible. L'enjeu devient donc de développer une nouvelle génération de spectromètres proche-infrarouge miniaturisés mais maintenant les performances spectroscopiques et radiométriques de leur prédécesseurs. À cette fin, les monochromateurs à AOTF (*Acousto-Optic Tunable Filter*), tirant parti de la diffraction acousto-optique, apparaissent être une solution prometteuse face aux habituels réseaux de diffraction. En effet, cette technologie, déjà mise en œuvre depuis les années 1990 dans des instruments spatiaux tels que SPICAM-IR (*Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars* voie infrarouge) embarqué dans la sonde *Mars-Express*, ou plus récemment VNIS (*Visible and Near-Infrared Imaging Spec-*


trometer) à bord du rover lunaire Chang'e 3 et les instruments MicrOmega à bord des missions Phobos-Grunt et Hayabusa 2, permet d'obtenir une efficacité de diffraction et une luminosité élevées pour un volume et une masse réduites. De plus, l'absence de pièces mécaniques, l'AOTF étant piloté électriquement, accroît la robustesse de ce composant.

C'est dans ce contexte que ma thèse prend place, avec ses deux volets : d'une part la préparation et la réalisation de l'étalonnage radiométrique du spectromètre infrarouge IRS faisant partie de la suite instrumentale SuperCam à bord du rover *Perseverance*; d'autre part le développement et l'étude des performances du banc de R&T ExoCam, démonstrateur de l'utilisation du monochromateur à AOTF en transmission dans un imageur hyperspectral proche-infrarouge.

Ce manuscrit de thèse comporte donc dix chapitres répartis en trois parties. La première partie présente le contexte de ma thèse avec un premier consacré à une brève introduction historique suivie d'une description de l'état de la connaissance sur la géologie et la minéralogie de Mars associées à son passé aqueux, introduisant les enjeux de l'exploration *in-situ* des régions d'intérêt exobiologique. Le deuxième chapitre présente en détail la mission Mars 2020 ainsi que le rover *Perseverance*, ses objectifs scientifiques, ses contraintes liées à la protection planétaire, ses instruments et son site d'atterrissage, le cratère *Jezero*. Puis, je mets l'accent sur l'instrument SuperCam et ses différentes techniques. Le chapitre 3 est davantage axé sur l'aspect instrumental de ma thèse et détaille le principe de la spectroscopie de réflectance proche-infrarouge ainsi que sa mise en œuvre dans des spectromètres spatiaux, en particulier utilisant un monochromateur à AOTF. Ce chapitre termine sur une présentation du concept des instruments IRS et ExoCam, exploitant tous les deux un AOTF en transmission, le premier en spectroscopie ponctuelle (de 1,3 à 2,6 μm), le second en imagerie hyperspectrale (de 0,95 à 3,6 μm). Enfin, pour la partie introductive, le chapitre 4 présente les objectifs généraux de ma thèse et ses deux volets.

La deuxième partie de ce manuscrit est consacrée à l'une des étapes initiales du développement d'un instrument spatial, à travers la description du banc ExoCam et de ses composants optomécaniques (chapitre 5), suivie de l'ensemble des résultats que j'ai obtenus sur ce banc, en termes de performances spectrales, géométriques et radiométriques (chapitre 6). Enfin, le dernier chapitre de cette partie présente les développements que j'ai effectués sur le modèle radiométrique du banc ExoCam ainsi que les résultats de la simulation de ses performances appliquées à un vol spatial, et le développement d'un illuminateur embarqué.

La troisième et dernière partie traite de l'étape finale du développement instrumental, avant l'intégration dans la sonde : l'étalonnage, avec pour exemple l'étalonnage des modèles de qualification et de vol d'IRS. Je commence par présenter les différentes étapes que j'ai suivies pour établir les séquences de l'étalonnage ainsi que le développement et la validation du banc d'étalonnage PATATOR (chapitre 8); puis le chapitre 9 donne en détail les résultats de l'étalonnage des deux modèles d'IRS, les problèmes rencontrés, les palliatifs mis en œuvre qui m'ont permis de déduire la fonction de transfert instrumentale d'IRS et un bilan du budget d'erreur sur l'ensemble de la procédure suivi de recommandations pour les opérations sur Mars. Le dernier chapitre du manuscrit concerne le développement et l'exploitation préliminaire du simulateur d'observations infrarouge pour les opérations du rover *Perseverance*. Ce simulateur est basé sur un modèle radiométrique d'IRS lui-même bâti sur les résultats de l'étalonnage, ainsi que d'un modèle d'éphémérides et de diffusion atmosphérique de Mars. Il a pour objectif d'anticiper les fenêtres de détection optimales en fonction du type de mélange minéral et des conditions environnementales. Quelques résultats préliminaires sont présentés à la fin du chapitre 10.



Contexte d'intérêt : la spectroscopie
de réflectance proche-IR pour
l'analyse des surfaces planétaires

L'exploration du Système solaire

1

1.1	Le Système solaire vu depuis la Terre : des planètes et des petits corps	16
1.2	Les missions d'exploration spatiale : la Course à l'espace	17
1.3	Planètes, astéroïdes et comètes : changement de paradigme	19
1.4	La planète Mars	22
1.4.1	Du monde habitable à la planète désertique	22
1.4.2	Géologie générale	24
1.4.3	Composition de la croûte martienne	27
1.4.4	Les traces géomorphologiques du passé aqueux de Mars	29
1.4.5	Les traces minéralogiques d'altération aqueuse	30
1.4.6	La matière organique sur Mars	36

L'exploration du Système solaire a façonné à la fois notre vision de l'Univers et le développement de la science, d'abord avec des observations depuis le sol, puis bien plus tard avec des missions orbitales et *in situ*. En nous dotant de moyens d'observation toujours plus performants, nous avons dû revoir à plusieurs reprises dans l'Histoire notre conception du Système solaire, tant en termes d'organisation qu'en termes de composition. D'une Terre sphérique immobile au centre d'un Univers en rotation, nous sommes passés à un système complexe en mouvement régi par la gravitation ; de même que de planètes similaires entre elles et habitées, le Système solaire se révèle, à chaque nouvelle observation, un peu plus dans sa diversité.

L'objectif de ce chapitre introductif est de remettre brièvement en contexte l'exploration du Système solaire telle qu'on la pratique de nos jours, depuis le sol, puis dans l'espace. Nous verrons également dans quelle mesure les observations spatiales, grâce à leur point de vue inédit sur les objets qui nous entourent, nous ont obligés à revoir en profondeur notre conception du Système solaire, notamment avec l'exemple de la planète Mars.

De la planète habitée du XIX^e siècle au monde glacé et hyper aride observé par les premières sondes spatiales, puis son retour à l'habitabilité avec la découverte de son passé apparemment humide, Mars a connu plusieurs revirements conceptuels au cours de l'histoire de son observation. La dernière section de ce chapitre aura donc pour objectif de présenter l'état de la connaissance actuelle sur cette planète, en particulier pour ce qui nous intéresse dans le cadre de ma thèse : sa géologie et sa minéralogie associées à son passé aqueux.

1.1 Le Système solaire vu depuis la Terre : des planètes et des petits corps

La voûte étoilée a longtemps représenté, et représente encore dans une certaine mesure, l'ultime limite de l'exploration humaine, son contenu n'étant accessible que par observation à distance. Assez rapidement, dès l'Antiquité, ces observations ont permis de structurer le ciel en un fond étoilé organisé en constellations, lançant le développement de la navigation en haute mer, et en *astres errants* dont le mouvement était régulier, mais différent de celui des étoiles, et associé aux mythologies des diverses cultures du monde.

Il faudra attendre 1610 pour que Galilée pointe le premier instrument optique vers le ciel dans le but de l'étudier. Ses observations du système jovien, et de ses quatre principaux satellites qui portent aujourd'hui son nom (Fig. 1.1 gauche), a notamment été un des indices forts en faveur d'une description héliocentrique du Système solaire, initiée par Copernic un siècle plus tôt, et à contre-courant des dogmes dominants de l'époque. Plus généralement, l'observation astronomique s'est par la suite fortement développée, les astronomes construisant des télescopes de plus en plus grands (comme le télescope de 122 cm de William Herschel en 1789, Fig. 1.1 droite), de plus en plus précis, au point de bouleverser la vision occidentale anthropocentrique du Système solaire. La Terre apparaît ainsi être une planète comme les autres en révolution autour d'une étoile comme les autres, tout comme d'innombrables autres corps non planétaires que sont les astéroïdes et les comètes. Il s'agit, selon Freud, de la première blessure narcissique de l'Homme (Freud, 1917).

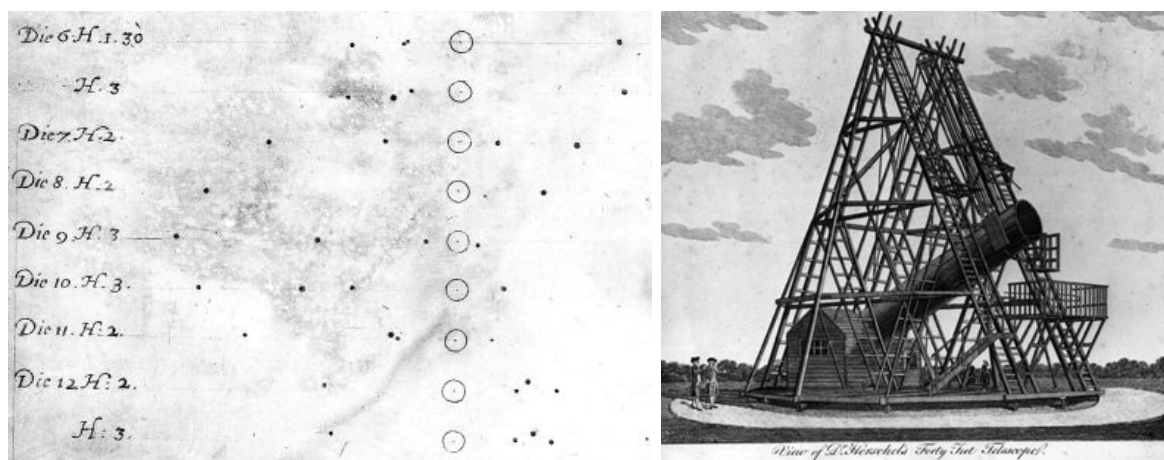


Fig. 1.1 : Gauche : croquis de la première observation par Galilée des satellites de Jupiter, publié dans son ouvrage *Sidereus Nuncius* en 1610. Les observations sont quotidiennes, ce qui montre la vitesse d'évolution du système jovien. Droite : croquis du télescope de 122 cm de Herschel, achevé en 1789.

Il est intéressant de constater que l'histoire de l'astronomie est intimement, mais pas seulement, liée à l'histoire des moyens d'observation : l'augmentation de la précision des moyens de mesure du temps, de la taille des télescopes, l'élargissement de la gamme spectrale, l'apparition de la radioastronomie, de l'optique adaptative, de l'interférométrie, et les défis technologiques accompagnant ces techniques, ont à chaque fois augmenté la précision de nos observations ainsi que révolutionné notre façon de concevoir le ciel. Mais il restait un dernier obstacle infranchissable à l'astronomie terrestre : l'atmosphère. Cette couche gazeuse, partiellement transparente et en perpétuelle agitation, est la principale limite à la résolution des télescopes, et donc à la précision des observations. Pire même, elle est opaque à certaines parties du spectre électromagnétique,

interdisant ainsi l'observation et l'étude de phénomènes physiques se manifestant à ces longueurs d'onde particulières. On peut citer par exemple les fenêtres atmosphériques infrarouge dues à l'absorption de la lumière par l'eau et le dioxyde de carbone (Fig. 1.2) ou les grandes ondes réfléchies par l'ionosphère (de quelques centaines de kilohertz à quelques dizaines de mégahertz selon l'état de celle-ci). Cette limitation forte au développement de l'astronomie fut palliée à partir des années 1960 avec l'avènement de l'ère spatiale.

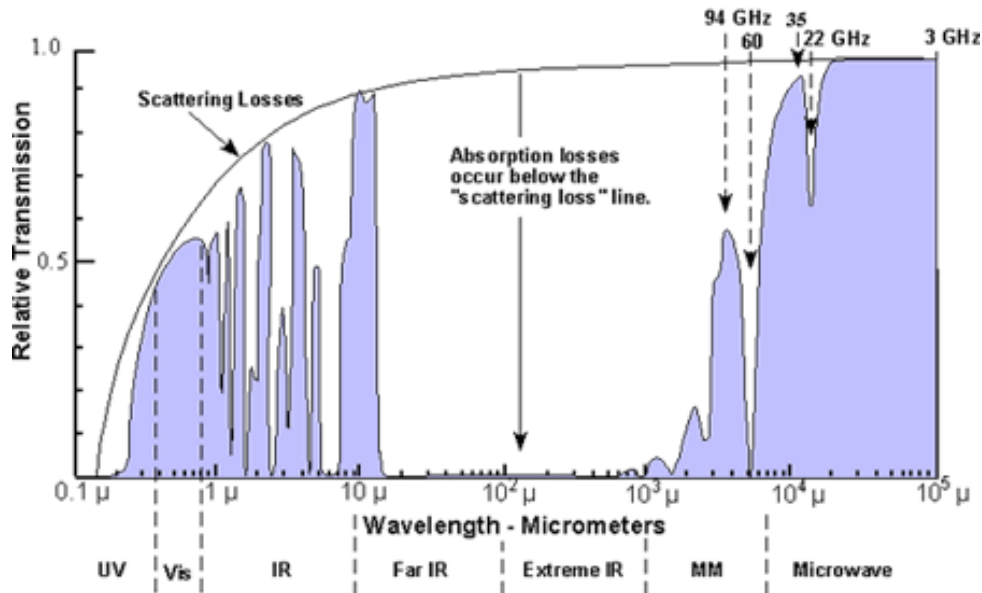


Fig. 1.2 : Spectre synthétique de la transmission de l'atmosphère montrant les fenêtres de transmission exploitées par l'astronomie au sol. Les domaines où l'atmosphère est opaque ne sont donc accessibles qu'aux instruments spatiaux, par exemple la partie infrarouge moyen et lointain, observée par le télescope spatial Herschel. Au-delà de la partie droite du spectre, $\lambda > 100$ mm, se trouve une autre zone d'opacité correspondant à l'absorption par l'ionosphère.

1.2 Les missions d'exploration spatiale : la Course à l'espace

La Course à l'espace représente l'ensemble des moyens humains et matériels mis en œuvre dans les années 1950 à 1975, par les deux principaux opposants de la Guerre froide : les États-Unis et l'URSS, pour accéder à l'espace et affirmer sa domination stratégique dans ce nouvel environnement. Il s'agit de la continuité d'une course à l'armement initiée pendant la Seconde Guerre mondiale, d'abord avec le développement de la bombe nucléaire, puis avec celui des missiles intercontinentaux dont la trajectoire les amène à quitter la partie dense de l'atmosphère de la Terre, et enfin en transformant ces missiles en lanceurs spatiaux pour placer satellites en orbite autour de notre planète. L'ère spatiale a ainsi officiellement commencé le 4 octobre 1957 avec le lancement et la mise en orbite avec succès de la sonde soviétique Spoutnik 1 dont l'objectif technique était de vérifier la possibilité des communications radio à travers l'atmosphère (Fig. 1.3 gauche). S'en suivent de nombreuses sondes spatiales américaines et soviétiques réalisant les grandes premières de l'exploration spatiale. L'objectif premier de ces missions n'était pas tant l'exploration scientifique que la démonstration de sa suprématie au camp opposé. Néanmoins beaucoup de satellites embarquaient des instruments scientifiques, contribuant ainsi à l'amélioration de notre compréhension du Système solaire. Ainsi Spoutnik 1 nous a montré qu'il était possible de communiquer avec un satellite à travers l'atmosphère (la réflexion sur l'ionosphère

était déjà connue et utilisée dans les télécommunications), Luna 1 en janvier 1959 fut le premier objet artificiel à quitter l'orbite terrestre et à approcher la Lune et Luna 3 releva le défi de la réalisation de photographies et leur transmission aux laboratoires sur Terre (Fig. 1.3 centre et droite).

Cette dernière mission franchit une étape technologique décisive dans l'exploration scientifique du Système solaire, car elle est la première à réaliser des images, en scannant une plaque photographique, depuis l'espace pour les transmettre par ondes radio sans retour de la sonde, bien avant les capteurs CCD (inventés en 1969) et la numérisation.

Parallèlement, la Course à l'espace s'accélère. Face à l'avancée rapide des programmes lunaires et habités de l'URSS (vol de Youri Gagarine à bord de Vostok 1, le 12 avril 1961), J. F. Kennedy annonça en mai 1961 l'accélération du programme spatial américain dont surtout le programme lunaire habité Apollo. La décennie 1960 fut ainsi marquée par la course à la Lune dont l'apogée fut atteint en juillet 1969 avec le premier pas de l'Homme sur notre satellite, lors de la mission Apollo 11. D'un point de vue technique, cette période a été extrêmement prolifique en nouvelles technologies et en innovations : on a par exemple vu apparaître l'informatique pour les calculs d'orbite ou encore la microélectronique pour les systèmes embarqués. Ces avancées techniques dominent encore aujourd'hui des pans entiers de nos modes de vie, de l'informatique personnelle aux télécommunications, de même qu'au niveau culturel avec le développement de la science-fiction.

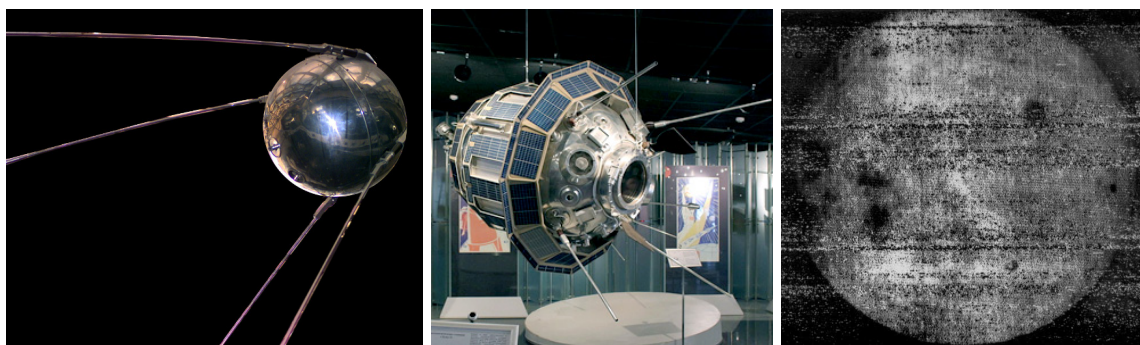


Fig. 1.3 : Gauche : maquette de la sonde Spoutnik 1 exposée au *National Air and Space Museum* à Washington, D.C. Centre : maquette de la sonde Luna 3 exposée au *Memorial Museum of Astronautics* à Moscou. Droite : photographie de la face cachée de la Lune réalisée par Luna 3 en 1959.

Au niveau scientifique, notre représentation du Système solaire marque un tournant lors de la période fin 1960 – 1975 avec des missions interplanétaires photographiant pour la première fois ces mondes distants (Mariner 2, 4, 5, 6 et 7, Pioneer 10 et 11, Voyager 1 et 2 ; Fig. 1.4), atterrissant sur certains d'entre eux (Mars 3, 1971, Venera 9, 1975, Viking 1, 1975) et réalisant les premiers retours d'échantillons automatiques de la surface de la Lune (Luna 16, 1970). Ces deux derniers points font entrer l'exploration spatiale dans une nouvelle ère : celle des missions *in situ* et des retours d'échantillons. L'astrophysique n'est plus seulement une science observationnelle, elle devient expérimentale. La vision des planètes que nous offrent alors ces missions frappe par sa diversité, il n'y a pas deux paysages extraterrestres identiques, au point que ce constat pose les fondations des grandes questions qui animent encore aujourd'hui l'exploration spatiale du Système solaire.

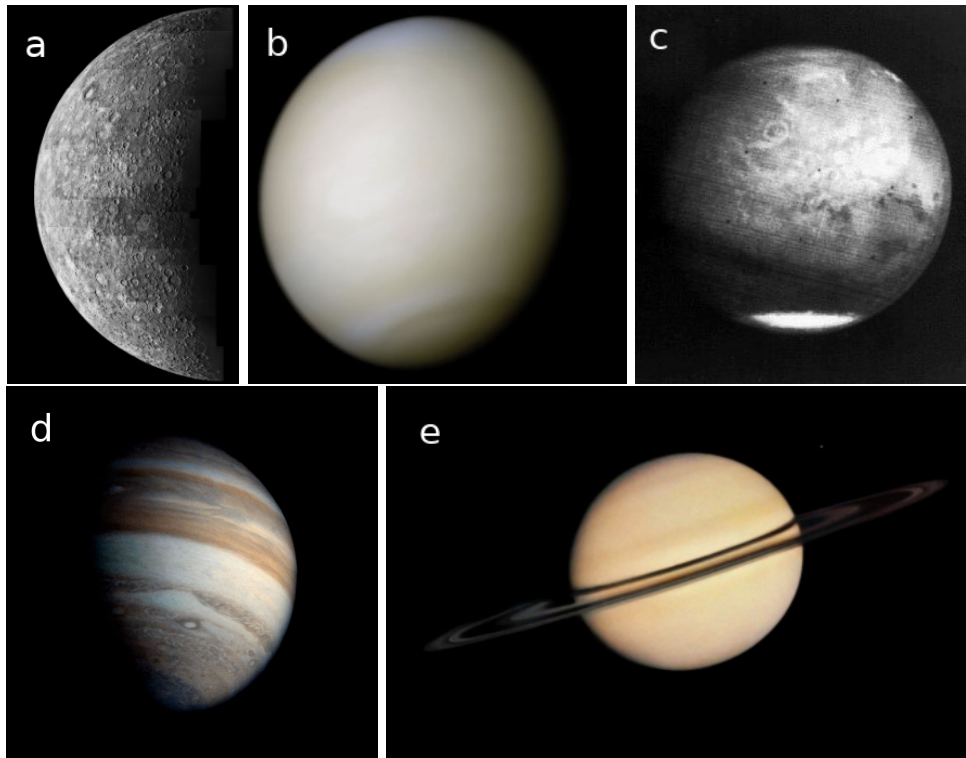


Fig. 1.4 : Photographies de planètes lors de survol de sondes spatiales.

a : Mercure, Mariner 10, 1974. **b** : Vénus, Mariner 10, 1974. **c** : Mars, Mariner 7, 1969. **d** : Jupiter, Pioneer 11, 1974. **e** : Saturne, Pioneer 11, 1979.

1.3 Planètes, astéroïdes et comètes : changement de paradigme

Après 60 ans d'exploration spatiale, notre compréhension du Système solaire a beaucoup évolué au point que nous avons aujourd'hui un modèle décrivant les grandes étapes de sa formation et son évolution. Revenons sur ces étapes, car elles permettent d'appréhender la façon dont des mécanismes génériques prennent des formes extrêmement singulières.

Le Système solaire s'est formé il y a environ 4,6 milliards d'années à partir d'un nuage de gaz et de poussières. Dans ces conditions initiales relativement génériques, il est légitime de penser que les planètes du Système solaire devraient être similaires, à des différences près, liées à leur taille et leur éloignement au Soleil. Or nous avons vu que les missions d'exploration spatiale nous montrent tout le contraire depuis les années 1960. Comment alors expliquer une telle variété alors que le scénario de l'effondrement de la nébuleuse solaire initiale ne dépend que de peu de paramètres tels que la température et la densité du nuage primordial ? Et *a contrario*, constatant cette diversité, le fait de chercher à généraliser certaines caractéristiques de la Terre, telle que l'existence de la vie, a-t-il encore un sens ? Ceci est justement tout l'enjeu de la planétologie telle qu'on la pratique aujourd'hui.

L'origine de la diversité des objets du Système solaire tient en deux types de phénomènes : dans un premier temps les écarts de conditions initiales de formation de chacun de ces corps, et dans un second temps l'équilibrage dynamique du système dans son ensemble et les événements qui s'y sont produits.

Lors de l'effondrement de la nébuleuse solaire, le centre s'est échauffé, formant le Soleil, pendant qu'un gradient de température s'établissait entre le centre et l'extérieur du nuage qui avait pris la forme d'un disque protoplanétaire de gaz et de grains solides. Le gradient de température

imposé par le fort rayonnement du jeune Soleil, conduit à l'apparition d'un gradient de composition de la matière condensée en fonction de son point de sublimation. Dans ce contexte, les instabilités gravo-turbulentes locales entraînent l'accrétion des grains en grains plus gros, puis en planétésimaux de taille kilométrique suivant un mécanisme encore mal compris aujourd'hui. En effet, l'interaction entre le gaz du disque et les structures solides suppose que seuls les grains d'une taille inférieure au centimètre peuvent avoir une orbite stable. Au-delà de cette limite, ils devraient migrer vers le Soleil et être accrétés (Johansen et al., 2015). Au fil des collisions, certains planétésimaux fusionnent en objets de plus en plus massifs, d'autres sont désintégrés par la collision.

L'accrétion libère une énergie conséquente qui chauffe le corps accrétant et cette énergie est réémise dans l'espace par rayonnement. Le rapport surface – volume étant proportionnel à l'inverse du rayon, les gros objets ont tendance à emmagasiner plus vite l'énergie qu'ils ne la transfèrent à l'extérieur. Un dimorphisme important apparaît alors : les planétésimaux gros et massifs, à partir de quelques centaines de kilomètres, deviennent suffisamment chauds pour entrer en fusion et devenir sphériques et différenciés (*i.e.* il apparaît un gradient de composition avec les composés lourds au centre et les légers en surface) ; alors que les autres n'évoluent pas et restent tels qu'ils étaient à leur formation.

Dès les premières observations de systèmes planétaires extrasolaires, à partir de 1995, il est apparu que beaucoup d'exoplanètes détectées étaient similaires à Jupiter, mais sur des orbites très proches de leur étoile. Cependant, le gradient de composition des disques protoplanétaires ne permet pas de former de planètes gazeuses aussi proches de leur étoile, il existerait donc un mécanisme permettant aux géantes gazeuses de se former loin de l'étoile puis de migrer vers celle-ci, il s'agit de la migration planétaire. La planète gazeuse nouvellement formée échangerait du moment cinétique avec le gaz environnant et plongerait ainsi vers l'intérieur du système (Masset & Papaloizou, 2003). Il faut néanmoins garder à l'esprit qu'il existe un biais observationnel dû aux méthodes de détection des exoplanètes. Aujourd'hui, 4 152 exoplanètes sont confirmées¹, mais la plupart d'entre elles ont été identifiées par la mesure de la vitesse radiale de leur étoile (plus la planète est grande et proche, plus elle perturbe le mouvement de son étoile), ou par transit (en passant devant son étoile, la planète occulte une partie du flux lumineux, mais plus la planète est grande, plus l'écart de luminosité est important). Les détections de « Jupiter chaudes » restent malgré tout fréquentes ce qui laisse supposer que ce mécanisme est générique dans la plupart des systèmes planétaires (Chambers, 2009).

Dans le cas du Système solaire, le modèle de la migration planétaire permet d'expliquer la distribution des masses et des distances au Soleil des planètes (Walsh et al., 2011) : très rapidement après la formation du Soleil, en une dizaine de millions d'années seulement, Jupiter se serait formée par accrétion à partir d'un embryon rocheux de 5 à 10 masses terrestres (Lunine et al., 2004). Comme pour les systèmes extrasolaires, Jupiter aurait migré vers le Système solaire interne en une centaine de milliers d'années, entraînant Saturne, alors encore en formation, à sa suite. Après cette migration brutale de Saturne (à peine quelques dizaines de milliers d'années), les deux géantes gazeuses seraient entrées en résonance de moyen mouvement puis seraient retournées à l'extérieur du Système solaire en repoussant Uranus et Neptune sur des orbites plus lointaines (Fig. 1.5)

L'une des singularités du Système solaire tient donc dans la formation de deux géantes gazeuses de masse comparable, ce qui aurait empêché Jupiter d'accréter toute la matière du système interne et ainsi prévenir la formation des planètes telluriques. Ces événements ont conduit à la formation des quatre planètes telluriques et quatre gazeuses que nous connaissons, sur des orbites quasi circulaires. Quand on compare notre Système solaire aux observations des systèmes

¹<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

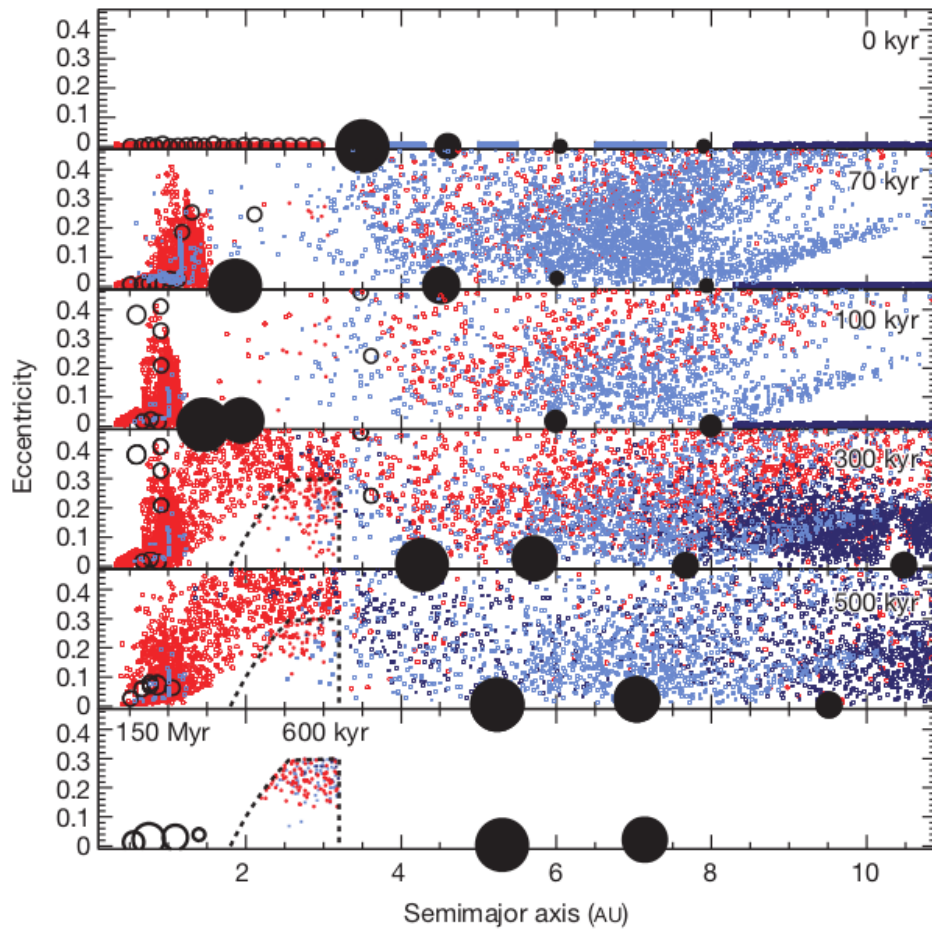


Fig. 1.5 : Simulation de l'évolution du Système solaire dans un modèle de migration planétaire. Les disques noirs représentent les planètes gazeuses, les cercles sont des planétésimaux, les points rouges représentent la matière réfractaire alors que les bleus figurent la matière volatile du système externe. La ligne pointillée représente la position de la Ceinture principale d'astéroïdes d'aujourd'hui. La migration de Jupiter puis de Saturne a fortement perturbé l'orbite des petits corps du système interne de même que celle des grains, en créant un déficit de masse au niveau de la Ceinture principale d'astéroïdes. Nous retrouvons ainsi les tailles et positions des quatre planètes telluriques que nous connaissons aujourd'hui et la présence de nombreux petits corps du système externe dans la Ceinture principale. Figure tirée de [Walsh et al. \(2011\)](#).

stellaires externes, son organisation fait déjà figure d'exception puisque la plupart des systèmes externes ont des orbites très elliptiques.

Pendant la migration de Jupiter et Saturne, l'orbite des nombreux petits corps du Système solaire est fortement perturbée et leur plongeon vers l'intérieur du système aurait conduit à un premier épisode d'intense bombardement des planètes, formant notamment la Lune. Plus tard, environ 400 millions d'années après le premier, le réarrangement des orbites d'Uranus et Neptune, aurait provoqué un deuxième bombardement des planètes internes ([Tsiganis et al., 2005](#)). Ce Grand Bombardement tardif (LHB pour *Late Heavy Bombardment*) aurait injecté dans le Système solaire interne des petits corps glacés lointains, comptant parmi les candidats à l'apport de l'eau composant l'importante couverture océanique de la Terre.

Aujourd'hui, le Système solaire contient de nombreux objets de natures très différentes qu'on peut grossièrement classer en des corps différenciés d'un côté et des corps non différenciés de l'autre. Ces derniers objets forment les astéroïdes, les comètes et l'ensemble des grains de poussière interplanétaire, et sont une cible de choix pour la planétologie en ce sens qu'ils contiennent les traces des conditions régnant à la formation du Système solaire. Les objets différenciés quant à eux, présentent une grande variété de caractéristiques en fonction de leur masse et de leur composition comme par exemple l'existence d'un champ magnétique, d'une tectonique des plaques, de volcanisme, d'une atmosphère ou d'une hydrosphère liquide. Les quatre lunes glacées de Jupiter sont aussi dissemblables que le sont Mercure, Vénus, la Terre et Mars. L'étude approfondie de ces corps et de leurs différences permettrait d'accéder à l'étendue de leur diversité et ainsi comprendre la singularité de notre planète.

Mars tient une position particulière dans cette étude et m'intéresse en premier lieu dans le cadre de ma thèse. Elle se serait formée en même temps que la Terre, mais diffère grandement de celle-ci de par sa taille et sa distance au Soleil. Ces deux différences majeures sont probablement à l'origine de la divergence d'évolution des deux planètes. Mars est un monde froid, hyper aride, avec une atmosphère très ténue et quasiment inerte géologiquement (voir section suivante) alors que la Terre possède une atmosphère plus épaisse, une importante couverture océanique, une tectonique des plaques riche, un volcanisme actif et surtout la vie. *A contrario*, Vénus, l'autre voisine de la Terre et comparable en taille et masse, a une atmosphère très épaisse masquant sa surface, une température de surface très élevée, des traces d'un volcanisme passé, mais pas de tectonique des plaques. Néanmoins, la proximité de Mars facilite son accès aux missions interplanétaires (environ 8 mois de transit pour un lancement tous les 26 mois), sa fine atmosphère permet son étude spectroscopique depuis l'orbite et son climat froid est plus propice à l'exploration robotisée que la fournaise vénusienne.

1.4 La planète Mars

1.4.1 Du monde habitable à la planète désertique

Mars est la planète tellurique la plus éloignée du Soleil, avec un rayon orbital moyen d'environ 1,52 UA, et la deuxième moins massive (environ 10 % de la masse de la Terre) après Mercure. En termes de taille, Mars mesure 53 % du rayon de la Terre et sa surface totale est équivalente à la surface des terres émergées terrestres. Elle possède également deux satellites naturels, Phobos et Deimos dont le mécanisme de formation est encore discutée aujourd'hui. Ses principales caractéristiques physiques et orbitales sont réunies dans le tableau 1.1.

L'observation de la planète est possible à l'œil nu, sa magnitude visible apparente pouvant atteindre -2,91 lors des oppositions. Elle est nommée d'après le dieu de la guerre du panthéon romain à cause de sa couleur rouge caractéristique, attribuée à la présence d'oxyde ferrique (Fe^{3+}) en abondance sur sa surface. Mars présente la particularité d'avoir un mouvement apparent rétrograde : les rapports de distance et de vitesse orbitale entre la Terre et Mars sont tels que Mars semble faire une boucle lors de son mouvement apparent dans le ciel. Cette caractéristique est observée depuis l'Antiquité et a permis notamment à Johannes Kepler de découvrir que les orbites planétaires sont des ellipses centrées sur le Soleil et non des cercles à épicycles centrés sur la Terre.

Avec un petit télescope de quelques dizaines de centimètres de diamètre, Mars présente quelques détails observables tels que ses calottes polaires saisonnières, dont la composition de glace d'eau et de CO_2 a été mise en évidence par les sondes spatiales, ou encore les différences de contraste entre certaines régions (*e.g.* *Syrtis Major* apparaît sombre alors qu'*Arabia Terra*

Caractéristiques orbitales	
Demi-grand axe	$2,279 \times 10^8$ km
Excentricité	0,0934
Inclinaison	$1,85^\circ$
Période de révolution	687 jours terrestres
Caractéristiques physiques	
Masse	$6,419 \times 10^{23}$ kg
Diamètre équatorial	6 792 km
Densité moyenne	3,934
Période de rotation	24 h 37 m

Tab. 1.1 : Caractéristiques générales de Mars.

est clair). Les premières cartographies de la surface de Mars datent de la fin du XIX^e siècle et ont initié le débat autour de l'existence des *canaux martiens* et par extension d'une forme de vie intelligente sur la Planète rouge.

Le mythe des canaux martiens mérite qu'on s'y attarde, car il illustre comment un dogme scientifique ayant un fort écho médiatique, ici la présence de vie sur d'autres planètes, peut conduire à d'importants débats même au sein de la communauté scientifique. Ces canaux ont été observés pour la première fois lors de l'opposition martienne de 1877 par Giovanni Schiaparelli, la distance entre la Terre et Mars était alors minimale et l'observation de cette dernière révélait des lignes sombres autour de sa région équatoriale. Schiaparelli avait alors nommé ces lignes des *canali*, ce qui en italien ne fait aucune hypothèse sur leur origine artificielle ou naturelle (Fig. 1.6).

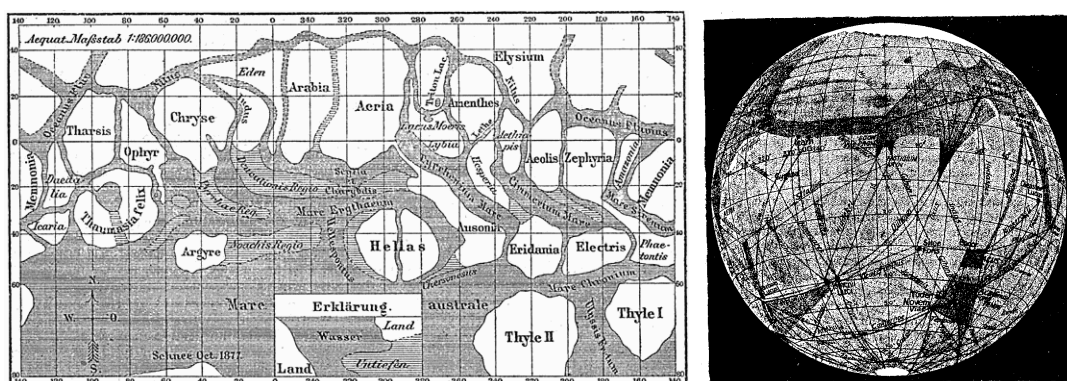


Fig. 1.6 : Gauche : carte de Mars de 1877 selon Schiaparelli montrant les *canali*. Droite : carte selon Lowell montrant des canaux rectilignes connectant des bassins sombres, 1905.

Lors des oppositions suivantes, d'autres astronomes observèrent également ces *canali* et commencèrent à les interpréter comme des structures reliant des mers et des oasis (sous forme de taches sombres). Percival Lowell fut le principal promoteur d'une interprétation en termes de canaux artificiels, les habitants de Mars cherchant à combattre la désertification de leur planète en amenant l'eau de fonte des calottes polaires vers l'équateur. Lowell réalisa plusieurs cartes

de Mars faisant apparaître les canaux, et traça même des cartes similaires pour Vénus et Mercure dont la surface n'a jamais été observée à cette époque. Le mythe autour des canaux dura jusqu'en 1909 lorsque l'observation de Mars avec de nouveaux télescopes plus performants (le télescope de 500 mm de la coupole Baillaud du Pic du Midi) démontra leur non-existence.

La possibilité de la présence de vie sur Mars et d'autres planètes ne s'est pas close pour autant, la pluralité des mondes habités étant d'ailleurs une idée solidement ancrée dans la communauté scientifique. Il était clair que les autres planètes étaient habitées, il restait seulement à découvrir par quelle forme de vie.

Il faudra attendre 1965 et la sonde spatiale américaine Mariner 4 pour totalement dissiper les espoirs de rencontrer une forme de vie évoluée sur Mars. La mission réalisa des images de la surface de la planète ainsi que des mesures de champ magnétique et de pression atmosphérique. Mars ne posséderait donc plus de champ magnétique global, et donc de dynamo interne, une atmosphère ténue de 4 à 7 mbar en surface et une température pouvant atteindre -100°C . D'autres sondes d'exploration de Mars se succédèrent révélant à chaque fois plus précisément les propriétés de la planète, son atmosphère, sa géologie. Mais la présence de vie y est toujours considérée comme probable jusqu'en 1975, lorsque la mission américaine Viking 1, et son atterrisseur réalisèrent la première image du paysage martien, ainsi que des mesures de caractérisation de la vie de surface. L'objectif n'était pas de rechercher des traces de vie passée ou présente comme on le fait aujourd'hui mais bien de caractériser le métabolisme de la biologie en cours sur la planète. Les résultats furent négatifs et Mars devint aux yeux des astronomes un désert biologiquement et géologiquement inerte (Fig. 1.7).

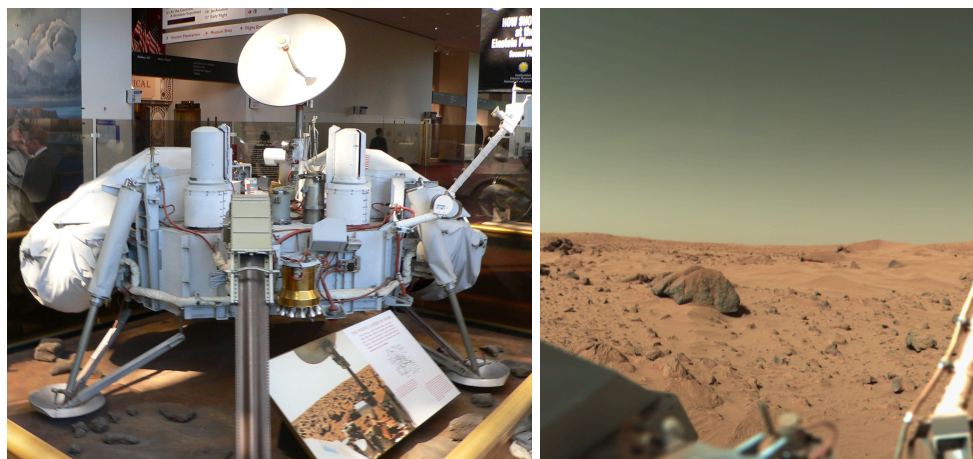


Fig. 1.7 : Gauche : maquette de l'atterrisseur de la sonde Viking 1 exposée au *National Air and Space Museum* à Washington, D.C. Droite : photographie de la surface de Mars prise par l'atterrisseur de Viking 1 en 1978.

1.4.2 Géologie générale

Si Mars est aujourd'hui quasiment inerte sur le plan géologique (absence de tectonique des plaques et de volcanisme), ça n'a pas toujours été le cas au cours de son histoire. On divise ses temps géologiques en trois éons, nommés d'après des formations géologiques représentatives des conditions régnant sur la planète alors (Fig. 1.8). Nous donnons ici une description de ces éons selon l'échelle de temps de Hartmann et Neukum ([Hartmann & Neukum, 2001](#)) :

- le Noachien s'étend de la formation de la planète jusqu'à $-3,7$ Ga (milliards d'années). Il correspond aux terrains fortement cratérisés des hauts plateaux de l'hémisphère sud,

comme *Noachis Terra*. Il s'agit de la période la plus étudiée, car à cette époque les conditions sur Mars et sur Terre auraient été similaires. Cela correspond sur Terre à l'Hadéen et au début de l'Archéen, une période géologique ayant vu apparaître la vie dans les océans primitifs de la planète. Mars aurait ainsi possédé une atmosphère plus épaisse (jusqu'à quelques bars (Pollack et al., 1987; Warren et al., 2019)) et un effet de serre suffisant pour permettre l'existence d'étendues d'eau liquide stables sous la forme d'écoulements fluviaux, de lacs-cratère formant un réseau hydrographique complexe. Le Noachien prend fin vers $-3,7$ Ga avec le début d'un intense épisode volcanique concomitant au Grand Bombardement tardif (section 1.3). La fin du Noachien est aussi marquée par l'arrêt du champ magnétique global qui protégeait l'atmosphère du vent solaire, vers -4 Ga (Lillis et al., 2008);

- l'Hespérien est l'éon le plus court, il s'étend de $-3,7$ à $-3,2$ Ga. Il est principalement marqué par une forte activité volcanique, à l'origine de la formation des plaines basaltiques de *Syrtis Major Planum*, *Argyre Planitia* et *Hellas Planitia* par exemple, couplé aux impacts météoritiques du LHB. Ce bombardement météoritique conjugué au vent solaire et à l'absence de champ magnétique global aurait par la suite participé à l'évacuation progressive de l'atmosphère puis de l'hydrosphère (Melosh & Vickery, 1989; Lundin et al., 2004);
- l'Amazonien correspond à la dernière période géologique, il s'étend de $-3,2$ Ga à aujourd'hui. Cet éon se caractérise par l'extinction de l'activité géologique de Mars, à l'exception d'un volcanisme résiduel, ainsi que par des surfaces peu cratérisées telles que la région d'*Amazonis Planitia* et les plaines volcaniques de l'hémisphère nord.

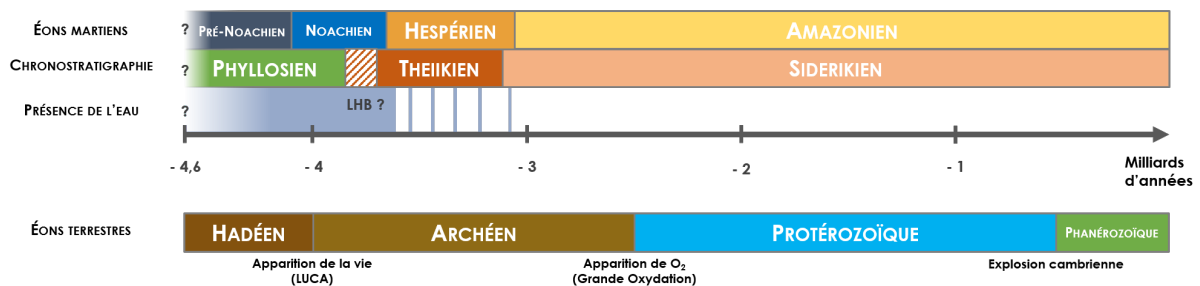


Fig. 1.8 : Échelles des temps géologiques de Mars et la Terre. Seuls les éons sont indiqués, pour comparer leurs durées relatives, ainsi que les événements marquants de l'histoire des deux planètes. Sur Terre la vie serait apparue à la fin de l'Hadéen, le premier éon terrestre correspondant à la formation de la planète, des océans, des supercontinents et de la Lune, il y a environ 4 Ga. Dans le même temps sur Mars, la planète connaissait sa période aqueuse, avec une atmosphère épaisse propice à un effet de serre, détaillée dans la suite (sections 1.4.4 et 1.4.5), ce qui laisse penser qu'une vie primitive aurait pu apparaître avant la fin du Noachien. Les éons stratigraphiques martiens ainsi que la période couverte par la présence d'eau sont également indiqués (les « ? » correspondent au fait que la date de début de ces périodes est mal connue aujourd'hui). Ces éons sont déterminés par la nature des sols, le Phyllosien correspond à la présence de phyllosilicates (section 1.4.5), le Theiikien à celle de roches enrichies en sulfates (suite au dégagement volcanique de soufre) et le Siderikien est associé à la présence des oxydes de fer sur la surface. il existe une discontinuité temporelle entre le Phyllosien et le Theiikien, un candidat à son explication serait une importante altération de la surface lors du Grand Bombardement tardif. Figure adaptée de Ehlmann et al. (2011).

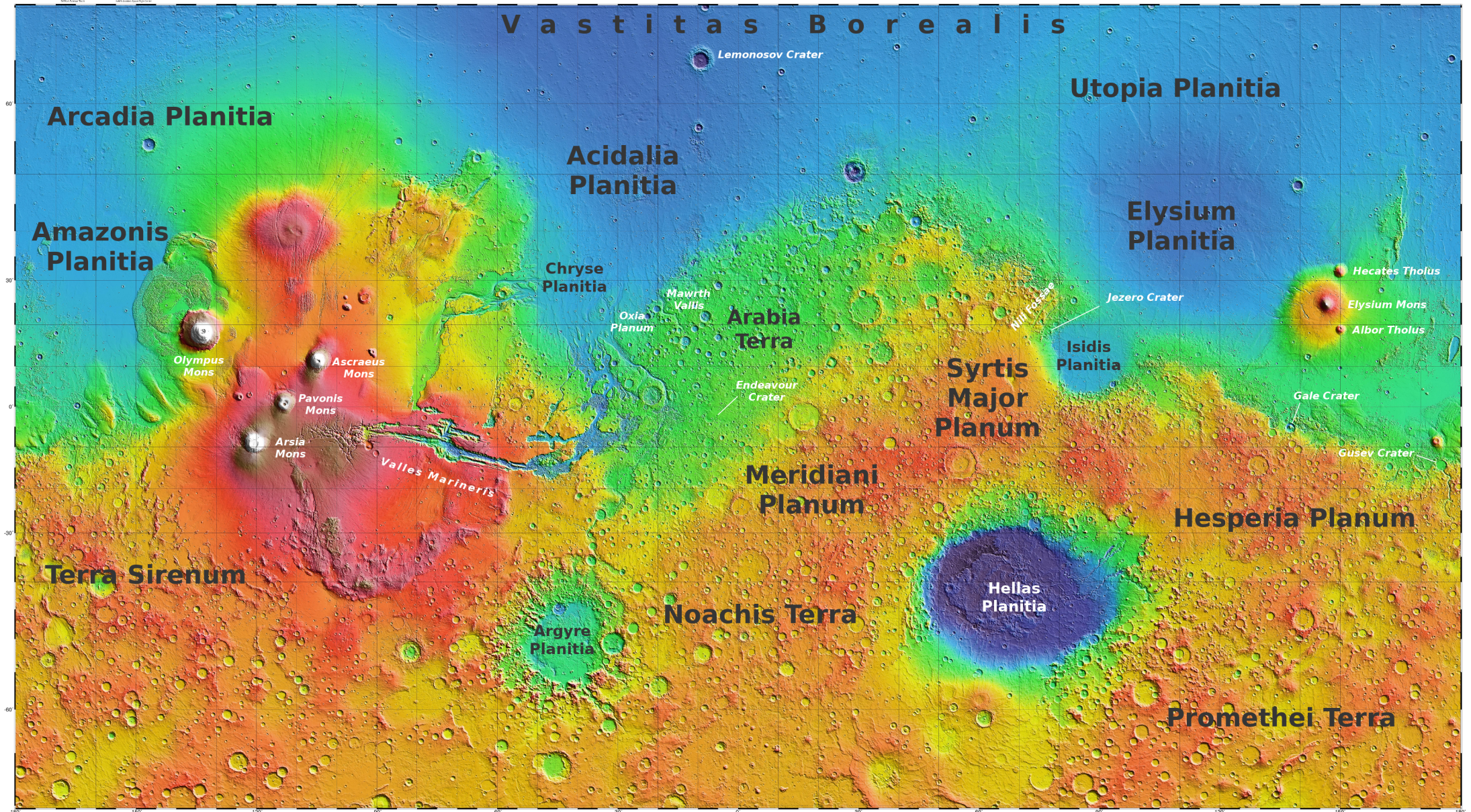


Fig. 1.9 : Carte altimétrique de Mars issue des mesures de l'instrument *Mars Orbiter Laser Altimeter* à bord de la sonde *Mars Global Surveyor* (MOLA/MGS). La coloration suivant l'altitude met en évidence la dichotomie crustale de la planète (terrains de l'hémisphère nord plus jeunes et plus bas que ceux de l'hémisphère sud), de même que les régions volcaniques et les bassins d'impact. Les principales formations géologiques sont indiquées. Image issue de <https://attic.gsfc.nasa.gov/mola/>.

À travers sa fine atmosphère, Mars laisse voir un grand nombre de types de terrain différents traduisant un passé géologique riche. La caractéristique la plus remarquable est la dichotomie crustale entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud. En effet, les relevés altimétriques ainsi que les images prises depuis l'orbite montrent que les terrains de l'hémisphère nord sont bien plus jeunes, lisses et ont une altitude moyenne plus basse que ceux de l'hémisphère sud, qui sont anciens, cratérisés et bien plus élevés (Fig. 1.9). Ce contraste d'environ 6 km en altitude serait apparu vraisemblablement il y a plus de 4 milliards d'années (Zuber, 2000). Deux mécanismes sont proposés pour expliquer son origine, le premier repose sur des mouvements tectoniques similaires à ceux qui ont formé les masses continentales sur Terre (Solomon et al., 2005), le second, privilégié, suppose un impact géant avec un planétoïde sur l'hémisphère nord au tout début de l'histoire martienne (Nimmo et al., 2008).

Le volcanisme est une autre caractéristique notable de la planète, il se serait déroulé en plusieurs phases, surtout au début de l'histoire martienne. Il se présente sous la forme de structures diversifiées, des dômes aux plaines basaltiques très étendues, et spatialement réparties de façon inhomogène. On distingue ainsi trois grands types d'édifices volcaniques : les dômes de petite taille, appelés *tholi*, les immenses plaines basaltiques, ou *paterae*, et les volcans-boucliers. Les formations volcaniques les plus anciennes dateraient du Noachien, mais la majorité de leurs traces auraient été recouvertes par les larges épanchements de magma de la fin de l'Hespérien. Il subsiste malgré tout des édifices volcaniques attribués à cette époque, comme les petits *tholi* et *paterae* de la province de *Tharsis*, montrant que le volcanisme de cette région aurait commencé très tôt, il y a 3,7 à 4 Ga (Werner, 2009). L'épisode volcanique le plus intense de l'histoire martienne a débuté à la fin du Noachien et se serait poursuivi pendant l'Hespérien. Il est à l'origine de la formation des immenses régions sombres visibles depuis la Terre avec un télescope, et longtemps attribuées à des océans voire des forêts. Les volcans correspondants sont les *paterae*, de vastes cuvettes au-dessus d'une chambre magmatique à l'image des caldeiras terrestres. Leur effusion de lave du début de l'Hespérien serait à l'origine des hauts plateaux basaltiques très cratérisés de *Syrtis Major* et d'*Hesperia Planum* tandis que les épanchements plus tardifs, post-LHB vers la fin de l'Hespérien, auraient rempli les bassins d'impact tels qu'*Hellas* et *Argyre* et les basses plaines de l'hémisphère nord (Tanaka et al., 2014). Enfin, l'activité volcanique diminuant, les écoulements de lave sont devenus plus épisodiques et moins abondants concentrant le dépôt de matière aux abords des caldeiras, formant ainsi les immenses volcans-boucliers des régions de *Tharsis* et d'*Elysium*, dont le plus grand d'entre eux, *Olympus Mons*, culmine à environ 20 km au-dessus du niveau moyen (Neukum et al., 2004).

1.4.3 Composition de la croûte martienne

Dès les premières mesures de spectroscopie avec des télescopes terrestres, Mars a révélé une croûte similaire à la croûte océanique terrestre, c'est-à-dire principalement basaltique. Les variations régionales de composition de la croûte martienne sont à mettre en parallèle des formations volcaniques précédemment évoquées, car elles révèlent des mécanismes de la dynamique interne de la planète. Ainsi, le spectromètre à rayonnement gamma (GRS) à bord de la sonde 2001 Mars Odyssey a montré que la surface de Mars a une concentration relativement homogène en silicium, sous forme de SiO_2 (McSween et al., 2009), mais avec un appauvrissement significatif dans les deux provinces volcaniques de la fin de l'Hespérien : *Tharsis* et *Elysium*. Ceci suggère que les épanchements de magma plus récents sont plus alcalins, donc plus riches en oxydes tels que Na_2O et K_2O , que ceux des anciennes plaines volcaniques de l'hémisphère sud. Le magma serait donc remonté du manteau de la planète avec un degré de fusion et un taux de fractionnement cristallin plus faibles lors des éruptions récentes (Baratoux et al., 2011). Le spectromètre GRS a également montré que la concentration en fer de la croûte martienne est plus de deux

fois supérieure à celle de la Terre (entre 10 et 20 % contre environ 5 %) avec là encore un écart de composition entre les volcans d'*Elysium*, enrichis par rapport à ceux de *Tharsis*. De plus, la répartition du fer en surface semble suivre la dichotomie nord-sud de Mars, avec une concentration plus élevée au nord. Deux explications sont proposées pour l'expliquer : le fer contenu en surface aurait pu être lessivé par un intense épisode aqueux acide, le réseau hydrologique aurait alors charrié ces sédiments riches en fer dans les plaines de l'hémisphère nord (Karunatillake et al., 2006); ou alors il s'agit d'un changement de composition du magma conduisant à des laves enrichies en fer pendant l'Hespérien, lors du comblement des plaines du nord (Head et al., 2002).

Les détections élémentaires précédentes sont le reflet de la distribution des minéraux sur la surface de Mars. En effet, la famille minérale majoritairement représentée est celle des silicates, des minéraux constitués d'assemblages d'oxyde de silicium auxquels sont associés divers cations métalliques sous la forme d'inclusions (voir section A.1). L'ensemble de toutes les combinaisons possibles constitue une vaste collection de minéraux aux propriétés et aux conditions de formation très variées. Leur identification permet ainsi de connaître les conditions de température et de pression régnant dans le magma, les différents paliers de température qu'il a subis ainsi que la composition du manteau. Ces minéraux présentent des bandes d'absorption très caractéristiques dans l'infrarouge proche et moyen (Tab. 3.2). Les détections sont donc réalisées par des spectromètres orbitaux couvrant cette gamme de longueurs d'onde. Dans le cas de la croûte martienne, on observe une composition générale de feldspaths plagioclase, pyroxènes riches et pauvres en calcium (HCP et LCP) et de façon plus localisée en olivines (Bandfield et al., 2000; Christensen et al., 2000; Mustard et al., 2005; Poulet et al., 2009). La distribution des minéraux est également inhomogène avec les plateaux anciens de l'hémisphère sud plus riches en LCP et en olivine, les provinces volcaniques de l'Hespérien, comme *Syrtis Major*, contiennent plutôt du HCP et des feldspaths, alors que les plaines de l'hémisphère nord sont globalement pauvres en pyroxène (Mustard et al., 2005; Bibring et al., 2005; Poulet et al., 2007; Ody, 2012). L'olivine est, quant à elle, présente de façon beaucoup plus localisée. Ce minéral cristallise à une température supérieure à 1200°C et en l'absence totale d'eau, ce qui en fait une des composantes principales du manteau sur Terre. De plus, comme ses conditions de formation sont éloignées des conditions de la surface (température, pression, présence d'agents altérants), l'olivine est l'un des minéraux les plus susceptibles de s'altérer et donc de porter la signature des conditions de la surface (voir section 1.4.5). Sur Mars, les détections d'olivines se répartissent en deux groupes : les détections au fond des cratères d'impact et sur les parois érodées des lits fluviaux et canyons, d'olivines riches en fer attribuées à la remontée de magma de la lithosphère supérieure suite à l'impact météoritique, ou à l'érosion profonde de la croûte mettant à jour les couches supérieures (Rogers et al., 2005, 2009; Rogers & Fergason, 2011; Edwards et al., 2009, 2014); et les détections sur le pourtour des grands bassins d'impact tels que *Hellas*, *Argyre*, *Isidis* et autour de *Nili Fossae* dont les olivines sont plus riches en magnésium et proviendraient de la fusion et la remontée de matière de la partie inférieure de la lithosphère voire de la partie supérieure du manteau lors de ces grands impacts (Hoefen et al., 2003; Mustard et al., 2009; Koeppen & Hamilton, 2008; Ody et al., 2013).

Cependant, la principale limite à l'analyse de la surface de Mars depuis l'espace est la présence d'une épaisse couche de poussière sur pratiquement l'ensemble de la planète. Cette poussière est notamment responsable de la couleur rouge orangé observable depuis la Terre, attribuée à de l'hématite nanocristalline, Fe_2O_3 (Bibring et al., 2006). Elle n'est pas distribuée de façon uniforme sur la planète, les régions d'albédo élevé correspondant à l'hémisphère nord et aux plaines de *Tharsis* et d'*Elysium* sont couvertes d'une couche pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres alors que les hauts plateaux de l'hémisphère sud, plus sombres, sont globalement peu empoussiérés. C'est pour cette raison que les cartographies minérales se concentrent sur ces

dernières régions.

En supplément des roches magmatiques et leurs minéraux caractéristiques, Mars présente une grande variété de phases minérales résultant d'une altération de la croûte par divers mécanismes comme le vent solaire, l'atmosphère et l'eau. Ce dernier mode d'altération est le plus étudié aujourd'hui, car il est le signe du passé aqueux de la planète.

1.4.4 Les traces géomorphologiques du passé aqueux de Mars

La question de la présence d'eau sur Mars était débattue dès les premières observations au télescope révélant le contraste entre les plaines basaltiques et les hauts plateaux cratérisés. Comme sur la Lune, les régions sombres étaient alors attribuées à des étendues d'eau, voire des forêts, jusqu'à ce que les mesures de spectroscopie montrèrent que l'atmosphère de Mars ne contient pas d'eau. Cette question revint sur le devant de la scène lors des survols spatiaux dès Mariner 9. Les photographies de la surface montrèrent alors le relief de la planète mais aussi ce qui semblait être des bassins hydrographiques, vallées fluviales, deltas et littoraux. Ces régions sont rapidement devenues des sites d'intérêt majeur pour l'exploration de la planète, car elles renfermeraient, le cas échéant, les preuves d'une activité biologique passée. Les sites d'atterrissage des deux prochains rovers, Mars 2020 de la NASA et ExoMars rover de l'ESA, sont justement des sites au passé aqueux établi, respectivement *Jezero Crater* et *Oxia Planum*.

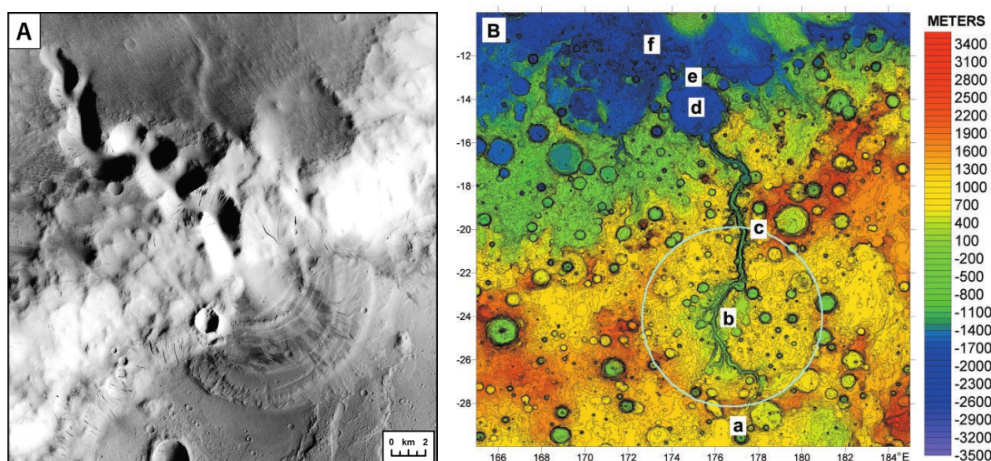


Fig. 1.10 : **A** : Image d'un cône de déjection dans un cratère alimenté par une vallée (image CTX/MRO, Goudge et al. 2015b). **B** : Image MOLA/MGS de la région de *Ma'adim Vallis*, l'échelle de couleur donne l'altitude. Le cratère « d » est le cratère *Gusev*, site d'atterrissage du rover *Spirit* (image tirée de Irwin et al. 2002).

Dès les premières missions en orbite autour de Mars, les images de la surface montrèrent des structures géologiques évoquant un vaste réseau de lacs et de rivières. Ces structures seraient issues de l'érosion des sols par l'eau, suivant le même mécanisme que sur Terre. On observe également des vallées inversées, issues de l'érosion du terrain autour d'une vallée au fond de laquelle se trouve un dépôt sédimentaire compact et résistant à l'érosion. Le cratère *Miyamoto* (Newsom et al., 2010) et la formation de *Medusae Fossae* (Zimbelman & Griffin, 2010) en sont des exemples. On observe deux grands types géomorphologiques : les réseaux denses, avec beaucoup d'embranchements, sur des terrains datant du Noachien, et les vallées plus éparées, avec peu d'embranchements, mais très longues et larges, sur des terrains de l'Hespérien (Carr, 1996 ; Fassett & Head, 2008). Plusieurs scénarios s'affrontent pour expliquer le type de climat nécessaire à une telle activité hydrologique, allant d'un environnement chaud et humide, occasionnellement

pluvieux (Craddock & Howard, 2002), à un climat aride avec des phases humides intermittentes (Stepinski & Stepinski, 2005), ou encore un milieu froid et sec similaire à ce que connaît Mars aujourd'hui (Gaidos & Marion, 2003). Ces études suggèrent que l'épisode aqueux de Mars a été un événement transitoire corrélé au changement climatique progressif. Mars serait ainsi passée continûment d'un environnement propice à la formation de nombreuses vallées au début du Noachien, vers une hydrologie plus épisodique avec la formation de vallées de plus en plus grandes et linéaires alimentant l'hypothétique océan de l'hémisphère nord (Craddock & Howard, 2002).

L'ensemble des vallées forme donc un ensemble de bassins hydrographiques drainant les précipitations de vastes régions. Ces bassins débouchent sur un ensemble de lacs, souvent issus du remplissage d'un cratère météoritique, dont certains auraient pu être plus volumineux que la mer Caspienne, comme le lac *Eridania* dans la région de *Terra Sirenum* (Irwin et al., 2002). Ces lacs-cratère présentent souvent de nombreuses traces de leur passé aqueux tels que les vallées apportant et évacuant l'eau, les dépôts de sédiments sur les bords ou sous la forme d'un delta à l'embouchure des vallées de remplissage. Ils sont parmi les sites les plus prometteurs dans le cadre de la recherche de traces d'intérêt astrobiologique. Les cratères *Gusev*, *Gale* et *Jezero* sont des exemples d'anciens lacs-cratère sélectionnés comme site d'atterrissage pour des missions robotisées, respectivement *Spirit*, *Curiosity* et *Perseverance*.

Enfin, le fort écart d'altitude moyenne entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud de Mars, couplé à l'apparent passé humide de la planète, a rapidement suggéré la présence par le passé d'un océan d'eau remplissant toute la plaine nord, l'*Oceanus Borealis*. Cet océan aurait pu apparaître à deux moments distincts de l'histoire de la planète d'après l'observation de structures attribuées à des littoraux : la première fois aurait été il y a 3,8 Ga, en même temps que les vallées fluviales des plateaux de l'hémisphère sud, et la deuxième fois, de façon moins étendue vers la fin du Noachien, lors de la formation des grandes vallées de drainage (Carr & Head, 2003). Cependant, ces mêmes structures suggérant un océan sont encore controversées, car le littoral ne suit pas une ligne équipotentielle, contrairement à ce qu'on attend pour la surface d'une étendue d'eau. Mais ceci pourrait être dû à une redistribution des masses de la planète suite à un fort épisode volcanique ou un impact géant (Perron et al., 2007). Des études plus récentes vont dans le sens d'un océan primitif, mais moins étendu sur Mars. Les relevés du rapport isotopique deutérium/hydrogène dans l'atmosphère de Mars par le rover *Curiosity* suggèrent que la planète aurait possédé par le passé un océan liquide couvrant 19 % de sa surface (Villanueva et al., 2015). De même, Rodriguez et al. (2016) émet l'hypothèse que d'anciens tsunamis, issus d'impacts météoritiques tels que *Lemonosov Crater* (Costard et al., 2019), auraient pu altérer le littoral de la plaine nord et effacer les traces de la présence d'un océan. D'un point de vue minéralogique également, l'hypothèse d'un océan d'eau liquide est discutée. En effet, l'absence de minéraux hydratés et la présence de laves enrichies en olivine (Pan et al., 2017) contredisent l'existence d'une telle étendue d'eau. Cependant, l'absence de carbonates sur le littoral pourrait être expliquée par un océan acide, de pH inférieur à 6,2 (Fairén et al., 2004).

1.4.5 Les traces minéralogiques d'altération aqueuse

La confirmation de la présence d'eau passée liquide et stable sur la Planète rouge est arrivée au début des années 2000 lorsque les instruments OMEGA (*Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité*) à bord de la sonde européenne Mars Express (Bibring et al., 2004) puis CRISM (*Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars*) du satellite américain MRO (*Mars Reconnaissance Orbiter*) (Murchie et al., 2007) mesurèrent la signature proche-infrarouge de minéraux issus d'une altération par l'eau dans certaines régions de Mars.

Les minéraux d'altération aqueuse les plus abondants sur Mars sont les phyllosilicates, une classe de silicates se présentant sous la forme de feuillets. Ils se forment par contact prolongé, mais pas nécessairement continu, entre de l'eau liquide et des silicates, l'eau pénétrant le réseau cristallin et changeant sa structure (voir section A.2 pour plus de détails sur la structure des phyllosilicates et les différentes familles de minéraux).

Distribution générale des minéraux d'altération aqueuse. La signature spectrale infrarouge des phyllosilicates (Tab. 3.2) a ainsi été détectée depuis l'orbite dans pratiquement tous les terrains anciens de Mars, datant du Noachien (Bibring et al., 2005; Poulet et al., 2005) mais aussi de façon plus ponctuelle, aux abords de cratères d'impact mettant à jour des terrains anciens (Mustard et al., 2008; Murchie et al., 2009; Carter et al., 2010). Les missions au sol ont aussi révélé leur présence, ainsi que celle d'autres phases altérées, dans le cratère *Gusev*, par le rover *Spirit* (Christensen, 2004; Morris et al., 2010), ce qui a été confirmé par CRISM (Carter & Poulet, 2012); dans le cratère *Endeavour* par *Opportunity* (Squyres et al., 2004a; Crumpler et al., 2015); et dans le cratère *Gale* par *Curiosity* (Rampe et al., 2017). L'étude de ces terrains est assez peu aisée pour plusieurs raisons : la spectroscopie infrarouge depuis l'orbite n'accède qu'aux premiers micromètres de la surface (voir section 3.1.2), la poussière martienne limite les observations de la surface à quelques régions peu empoussiérées, et les surfaces anciennes sont les plus altérées par les impacts météoritiques ainsi que par l'érosion aérienne et fluviale. Néanmoins, les observations spatiales permettent de distinguer trois contextes fréquents possiblement associés à des conditions géochimiques de formation différentes et à une chronologie de formation (Fig. 1.11) : les terrains stratifiés, creusés par érosion, contenant plusieurs unités de minéraux argileux, les pics centraux et éjectas des cratères d'impact, et les bassins et deltas sédimentaires (Ehlmann et al., 2011).

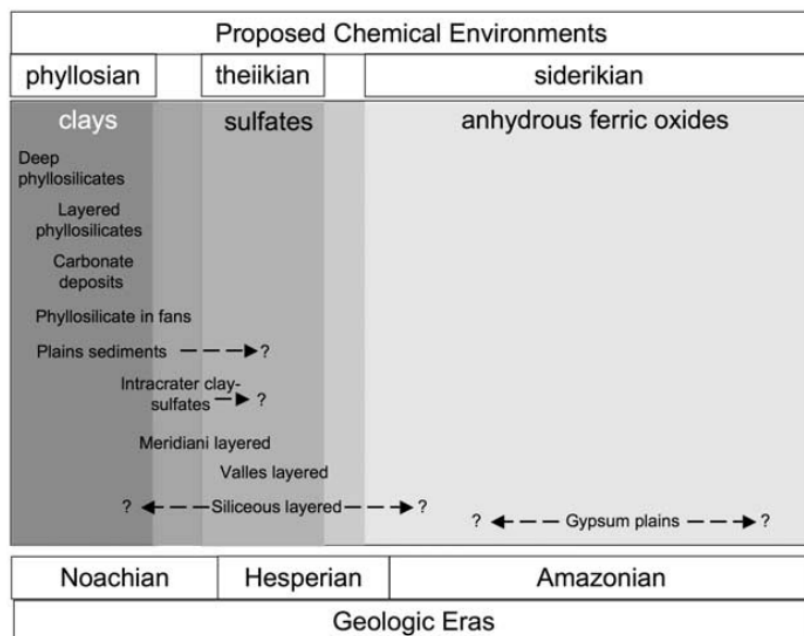


Fig. 1.11 : Environnements de détection des différents minéraux d'altération aqueuse et chronologie supposée. Figure extraite de Murchie et al. (2009).

De même que les phyllosilicates, d'autres minéraux produits en milieu aqueux ont été détectés à la surface de Mars. Ces minéraux sont en général des sels, c'est-à-dire des espèces chimiques formées de l'assemblage d'ions de charges opposées, nommés d'après leur anion tels que les

carbonates (CO_3^{2-}) (Ehlmann et al., 2008b; Palomba et al., 2009), les sulfates (SO_4^{2-}), dans *Mawrth Vallis*, de façon marginale (Wray et al., 2010), *Eridania Basin* (Pajola et al., 2016) et surtout *Meridiani Planum* (Squyres et al., 2004b; Poulet et al., 2007), ou encore les chlorures (Cl^-) (Osterloo et al., 2010). D'autres phases hydratées non ioniques existent également, comme l'opale, formée de silice contenant de l'eau interstitielle (Milliken et al., 2008).

Après la détection et la mesure de la distribution des minéraux d'altération aqueuse se pose la question des processus conduisant à leur formation, de leur chronologie, ainsi que de leurs conditions d'occurrence. Comme nous l'avons vu à la section 1.4.2, la majorité de la croûte martienne est composée de minéraux mafiques (silicates de fer et de magnésium, tels que les pyroxènes) et ultramafiques (mafiques formés à plus haute température, comme les olivines), mais c'est par la variabilité des conditions thermodynamiques et environnementales que s'explique la diversité des minéraux altérés observés. En effet, la température, la pression, le contact avec l'atmosphère, les vitesses de transformation chimique, le pH, le potentiel d'oxydoréduction et le rapport eau/roche (W/R pour *water-to-rock*) sont autant de paramètres de contrôle déterminants dans la formation des minéraux d'altération aqueuse (Chevrier et al., 2007).

Entre sous-sol et surface. Les mesures orbitales mettent évidence une présence générale de smectites riches en fer et magnésium, trioctaédriques, sur une épaisseur pouvant atteindre plusieurs centaines de mètres (Carter et al., 2015) dans les terrains de l'hémisphère sud. Mais on trouve aussi de façon plus locale que ces smectites sont recouvertes de phyllosilicates riches en aluminium, donc dioctaédriques (kaolinite, beidellite, montmorillonite), sur une épaisseur de quelques mètres seulement (Bishop et al., 2011; Loizeau et al., 2010).

Pour expliquer ce contraste de composition des smectites, on distingue ainsi trois milieux d'altération des minéraux : le sous-sol, sans contact avec l'atmosphère et avec un faible rapport W/R, un milieu fermé au sens chimique; la surface, au contact de l'atmosphère et avec un faible rapport W/R; et la surface avec un fort rapport W/R (Ehlmann et al., 2011). Ces deux derniers milieux sont donc ouverts. Dans un environnement fermé, en sous-sol, l'eau liquide est emprisonnée dans les pores des roches, l'équilibre chimique est donc assuré par le contact exclusif avec la roche et les produits de réaction restent confinés localement. Dans un tel milieu, le système chimique évolue donc au gré des variations de la température et de la pression (Griffith & Shock, 1997) et la composition élémentaire variant peu entre la roche-mère et le produit d'altération, l'analyse minéralogique permet de déterminer la chronologie des processus aqueux. Ainsi, parmi les produits d'altération en sous-sol se trouvent des smectites riches en fer et magnésium, des chlorites, de la serpentine et des amphiboles à plus haute température (jusqu'à 400°C), de la silice hydratée, des zéolites et de la prehnite (Griffith & Shock, 1997; Franzson et al., 2008).

Au contraire, dans un milieu ouvert, l'équilibre chimique est fortement influencé par l'atmosphère, qui joue le rôle d'un réservoir de matière et de tampon acido-basique et oxydoréducteur. De plus, un fort rapport W/R peut conduire à une lixiviation (*i.e.* la dissolution des éléments solubles et leur transport par l'eau, contrairement au lessivage qui est purement mécanique) des sols, ce qui augmente la mobilité ionique et favorise la formation d'espèces à ions peu mobiles (Al, Fe) et dissout les sous-produits solubles (Milliken et al., 2009). Plus précisément, certaines observations réalisées dans des profils d'altération stratifiés, mis à nu par l'érosion, révèlent un gradient de composition complexe expliqué par l'interaction avec l'atmosphère de Mars. La modélisation de ces séries de strates, dans un climat chaud et humide au contact d'une atmosphère riche en CO_2 (Zolotov & Mironenko, 2016), montre qu'il existe un gradient de composition vertical dans les affleurements de minéraux altérés, avec, de bas en haut, une transition progressive des phyllosilicates trioctaédriques vers les dioctaédriques en passant par des états intermédiaires plus ou moins riches en carbonates (Fig. 1.13). L'explication la plus vraisemblable pour ce type

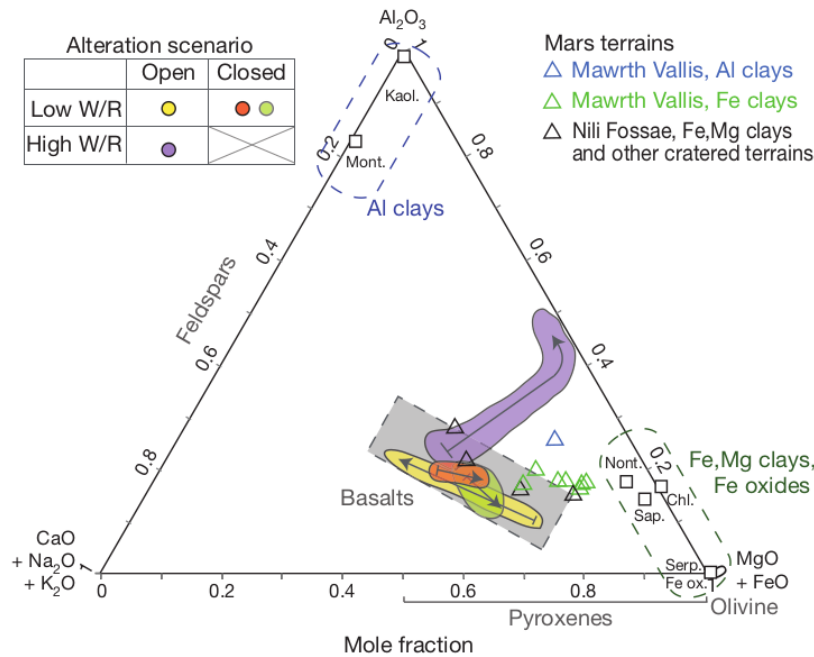


Fig. 1.12 : Transformations minéralogiques de la roche basaltique terrestre dans les différents environnements (sous-sol, surface à fort et faible rapport W/R), issue de [Ehlmann et al. \(2011\)](#). Les extrémités du diagramme sont les principaux cations composant les roches, formes colorées avec leur flèche indiquent le sens d'évolution de la composition des minéraux en fonction des conditions de transformation et les triangles représentent les mesures effectuées dans les terrains martiens (*Mawrth Vallis* et *Nili Fossae*). Les environnements ouverts où l'eau domine sur la roche conduisent à un enrichissement des minéraux avec les cations les moins mobiles (Al, Fe), au contraire des environnements fermés.

de structure est la suivante ([Bultel et al., 2019](#)) : l'eau de surface acide aurait percolé à travers les sols basaltiques de Mars en y altérant les phases silicatées et en apportant des sels ([Carter et al., 2013](#)). Par lixiviation des roches et augmentation de la température avec la profondeur, il se serait formé un gradient de phases argileuses, les phyllosilicates riches en aluminium se formant en surface (Al^{3+} étant moins mobile que Mg^{2+}) et les riches en magnésium plus en profondeur, lors de processus hydrothermaux. Il serait également apparu un gradient de pH, l'augmentation progressive du pH conduisant au dépôt de carbonates dans la partie supérieure de la croûte. Plus la circulation d'eau est forte, plus la migration des carbonates est importante.

Ce mécanisme d'altération aqueuse par diffusion verticale de l'eau dans certains terrains permet d'expliquer la stratigraphie des profils d'altération locaux cependant, certaines questions restent ouvertes. La chronologie des épisodes aqueux est partagée entre un climat chaud et humide durable pendant plusieurs centaines de millions d'années au Noachien ([Craddock & Howard, 2002](#)), et un climat globalement froid, mais ponctué de phases humides et chaudes favorables à la formation des minéraux d'altération ([Bishop et al., 2018](#)). Ces phases humides pouvaient être plus régulières et longues au début du Noachien puis devenir plus rares, déclenchées par l'injection d'énergie par volcanisme ou impact météoritique ([Zolotov & Mironenko, 2016](#)). La formation des carbonates est également questionnée, car l'atmosphère de Mars est trop ténue pour expliquer les grandes quantités de carbonates observées dans certaines régions ([Booth & Kieffer, 1978](#) ; [Wray et al., 2016](#)). Il est donc vraisemblable que la planète ait possédé par le passé une atmosphère plus épaisse, composée en grande partie de CO_2 et d'une fraction

d'autres gaz à effet de serre (Wordsworth et al., 2017), permettant la co-formation de phyllosilicates et de carbonates (Gaudin et al., 2018; Viennet et al., 2017). Cependant, d'autres travaux montrent que la présence de carbonates en profondeur peut être expliquée sans précipitation de l'atmosphère, mais par voie hydrothermale à chaud (Niles et al., 2013). Les sulfates, quant à eux, ne sont pas présents à l'échelle planétaire, mais de façon plus localisée avec des occurrences en surface d'espèces telles que la jarosite et l'alunite, attribuées au dépôt par évaporation d'une étendue d'eau acide (Wray et al., 2011). La présence sporadique d'acide sulfurique expliquerait aussi le peu de détections de sulfates à l'intérieur des profils d'altération (Bultel et al., 2019).

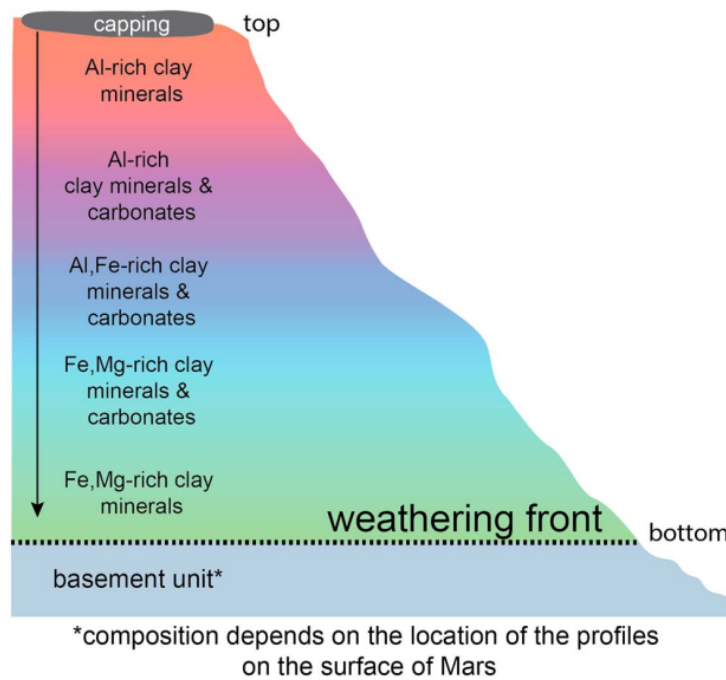


Fig. 1.13 : Schéma du profil d'altération modélisé représentant ce qui est observé sur Mars, tiré de Bultel et al. (2019). La percolation de l'eau à travers le sol basaltique forme un front d'altération progressant vers le bas (flèche et pointillé noirs). Certains profils sont protégés de l'érosion par une couverture de roches volcaniques.

Occurrences régionales des phyllosilicates. Deux régions sont particulièrement intéressantes pour l'étude des minéraux hydratés, *Mawrth Vallis* au sud-ouest d'*Arabia Terra* et *Nili Fossae* au nord-est de *Syrtis Major* (Fig. 1.9), car elles exhibent la plus grande extension spatiale et diversité de phyllosilicates de la planète. Elles restent toutefois sensiblement différentes : *Mawrth Vallis* contient des smectites riches en fer, type nontronite, (Poulet et al., 2005; Bishop et al., 2008) alors que *Nili Fossae* recèle davantage de smectites riches en magnésium (Ehlmann et al., 2009). En dehors de ces vastes régions, Mars présente de nombreuses structures dont certaines sont propices à l'exploration robotisée telles que les cratères *Holden*, *Eberswalde*, *Miyamoto*, *Jezero* ou encore *Oxia Planum*. Ces deux derniers sites sont d'ailleurs sélectionnés respectivement par les missions ExoMars et Mars 2020. S'agissant de la destination de l'une des missions d'intérêt de ma thèse, la région entourant *Jezero Crater* sera plus amplement détaillée, à la section 2.2.4.

Enfin, concernant les phyllosilicates, de nombreuses occurrences d'argiles riches en fer et magnésium correspondent à des cratères d'impact entourés par un réseau de vallées et comportant un delta. Ces structures sont attribuées à des bassins hydrographiques drainant l'eau de surface qui charrie des sédiments vers les cratères. Il se formerait alors un dépôt sédimentaire, sous la

forme d'un delta et de cônes de déjection triangulaires (*fan deposit* en anglais) contenant les minéraux prélevés dans le bassin. On peut citer par exemple les cratères de *Holden*, *Eberswalde* et *Jezero* (Ehlmann et al., 2008a ; Grant et al., 2008 ; Murchie et al., 2009 ; Dehouck et al., 2010). Cependant, les dépôts sédimentaires observés dans les deltas n'ont pas exactement la composition de leur environnement, on y trouve de manière générale de la silice hydratée (Pan et al., 2017), ainsi que plus rarement des chlorures et des sulfates, type gypse (Osterloo et al., 2010 ; Wray et al., 2011). Ces minéraux secondaires peuvent être issus d'une diagenèse locale suite au contact prolongé avec l'eau, ou alors leur détection correspond au transport et à la concentration de composés habituellement minoritaires dans le bassin sédimentaire.

Chronologie de formation des minéraux d'altération aqueuse. La chronologie de la formation des structures d'altération est intimement liée à la dynamique de l'eau sur Mars, elle-même liée à l'histoire interne, et notamment magnétique, de la planète (Fig. 1.14). La période aqueuse de Mars se serait étendue durant le Noachien et l'Hespérien de façon discontinue, et son impact sur la composition de la croûte fut tel que le premier éon stratigraphique martien est nommé Phyllosien en référence aux phyllosilicates formés en abondance (Fig. 1.8). Sur la première moitié du Noachien, l'eau était présente en surface et en sous-sol, formant les smectites Fe/Mg précédemment évoquées. Vers la fin du Noachien, Mars aurait connu une forte augmentation de l'activité fluviale (Fassett & Head, 2008) avec la formation des structures hydrologiques de surface, des argiles Fe/Al ainsi que des sulfates, chlorures et carbonates observés dans certains bassins d'impact. Cette période aqueuse de surface n'aurait duré que peu de temps et aurait pris fin au début de l'Hespérien, vers $-3,7$ Ga, suite à la disparition progressive de l'atmosphère (Melosh & Vickery, 1989 ; Lundin et al., 2004 ; Jakosky et al., 2017), liée à l'arrêt de la dynamo interne vers -4 Ga (Lillis et al., 2008), et au refroidissement de la planète (Ehlmann et al., 2011).

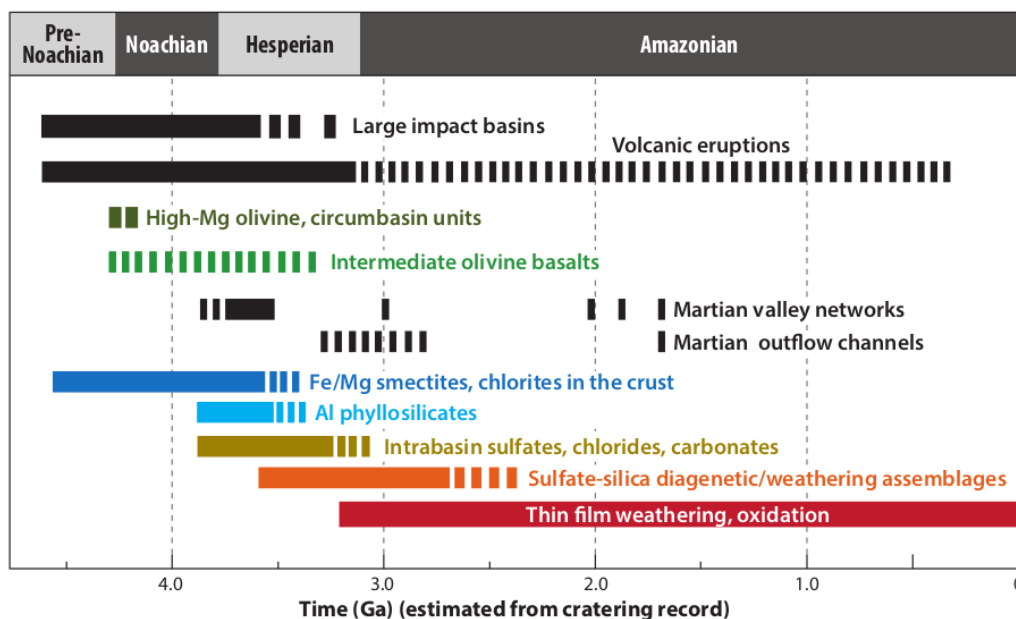


Fig. 1.14 : Chronologie de l'apparition des principales phases minérales et formations géologiques de Mars, issue de Ehlmann & Edwards (2014).

1.4.6 La matière organique sur Mars

La recherche de matière organique sur Mars est au cœur de la question de la vie. Comme je l'avais mentionné à la section 1.4.1, les atterrisseurs Viking embarquaient des expériences visant à caractériser le métabolisme de la vie martienne, mais les résultats furent mitigés. D'un côté, l'instrument GEX (*Gas Exchange Experiment*) a analysé les gaz émis par des échantillons de sol après différents traitements (humidification à la vapeur, mouillage, chauffage) pour déterminer s'ils provenaient d'un processus microbien ou abiotique. Il a ainsi montré que les échantillons exposés à l'eau ont libéré du dioxygène, ce qui a été interprété comme la présence de superoxydes (comme des peroxydes), donc compatible avec un processus non biologique (Oyama & Berdahl, 1977). De même, la *Labeled Release experiment* avait pour principe de récolter un échantillon de sol martien, l'exposer à une solution aqueuse contenant des nutriments organiques (formate, D,L-lactate, glycolate, glycine, et D,L-alanine) comportant un marquage radioactif (des atomes de ^{14}C) et de mesurer la présence des marqueurs dans les gaz libérés. L'expérience a révélé la formation de dioxyde de carbone contenant du ^{14}C ce qui est signe que les nutriments de la solution ont subi une oxydation (Levin & Straat, 1976). Mais d'un autre côté, l'expérience de chromatographie en phase gazeuse, couplée à un spectromètre de masse, ne mit en évidence la présence d'aucun composé organique dans le sol de Mars (Biemann et al., 1977).

Pourtant, la planète est continuellement bombardée par des météorites, dont certaines contiennent de la matière organique non oxydée (acides carboxyliques, alcools, composés carbonylés, aromatiques et macromolécules comme les kérogènes, Hayes & Biemann 1968). Il existerait donc un mécanisme à la surface de Mars décomposant rapidement ces composés après leur dépôt, les convertissant en dioxyde de carbone et en formes très oxydées. Cependant, cela signifie également que si les composés organiques exogènes (venant des météorites) sont rapidement dégradés, alors les composés endogènes, issus de processus biologique ou non, le sont aussi (Benner et al., 2000). Le rover *Curiosity* a néanmoins montré que la détection de composés organiques est possible, avec la mesure d'hydrocarbures et d'organochlorés par l'instrument SAM (*Sample Analysis at Mars*) dans des formations argileuses de *Gale Crater* (Eigenbrode et al., 2018 ; Freissinet et al., 2015). La principale difficulté est donc de retrouver l'origine de ces molécules organiques, les processus ayant conduit à leur altération et enfin les composés précurseurs à leur formation.

L'étude de la matière organique sur Mars reste peu aisée en raison de la forte capacité d'altération que présente l'environnement de la planète. Premièrement, le sol de Mars contient des composés chimiques très oxydants tels que des perchlorates (Carrier & Kounaves, 2015), qui peuvent fortement biaiser les mesures *in situ*. En effet, le climat aride et froid actuel de Mars, inhibe les éventuelles réactions chimiques entre la matière organique et les oxydants. Mais lors d'une mesure, souvent réalisée par des instruments transformant la matière (par chauffage ou adjonction d'un solvant), ces oxydants peuvent réagir avec les composés carbonés ainsi conduire à la formation de sous-produits équivoques (Royle et al., 2018). Ensuite, Mars est continuellement exposée au rayonnement solaire UV ainsi qu'aux rayons cosmiques. Ces facteurs d'oxydation peuvent complètement détruire les molécules organiques, dans le cas des UV (Carrier et al., 2019) ou, pour les rayons cosmiques, conduire à la formation d'acides organiques (acides oxalique et formique), pour lesquels il est également impossible de connaître le composé précurseur, ni son origine (Fox et al., 2019). Cependant, la profondeur de pénétration de ces rayonnements dépend de leur énergie et de la nature du sol. Les travaux menés en laboratoire sur des substrats analogues martiens montrent que cette profondeur varie de quelques millimètres à environ 1 m (Carrier et al., 2019 ; Fox et al., 2019), ce qui ouvre la possibilité de trouver de la matière organique peu voire non altérée dans le sous-sol, par exemple avec la station de forage du rover ExoMars, pouvant atteindre 2 m de profondeur².

²<https://exploration.esa.int/web/mars/-/43611-rover-drill>

Enfin, certains environnements présentent une capacité de préservation de la matière organique. D'après les travaux sur les origines de la vie sur Terre, les argiles constituent l'un des meilleurs milieux de formation et de préservation de biosignatures (Lawless, 1986 ; Bishop et al., 2013a), de même que les carbonates, car ils sont résistants à l'oxydation et à l'érosion (Farmer & des Marais, 1999 ; Cady et al., 2003). Par ailleurs, le sulfate de magnésium, principalement la kiesérite, crée un complexe avec la matière organique la protégeant de l'action oxydante du perchlorate de calcium (François et al., 2016). La jarosite est également un sulfate hydraté de fer et de potassium découvert sur Mars (section 1.4.5) se formant dans les environnements aqueux acides et pourrait constituer un substrat favorable à la conservation de matière organique (Lewis et al., 2018).

Les missions robotisées d'exploration martienne : l'exemple de Mars 2020

2

2.1	Les missions <i>in situ</i> et le retour d'échantillon	40
2.1.1	Opérations au sol : les missions <i>in situ</i>	40
2.1.2	Le retour d'échantillons	41
2.2	Le rover Mars 2020 – <i>Perseverance</i>	43
2.2.1	Objectifs scientifiques de la mission	43
2.2.2	Mars 2020 et la Protection planétaire	44
2.2.3	Caractéristiques générales et instruments embarqués	46
2.2.4	Site d'atterrissage : le cratère <i>Jezero</i>	47
2.2.5	L'instrument SuperCam	51
2.2.5.1	Objectifs scientifiques de SuperCam.	52
2.2.5.2	Techniques instrumentales	54

La spectroscopie infrarouge, aujourd'hui embarquée dans la plupart des missions interplanétaires, est un puissant outil d'analyse de la surface des objets du Système solaire, elle permet l'identification de leurs principales composantes tout comme la caractérisation de leur diversité minéralogique de façon quantitative grâce à des modèles de transfert radiatif. Comme nous l'avons vu à la section 1.4 dans le cadre de l'exploration de Mars, embarquer des spectromètres infrarouge dans des sondes spatiales répond à deux besoins : d'une part la résolution spatiale des observations, bien plus grande à bord d'un orbiteur que depuis un observatoire terrestre, et d'autre part l'accès à des gammes de longueurs d'onde en dehors de fenêtres atmosphériques (Fig. 1.2).

Ainsi, le spectromètre imageur VIMS (*Visible-Infrared Mapping Spectrometer*) à bord de la sonde Cassini a permis de détecter des variations de réflectance proche-infrarouge de la surface de Titan attribuées à des terrains riches en glace d'eau ou en composés organiques (Barnes et al., 2007), VIRTIS/Rosetta (*Visible, Infrared and Thermal Imaging Spectrometer*) a cartographié la surface de la comète 67P/Tchourioumov-Guérassimenko et montré la quasi absence inattendue de glace d'eau, la présence de matière organique complexe (Capaccioni et al., 2015), ainsi que de sels d'ammoniac (Poch et al., 2020), et enfin le spectromètre ponctuel OVIRS (*OSIRIS-REx Visible and Infrared Spectrometer*), de la mission OSIRIS-REx, est actuellement en train d'analyser la surface de l'astéroïde carboné *Bennu*. Mais le plus grand succès de cette technologie reste son application à l'analyse de la surface de Mars.

Depuis les premiers survols dans les années 1960, une quarantaine de sondes spatiales ont étudié Mars et certaines d'entre elles ont embarqué des spectromètres proche-infrarouge pour analyser sa surface et son atmosphère. Le premier spectro-imageur proche-infrarouge fut l'instrument ISM de la sonde soviétique Phobos 2 lancée en 1988. Les opérations autour de Phobos prévues par la mission ont permis à la sonde de réaliser plusieurs mesures spectroscopiques de l'équateur de Mars et ainsi révéler sa composition riche en silicates et la présence de phases hydratées dans la région de *Valles Marineris* et sur les flancs des monts *Tharsis* (Bibring et al., 1989).

Les cartographies infrarouge complètes de Mars ont été réalisées bien plus tard par les instruments OMEGA et CRISM dont les observations sont devenues célèbres grâce à la mise en évidence du passé aqueux de la planète (section 1.4.5). Cependant, même si ces spectro-imageurs orbitaux sont idéaux pour étudier un objet dans son ensemble, ils ne permettent pas de caractériser précisément la géologie locale. Cette dernière met en jeu des mécanismes physico-chimiques dont la compréhension nécessite l'analyse des phases minérales minoritaires, accessibles uniquement avec des instruments de proximité.

Cette thèse prend ainsi place dans ce contexte général de l'exploration de Mars à travers la mission Mars 2020 et son rover *Perseverance* de la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*). La France participe à ce programme *via* l'instrument SuperCam, dont l'objectif est d'étudier les formations argilo calcaires du dépôt sédimentaire du cratère Jezero, signes du passé aqueux de Mars.

Dans les sections suivantes, je reviendrai brièvement sur l'apport scientifique des programmes *in situ* et de retour d'échantillons à l'exploration planétaire. Puis je présenterai la mission Mars 2020, ses objectifs scientifiques, son site d'atterrissage ainsi que l'instrument SuperCam.

2.1 Les missions *in situ* et le retour d'échantillon

2.1.1 Opérations au sol : les missions *in situ*

La question d'atterrir sur les planètes, lunes et petits corps, au-delà de réaliser un exploit technique, s'est posée dès que les sondes commencèrent à révéler la diversité des processus qui façonnent leur surface. Les agences spatiales rivalisèrent alors d'ingéniosité pour trouver un moyen de faire atterrir un robot sur des surfaces aussi différentes que celle de la Lune, de Mars ou encore d'une comète. Les robots en question doivent alors relever le double défi d'embarquer le plus possible d'instruments scientifiques, qui doivent donc être miniaturisés tout en restant performants, et survivre à l'atterrissage. On peut citer par exemple les différents atterrisseurs lunaires des missions Luna dans les années 1960 - 1970, les atterrisseurs et rovers martiens Viking 1, Phoenix, Pathfinder, Spirit, Opportunity, Curiosity, InSight, et bientôt ExoMars, Mars 2020 et Huoxing 1, ou encore les atterrisseurs plus distants comme Huygens sur Titan, Philae sur la comète 67P ou MASCOT sur l'astéroïde Ryugu. Ces missions embarquent à chaque fois des instruments réalisant des mesures physiques et chimiques de proximité telles que la diffraction de rayons X, les spectroscopies LIBS, Raman, de réflectance infrarouge, la chromatographie en phase gazeuse, la spectrométrie de masse, la mesure du champ magnétique local, la météorologie ou la mesure d'ondes sismiques.

Dans le contexte de l'étude des surfaces planétaires, l'analyse *in situ* intervient en complément de la télédétection depuis l'orbite pour analyser localement la minéralogie et les phénomènes géologiques associés. En effet, chaque minéral est le produit d'un processus magmatique, tectonique ou d'altération se produisant dans des conditions particulières de température, pH, pression, composition du milieu. Pour caractériser la diversité de ces conditions, il est nécessaire de pouvoir identifier les phases minérales à l'échelle des grains constitutifs, faire la différence entre les silicates riches en fer et ceux en magnésium, et détecter les phases minoritaires, indispensables pour discriminer les processus conduisant à leur formation. L'utilisation conjointe des différentes techniques *in situ* permet de retracer l'histoire géologique du site, et ainsi, couplée avec les mesures orbitales, extrapoler à la planète, satellite ou petit corps entier.

Pour la matière organique, dont l'étude de la formation et la conservation dans le Système solaire est au cœur des questions sur l'émergence de la vie, la caractérisation fine de la diversité

des assemblages moléculaires et leurs fonctions chimiques est un enjeu crucial des analyses *in situ*. Même si elle a été détectée sur de nombreux corps du Système solaire (planètes, comètes, astéroïdes et poussières interplanétaires), elle est en général présente de façon minoritaire. De plus la faible réflectance de certains composés carbonés rend d'autant plus difficile son analyse depuis l'orbite. Cependant, à l'échelle du micromètre, elle se révèle très diversifiée, des molécules simples aux assemblages complexes à plusieurs milliers d'atomes, arborant une grande variété de fonctions chimiques comme les acides aminés, acides carboxyliques, alcools, cycles aromatiques, polymères, etc. L'analyse de cette diversité couplée à sa mise en contexte à plus grande échelle est un des objectifs clés pour la détermination des environnements propices à l'émergence de la vie.

Aujourd'hui, la surface de nombreux types d'objets du Système solaire (planètes, astéroïdes, comètes, planètes naines, satellites) a été visitée, mais la spatialisation des techniques d'investigation est une limite forte aux performances des instruments embarqués et, par extension, à la qualité/résolution/sensibilité des mesures réalisées *in situ*. C'est pour pallier cette restriction que le retour d'échantillon est envisagé, voire même indispensable dans le cadre d'une analyse biologique et géologique fine.

2.1.2 Le retour d'échantillons

Le prélèvement d'échantillons et leur retour sur Terre offre un large panel de techniques d'investigation qui ne peuvent être déployées dans des instruments *in situ* soit parce qu'elles requièrent du matériel trop massif, volumineux, consommateur d'énergie ou qu'elles nécessitent des temps de mesure incompatibles avec des missions spatiales (durée du jour, chauffe de l'instrument, énergie disponible). Cependant, apporter des échantillons extraterrestres dans l'environnement terrestre soulève un grand nombre de difficultés autant technologiques qu'organisationnelles.

La principale difficulté du retour d'échantillon est le fait de concevoir une mission capable de se poser à la surface de la cible puis revenir sur Terre. Habituellement, les sondes spatiales embarquent suffisamment de carburant pour faire un aller simple vers leur destination. La fin de la mission correspond alors à l'abandon du satellite sur ou en orbite autour du corps cible, qui s'écrase alors sur celui-ci (cf. l'impact de Cassini sur Saturne en 2017) ou dérive dans l'espace interplanétaire. Les seules missions ayant réalisé un retour d'échantillon l'ont fait à partir de la Lune (gravité faible et faible distance) ou de petits corps dont la gravité est très faible (Hayabusa et son *Touch and go* de l'astéroïde Itokawa et les missions en cours Hayabusa 2 et OSIRIS-REx) ou encore ont capturé des grains de poussière interplanétaire, comme par exemple la sonde StarDust et son piège en aérogel.

Dans le cas du retour d'échantillon martien, deux programmes scientifiques ambitionnent de le réaliser à l'horizon 2030 : le *Mars Sample Return* (MSR) issu de la collaboration entre la NASA et l'ESA (*European Space Agency*), et la mission de retour d'échantillon de l'agence spatiale chinoise, la CNSA. Le MSR est prévu en trois étapes résumées dans l'infographie de la Figure 2.1. Le premier jalon est la mission Mars 2020 dont l'un des objectifs est l'identification et la collecte d'une vingtaine d'échantillons (section 2.2). Puis une seconde sonde contenant un atterrisseur composé d'une plateforme avec un rover chargé de récupérer les échantillons et une fusée devant les envoyer dans l'espace devrait décoller d'ici la fin de la décennie. Ce lancement sera suivi d'un autre dont le satellite aura pour objectif de détecter la capsule renfermant les échantillons, réaliser un rendez-vous en orbite martienne pour la capturer et revenir sur Terre.

Le deuxième frein éventuel aux missions à retour d'échantillon est l'ensemble des règles de Protection planétaire telles que définies par la COSPAR (2017) (*Committee on Space Research*).

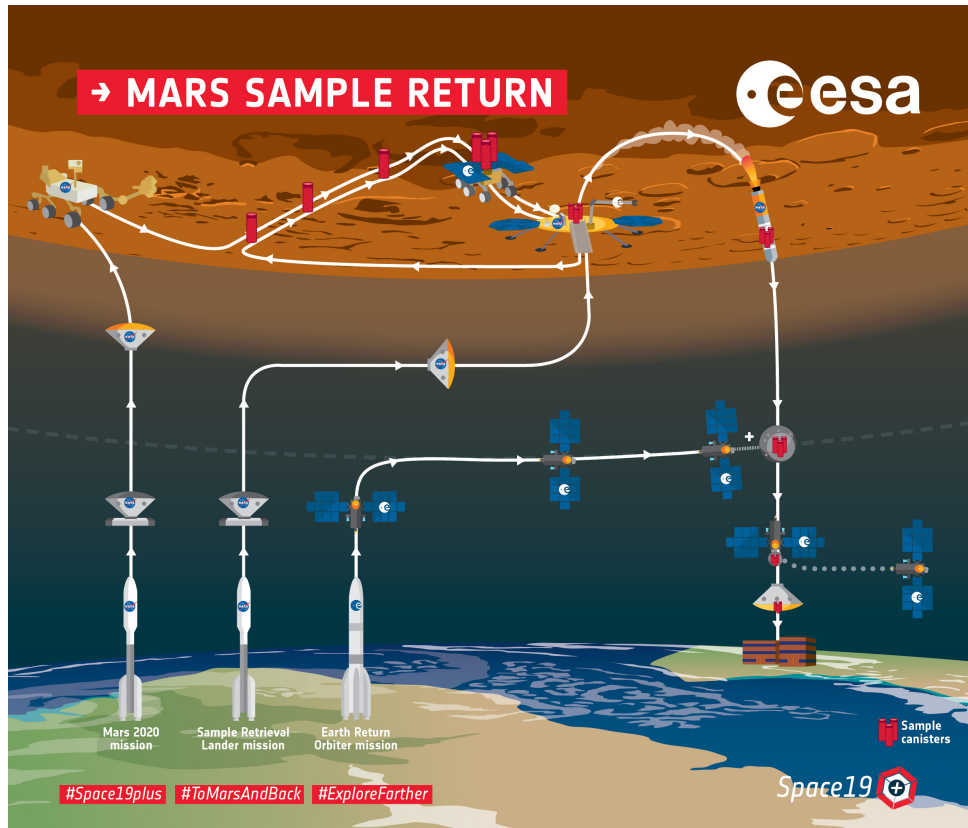


Fig. 2.1 : Infographie montrant les différentes étapes du MSR. Source : site de l'ESA³.

Ces règles classent les missions spatiales en cinq catégories en fonction de leur cible, leur technologie et leurs objectifs scientifiques. Ces types de missions s'échelonnent de la catégorie I, correspondant aux missions vers des corps ne présentant pas d'intérêt astrobiologique, à la catégorie V, concernant les missions à retour d'échantillons. Là encore la distinction est faite entre les *Restricted Earth return* et les *Unrestricted Earth return*, la différence tenant dans l'existence potentielle de formes de vie au sein même des échantillons. Ces matériaux sont en effet à la fois sensibles à une contamination par les instruments de prélèvement eux-mêmes, et présentent un risque pathogène possible pour la biosphère terrestre. Ainsi, du côté du corps cible les parties de l'atterrisseur ou rover en contact avec le sol, et le conteneur à échantillons, doivent être nettoyées des particules et molécules adsorbées, et stérilisées de tout contaminant biologique, à des niveaux définis par la COSPAR. Du côté du retour sur Terre, le satellite doit être dans une trajectoire d'évitement de la Terre et de la Lune, tout en pouvant larguer la capsule contenant les échantillons, et la capsule doit être scellée, stérile et étanche jusqu'à son ouverture. Toutes ces précautions entraînent une forte augmentation du coût de la mission.

Enfin, le prélèvement et le transport eux-mêmes peuvent constituer un biais pour les futures analyses sur Terre. En effet, les lieux de collecte doivent être choisis pour être représentatifs de l'ensemble du site, de la même manière qu'un site d'atterrissage n'est pas nécessairement représentatif de l'ensemble du corps cible. C'est ici qu'interviennent les instruments d'analyse *in situ*, ils permettent de témoigner de la « vérité terrain » au moment de la collecte. De même, les échantillons peuvent être altérés par leurs conditions d'encapsulation et de transport. Par exemple, pour un retour de matière glacée du Système solaire externe, la capsule devra contenir un système de refroidissement pour éviter la sublimation des espèces les plus volatiles.

³https://www.esa.int/Science_Exploration/Human_and_Robotic_Exploration/Exploration/Mars_sample_return

2.2 Le rover Mars 2020 – *Perseverance*

2.2.1 Objectifs scientifiques de la mission

Suite au succès de l'astromobile (*rover* dans la suite) MSL - *Curiosity* (*Mars Science Laboratory*), lancé en novembre 2011 vers *Gale Crater*, la NASA a décidé en 2012 de réutiliser le concept de MSL pour lancer un autre rover vers la Planète rouge vers 2020. *Perseverance* a décollé le 30 juillet 2020 avec un atterrissage dans le cratère *Jezero* en février 2021. Il s'agit du premier jalon du programme *Mars Sample Return* (MSR), en collaboration entre la NASA et l'ESA, dont l'objectif est de réaliser un retour d'échantillons de sol martien à l'horizon 2030.

Une liste d'objectifs scientifiques pour la mission Mars 2020 et de son rover *Perseverance* a été proposée dans le rapport de la *Science Definition Team* (SDT), (Mustard et al., 2013). Ces objectifs se déclinent en quatre grands axes :

- A** L'exploration d'un environnement martien ancien et au potentiel astrobiologique fort, dans le but de retracer son histoire et les processus géologiques associés, ce qui inclut également la possibilité d'une habitabilité passée. Un tel environnement est défini par la SDT comme un milieu qui se révèle avoir été par le passé propice au maintien de la vie telle que nous la connaissons, ou à l'apparition de processus prébiotiques conduisant à l'émergence de la vie. Son étude nécessite la synergie des mesures orbitales et *in situ*, ainsi que l'utilisation de plusieurs instruments sur le rover pour réaliser une analyse multi échelle et multimodale : imagerie de contexte, minéralogie, chimie élémentaire, imagerie et détection/caractérisation de matière organique à l'échelle du grain (Fig. 2.2). Ces instruments devront fournir des données de qualité suffisante pour mettre en corrélation les différentes mesures et reconstruire l'historique géologique du site. Cette mise en contexte est primordiale, car elle constitue une vérité terrain pour sélectionner les échantillons et interpréter les futures mesures sur les échantillons retournés. L'habitabilité, quant à elle, est définie par analogie avec ce qu'on connaît sur Terre : elle nécessite la présence simultanée de matière organique et d'éléments chimiques prébiotiques, d'eau, d'énergie et l'absence de conditions trop défavorables telles que l'instabilité du milieu ou des rayonnements ionisants (Hoehler, 2007). L'un des objectifs de la mission est donc de chercher à savoir si ces conditions ont été réunies par le passé ;
- B** L'évaluation du potentiel de conservation de biosignatures dans l'environnement du site d'étude et recherche de ces biosignatures. De la même manière que pour l'objectif A, la charge utile scientifique devra être capable de réaliser des analyses à l'échelle du grain et leur mise en contexte à plus large échelle. Ces signatures se présentent sous six formes identifiées par la SDT :
- les signatures organiques : présence de composés carbonés et de leurs fonctions chimiques, d'assemblages moléculaires ;
 - les motifs isotopiques stables : présence de rapports isotopiques de certains éléments (C, N, S, Fe) différents de ceux mesurés à l'échelle planétaire et non attribuables à un phénomène abiotique ;
 - les composés chimiques : présence d'équilibres ou déséquilibres chimiques incompatibles avec des processus abiotiques, tels que des variations de concentration de composés sensibles au pH ou au potentiel d'oxydoréduction, correspondant à une activité métabolique et/ou une présence de biomasse ;
 - les minéraux : présence de minéraux dont la morphologie ou la composition est asso-

- ciée à une altération par le vivant sur Terre (*e.g.* complexes organominéraux, magnétite accrétée par des bactéries) ;
- les structures microscopiques : présence de microfossiles dans les roches et de structures microscopiques biogéniques ;
- les structures macroscopiques : présence de macrofossiles et de grandes structures biogéniques (stromatolites par exemple).

Ces mesures *in situ* doivent aussi être couplées à l'analyse d'échantillons ramenés sur Terre, mais le risque biologique important qu'ils représentent impose le recours aux normes de protection planétaire ;

- C** La démonstration des progrès techniques dans l'objectif futur de réaliser un retour d'échantillons sélectionnés scientifiquement et étudiés *in situ*. L'objectif de la mission n'est pas de réaliser le retour des échantillons en lui-même, mais de montrer la faisabilité de la première étape : l'identification, le prélèvement et la mise en forme des échantillons pour qu'une future mission vienne les récupérer. Le système de collecte et de stockage devra aussi garantir la non-contamination des échantillons sensibles par la possible présence de matière organique et/ou hydratée. La mission devra être également en mesure de collecter plusieurs échantillons, jusqu'à 20, prélevés à divers endroits sur le trajet du rover afin d'obtenir un assortiment représentatif de l'ensemble du site ;
- D** Le dernier objectif consiste à offrir l'opportunité aux HEOMD (*Human Exploration & Operations Mission Directorate*) et STP (*Space Technology Program*) de participer à la mission, dans la mesure où leur participation est compatible avec les capacités du rover, en termes de charge utile. La HEOMD est la direction des opérations et de l'exploration spatiale habitée de la NASA, elle est responsable des lancements et du suivi des missions avec équipages, comme par exemple la Station Spatiale internationale ; le STP correspond au programme de développement de technologies spatiales de la NASA. La mission propose donc de tester de nouvelles technologies spatiales, comme l'hélicoptère MHS (*Mars Helicopter Scout*, Golombek et al. 2020) qui sera le premier robot à voler dans l'atmosphère de Mars, ou des technologies essentielles pour de futures missions habitées telles que l'expérience MOXIE (*Mars Oxygen In-Situ Resource Utilization Experiment*, Hecht et al. 2016) qui cherchera à transformer le CO₂ atmosphérique en dioxygène, pour de futurs habitats humains ou pour une utilisation en carburant, dans le cadre du programme ISRU *In Situ Resource Utilization* (Starr & Muscatello, 2020).

2.2.2 Mars 2020 et la Protection planétaire

Mars et ses échantillons contenant potentiellement de la matière organique sensible voire des substances humides, son exploration est soumise aux règles de la Protection planétaire. Dans le cas de Mars 2020, elle se traduit à deux niveaux : la composante de la mission correspondant au retour d'échantillons est classée en catégorie V – *Restricted Earth return*, alors que le rover est en catégorie IVb (Mustard et al., 2013).

Le *Restricted Earth return* est le plus haut degré de précaution, il concerne le retour d'échantillons contenant potentiellement des formes de vie. Dans ce cas la destruction du satellite de retour dans l'atmosphère de la Terre est totalement interdite et tout le matériel non stérilisé ainsi que les échantillons doivent être dans un conteneur scellé. Dans le cas de Mars 2020, ceci correspond aux tubes de collecte des échantillons, qui seront abandonnés sur Mars pour être récupérés par le MSR.

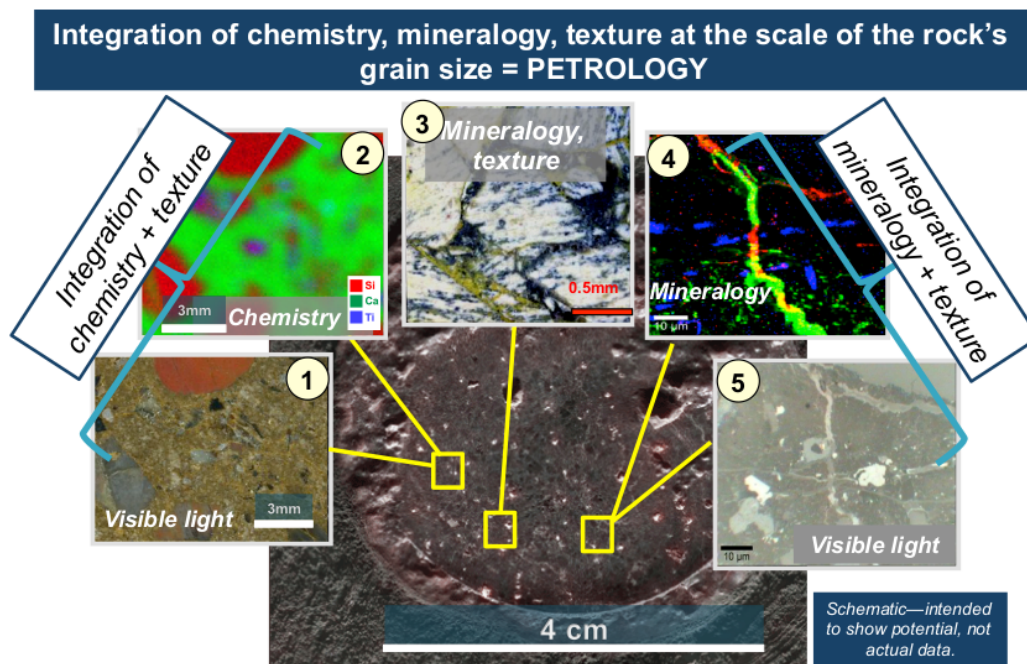


Fig. 2.2 : Illustration de l’analyse multimodale nécessaire pour remonter à la composition des roches et les processus à l’origine de leur formation et altération. Figure tirée de Mustard et al. (2013).

La catégorie IV, quant à elle, concerne les opérations *in situ* sur des corps présentant un intérêt astrobiologique et une sensibilité à la contamination. Plus précisément, dans le cadre de l’exploration martienne, cette catégorie est subdivisée en trois sous-ensembles : IVa pour les missions n’ayant pas d’instruments d’analyse de la vie passée/présente, IVb pour les missions équipées de ce type d’instruments, et IVc pour les missions atterrissant dans des « Régions spéciales », définies comme propices à maintenir de la vie terrestre qui pourrait concurrencer une éventuelle vie locale (tout le sous-sol martien passés 5 m de profondeur, les cavités souterraines et toute structure pouvant contenir de l’humidité, du méthane ou de la chaleur). Le rover *Perseverance* est donc soumis à la IVb, car l’un de ses objectifs scientifiques est de rechercher les éventuelles traces de vie passée sur Mars (section 2.2.1).

Cette catégorie stipule que la charge biologique totale du rover doit être inférieure à 3×10^5 spores, pour une charge surfacique moyenne inférieure à 300 spores/m^2 . De plus, les instruments d’analyse astrobiologique doivent avoir un niveau de propreté supérieur : soit ils sont parfaitement isolés à la contamination du reste du rover et leur charge totale doit être inférieure à 30 spores, ou à une valeur déterminée par les conditions particulières des expériences ; soit la mission ne peut garantir leur isolement et alors l’ensemble du rover doit atteindre ce niveau de propreté.

À titre de comparaison, la charge biologique martienne est estimée par analogie avec le désert d’Atacama et l’Antarctique terrestres. La valeur retenue pour la borne supérieure est de 10^8 cfu par kilogramme de sol (cfu = *colony forming unit*, cette unité quantifie le nombre de colonies de micro-organismes capables de perpétuer leur espèce), d’après le rapport de la [National Academies of Sciences \(2019\)](#). Pour un échantillon de sol martien d’une dizaine de grammes, on se retrouverait donc avec au plus 10^6 cfu, ce qui est comparable à la limite des 3×10^5 spores préconisée par la catégorie IV de Protection planétaire.

2.2.3 Caractéristiques générales et instruments embarqués

Le rover *Perseverance* partage beaucoup de caractéristiques avec *Curiosity* : il s'agit d'un astromobile de 1 050 kg alimenté par un RTG (*Radioisotope Thermoelectric Generator*) de 110 W hérité des pièces de rechange de *Curiosity*, il partage également le même système d'atterrissage par descente aéroportée (*Skycrane*), mais ses roues sont plus grandes et plus robustes. Au niveau de la charge scientifique, *Perseverance* est équipé de plusieurs instruments correspondant à la réalisation des objectifs scientifiques de la mission. Nous allons rapidement passer en revue ces différents instruments et leur champ d'étude. Leur position sur le rover est indiquée sur la Figure 2.3.

- **Mastcam-Z** : il s'agit d'une paire de caméras multispectrales montées sur le mât du rover (*Z* pour *Zoom*, les caméras possédant un zoom optique couvrant un champ de vue de 5° à 15°). Elles sont équipées de 11 filtres en bande étroite couvrant la gamme visible proche-infrarouge, 4 filtres colorés pour l'observation du Soleil et 3 filtres large bande rouge, vert et bleu pour la réalisation d'images en couleurs. Leur résolution spatiale leur permet de résoudre des structures de l'ordre du millimètre à une distance d'environ 2 m. Leurs objectifs sont de caractériser la morphologie générale du terrain en termes de minéralogie, texture et stratigraphie; d'évaluer les conditions atmosphériques et astronomiques ainsi que d'étudier l'interaction sol-atmosphère; et enfin d'assister la navigation du rover et la sélection des sites de forage et de collecte d'échantillons (Bell et al., 2016);
- **PIXL** : (*Planetary Instrument for X-ray Lithochemistry*) cet instrument combine un microscope optique pour l'imagerie de contexte à un spectromètre à fluorescence X permettant la détection et la mesure d'abondances de plusieurs éléments métalliques (fer, calcium), mais aussi organiques, incluant d'éventuelles biosignatures. Monté sur le bras robotique du rover, PIXL pourra réaliser des cartographies locales, 25 × 25 mm à l'échelle du grain (120 µm de résolution spatiale) sur des parois rocheuses comme sur le sol. (Allwood et al., 2016);
- **SHERLOC** : (*Scanning Habitable Environments with Raman and Luminescence for Organics and Chemicals*) il s'agit du deuxième spectromètre du bras robotisé. Il combine un spectromètre à fluorescence UV lointain, un spectromètre Raman UV et une caméra visible (appelée WATSON) pour l'imagerie de contexte, sur un champ de vue de 7 × 7 mm. La spectroscopie à fluorescence UV permet la détection de faibles quantités de matière organique aromatique tandis que la diffusion Raman est sensible à la nature des liaisons chimiques, ici de nature organique (*C – H*, *C – N*, *C = O* par exemple). L'objectif de cet instrument est de détecter et caractériser les signatures organiques et les minéraux d'intérêt astrobiologique à une échelle inférieure à 100 µm (Beegle et al., 2016);
- **RIMFAX** : le *Radar Imager for Mars' subsur-face eXperiment* est un radar à pénétration de sol fixé à l'arrière du rover. Cette technologie permet de réaliser des images du sous-sol sur plusieurs mètres avec une résolution verticale inférieure à 20 cm. Son objectif est de mesurer la structure du sous-sol martien, la mettre en relation avec les observations de surface et ainsi évaluer l'histoire géologique du site (Hamran et al., 2016);
- **MEDA** : (*Mars Environmental Dynamics Analyzer*) il s'agit d'une station météorologique embarquée sur le rover. MEDA possède plusieurs capteurs de paramètres environnementaux tels qu'une caméra dirigée vers le ciel pour étudier la poussière et le flux solaire, un capteur de pression atmosphérique, un hygromètre, deux anémomètres à tube de Pitot, 5 thermomètres de l'air ambiant et un thermomètre infrarouge pour la mesure du flux thermique provenant du sol. L'objectif de MEDA est de caractériser la dynamique des aérosols martiens, leur cycle d'envol/sédimentation, leur interaction avec le régime des vents

et les conditions météorologiques locales, en faisant le lien avec les mesures depuis l'orbite (Rodriguez-Manfredi et al., 2016) ;

- **SuperCam** : SuperCam est un ensemble de six instruments (RMI, VIS, IRS, LIBS, TRR/TRL et un microphone, voir section 2.2.5) distribués entre le mât et le corps du rover (*mast unit* et *body unit*), ainsi qu'une palette de cibles d'étalonnage. Leur objectif est de profiter de la synergie des différentes techniques pour réaliser, à distance, une étude minéralogique et compositionnelle du sol, des roches, de la poussière, de l'atmosphère et des séries sédimentaires. L'ensemble des instruments sera également à la recherche de matière organique et de biosignatures (Maurice et al., 2020a ; Wiens et al., 2020). De par sa position sur le rover et sa capacité d'analyse multimodale et à distance, SuperCam constituera un instrument essentiel pour la planification des opérations sur Mars.

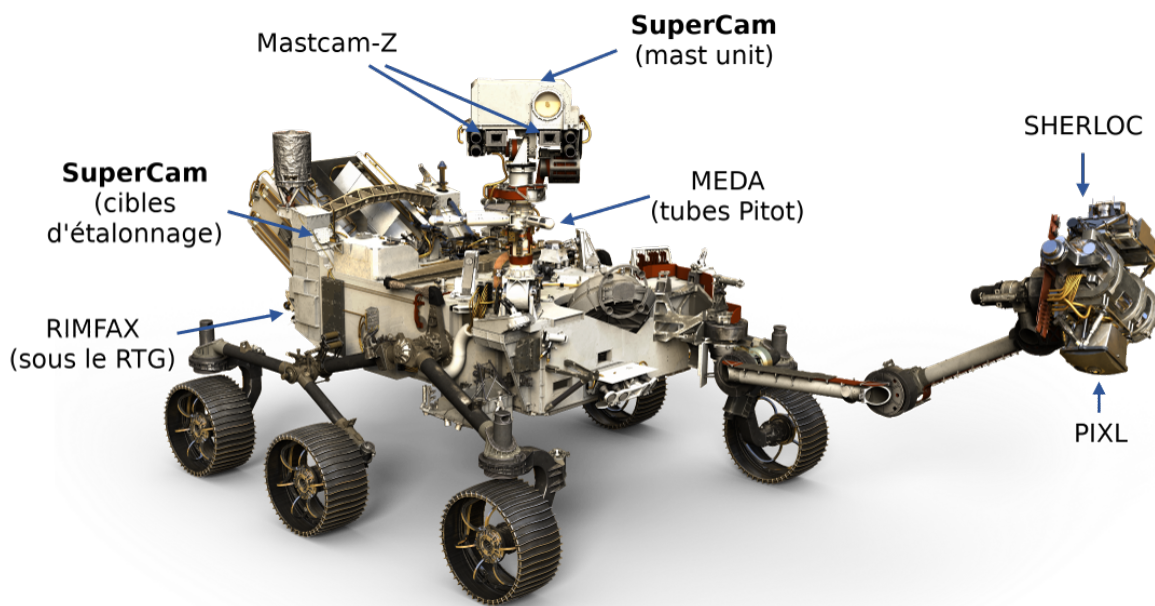


Fig. 2.3 : Image numérique du rover *Perseverance*, la position des instruments scientifiques est indiquée. La caméra d'observation de la poussière et du flux solaire de MEDA est en arrière-plan du mât.

2.2.4 Site d'atterrissage : le cratère *Jezero*

Jezero Crater, dont les coordonnées sont (18,855° N, 77,519° E), a été sélectionné comme site d'atterrissage pour la mission Mars 2020 en novembre 2018 parmi d'autres sites d'intérêt géologique (*Gusev Crater* et la région nord-est de *Syrtis Major* lors de la dernière campagne de sélection). Son principal attrait pour la mission réside dans son apparent passé hydrologique confirmé par les mesures spectroscopiques depuis l'orbite. Il s'agit d'un cratère d'impact datant vraisemblablement du Noachien et mesurant 49 km de diamètre pour environ 750 m de profondeur moyenne.

Contexte : la région de *Nili Fossae*. Le cratère est localisé sur le bord nord-ouest d'*Isidis Planitia*, au sud-est de *Nili Fossae* (Fig. 2.4a). D'un point de vue géologique, cette région est

marquée par la présence du bassin d'impact d'*Isidis*, (Mustard et al., 2007, 2009), constitué d'un cratère d'environ 1900 km de diamètre (Schultz & Frey, 1990) formé vers le milieu du Noachien (−3,95 – −3,97 Ga) (Werner, 2008; Fassett & Head, 2011). Le système de grabens concentriques de *Nili Fossae* pourrait être une conséquence de l'impact à l'origine du bassin (Comer et al., 1985; Wichman & Schultz, 1989). Comme nous l'avons vu précédemment (section 1.4.5), la région de *Nili Fossae* contient l'une des plus grandes concentrations de phyllosilicates de la planète, associés à d'importants dépôts de carbonates (Ehlmann et al., 2008b). Cette épaisse couche de minéraux altérés a été partiellement recouverte par les importants épanchements volcaniques de l'Hespérien, responsables de la formation de la plaine basaltique de *Syrtis Major Planum*. Les impacts météoritiques ultérieurs révèlent ces minéraux dans leurs cratères et éjectas, comme par exemple le cratère *Hargraves* à environ 200 km au nord-ouest de *Jezero* (Mangold et al., 2007).

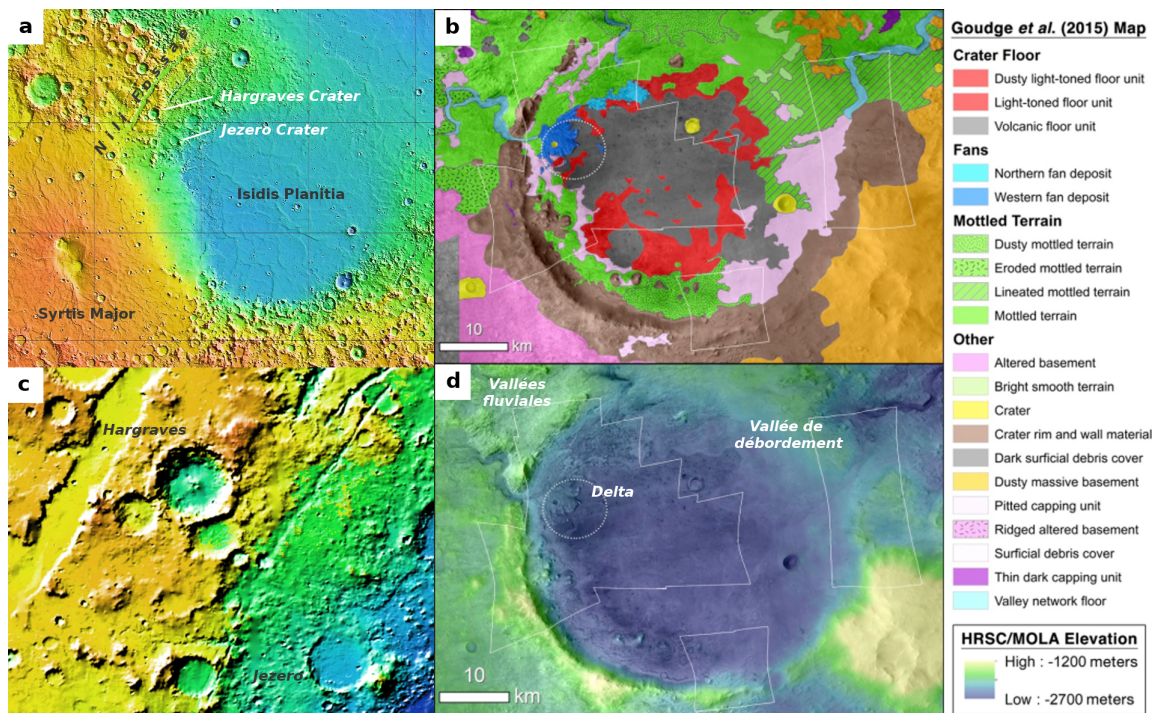


Fig. 2.4 : **a** : vue de la région d'*Isidis Planitia* où se trouve *Jezero Crater*. Les failles d'effondrement concentriques de *Nili Fossae* sont bien visibles au nord-ouest de l'image. Image MOLA/MGS. **b** : carte géologique du cratère *Jezero*, la légende correspondante est à droite de la figure. L'ellipse pointillée est l'ellipse d'atterrissage prévue de Mars 2020. Carte issue de Horgan et al. (2020). **c** : vue rapprochée sur le le bassin hydrographique du cratère *Jezero*. Image MOLA/MGS. **d** : vue centrée sur *Jezero Crater*, les vallées amont et aval sont indiquées et clairement visibles, ainsi que le delta sédimentaire de la vallée ouest. Image HRSC/MEx + MOLA/MGS.

Géologie et minéralogie du site. Ce cratère serait apparu au Noachien peu après la formation d'*Isidis Planitia*, à l'époque où Mars connaissait vraisemblablement une activité hydrologique (section 1.4.5). Son observation depuis l'orbite semble indiquer la présence de deux anciens lits de rivières coulant vers le cratère à l'ouest et au nord, ainsi qu'une vallée de débordement à l'est (Fig. 2.4b, d), ce qui suggère que ce cratère fut par le passé un lac ouvert se déversant dans le bassin d'*Isidis* (Fassett & Head, 2005). On observe dans la région du cratère trois types de terrain, se différenciant par leur aspect et leur signature spectrale : l'unité basale (*basement*

unit), les terrains mouchetés (*mottled terrains*), présentant des variations d'albédo et de texture, et les terrains clairs (*light-toned unit*). L'unité basale est la croûte martienne, similaire à celle qu'on trouve ailleurs sur la planète. Elle date probablement du Noachien et elle serait composée de pyroxènes pauvres en calcium (Mustard et al., 2007) et de smectites riches en fer et magnésium (Fe/Mg) (Mangold et al., 2007). Les deux autres types de terrain font partie d'une unité riche en olivine et carbonates caractéristique de la région de *Nili Fossae*. D'après les mesures de spectroscopie infrarouge proche et thermique, leur composition est similaire à base de carbonates riches en magnésium (Ehlmann et al., 2008b), de smectites Fe/Mg (Ehlmann et al., 2008b; Bishop et al., 2013b) et d'olivines intermédiaires (Fo40-66⁴) (Brown et al., 2020). Ces carbonates proviendraient de l'altération aqueuse de l'olivine par hydrothermalisme, serpentinisation ou par contact avec les eaux de surface et l'atmosphère (Ehlmann et al., 2008b, 2009; Viviano et al., 2013; McSween et al., 2015). La distinction entre ces mécanismes de formation se ferait en étudiant les phyllosilicates co-formés avec ces carbonates, permettant d'affiner les conditions de température et de pression au moment de leur formation (Brown et al., 2020). La différence entre ces deux unités tient dans leur localisation et leur aspect : le terrain tacheté se trouve autour du cratère, dans les régions nord principalement, et présente un motif sombre sur fond clair ; les terrains clairs se situent dans le cratère, partiellement recouvert d'une couche d'origine volcanique sombre (Fig. 2.4).

Du point de vue du passé aqueux, les formations les plus remarquables de *Jezero Crater* sont ses vallées fluviales et ses deltas, attestant de la probable activité fluvio lacustre de la région. Cette activité semble s'être déroulée en plusieurs étapes comme le montrent les différents faciès structurels du delta ouest, sur lequel atterrira le rover *Perseverance*. Goudge et al. (2018) ont identifié trois structures distinctes dans ce delta. Les plus anciennes sont les strates de dépôt fluvial, formées par l'érosion du delta par des rivières lors du remplissage du lac. Le niveau de l'eau montant le dépôt des sédiments s'est fait sur le fond du lit des rivières, formant à terme des canaux inversés sur le dessus du delta. Enfin, des vallées encaissées sillonnent le delta, indiquant une période où le niveau de l'eau était plus bas. Les mesures infrarouge indiquent que la composition du delta est vraisemblablement due à l'érosion des terrains environnants plutôt qu'à une diagenèse locale dans le lac. On y retrouve les mêmes smectites Fe/Mg que dans le bassin hydrographique ouest (Ehlmann et al., 2008a; Goudge et al., 2015b), ainsi que des occurrences plus ponctuelles de carbonates, dans les dépôts fluviaux, provenant certainement des terrains d'olivine-carbonate (Schon et al., 2012; Goudge et al., 2017). La cratérisation du delta montre que l'activité fluviale aurait pris fin il y a environ 3,8 Ga, au moment de la fin de l'activité hydrologique générale de Mars (Fassett & Head, 2008). En revanche, le delta nord est bien plus altéré et plus difficile à étudier. Il est divisé en deux structures, une partie nord-est dont la minéralogie n'a pas encore été étudiée, et une partie nord-ouest de composition similaire aux terrains mouchetés du nord (Goudge et al., 2015a), mais les proportions observées entre les signatures provenant de ces terrains et de l'unité basale diffèrent de celles du delta ouest. Ceci suggère une différence de composition, en termes de proportions relatives des différents types de sols, entre les bassins hydrographiques des deux deltas (Goudge et al., 2015a).

Le plus grand dépôt de carbonates de *Jezero Crater* se trouve sur son bord ouest et nord-ouest (Goudge et al., 2012), appelé « dépôt marginal » dans la littérature. Plusieurs hypothèses expliquent son existence : il pourrait s'être formé par sédimentation lacustre lorsque le lac était à son niveau haut, ce qui aurait de fortes implications quant à la possibilité de trouver des biosignatures (cf. paragraphe suivant), ou il pourrait provenir d'une fragmentation des unités de terrain tacheté vu sa composition similaire, quoique plus prononcée en carbonates, ou encore

⁴Les olivines sont nommées d'après la proportion de chaque pôle dans le mélange : forstérite pour le pôle magnésien, fayalite pour le pôle ferreux. Ainsi Fo40 correspond à une olivine composée à 40 % de forstérite et 60 % de fayalite. Ces deux cristaux étant miscibles.

il pourrait ne rien avoir avec l'activité lacustre de la région et s'être formé indépendamment (Horgan et al., 2020).

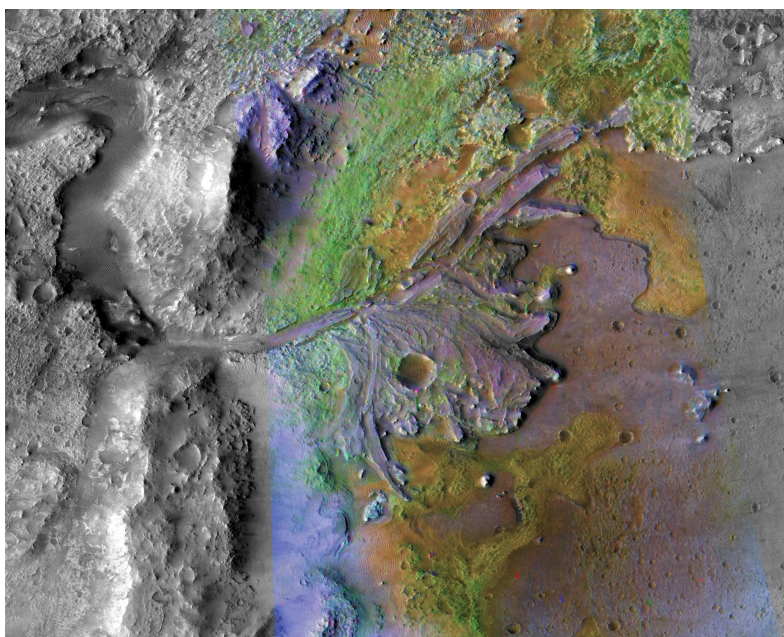


Fig. 2.5 : Vue de *Jezero Crater* centrée sur le site d'atterrissage de Mars 2020. Images *Context Imager camera* (CTX/MRO) avec superposition d'une carte de détection issue des données CRISM/MRO. Les couleurs correspondent aux signatures spectrales des minéraux du site : en vert les phyllosilicates, en jaune l'olivine et en bleu le pyroxène pauvre en calcium (LCP). Image tirée de Ehlmann et al. (2008a).

Les observations jusque là réalisées permettent de retracer l'histoire hydrologique du site en quatre phases à partir de la formation du cratère (Horgan et al., 2020). Les écoulements fluviaux dans la région auraient rapidement façonné les abords du cratère, formant une partie du réseau hydrographique et la base du delta ouest. Dans un second temps, un épisode volcanique aurait engendré les affleurements d'olivine, peu à peu transformés en carbonates. Leur érosion aurait conduit à la formation du delta nord et aux dépôts fluviaux de carbonates du delta ouest. Le cratère continuant de se remplir d'eau, l'érosion progressive de l'unité basale et le charriage des sédiments dans le lac aurait constitué les canaux inversés visibles aujourd'hui. Enfin, la rupture de la rive est du cratère aurait fortement baissé le niveau du lac, et l'érosion ultérieure du delta aurait conduit aux vallées encaissées débouchant dans un lac peu profond. D'après Goudge et al. (2018) ces phases correspondent à une évolution continue du niveau du lac, mais d'un autre côté, la diversité des signatures observées dans le bassin hydrographique et dans le dépôt marginal semble indiquer un passé fluvio lacustre plus long et plus complexe, réparti en plusieurs séquences humides à cause de conditions climatiques changeantes voire périodiques (Horgan et al., 2020).

Intérêt astrobiologique. De par son passé humide, le site de *Jezero Crater* présente un intérêt astrobiologique fort pour trois raisons que sont l'apparition, la concentration et la préservation de traces de vie. En effet, un environnement lacustre et peu profond tel que celui du cratère est propice à la formation de macrostructures biogéniques telles que des stromatolites et des tuffeaux (Bosak et al., 2013). Les stromatolites se forment par l'accrétion du calcaire dissous par des colonies de bactéries en film mince. Ces structures se présentent sous la forme de séries sédimentaires très stratifiées, avec des couches micrométriques à millimétriques, de forme boursoufflée plutôt que linéaire. Ce sont des formations typiques d'une activité biologique et sur

Terre, elles correspondent aux plus anciens édifices biogéniques connus, jusqu'à $-3,43$ Ga (Allwood et al., 2007). Les tuffeaux, quant à eux, sont des accumulations de fossiles (foraminifères et débris de coquille) dans une matrice calcaire. Ils se présentent sous la même forme que la craie (dépôt sédimentaire de carbonates se formant en eaux plus profondes), mais avec une porosité plus élevée et un aspect uniforme. La présence des fossiles pourrait être ainsi révélée par analyse microscopique d'échantillons ramenés sur Terre. À l'échelle moléculaire, la présence de vie peut être à l'origine de composés chimiques qui lui sont propres ou même précurseurs du vivant. Ces composés peuvent être une altération de minéraux existants ou le dépôt de matière organique après la mort de ces organismes (Summons et al., 2008). De plus la présence de ce lac en aval du bassin hydrographique de *Nili Fossae* lui aurait permis de drainer toutes les précipitations de la région. Ces précipitations peuvent dissoudre et charrier un grand nombre de composés minéraux et organiques qui se retrouveront alors concentrés dans les deltas et sur les rives du lac. Enfin, le dépôt calcaire lacustre est l'une des structures les plus à même de préserver les signatures biologiques ou prébiotiques existantes (Farmer & des Marais, 1999 ; Cady et al., 2003). L'analyse *in situ* de ces dépôts calcaires et le prélèvement d'échantillons est un des objectifs majeurs de la mission Mars 2020 (cf. le rapport iMOST 2018, *International MSR Objectives and Sample Team*).

2.2.5 L'instrument SuperCam

SuperCam est l'instrument de Mars 2020 qui nous intéresse de prime abord. Il s'agit en réalité d'une suite instrumentale de six techniques travaillant en synergie héritée de l'instrument ChemCam à bord du rover MSL (Wiens et al., 2012 ; Maurice et al., 2012).

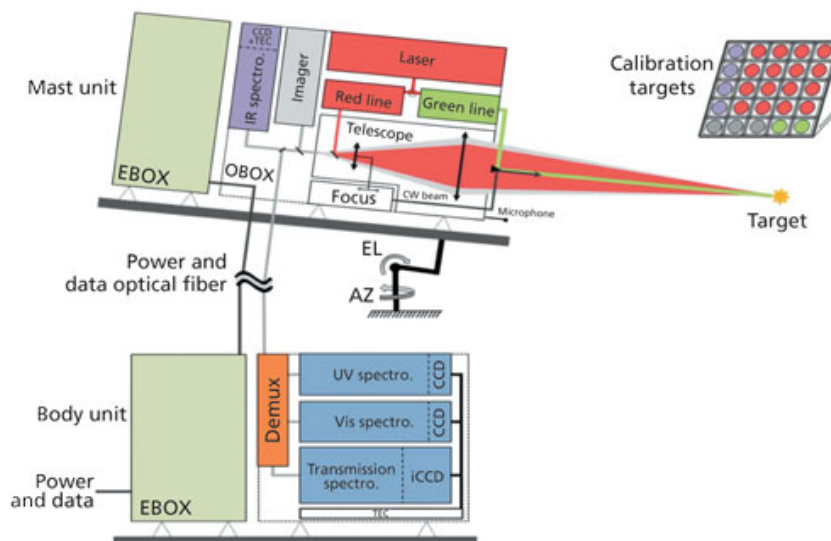


Fig. 2.6 : Schéma-bloc de SuperCam indiquant les différents sous-systèmes de l'instrument et leur localisation.

Il reprend notamment l'architecture générale de ChemCam : une partie de l'instrument se trouve dans une boîte au sommet du mât articulé du rover, le *mast unit*, et réalise la fonction de pointage et collecte du signal lumineux, l'autre partie, constituée de spectromètres pour analyser la lumière, se trouve dans le *body unit*, à l'intérieur du rover. Les deux unités sont reliées entre elles par une fibre optique. Cependant, à la différence de ChemCam qui ne contient qu'un spectromètre à plasma laser et une caméra monochrome (cf. paragraphe suivant), SuperCam ajoute d'autres techniques spectroscopiques, coalignées avec l'axe optique principal de l'instru-

ment (Fig. 2.6), ainsi qu'une palette de cibles d'étalonnage sur la plateforme du rover (Fig. 2.3, Rull et al. 2019).

De la même manière que ChemCam, SuperCam est issu de la collaboration entre la NASA et le CNES, sous la responsabilité scientifique de Roger Wiens, chercheur au LANL (*Los Alamos National Laboratory*). Le LANL est responsable du développement des spectromètres du *body unit*, tandis qu'un consortium de laboratoires français avec à sa tête l'IRAP (*Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie*) réalise le *mast unit*, et l'INTA (*Instituto Nacional de Técnica Aeronáutica*), en Espagne, les cibles d'étalonnage.

2.2.5.1 Objectifs scientifiques de SuperCam.

Les objectifs scientifiques de l'instrument SuperCam se déclinent en huit volets, dans la continuité des objectifs généraux de la mission Mars 2020 (section 2.2.1). Leur validation repose sur l'utilisation conjointe des différentes techniques de l'instrument (leurs caractéristiques techniques, objectifs scientifiques ainsi que leurs acronymes sont détaillés dans la section 2.2.5.2), dont les performances et les limites sont complémentaires (Fig. 2.7). Ces objectifs sont les suivants, d'après Maurice et al. (2020b).

1. L'identification de la composition des roches du site d'atterrissage grâce au couplage de l'analyse morphologique du RMI, minérale des spectromètres TRR et IRS, et élémentaire avec la LIBS. Cette capacité d'analyse chimique correspond aux objectifs A et C (section 2.2.1) de la mission Mars 2020 : caractérisation du site et du contexte de collecte des échantillons ;
2. La caractérisation des faciès stratigraphiques et hydrothermaux, encore une fois grâce au couplage des spectroscopies et de l'imagerie de contexte. Les gammes spectrales couvertes par les spectromètres (Tab. 2.1) permettent l'identification des principaux minéraux d'altération aqueuse (phyllosilicates, carbonates, sulfates) et l'hydratation ;
3. La détection et la caractérisation de la matière organique et la recherche de biosignatures, conformément à l'objectif B de la mission. La LIBS peut détecter des éléments clés de la chimie organique (H, C, N, O) et la comparaison de ses spectres avec les mesures des TRR, TRL et IRS permet l'identification de plusieurs fonctions chimiques voire de molécules entières, potentiellement associées à des biosignatures ;
4. L'étude des composés volatils tels que l'eau et les gaz halogènes, détectables avec la LIBS. Le couplage avec la TRR et l'IRS permet de remonter aux phases dans lesquelles se trouvent ces volatils et ainsi retracer la circulation de l'eau dans les roches ;
5. L'étude de la texture et de la morphologie des sols, *via* le RMI ;
6. La caractérisation de l'altération de surface par l'eau comme par d'éventuels micro-organismes grâce au couplage entre la LIBS (mesure des éléments traces de la couche altérée), le microphone (profondeur de transition couche altérée – roche) et les TRR et IRS (détection de la matière organique et des oxydes) ;
7. La caractérisation du régolithe. Le faible champ de vue des techniques spectroscopiques de SuperCam permet d'analyser le régolithe à petite échelle et ainsi révéler sa diversité de composition, *via* notamment la LIBS et l'IRS ;
8. La mesure des abondances relatives de CO, O₂ et H₂O dans l'atmosphère de Mars avec la VISIR, ainsi que les caractéristiques de la glace d'eau et de la poussière jouant un rôle dans l'équilibre radiatif de l'atmosphère.

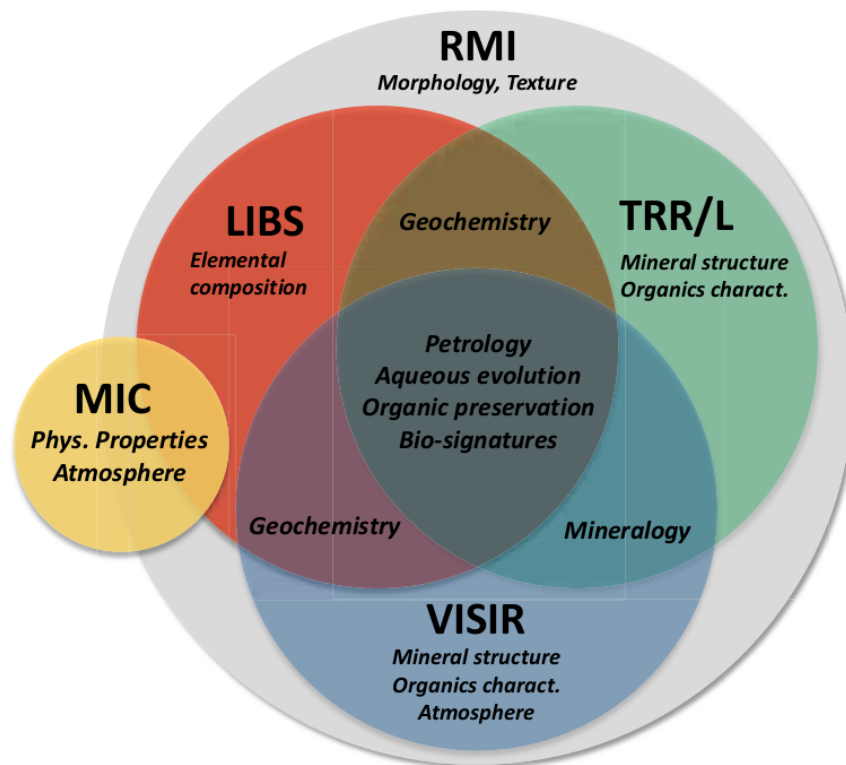


Fig. 2.7 : Diagramme montrant la synergie des différents instruments de SuperCam, issu de Maurice et al. (2020b).

	Portée	Champ de vue	Gamme spectrale	Échantillonnage
LIBS	1,5 – 7 m	< 600 μm	245 – 853 nm	0,15 – 0,65 nm
Micro	< 4 m	N/A	100 Hz – 10 kHz	25 ou 100 kHz
RMI	1 m – ∞	19 mrad	Visible (capteur RVB)	< 80 μrad
TRR	1,5 – 7 m	0,7 mrad	150 – 4400 cm^{-1}	< 12 cm^{-1}
TRL			535 – 850 nm	
VIS	1 m – ∞	0,7 mrad	400 – 853 nm	0,15 – 0,65 nm
IRS	1 m – ∞	1,15 mrad	1,3 – 2,6 μm	< 32 cm^{-1}

Tab. 2.1 : Synthèse des principales caractéristiques des instruments de SuperCam, d'après Maurice et al. (2020a).

2.2.5.2 Techniques instrumentales

Je donne ci-après la liste des instruments de SuperCam, leurs principales caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2.1.

RMI Le *Remote Micro Imager* est une caméra couleurs montée au foyer du télescope de SuperCam. Cette caméra permet de réaliser des images en couleurs (matrice 2048×2048 pixels à motif Bayer RGB) ainsi que des mosaïques pour étudier la morphologie des terrains étudiés. Son champ de vue englobe celui des techniques spectroscopiques (Tab. 2.1) ce qui permet une mise en contexte des observations (Gasnault et al., 2015).

LIBS La *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy* est une technique directement héritée de ChemCam. Elle consiste en un laser infrarouge puissant (Nd:YAG de 1064 nm) focalisé sur la cible à travers le télescope du *mast unit*. L'impact du laser sur le sol vaporise le matériau, formant un plasma composé de la matière de la cible et de l'atmosphère localement surchauffée. Le rayonnement de désexcitation du plasma, émis lors de son refroidissement, est collecté par SuperCam et transmis aux spectromètres à réseau du *body unit* pour y être analysé. Ce rayonnement contient l'émission de recombinaison électronique, le rayonnement de freinage des électrons (tous deux large spectre), l'émission de désexcitation des ions et atomes recombinés, ainsi que celle de quelques molécules simples sous la forme de raies spectrales. La mesure et l'analyse du spectre de ce rayonnement permettent d'identifier et quantifier la présence d'atomes et de molécules simples dans le matériau cible. La LIBS peut ainsi détecter des oxydes métalliques (SiO_2 , TiO_2 , Al_2O_3 , FeO , MgO , CaO , Na_2O et K_2O), des éléments non métalliques (H, C, N, O, P et S), métalliques (Li, B, Cr, V, Mn, Ni, Cu, Rb, Sr, Ba et Zn) ainsi que des liaisons interatomiques (Ca – F et Ca – Cl) (Maurice et al., 2020b).

Microphone SuperCam embarque en parallèle de la LIBS un microphone dont l'objectif est d'étudier d'une part la propagation des ondes acoustiques dans l'atmosphère martienne et d'autre part, apporter un complément à l'analyse LIBS. En effet, lors de la sublimation des roches, le dépôt d'énergie est suffisamment bref et puissant pour générer une onde de choc audible. Le profil temporel de cette onde et sa variation d'un tir LIBS à l'autre donne un indice sur la dureté du sol et de la quantité de matière sublimée (Murdoch et al., 2019).

TRR/TRL Cet instrument est la combinaison de deux techniques : la spectroscopie Raman résolue en temps (TRR – *Time Resolved Raman Spectroscopy*) et la spectroscopie de fluorescence résolue en temps (TRL – *Time Resolved Luminescence Spectroscopy*). La différence entre la fluorescence et la diffusion Raman tient du fait que la première est associée à une transition électronique alors que l'autre est due à une transition vibrationnelle. Lors de l'excitation de la matière par une source lumineuse, une partie des photons est absorbée pour exciter le nuage électronique des molécules du matériau. Dans le cadre de la fluorescence, les électrons suivent une désexcitation non radiative vers un autre état excité avant de se désexciter radiativement en émettant des photons. Le suivi temporel de la relaxation vers l'état fondamental nous renseigne sur la présence de traces de certains éléments et leur couplage avec l'environnement moléculaire, d'où la notion de résolution en temps. La spectroscopie par diffusion Raman exploite le fait qu'une partie des photons incidents ne sont pas absorbés, mais diffusés par le nuage électronique du réseau cristallin, en passant par un état transitoire très bref. La diffusion peut alors être élastique (conservation de la fréquence de l'onde incidente), c'est la diffusion Rayleigh, ou inélastique et l'onde incidente cède ou capte de l'énergie aux phonons du cristal, c'est alors la diffusion

Raman. L'onde diffusée a donc une fréquence décalée par cet échange d'énergie, et l'écart fréquentiel entre cette onde et l'onde incidente est caractéristique de la nature de la liaison chimique et de son environnement. De plus, les constantes de temps liées aux deux phénomènes sont très différentes : la durée de vie du niveau Raman est de l'ordre de 10^{-14} s alors que celle de la fluorescence est de 10^{-9} s. L'utilisation d'un laser impulsionnel bref et d'une fenêtre temporelle de détection synchronisée sur les impulsions permet donc de séparer ces deux phénomènes. Dans le cas de SuperCam, l'excitation provient d'un doublage du laser Nd:YAG (faisceau vert à 532 nm) pulsé à 4 ns et aligné avec le faisceau principal. La lumière diffusée dans l'infrarouge est ensuite collectée et analysée par les spectromètres du *body unit* et des détecteurs lus à très haute vitesse (temps d'intégration de l'ordre de 100 ns). De cette façon, la TRR de SuperCam est capable d'identifier les transitions de nombreuses espèces minérales (quartz, feldspaths, pyroxènes, olivine, perchlorates, sulfates, carbonates, eau) et organiques (liaisons C – H, C – N, C = O, C – C, N – H et l'aromaticité). Quant à la TRL, l'excitation par le laser à 532 nm permet la détection de nombreux ions, même à l'état de traces, tels que Mn^{2+} , Fe^{3+} , Cr^{3+} , Mn^{3+} , V^{2+} , Mn^{4+} , Ti^{3+} , Ag^+ , Bi^{2+} , Pb^+ , Ni^{2+} et S^{2-} (Beyssac et al., 2020).

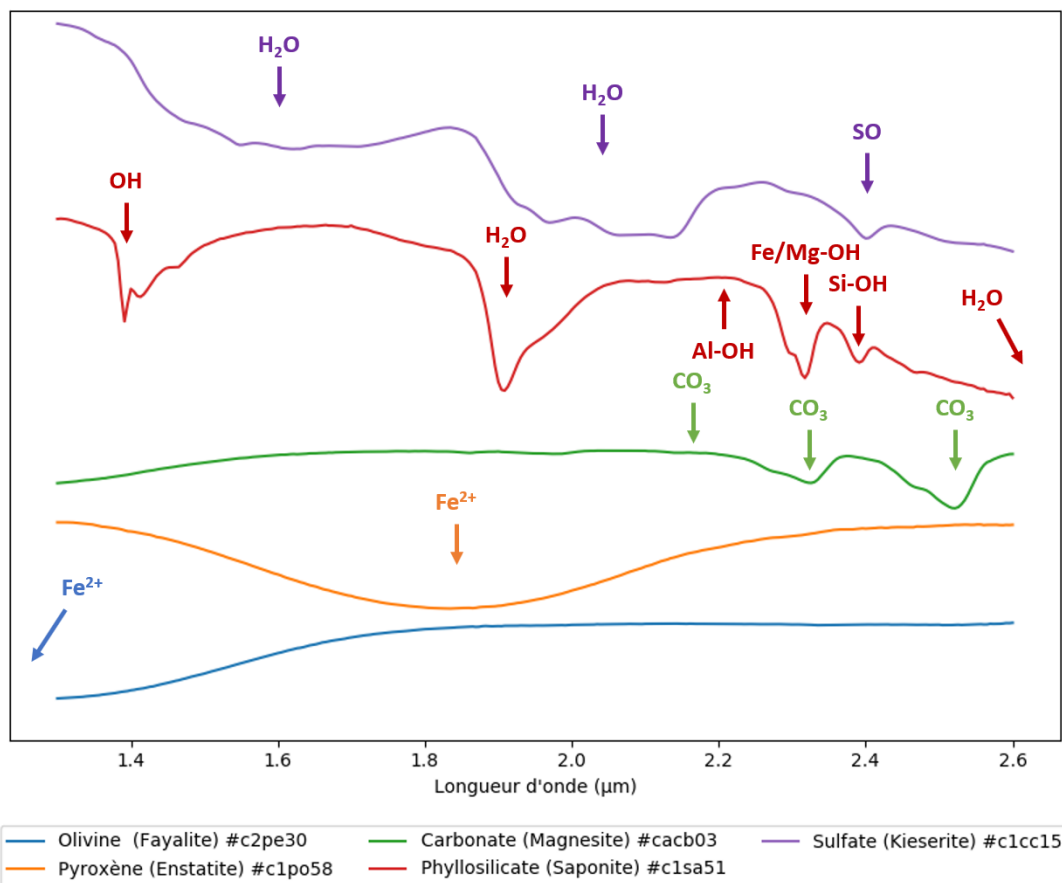


Fig. 2.8 : Spectres de minéraux représentatifs des classes minéralogiques qu'IRS serait capable de mesurer. Les données proviennent de la banque de données de CRISM et ont été rééchantillonnées à la gamme spectrale d'IRS. Un décalage vertical a été ajouté pour plus de clarté. La position des bandes d'absorption correspondant au tableau 3.2 est indiquée, même si elles ne sont pas toutes présentes sur les spectres.

VIS Il s'agit de la voie visible du spectromètre de réflectance diffuse visible – proche-infrarouge de SuperCam. Ces deux techniques sont réunies sous l'appellation VISIR, mais elles diffèrent

grandement tant du point de vue de l'implémentation que de celui de la technologie mise en œuvre. Nous préférons donc les traiter séparément. La partie VIS donc, est un spectromètre ponctuel se situant dans le *body unit* avec les autres spectromètres à réseau. Sa gamme spectrale lui permet de détecter les transitions de transfert de charge, à large bande, des oxydes et hydroxydes, ainsi que les transitions de Fe^{3+} (entre 0,65 et 0,85 nm) (Maurice et al., 2020b).

IRS Le spectromètre de réflectance diffuse proche-infrarouge (IRS pour *Infrared Spectrometer*) est l'instrument de SuperCam qui nous intéresse en premier lieu, car son étalonnage a été au cœur de ce travail de thèse. Il s'agit ici aussi d'un spectromètre ponctuel, mais l'ensemble de sa structure se trouve dans le *mast unit*, ce qui en fait un instrument très compact : $173 \times 52 \times 52$ mm pour une masse totale inférieure à 500 g (sans compter l'électronique). IRS couvre une gamme spectrale proche infrarouge (Tab. 2.1) permettant la détection et l'identification de plusieurs minéraux d'intérêt (Fouchet et al. 2015, Tab. 3.2 et 3.3) : silicates (Fe-SiO₂ permettant de différencier l'olivine du pyroxène), phyllosilicates (OH et métal-OH), sulfates (harmoniques de (SO₄)₂), carbonates (CO et ses harmoniques), composés organiques (combinaison des vibrations d'élongation CH₂ et CH₃) ainsi que le CO₂ atmosphérique (Fig. 2.8). Le détail du fonctionnement d'IRS est donné section 3.3.1.

La spectroscopie de réflectance diffuse proche-infrarouge pour l'analyse des surfaces planétaires

3

3.1	Principes de la spectroscopie de réflectance proche-infrarouge	58
3.1.1	Gamme spectrale d'étude	58
3.1.2	Transfert de rayonnement	58
3.1.3	Mécanismes d'absorption	62
3.1.4	Autres facteurs influençant la forme des bandes d'absorption	65
3.1.4.1	Effet de la taille des grains, de la géométrie et de la température	65
3.1.4.2	Effet du mélange	66
3.2	Prisme, réseau et AOTF	68
3.2.1	Principe de la spectroscopie par prisme	68
3.2.2	Principe de la spectroscopie par réseau de diffraction	69
3.2.3	Le filtre acousto-optique réglable	71
3.2.3.1	Formalisme de la diffraction par un réseau épais	71
3.2.3.2	Mise en pratique des AOTF	73
3.3	Mise en application de la spectroscopie à AOTF : les instruments IRS et ExoCam	75
3.3.1	Le spectromètre IRS	75
3.3.2	La R&T ExoCam	76

Au cours des deux dernières décennies, la spectroscopie de réflectance diffuse proche-infrarouge s'est imposée comme une technologie clé de l'analyse des surfaces planétaires par sa capacité à détecter et caractériser les principales composantes minérales de celles-ci. Elle repose sur plusieurs techniques de dispersion et diffraction de la lumière chacune permettant d'optimiser le compromis volume - masse - sensibilité pour chaque type d'instrument spatial. L'objectif de ce chapitre est de présenter le principe de la spectroscopie de réflectance diffuse proche-infrarouge, les mécanismes microscopiques à l'œuvre lors du phénomène d'absorption, ainsi que le contexte technologique de cette technique. Il sera également l'occasion de présenter le spectromètre IRS et la R&T ExoCam, dont l'étude constitue le cœur de ma thèse.

La nature électromagnétique du rayonnement infrarouge, appelé alors *calorifique*, a été mise en évidence au début du XIX^e siècle par William Herschel. Il remarqua à l'aide d'un thermomètre que la partie au-delà du rouge d'un spectre lumineux, dispersé par un prisme, déposait de l'énergie sous forme de chaleur. Les technologies de détection infrarouge se sont développées parallèlement à la science de ce rayonnement. Les premiers détecteurs non quantiques (sans effet photoélectrique) apparurent dans les années 1830. Le premier détecteur quantique, à base de sulfure de thallium, fut mis au point en 1917, soit bien avant les CCD, son usage était principalement militaire et servait à la détection et au suivi d'avions. Pendant les décennies qui suivirent, l'infrarouge embarqué (avions, satellites) était exclusivement à usage militaire. Il faudra attendre 1983 pour que le premier télescope spatial civil infrarouge, le satellite IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*) de la NASA, entre en service pour cartographier le ciel.

3.1 Principes de la spectroscopie de réflectance proche-infrarouge

3.1.1 Gamme spectrale d'étude

Dans le spectre électromagnétique, le domaine des infrarouges couvre l'ensemble des rayonnements dont la longueur d'onde s'étend du visible vers 750 – 800 nm, au submillimétrique vers 350 μm . Les contraintes technologiques pour mesurer ce type de rayonnement varient très fortement d'un bout à l'autre du spectre, c'est pour cela qu'on le divise en trois grandes familles : le proche-infrarouge jusqu'à $\sim 5 \mu\text{m}$, l'infrarouge moyen de ~ 5 à 25 – 40 μm (selon les détecteurs et le contexte scientifique), et l'infrarouge lointain de 25 – 40 à 200 – 350 μm .

Lors de la conception d'un instrument infrarouge, la gamme spectrale est choisie à partir d'arguments scientifiques, mais aussi techniques. En effet, une gamme de longueurs d'onde étendue permet de détecter davantage de signatures spectrales (Tab. 3.2 et 3.3), permettant ainsi de mieux discriminer les composés qui en sont responsables. Mais cela implique l'utilisation de technologies de détection différentes accompagnées de contraintes thermiques de plus en plus fortes, d'un bruit photonique plus important à plus grande longueur d'onde, et un coût de plus en plus élevé, à mesure que la gamme spectrale s'étend. Pour le proche infrarouge, les détecteurs typiquement utilisés sont des photodétecteurs, c'est-à-dire qu'ils sont sensibles à l'effet photoélectrique généré par les photons incidents. Quelques exemples de détecteurs sont donnés dans le tableau 3.1.

Détecteur		Gamme spectrale (μm)
Silicium	Si	0,3 – 1,2
Germanium	Ge	0,8 – 1,7
Arséniure d'Indium-Gallium	InGaAs	0,7 – 2,6
Sulfure de Plomb	PbS	1,0 – 3,2
Arséniure d'Indium	InAs	1,0 – 3,8
Antimoniure d'Indium	InSb	1,0 – 6,7
Tellurure de Mercure-Cadmium	HgCdTe ou MCT	1,0 – 2,2 à 20

Tab. 3.1 : Principaux détecteurs quantiques utilisés en infrarouge proche. La longueur d'onde de coupure du détecteur HgCdTe dépend du rapport Hg/Cd.

La gamme spectrale qui nous intéresse ici est le proche-infrarouge avec des longueurs d'onde variant de 0,9 à 3,6 μm et de 1,3 à 2,6 μm , respectivement pour ExoCam et IRS. Ces deux instruments sont équipés de détecteurs HgCdTe.

3.1.2 Transfert de rayonnement

Nous allons dans la suite présenter les différentes grandeurs photométriques utiles au traitement d'un problème de transfert de rayonnement et l'ensemble des mécanismes à l'œuvre lors d'une mesure de spectre de réflectance infrarouge.

Grandeurs radiométriques Les problèmes de transfert radiatif sont dans le cas général des problèmes complexes, car le champ de rayonnement dépend à la fois de la forme de la source et de la géométrie de l'observation, en supplément de sa variabilité temporelle et spectrale. On utilise pour cette raison la luminance spectrale (ou intensité spécifique spectrale ou encore radiance spectrale par anglicisme), la grandeur intensive la moins intégrée et définie de la manière suivante. On considère un élément de surface dS observé dans une direction θ avec sa normale \vec{n} et dans un angle solide $d\Omega$ (Fig. 3.1). L'énergie qui traverse, ou est émise par cette surface pendant une durée dt et dans une gamme spectrale $d\lambda$ est proportionnelle au produit de ces éléments différentiels et du cosinus de l'angle d'observation/émission :

$$dE = I_\lambda \cos \theta dS d\Omega dt d\lambda \quad (3.1)$$

La constante de proportionnalité est la luminance spectrale I_λ , elle s'exprime usuellement en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$ et c'est une grandeur conservée dans le vide. Elle ne dépend donc que de la présence d'éléments émissifs ou absorbants.

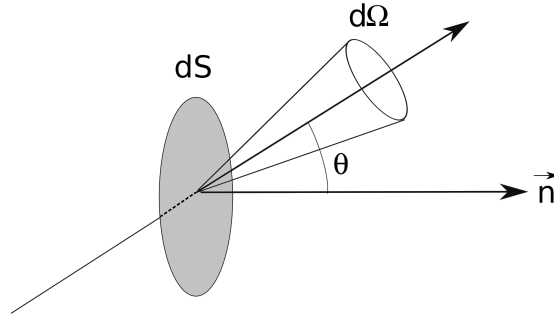


Fig. 3.1 : Convention géométrique de définition de la luminance.

À partir de cette grandeur, on définit ses versions intégrées, dont on fera aussi usage dans ce manuscrit :

- la luminance [$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$] :

$$I = \int_\lambda I_\lambda d\lambda \quad (3.2)$$

- le flux [W.m^{-2}] :

$$F = \iint_\Omega I \cos \theta d\Omega \quad (3.3)$$

- la puissance [W] :

$$P = \iint_S F dS \quad (3.4)$$

Réflexion et réfraction On suppose une scène composée de grains solides, d'une taille supérieure à la longueur d'onde (typiquement quelques dizaines de micromètres), éclairés par une source polychromatique incohérente, c'est-à-dire qu'on se place dans l'approximation de l'optique géométrique. Lorsqu'on éclaire une surface, la lumière interagit avec ses composants, dans

notre cas il s'agit de grains. Dans une approche simple, on peut résumer l'interaction en trois mécanismes : la réflexion vitreuse, la réfraction et l'absorption. À l'échelle macroscopique, la surface éclairée est visible, quel que soit le point de vue de l'observateur, elle réfléchit donc la lumière dans toutes les directions. C'est la composante diffuse, qui contient la couleur et donc les propriétés spectrales du matériau. Mais on observe aussi une composante anisotrope correspondant grossièrement à l'angle de réflexion de Descartes, c'est la composante spéculaire. Cette dernière ne contient pas d'information spectrale de la surface, mais a plutôt le spectre de la source. Ses propriétés dépendent fortement de la taille des grains, de leur absorption et de la longueur d'onde du faisceau incident. Ainsi, un milieu composé de gros grains, devant l'échelle de l'observation, produira une réflexion spéculaire anisotrope (le faisceau incident rencontrant peu de facettes). Au contraire, plus la taille des grains diminue, plus la réflexion tendra vers l'isotropie, la limite isotrope étant appelée une surface lambertienne. De même que plus le grain est composé d'une substance absorbante, moins il sera réfléchissant, par conservation de l'énergie.

D'un point de vue microscopique, les photons incidents rencontrent la première couche de grains, c'est à dire un dioptre au sens optique, entre l'intérieur du grain et le milieu incident (vide, air). La différence d'indice de réfraction entre ces deux milieux conduit à la réflexion d'une partie des photons et la réfraction des autres, suivant les lois de Snell-Descartes. Les photons réfléchis constituent la composante spéculaire du rayonnement réémis par la surface, tandis que les réfractés continuent leur chemin à l'intérieur du grain. Suivant sa structure et composition, le grain peut absorber une partie des photons qui le traversent, suivant divers mécanismes que je détaillerai dans le paragraphe suivant. Les photons non absorbés atteignent le dioptre grain/extérieur, sont à nouveau réfractés ou réfléchis, la fraction émergente rencontre un nouveau grain, subit une réflexion/réfraction, etc. Au fil des multiples réfractions et réflexions à l'intérieur du matériau, une fraction de la lumière peut réémerger vers l'extérieur, dans une direction apparemment aléatoire du fait du grand nombre d'interactions avec la matière, c'est la composante diffusée (Fig. 3.2).

C'est cette dernière composante du rayonnement qui nous intéresse, car elle contient la trace des absorptions du matériau traversé. L'ensemble de ces absorptions nous renseigne sur la structure et la composition du milieu.

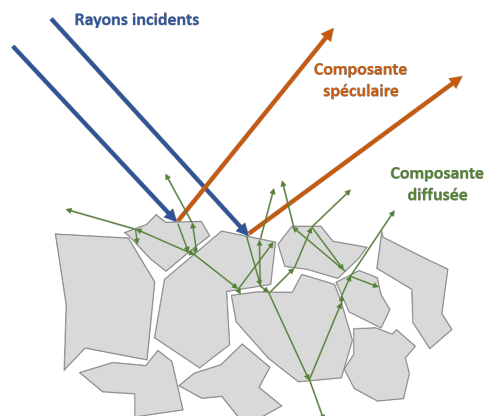


Fig. 3.2 : Composantes du rayonnement intervenant lors de l'interaction entre la lumière et un milieu composé de grains de forme aléatoire.

Formalisme électromagnétique L'interaction entre la lumière et les grains se ramène à l'étude de la propagation d'un champ électrique dans un milieu matériel. Un tel milieu est composé d'atomes et de molécules, dont les nuages électroniques réagissent au passage d'une onde

électromagnétique. On rappelle ici quelques points du formalisme permettant de comprendre le comportement de la matière dans un champ de rayonnement. Un milieu matériel est caractérisé par sa permittivité diélectrique qui est égale à la permittivité du vide, ε_0 , multipliée par une grandeur appelée permittivité relative, ε_r , dépendant de la longueur d'onde et contenant l'information sur la nature du milieu. Cette permittivité relative traduit la susceptibilité du milieu vis-à-vis de l'onde électromagnétique, c'est-à-dire sa propension à se polariser sous l'effet de l'onde. De manière générale, c'est une grandeur complexe que l'on peut écrire :

$$\varepsilon_r(\lambda) = \varepsilon_r'(\lambda) + i\varepsilon_r''(\lambda) \quad (3.5)$$

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu matériel, le milieu répond en faisant apparaître des charges et courants électriques induits qui modifient le comportement de l'onde. Ce couplage entre le champ incident et le champ induit est à l'origine des phénomènes d'absorption et de dispersion. Formellement, il se traduit par un vecteur d'onde complexe $k(\lambda) = k'(\lambda) + i k''(\lambda)$ à l'image de la permittivité complexe, qui, reporté dans l'expression du champ électrique \vec{E} , solution de l'équation de propagation, donne (z est la direction de la propagation) :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-k''(\lambda)z} \cos(\omega t - k'(\lambda)z) \quad (3.6)$$

On voit donc que la partie imaginaire du vecteur d'onde traduit l'absorption alors que la partie réelle représente la dispersion (vitesse de phase dépendant de la longueur d'onde). Enfin le lien avec la permittivité du milieu se fait *via* l'indice, défini par $n = k/k_0 = n' + i n''$ où $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda_0$ est le vecteur d'onde dans le vide, qui par conséquent est aussi complexe et dépendant de la longueur d'onde. On a donc d'après la relation de dispersion :

$$n^2 = \varepsilon_r \quad (3.7)$$

et par conséquent :

$$\varepsilon_r' - 1 = n'^2 - n''^2 \quad (3.8)$$

$$\varepsilon_r'' - 1 = 2n'n'' \quad (3.9)$$

Ces deux dernières relations traduisent le fait que les deux composantes de l'indice du milieu ne sont pas indépendantes et peuvent se déduire l'une de l'autre.

Enfin, d'un point de vue énergétique, en prenant la moyenne du carré du champ électrique, on obtient la loi d'absorption du milieu, la loi de Beer-Lambert :

$$I(\lambda) = I_0 e^{-\frac{4\pi n''}{\lambda} z} \quad (3.10)$$

Où I est l'intensité mesurée et I_0 est l'intensité de l'onde incidente. L'intensité décroît donc exponentiellement avec la distance parcourue dans le grain. La dépendance en la longueur d'onde du coefficient d'extinction n'' est à l'origine du spectre d'absorption des matériaux.

3.1.3 Mécanismes d'absorption

Intéressons-nous maintenant aux mécanismes précis d'absorption de la lumière par la matière. Dans tous les cas, il s'agit d'un échange d'énergie entre les électrons et le champ électrique incident. À l'échelle des assemblages d'atomes, les niveaux d'énergie accessibles sont quantifiés et dépendent du nombre de degrés de liberté des atomes et leurs liaisons. On distingue trois grands types de transitions énergétiques moléculaires : les transitions électroniques, les transitions vibrationnelles et les transitions rotationnelles. Dans un cristal, l'ensemble du réseau cristallin accède à des degrés de liberté supplémentaires *via* ses vibrations (transitions à phonons).

- les transitions électroniques concernent les variations d'énergie des électrons par absorption d'un photon. La physique quantique décrit de manière complète ces niveaux d'énergie et leur valeur. Dans le cas d'un atome ou d'une molécule isolée, les transitions électroniques consistent en des échanges d'énergie entre les orbitales atomiques ou moléculaires, et se produisent en général dans le domaine ultraviolet à visible (de plusieurs eV à dizaines d'eV). Dans les solides, les atomes et molécules ne sont plus isolés, mais entourés d'autres atomes et molécules générant un champ électrique global qui modifie les niveaux d'énergie voire sépare des niveaux dégénérés. On peut citer par exemple l'effet Stark pour lequel la présence de particules chargées, des ions, crée un champ électrique qui élargit les raies d'absorption des atomes voisins ; ou encore l'effet de champ cristallin où le champ électrique moyen du réseau sépare des niveaux dégénérés d'atomes interstitiels. C'est le cas notamment de l'ion Fe^{2+} et ses orbitales $3d$, dans le pyroxène et l'olivine responsables de bandes d'absorption infrarouge vers 1 et 2 μm ;
- les transitions vibrationnelles concernent les degrés de liberté associés aux liaisons chimiques. Dans un réseau cristallin comme dans les molécules simples, la cohésion des atomes est assurée par la mise en commun de leurs électrons de valence, formant ainsi des liaisons chimiques de différentes natures suivant l'énergie en jeu. Le nuage électronique commun perd alors sa symétrie sphérique pour se délocaliser autour de l'espace interatomique. Lorsqu'il est exposé à un champ électrique incident, ce nuage peut osciller et ainsi déformer la liaison chimique. La nature de la déformation va dépendre de l'environnement, des atomes et groupements d'atomes présents, des degrés de liberté accessibles (déformation en élongation ou en flexion), la liaison chimique passe alors à des états de plus haute énergie. La valeur de l'énergie échangée dépend non seulement de la nature de la liaison, mais aussi du couplage avec son environnement. Ces transitions, de plus faible énergie que les transitions électroniques, quelques dixièmes d'eV, se produisent en général dans le domaine proche-infrarouge à infrarouge moyen. Plus formellement, pour un édifice tétraédrique à un atome central et quatre atomes liés, type $-\text{CH}_2-$ aliphatique, on distingue six types de modes de vibration du plan CH_2 . Ces modes correspondent à trois mouvements indépendants des atomes d'hydrogène multipliés par deux modes : symétrique ou antisymétrique (Fig. 3.3).
 - la vibration d'élongation affecte la longueur de la liaison chimique sans modifier l'angle entre les atomes. La vibration symétrique est notée ν_1 , l'antisymétrique ν_3 ;
 - la vibration de flexion dans le plan de la molécule n'affecte pas la distance interatomique, mais seulement l'angle ;
 - la vibration de flexion hors du plan de la molécule. Les deux types de flexions sont notés ν_2 .

Dans le cas d'un édifice tétraédrique plus équilibré en termes de distribution des masses, type CO_3 ou méthane, il existe un quatrième mode de vibration, noté ν_4 , dans lequel le triangle formé par les trois atomes d'oxygène s'ouvre et s'approche de l'atome central.

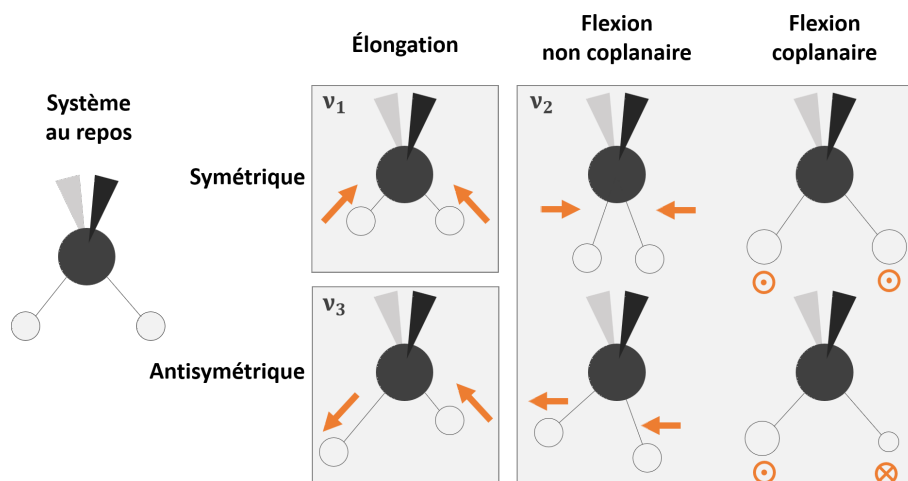


Fig. 3.3 : Les différents modes de vibration d'un édifice tétraédrique de type $-\text{CH}_2-$ aliphatique. Les disques noirs représentent les atomes de carbone, les gris clairs sont les hydrogènes, les triangles noirs et gris représentent les liaisons d'avant et d'arrière-plan vers les autres atomes de carbone de la molécule. Le plan de la molécule est donc perpendiculaire à la feuille.

Dans les matériaux naturels, on observe non seulement des transitions associées à ces modes fondamentaux, mais aussi des transitions provenant d'harmoniques de ces modes voire même de combinaisons linéaires de certains d'entre eux (Tab. 3.2 et 3.3). Enfin, en fonction du degré de symétrie de la molécule, certains degrés de liberté ne sont plus accessibles ainsi que leur mode vibrationnel associé. Par exemple, pour le CO_2 , le seul mode d'élongation disponible est le mode asymétrique (mouvement des atomes d'oxygène de part et d'autre de l'atome de carbone) alors que le symétrique est inactif puisqu'il ne fait pas apparaître de moment dipolaire ;

- les transitions rotationnelles proviennent de la quantification du moment cinétique. Elles correspondent à des énergies bien plus faibles et conduisent à des raies d'absorption dans l'infrarouge moyen à lointain voire le micro-onde, comme par exemple la raie à 2,45 GHz ($\lambda = 12,2 \text{ cm}$) de la molécule d'eau exploitée dans les fours à micro-onde. Au niveau moléculaire, il s'agit de la rotation de groupement d'atomes autour d'une liaison chimique simple (les liaisons doubles et triples bloquant la rotation) voire de la rotation de la molécule entière autour de son centre de masse. Ici aussi, les niveaux d'énergie accessibles dépendent des symétries de la molécule et leur valeur est liée à son environnement (molécule piégée dans un solide, encombrement stérique des autres groupements d'atomes). Dans le cas des solides, la gêne stérique peut être telle que la rotation se limite à des oscillations, ou librations autour d'une position moyenne ;
- les transitions énergétiques propres au réseau cristallin sont liées au mouvement relatif des atomes. Il s'agit de vibrations intermoléculaires signant en général dans l'infrarouge lointain, même si certains harmoniques peuvent se combiner avec des transitions vibrationnelles intramoléculaires.

Dans le cadre de l'étude des surfaces planétaires, dans notre gamme spectrale d'étude, les photons ont une énergie individuelle variant de 1,4 à 0,34 eV, ce qui correspond aux transitions électroniques de faible énergie et les transitions vibrationnelles des molécules. Les principales bandes d'absorption minérales et organiques mesurables dans cette gamme sont données dans les tableaux 3.2 et 3.3.

Famille/espèce		Transition	Longueur d'onde (μm)
Silicates			
HCP ^a	Fe ²⁺	électronique	1,0 - 1,05 (type-A et B) 2,2 (large, type-B)
LCP ^a	Fe ²⁺	électronique	0,9 1,9 (large)
Olivine ^b	Fe ²⁺	électronique	1,0 - 1,1
Anorthite (plagioclase) ^c	Fe ²⁺	électronique	1,1 - 1,3 (faible)
Phyllosilicates ^{d, e}	H - O ⁻	élongation 2 ^{ème} harm.	0,95
		élongation 1 ^{er} harm.	1,4
		élongation fond.	2,8
	H ₂ O	(2 ν_2 + ν_3)	1,45
		(ν_2 + ν_3)	1,88
		ν_3	2,7 - 3,0 (large)
	Si - O - H	ν_2	2,2 - 2,5
	Fe/Mg - O - H	ν_2	2,28 - 2,35
Al - O - H	ν_2	2,2	
Sels			
Carbonates ^e	Fe ^{2+/3+}	électronique	1,05 - 1,2 (doublet, large)
		(ν_1 + 2 ν_3 + ν_4)	2,17
	CO ₃	3 ν_3	2,35
		(ν_1 + 2 ν_3)	2,5
		2 ν_3	3,4
Sulfates ^d	H ₂ O	2 ν_3	1,4 - 1,6 (bandes multiples)
		(ν_2 + ν_3)	1,9 - 2,1 (bandes multiples)
	S - O	élongation/flexion harm.	~ 2,4

Tab. 3.2 : Principales bandes d'absorption mesurables dans la gamme proche-infrarouge pour les silicates et les sels. La longueur d'onde indiquée est celle du fond de la bande, certaines bandes d'absorption n'ont pas une position bien définie, mais dépendent de l'environnement de la liaison (groupements d'atomes, géométrie). Le HCP se divise en deux profils spectraux dont la différence tient dans la présence ou non d'ions Ca²⁺, à la place des ions fer, dans le site interstitiel M2. Les HCP type-A sont saturés d'ions calcium et ne présentent pas de bande vers 2 μm . Les absorptions de H₂O dans les phyllosilicates et les sulfates sont liées à l'eau d'hydratation du minéral (voir par exemple Fig. A.2, smectites et vermiculites). fond. = fondamental, harm. = harmonique. Sources : ^aCloutis (2002), ^bKing & Ridley (1987), ^cServenti et al. (2013), ^dCloutis et al. (2006), ^eClark et al. (1990)

Famille/espèce	Transition	Longueur d'onde (μm)
Glaces^{a, b}		
H ₂ O	$3\nu_3$	1,02
	$\nu_1 + \nu_2 + \nu_3$	1,25
	$\nu_1 + \nu_3$	1,52
	$\nu_2 + \nu_3$	2,02
	$2\nu_2 + \nu_3$	2,8
	ν_3	2,96
CO ₂	$3\nu_3$	1,43
	$2\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_3$	1,58
	$2\nu_1 + \nu_3$	1,97
	$\nu_1 + 2\nu_2 + \nu_3$	2,0
	$\nu_1 + \nu_3$	2,7
Matière organique^c		
Alcanes		3,3 - 3,5
Alcènes	C - H élongation	3,1 - 3,2
Aromatiques		3,2 - 3,3
Alcools	O - H élongation	2,8 - 3,1 (large)
Acides carboxyliques		3,0 - 4,0 (large)
Amines	N - H élongation	3,3 - 3,6 (large)

Tab. 3.3 : Principales bandes d'absorption mesurables dans la gamme proche-infrarouge pour les glaces et la matière organique. La longueur d'onde indiquée est celle du fond de la bande, certaines bandes d'absorption n'ont pas une position bien définie, mais dépendent de l'environnement de la liaison (groupements d'atomes, géométrie). Sources : ^aSalama et al. (1990), ^bQuirico et al. (1996), ^cLin-Vien et al. (1991).

3.1.4 Autres facteurs influençant la forme des bandes d'absorption

3.1.4.1 Effet de la taille des grains, de la géométrie et de la température

Une fois un spectre acquis à l'aide d'un spectromètre, l'enjeu du scientifique est de déduire de ce spectre la composition du matériau observé. Nous avons vu précédemment que la longueur d'onde absorbée par la matière et la forme de la bande d'absorption étaient des caractéristiques propres à la nature de l'élément ou de la liaison chimique, et de son environnement. Mais d'autres paramètres entrent en compte pour expliquer la forme de certaines bandes, leur profondeur relative et le niveau moyen du continuum. Ces paramètres sont la taille des grains, la géométrie de l'observation et la température.

Dans un milieu composé de grains solides, indépendamment de la nature de ces grains, on observe que lorsque la taille des grains augmente le niveau du continuum diminue alors que la profondeur des bandes augmente (Clark et al., 1993). Ceci s'explique par le fait que le libre parcours moyen des photons dans les grands grains est supérieur à celui des plus petits, ils ont donc tendance à être davantage absorbés avant leur émergence. Ceci explique par exemple que

les matériaux en poudre fine apparaissent plus clairs que leur version cristalline ou en grains grossiers.

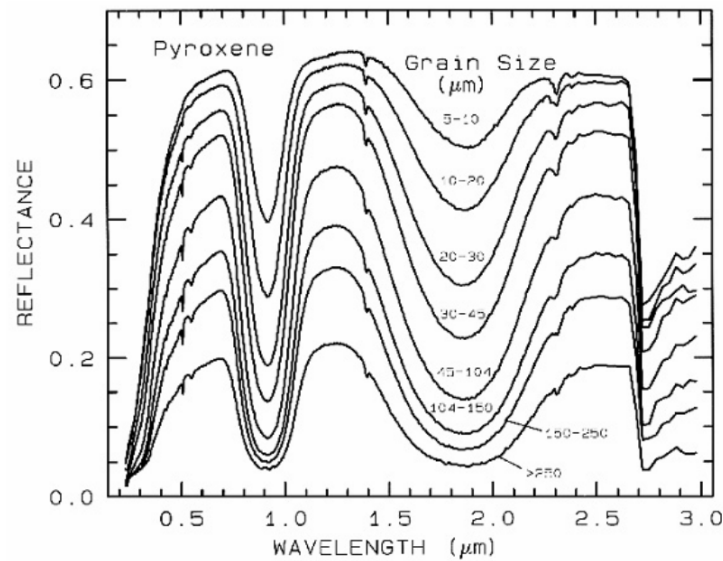


Fig. 3.4 : Spectres de réflectance proche-infrarouge d'échantillons de pyroxène pour différentes tailles de grain, de 5 - 10 μm en haut à plus de 250 μm en bas. Figure tirée de (Clark et al., 1993).

De même que la taille des grains, la géométrie de leur observation ainsi que leur forme individuelle a une influence sur le spectre mesuré (McGuire & Hapke, 1995). On appelle géométrie de l'observation l'ensemble formé par les angles d'incidence et d'émergence à l'échelle du grain, l'angle solide d'illumination du grain et l'angle solide de collecte de la lumière diffusée. À l'échelle du grain, la loi de Snell-Descartes montre que la façon dont est transmise l'énergie au niveau des facettes dépend de l'angle d'incidence, et de l'indice optique du grain. On s'attend donc à l'existence de directions de diffusion privilégiées en fonction de la forme et de la position du grain dans le champ de rayonnement. Cela se traduit à l'échelle macroscopique par une variation de la réflectance du matériau en fonction à la fois de la façon dont on l'observe et de la façon dont on l'éclaire, contrairement au cas lambertien où la réflectance est indépendante de la géométrie.

Enfin la température peut faire varier la position et la forme de certaines bandes d'absorption (Morris et al., 1985), indépendamment du fait que l'émission thermique propre du matériau peut modifier le continuum du spectre, surtout dans le proche-infrarouge. Cet effet est visible sur certaines bandes vibrationnelles où le couplage avec l'environnement est important. L'augmentation de la température peut également jouer un rôle en tendant à élargir les bandes d'absorption.

3.1.4.2 Effet du mélange

Lorsque le milieu est composé de grains de natures différentes, la manière dont ils sont mélangés impacte la forme du spectre de réflectance, à composition égale. On distingue ainsi trois types de mélanges différents : le mélange spatial, le mélange intime et le mélange en couche. Le paramètre clé qui différencie ces mélanges est le libre parcours moyen des photons dans le matériau qui compose les grains, c'est-à-dire la distance caractéristique que parcourt un photon avant d'être absorbé par un atome.

Le premier type de mélange se rencontre lorsque les grains de matière sont regroupés suivant leur composition à l'échelle de plusieurs grains. Dans ce cas, la taille typique du motif de com-

position (la taille des groupes de grains) est grande devant le libre parcours moyen des photons. Ainsi, un faisceau de lumière diffusé par le matériau ne rencontrera qu'un seul type de grain. Les propriétés du spectre mesuré sont donc la combinaison linéaire des spectres des grains pondérée par leurs abondances relatives. Ce type de mélange linéaire est simple à simuler et donc l'inversion de son spectre pour retrouver sa composition est relativement rapide.

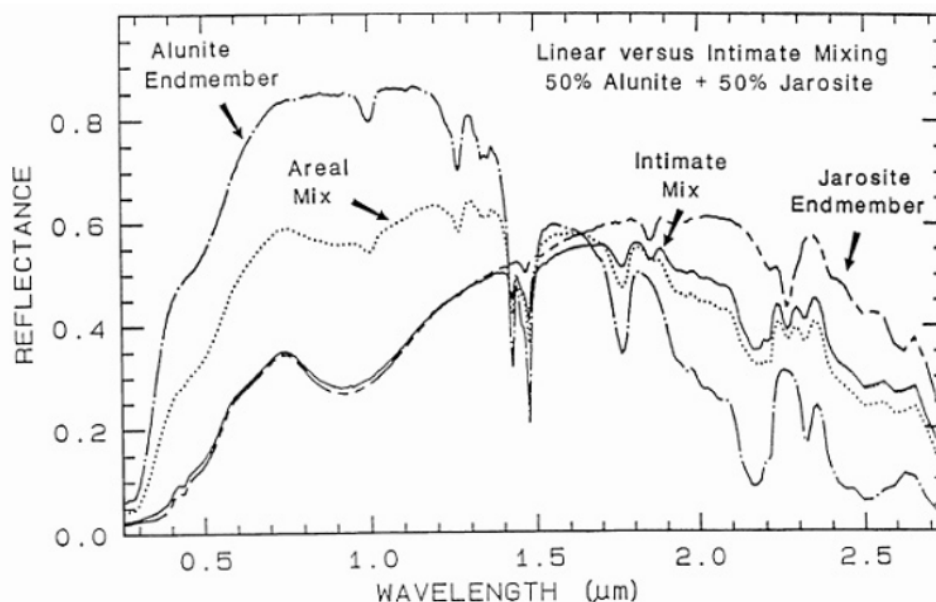


Fig. 3.5 : Spectres de réflectance de mélanges d'alunite (un pyroxène) et de jarosite (un sulfate), intimes et spatiaux, ainsi que les spectres de ces composés purs. Figure tirée de (Clark et al., 1993).

Un mélange intime est un mélange dont l'échelle de variation de la composition est le grain et que la taille des grains de matière est inférieure ou du même ordre que le libre parcours moyen. Un faisceau de lumière incident aura donc tendance à être diffusé par plusieurs grains de compositions différentes avant d'émerger du substrat. Pour ces milieux, la réflectance globale est dominée par celle du matériau le plus absorbant, même s'il est présent en faibles quantités (*e.g.* Clark 1983 a montré qu'un matériau pouvait fortement s'assombrir par l'ajout d'une faible quantité de grains de matière carbonée très absorbante). L'inversion d'un spectre de mélange intime est beaucoup plus difficile que pour un mélange spatial en raison de la plus grande complexité de la simulation d'un tel spectre. En effet, dans ce type de mélange, la forme du spectre est déterminée par la nature des espèces présentes et leurs abondances, mais aussi par la taille des grains, variable ou non, leur forme, la porosité du milieu, les conditions d'illumination et d'observation (*e.g.* Hapke 1981 ; Shkuratov et al. 1999).

Le mélange en couche intervient dans le cas d'un substrat composé d'un matériau recouvert par un autre, par exemple une couche de poussière sur le sol de Mars. Si la couche supérieure a une épaisseur plus faible que le libre parcours moyen des photons dans le matériau qui la compose, les photons incidents parviennent donc à sonder les grains profonds, alors le spectre obtenu contiendra les caractéristiques de la couche supérieure et du matériau sous-jacent. On se retrouve alors dans la configuration du mélange intime, mais avec une stratification du milieu, et non une isotropie.

3.2 Les technologies mises en œuvre dans les spectromètres spatiaux : prisme, réseau et AOTF

Nous allons passer en revue les différentes technologies de dispersion de la lumière. Il s'agit du sous-système central des spectromètres, car elle transforme un faisceau de lumière polychromatique en faisceau monochromatique. Ces briques technologiques peuvent être un prisme, un réseau de diffraction ou encore, et c'est le cœur de ma thèse, un filtre acousto-optique réglable (AOTF pour *Acousto-Optic Tunable Filter*).

3.2.1 Principe de la spectroscopie par prisme

Le prisme se présente sous la forme d'un bloc de verre ou de cristal taillé composé de trois faces, ou plus suivant l'usage. Sa fonction en tant qu'élément optique, est de réfracter, réfléchir voire même polariser, séparer les polarisations et diffracter la lumière dans certains usages spéciaux avec des cristaux biréfringents. Il s'agit de l'élément dispersant le plus simple et historiquement le premier à avoir été utilisé pour séparer les composantes de la lumière blanche. Il repose sur la loi de Snell-Descartes de la réfraction : $n_0 \sin i = n_p \sin r$, où n_0 et n_p sont les indices du milieu incident et du prisme, i et r sont les angles d'incidence et d'émergence du rayon lumineux (Fig. 3.6).

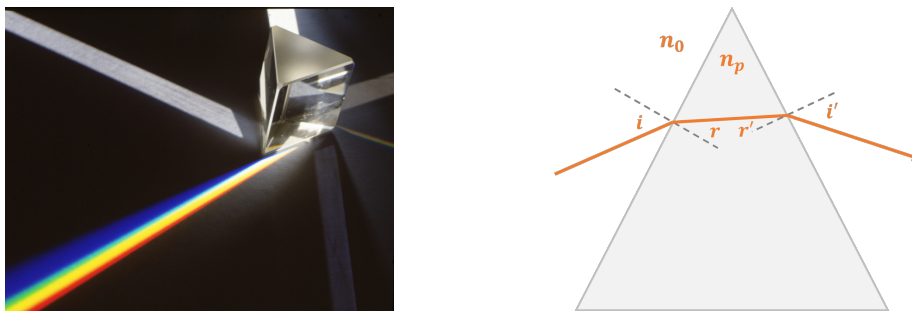


Fig. 3.6 : Gauche : image d'un prisme éclairé par un faisceau de lumière blanche, par le haut. Le faisceau dispersé émergent est visible en bas à gauche ainsi que plusieurs autres faisceaux issus des réflexions et réfractions secondaires. Droite : schéma de la traversée d'un prisme par un rayon monochromatique indiquant les principaux angles.

Pour la spectroscopie, les prismes utilisés sont taillés dans des verres de composition variable selon la gamme spectrale recherchée. Ils exploitent le fait que le verre est un milieu de propagation dispersif pour la lumière, c'est-à-dire que son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde, et donc d'après la relation précédente on obtient :

$$r(\lambda) = \text{Arcsin} \left(\frac{n_0}{n_p(\lambda)} \sin i \right) \quad (3.11)$$

L'angle d'émergence est donc dépendent de la longueur d'onde. Ainsi, un faisceau parallèle de lumière blanche traversant un prisme émerge sous la forme d'un faisceau non parallèle dont les composantes spectrales sont séparées angulairement. Si on réalise l'image d'une fente à travers un prisme, cette image sera composée d'un continuum de fentes à chacune des longueurs d'onde dispersées. En capturant l'image avec un détecteur matriciel, on obtient ce qu'on appelle une image, (x, λ) car la première dimension contient l'information spatiale et la seconde contient le

spectre lumineux.

Cependant, la principale limitation du prisme est la résolution spectrale. En effet, la résolution spectrale correspond à la gamme de longueurs d'onde couverte par une colonne de pixels du détecteur. Elle est directement liée à l'amplitude totale de $r(\lambda)$, donc à celle de $n(\lambda)$. Pour augmenter la résolution, on peut soit augmenter la taille de l'instrument (séparation angulaire des composantes spectrales), soit choisir un cristal très dispersif, ce qui est une option limitée technologiquement. Le réseau de diffraction a rapidement supplanté le prisme en spectroscopie justement pour sa capacité à générer des instruments compacts à haute résolution spectrale.

3.2.2 Principe de la spectroscopie par réseau de diffraction

Le réseau de diffraction est une surface transparente ou réfléchissante sur laquelle est gravé un grand nombre de fentes parallèles (de plusieurs centaines à plusieurs milliers par millimètre). Son principe repose sur le phénomène d'interférence entre les figures de diffraction. Lorsqu'une fente est éclairée par un faisceau lumineux incident, elle le diffracte en formant une figure dont la largeur angulaire α est inversement proportionnelle à sa taille a : $\alpha = \lambda/a$ (dans un régime de diffraction à l'infini de Fraunhofer).

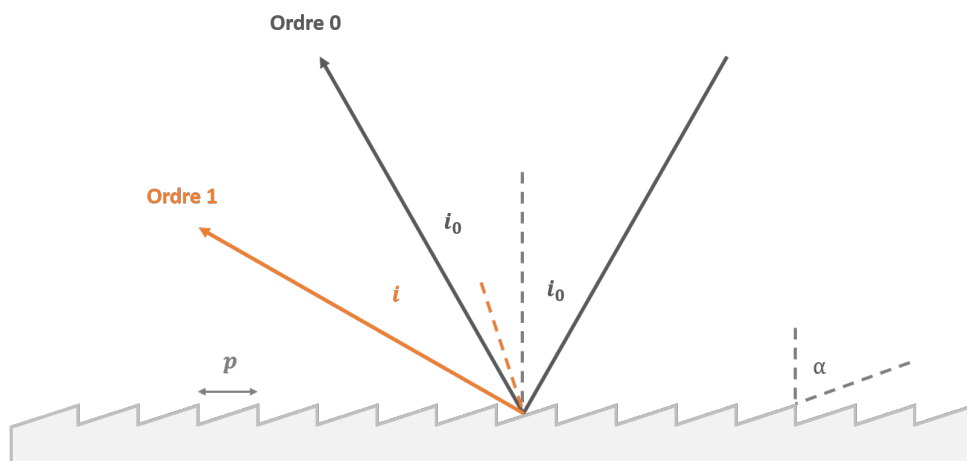


Fig. 3.7 : Schéma de la réflexion d'un rayon lumineux sur un réseau blazé à l'ordre 1. Le blazage consiste en la gravure de fentes asymétriques privilégiant une direction de réflexion, α est l'angle de blaze. Le pointillé gris représente la normale au réseau et l'orange est la normale aux facettes de gravure. Tous les angles sont donnés par rapport à la normale au réseau.

La particularité de la diffraction exploitée dans les réseaux est la continuité de la phase de l'onde à la traversée de la fente. Ainsi, si plusieurs fentes sont éclairées par une source, elles se comporteront comme des sources cohérentes et leurs ondes diffractées pourront interférer, la distance entre les fentes devant rester inférieure à la longueur de cohérence de la source. Plus le nombre de fentes augmente, plus la figure d'interférences tendra vers un peigne de Dirac, les interférences constructives n'ayant lieu que pour des angles discrets. En régime de diffraction à l'infini, pour un réseau par réflexion, le plus utilisé dans les spectromètres, nous obtenons la formule des réseaux :

$$n_0(\sin i - \sin i_0) = m \frac{\lambda}{p}, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (3.12)$$

L'angle de diffraction i d'un rayon lumineux est donc proportionnel à des multiples entiers de sa longueur d'onde λ , la constante de proportionnalité est l'inverse du pas du réseau (*i.e.* la distance entre deux traits). Chaque valeur entière m est appelée « ordre de diffraction », $m = 0$ correspondant à l'image géométrique de la source, sans dispersion spectrale. Une première limitation du réseau apparaît : m peut *a priori* prendre une infinité de valeurs, l'énergie incidente est donc diffractée dans autant d'ordres ce qui entraîne d'importantes pertes puisque dans la pratique, seul un ordre est observé. Ce problème a été pallié par le développement de réseaux dits « blazés » dont la gravure asymétrique concentre l'énergie dans un ordre de diffraction.

Intégré dans un spectromètre, le réseau de diffraction opère de la même manière que le prisme. En observant une fente éclairée par une source polychromatique à travers lui, on obtient une image de la fente pour chaque longueur d'onde de la source, dispersées angulairement, à l'identique dans chaque ordre de diffraction. Pour le prisme comme pour le réseau, pour acquérir tout le spectre dispersé, il faut un détecteur de la taille de l'ensemble de la figure de diffraction, la résolution spectrale est alors donnée par la gamme de longueurs d'onde vue par une colonne de pixels. Un autre effet s'ajoute pour dégrader la résolution spectrale : la largeur géométrique de la fente n'est pas nulle, elle conduit à un recouvrement des sous-images monochromatiques qui « mélange » les longueurs d'onde. Il faut donc réduire la largeur de la fente d'entrée, mais cela se résume à collecter moins de lumière.

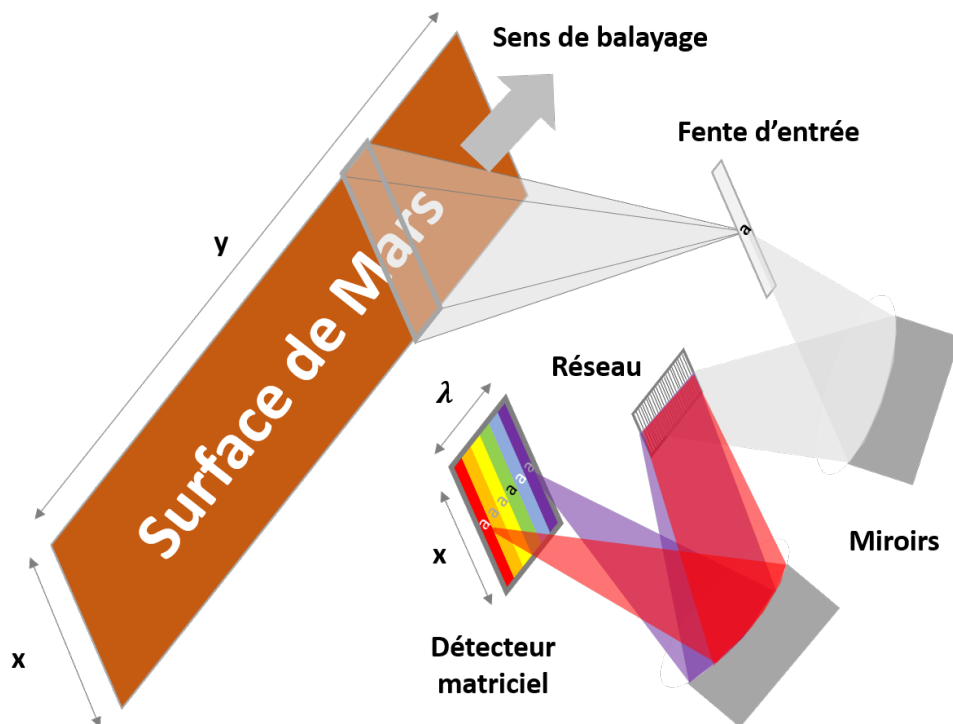


Fig. 3.8 : Schéma du principe de l'acquisition d'un cube spectral par défilement. Le faisceau d'ordre 0 ainsi que les différentes optiques de traitement du faisceau lumineux, à part les miroirs éclairant le réseau, ne sont pas indiqués par simplification. La surface de la planète est observée par une pupille sous la forme d'une fente (ici l'image est un fin rectangle centré sur une portion de la surface) qui est projetée sur un détecteur à travers le réseau. Le réseau disperse l'image de la fente en l'ensemble de ses composantes spectrales, le motif apparaissant plus ou moins en fonction de son spectre (représenté par les nuances de gris de la lettre « a »). Pour composer le jeu de données (x, y, λ) , le détecteur enregistre le signal pour chaque position de la fenêtre d'observation sur le sol, pendant le mouvement du satellite.

Nous sommes donc face au principal compromis des spectromètres à réseau, celui de satisfaire des besoins antagonistes. Un instrument doit être sensible et donc avoir une grande ouverture, mais une grande fente d'entrée diminue la résolution spectrale. Il faut aussi une résolution spectrale suffisante pour échantillonner de fines bandes d'absorption, donc soit diminuer le pas du réseau et augmenter la taille du détecteur, soit diminuer la taille de la fente et perdre du signal.

Malgré ces difficultés, et parce qu'ils remplissent le cahier des charges scientifique dans de nombreux cas, les spectromètres à réseau représentent la majorité des spectromètres spatiaux tels que ISM, OMEGA, CRISM, VIMS, VIRTIS mentionnés en introduction du chapitre 2. Ces spectromètres orbitaux réalisent des cubes spectraux *via* une méthode de défilement (*push broom* en anglais, voir Fig. 3.8 pour l'illustration du fonctionnement dans le cas d'un détecteur bidimensionnel). En fonction du type de détecteur utilisé, linéaire ou bidimensionnel, la méthode d'acquisition des cubes spectraux varie sensiblement. Dans le cas d'un détecteur 2D, tel que CRISM, VIRTIS et la voie visible de VIMS, une image est composée du spectre de la pupille d'entrée, une fente, il s'agit d'une image (x, λ) . La deuxième dimension spatiale est acquise en laissant défiler la surface dans le champ de vue de la fente. Pour les détecteurs 1D comme ISM, OMEGA et la voie infrarouge de VIMS, l'« image » consiste en le spectre du champ de vue de l'instrument, acquis en une seule fois. Une première dimension spatiale est obtenue à l'aide d'un système de balayage actif, perpendiculaire à la direction de l'orbite, tandis que l'autre est acquise par défilement passif. Au fil des orbites, nous nous retrouvons donc avec des séries de données (x, y, λ) .

Cependant, dans le cas de surfaces très sombres, le besoin en sensibilité conduit à des instruments de grande ouverture et massifs non nécessairement compatibles avec des satellites de taille modeste. C'est justement dans ces situations que les spectromètres à AOTF, de par leur compacité et leur masse réduite, montrent tout leur intérêt.

3.2.3 Le filtre acousto-optique réglable

Les filtres acousto-optiques sont apparus bien plus tard que les réseaux et les prismes, la compréhension du phénomène de diffraction acousto-optique ne datant que de la fin de la Première Guerre mondiale. Il exploitent le fait qu'un milieu matériel traversé par une onde acoustique voit son indice de réfraction modulé périodiquement, à la fréquence de l'onde.

3.2.3.1 Formalisme de la diffraction par un réseau épais

À l'échelle microscopique, la traversée de l'onde génère une succession de compressions et dilatations du réseau cristallin, ce qui affecte la distance interatomique et donc la permittivité diélectrique du milieu. Cette modulation périodique de l'indice diffracte un faisceau lumineux incident, mais de manière différente des réseaux de diffraction vus précédemment et appelés réseaux « minces ». Considérons un milieu d'indice n comportant une région d'épaisseur d traversée par une onde acoustique dont la longueur d'onde est p (pas du réseau). Un faisceau lumineux parallèle arrive avec un angle d'incidence i_0 sur le réseau constitué des nœuds de vibration de l'onde acoustique et est diffracté dans une direction i . La différence de marche entre deux rayons diffractés par des nœuds successifs est :

$$\delta = np (\sin i - \sin i_0) \quad (3.13)$$

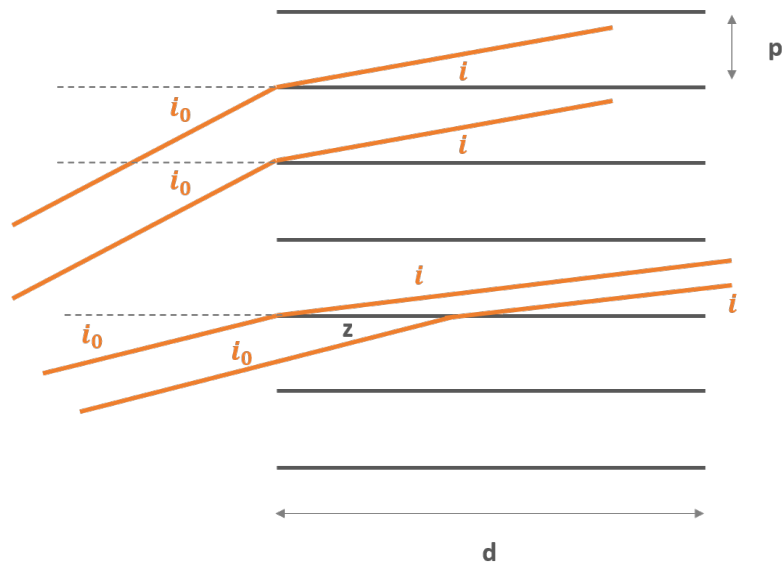


Fig. 3.9 : Schéma indiquant les hypothèses de travail et les conventions géométriques permettant de calculer les différences de marche entre les rayons lumineux. Les lignes horizontales représentent les nœuds de vibration de l'onde acoustique, on lui suppose donc un profil en peigne de Dirac. Dans un cas réel, le profil serait sinusoïdal, mais le raisonnement resterait le même. Les rayons du haut sont diffractés par deux nœuds adjacents du réseau alors que ceux du bas du schéma interagissent avec le même nœud, mais en deux points différents.

Ces rayons interfèrent de façon constructive si leur différence de marche est égale à un multiple entier de la longueur d'onde. Cette condition d'accord de phase aboutit à la formule des réseaux précédemment mentionnée (Eq. 3.12). Cependant dans un réseau dit « épais », c'est-à-dire dont l'épaisseur est grande devant le pas du réseau, des rayons diffractés par le même nœud peuvent interférer. Leur différence de marche s'écrit :

$$\delta = n z (\cos i_0 - \cos i) \quad (3.14)$$

avec z la distance entre les deux points d'intersection des rayons et du nœud de vibration. La condition d'accord de phase reste la même, la différence de marche doit être égale à un multiple entier de la longueur d'onde :

$$n (\cos i_0 - \cos i) = m' \frac{\lambda}{z p}, \quad m' \in \mathbb{Z} \text{ et } \forall z \in [0, d] \quad (3.15)$$

La différence majeure avec la situation précédente est que l'épaisseur du réseau n'est pas discrétisée, l'accord de phase doit donc être vérifié pour toute valeur de z , c'est à dire simultanément pour tous les rayons diffractés en tout point du nœud du réseau. La seule possibilité est donc $m' = 0$, ce qui implique $i = \pm i_0$. Ainsi à la traversée d'un réseau épais, seuls deux rayons émergent : le rayon non diffracté d'ordre 0, $i = i_0$ et le rayon diffracté d'ordre -1 , $i = -i_0$. Reportons ces conditions, $(m = 0, i = i_0)$ et $(m = -1, i = -i_0)$ dans l'équation 3.12, toujours valide. La première est triviale ($0 = 0$) tandis que la seconde donne une relation appelée

condition de Bragg :

$$\sin i = \frac{\lambda}{2np} \quad (3.16)$$

Cette dernière condition est au cœur du principe du filtrage spectral par diffraction acousto-optique. Elle indique que pour une longueur d'onde et un pas du réseau donné, tous les angles d'incidence ne produisent pas de faisceau diffracté. Inversement : pour une incidence donnée, la longueur d'onde du faisceau diffracté ne dépend que du pas du réseau, c'est-à-dire de la fréquence de l'onde acoustique. De plus, ce faisceau est unique et concentre toute l'énergie du faisceau incident réalisant l'accord de phase. Nous obtenons donc un système capable d'extraire une composante spectrale d'un faisceau de lumière incident en modulant seulement une onde acoustique.

En réalité, la condition de Bragg correspond au maximum de diffraction, il existe des longueurs d'onde diffractées autour du maximum formant un spectre en amplitude de type sinus-cardinal, avec lobes secondaires décroissants. La forme du profil provient des conditions aux limites du réseau : nous avons considéré ici un train d'ondes acoustiques infini dans le plan, (x, y) mais en forme de porte dans la direction z (bords abrupts). Donc la somme des amplitudes des rayons diffractés suivant cette direction conduit à un spectre en sinus-cardinal.

Cette propriété permet aussi de comprendre la largeur spectrale du faisceau diffracté. Elle est une conséquence directe de la forme du champ acoustique : plus la longueur d'interaction entre le faisceau incident et l'onde acoustique est grande, plus la condition d'accord de phase sera restrictive, donc le lobe principal du spectre diffracté sera fin.

3.2.3.2 Mise en pratique des AOTF

Historiquement, la diffraction a été mise en œuvre à partir de la deuxième moitié du XX^e siècle sous la forme de modulateurs acousto-optiques (AOM) utilisés dans les télécommunications. Son application spatiale a été plus tardive avec un premier usage en tant que monochromateur acousto-optique dans l'instrument SPICAM-IR (*Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars* voie infrarouge) à bord de *Mars Express* (Korablev et al., 2006), suivi de SPICAV-IR (*Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus* voie infrarouge) embarqué dans la sonde *Venus Express* (Korablev et al., 2012). Aujourd'hui, une quinzaine d'instruments spatiaux embarquant des AOTF ont été en opération, fonctionnent encore ou sont prévus. On peut citer quelques exemples récents tels que les spectromètres chinois VNIS (*Visible and Near-Infrared Imaging Spectrometer*) à bord du rover lunaire Chang'e 3 (He et al., 2014) et la voie infrarouge de MarsCoDe équipant le rover martien Tianwen-1 (Ren et al., 2018), le spectromètre ISEM (*Infrared Spectrometer for ExoMars*), similaire à IRS/SuperCam, équipant le rover ExoMars (Korablev et al., 2017), et les instruments MicrOmega à bord des missions Phobos-Grunt (Pilorget & Bibring, 2013), Hayabusa 2 (Bibring et al., 2017a) et ExoMars (Bibring et al., 2017b).

Les AOTF que j'ai étudiés dans le cadre de ma thèse sont constitués d'un cristal de dioxyde de tellure (TeO_2), un matériau biréfringent dont les propriétés optiques lui permettent de diffracter le rayonnement infrarouge de l'extrémité du visible (vers $0,9 \mu\text{m}$) jusqu'à une longueur d'onde de $4 \mu\text{m}$. En tant que matériau biréfringent, son comportement acousto-optique est sensiblement différent de ce qui a été annoncé précédemment. Lorsqu'il est éclairé par un faisceau de lumière polychromatique non polarisée, l'AOTF génère quatre faisceaux : deux faisceaux d'ordre 0 de

polarisations croisées et faiblement séparés géométriquement en raison des indices optiques différents « vus » par chaque polarisation et deux faisceaux d'ordre -1 correspondant à la diffraction de chaque polarisation. Ces deux derniers faisceaux ont donc des polarisations croisées, sont séparés symétriquement par rapport aux ordres 0 et l'énergie compatible avec l'accord de phase est répartie de façon égale entre eux. Dans la pratique, on ne distingue pas les deux ordres 0 et on appelle les faisceaux diffractés ordre 1 et -1 (Fig. 3.10).

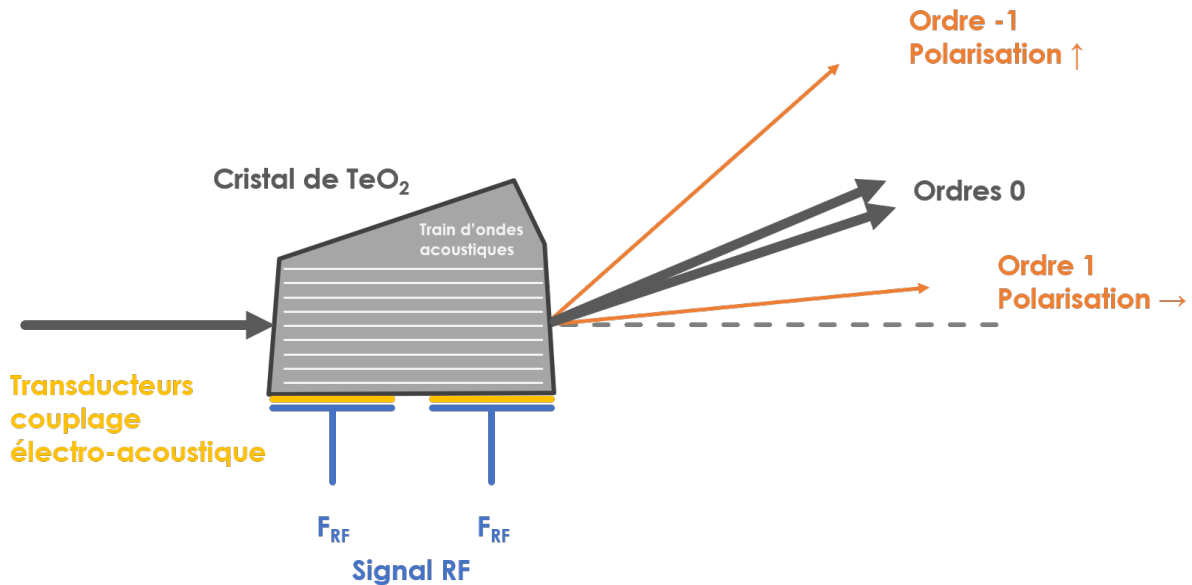


Fig. 3.10 : Schéma de principe d'un AOTF. Un faisceau de lumière polychromatique atteint le cristal par la gauche et est divisé en deux faisceaux d'ordre 0 déviés de l'axe optique simple réfraction. La diffraction acousto-optique génère deux faisceaux monochromatiques, de polarisations croisées, déviés symétriquement à partir de chaque rayon d'ordre 0. Les angles dépendent notamment de la géométrie du cristal dont aucune des faces n'est parallèle pour éviter l'apparition d'ondes acoustiques stationnaires.

Le pilotage d'un AOTF est réalisé électriquement avec un générateur de signal radiofréquence (RF). Le signal RF, d'une fréquence de quelques dizaines à une centaine de mégahertz, excite un transducteur électroacoustique piézoélectrique, qui à son tour génère un train d'ondes progressives acoustiques dans le cristal (Fig. 3.10). Le temps de réponse d'un tel système est de l'ordre de la microseconde, ce qui en fait un filtre très réactif et souple, puisque les fréquences RF peuvent être envoyées dans n'importe quel ordre. Les propriétés des monochromateurs à AOTF seront détaillées tout au long de ce manuscrit, car leur caractérisation est l'un des principaux volets de la thèse.

Au niveau de l'utilisation des AOTF dans des spectromètres imageurs, le détecteur est placé de façon à ne recevoir que la lumière diffractée, l'image ainsi réalisée est donc monochromatique. La composante spectrale du cube de données est acquise par intégration successive d'images monochromatiques. C'est l'une des grandes différences avec les spectromètres à réseau où l'instrument balaie spatialement pour reconstituer les images, ici il doit rester soit immobile soit compenser le défilement de la scène dans le cas d'une utilisation en orbite. Une autre différence majeure, qui justifie l'utilisation de cette technologie, est que la pupille d'entrée n'a pas besoin d'être une fente, on utilise la pleine ouverture du cristal, ce qui augmente fortement la sensibilité, ou à sensibilité égale, diminue la taille et la masse de l'instrument. La spectro-imagerie à AOTF fait d'ailleurs l'objet d'un programme de R&T à l'IAS, la R&T ExoCam (section 3.3.2), dont le développement et l'étude font partie des objectifs de ma thèse.

3.3 Mise en application de la spectroscopie à AOTF : les instruments IRS et ExoCam

3.3.1 Le spectromètre IRS

IRS est le spectromètre ponctuel proche-infrarouge de l'instrument SuperCam (section 2.2.5), ses principales caractéristiques sont réunies dans le tableau 2.1, p 53. Il a été conçu et développé par le LESIA (*Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation Astrophysique*) tandis que son étalonnage radiométrique fut à la charge de l'IAS (*Institut d'Astrophysique Spatiale*). L'instrument se répartit en deux ensembles : l'OBOX contenant les détecteurs, l'optique et le monochromateur, et l'EBOX pour l'électronique de pilotage des détecteurs, du monochromateur, des systèmes de régulation thermique, tous deux situés dans le *mast unit* (Fig. 3.11).

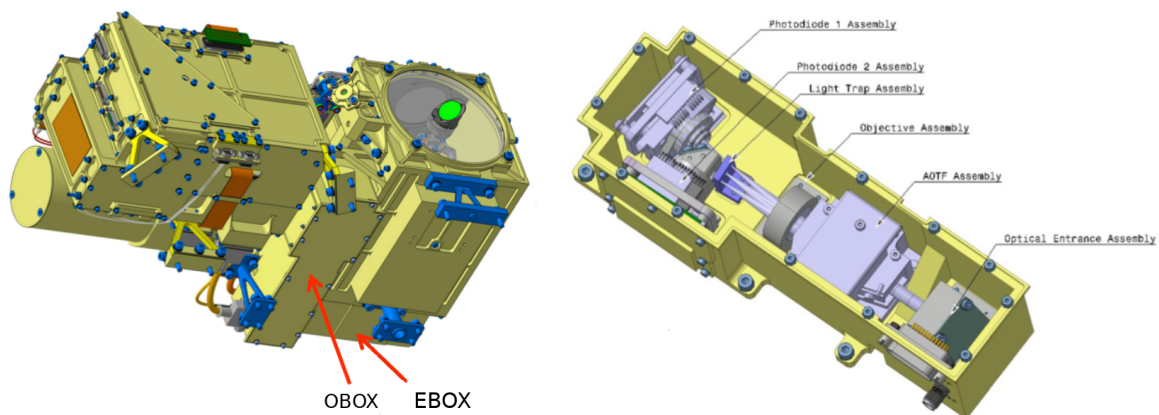


Fig. 3.11 : Gauche : vue numérique de SuperCam et de l'emplacement de l'OBOX et de l'EBOX. Cette dernière se trouve derrière le télescope. Droite : détail de l'intérieur de l'OBOX. Images issues du IRS Design Report (SCAM-21330-LESIA-RP-00352).

La technologie utilisée par IRS ainsi que sa gamme spectrale de travail conditionnent fortement sa conception, aussi bien optique que thermique (Fouchet et al., 2020). Nous allons revenir sur ces spécificités dans les paragraphes suivants.

Conception optique. IRS prélève la lumière sur l'axe optique du télescope à l'aide d'un miroir semi-réfléchissant, d'un périscope et d'une ouverture pinhole. Le faisceau lumineux blanc est ensuite envoyé à travers le monochromateur qui réalise l'opération de filtrage optique. Ce dispositif est la grande différence entre IRS et les autres spectromètres, et la raison de sa compacité. Il s'agit d'un AOTF dont le principe de fonctionnement a été précédemment détaillé (section 3.2.3). Cette technologie repose sur la diffraction acousto-optique qui, à la différence des réseaux de diffraction classique, est pilotée électriquement et peut d'atteindre une efficacité de diffraction proche de 100 %. L'AOTF est excité par un transducteur électroacoustique lui-même piloté par un générateur RF se trouvant dans l'EBOX, et lors de cette excitation, il extrait par diffraction deux faisceaux monochromatiques symétriques (faisceaux d'ordre 1 et -1) à partir du faisceau incident qui sont enfin focalisés sur les photodiodes (Fig. 3.12).

De par sa conception, IRS est sensible à la lumière parasite. En effet, un faisceau non diffracté, polychromatique (ordre 0) et 500 fois plus intense que les faisceaux monochromatiques, émerge après l'AOTF. Il est intercepté par un piège dont la géométrie permet de l'éliminer à plus de 99,88 %. Ce résidu n'étant pas négligeable devant l'intensité des ordres ± 1 (il en représente même

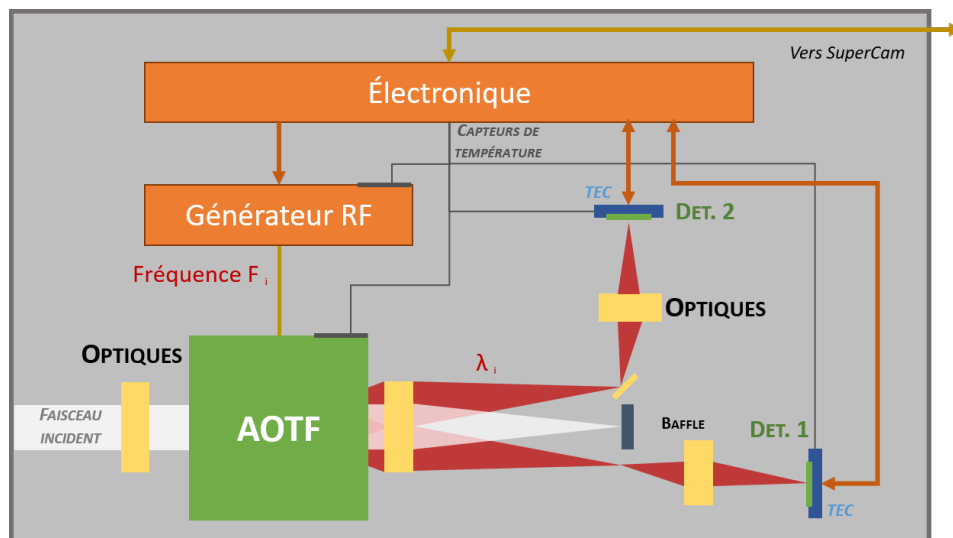


Fig. 3.12 : Diagramme de la conception optique d'IRS. Les principales composantes de l'OBOX sont indiquées ainsi que l'emplacement des sondes thermiques.

au plus 60 %), d'autres précautions sont prises : l'ensemble de l'intérieur de l'OBOX est peint en noir et des diaphragmes sont installés devant l'AOTF et devant chaque détecteur pour en réduire l'ouverture et limiter au maximum la lumière parasite. En définitive, la contribution de la lumière parasite est évaluée à moins de 1 % du flux atteignant les détecteurs (Reess et al., 2017). Néanmoins, la lumière d'ordre 0 étant présente indépendamment de l'état de fonctionnement de l'AOTF, celle-ci s'élimine simplement *a posteriori* en soustrayant une mesure AOTF non alimenté à une mesure AOTF alimenté (ce qui soustrait également le fond thermique et le courant d'obscurité, voir section 8.1.3).

Conception thermique. IRS travaille dans le proche-infrarouge, il est donc sensible à sa propre température et requiert une régulation thermique. La contribution thermique de l'instrument intervient de deux manières, d'une part *via* l'émission de corps noir de l'ensemble de l'instrument dans le champ de vue des détecteurs et d'autre part le courant d'obscurité généré par les détecteurs eux-mêmes. Ces deux effets sont traités indépendamment. L'instrument dans son ensemble n'est pas régulé thermiquement, il compte donc sur l'équilibre thermique avec l'atmosphère de Mars pour le maintenir froid. La gamme opérationnelle de température résultante est $-35 - -5^{\circ}\text{C}$, au-delà de cette gamme, des réchauffeurs de survie maintiennent l'instrument au-dessus de -35°C , ou son émission thermique est trop importante pour atteindre les objectifs de rapport signal sur bruit. Le courant d'obscurité est la contribution thermique dominante, il nécessite un mécanisme de contrôle stabilisé. Pour ce faire, les détecteurs sont chacun montés sur un refroidisseur thermoélectrique (TEC) à trois étages permettant un refroidissement jusqu'à 80°C sous la température ambiante.

3.3.2 La R&T ExoCam

Contexte de la R&T Le développement d'un instrument spatial se fait en plusieurs étapes correspondant à des exigences croissantes de définition et de maturité technologique (section 4.1) et dans le cas de la mise en fonction d'une nouvelle technologie pour une application spatiale, donc à faible niveau de maturité, ce développement commence en général par un programme de Recherche et Technologie (R&T). En France, le CNES (Centre National d'Études Spatiales)

prend en charge certains programmes de R&T *via* sa Direction de l'Innovation, des Applications et de la Science, à travers des financements à des laboratoires universitaires ou industriels.

Fort de son expertise dans l'utilisation de monochromateurs à AOTF pour l'instrument MicrOmega, l'IAS a proposé en 2011 un nouveau concept instrumental dont la fonction de filtrage spectral est assurée sur la voie d'imagerie, et non plus d'illumination contrairement à MicrOmega (Fig. 3.13). Ce concept a fait l'objet d'un programme de R&T financé par le CNES de 2011 à 2013, dont l'objectif était de démontrer la faisabilité d'un spectro-imageur à base d'AOTF.

Cet instrument a pris la forme d'un banc de démonstration simple formant l'image d'une scène sur un détecteur InGaAs $320 \times 256 \text{ px}^2$ à travers un cristal d'AOTF de $12 \times 13 \text{ mm}^2$. Sa gamme spectrale était limitée de 1,0 à 1,7 μm , ce qui correspond à la bande passante du détecteur.

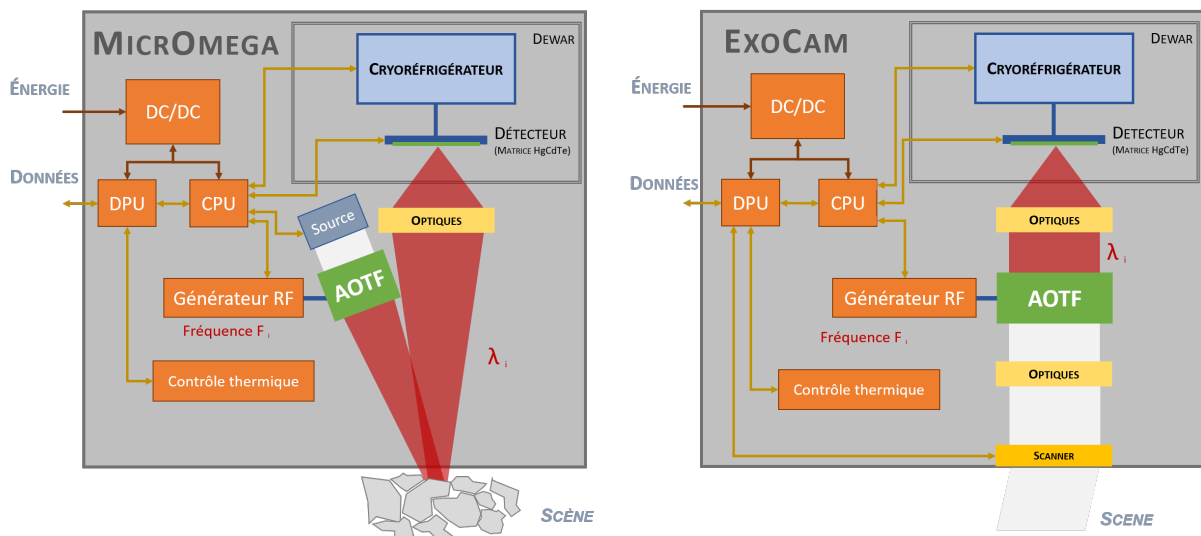


Fig. 3.13 : Diagrammes simplifiés de la conception optique de MicrOmega et d'ExoCam. Ces deux instruments exploitent très différemment la capacité de filtrage spectral de l'AOTF : MicrOmega s'en sert pour illuminer une scène avec un faisceau monochromatique tandis qu'ExoCam le place sur la voie d'imagerie pour filtrer la lumière atteignant le détecteur. Dans le cas de l'observation de scènes mobiles (défilement du sol en orbite par exemple), un scanner est nécessaire pour compenser leur mouvement.

Ce premier banc a permis de démontrer qu'il est possible de réaliser des images monochromatiques à travers un AOTF ainsi que d'opérer ce dernier pour acquérir des cubes hyperspectraux (Fig. 3.14), ce qui ouvre la voie à une nouvelle génération de spectromètres imageurs proche-infrarouge à la fois sensibles et compacts. En 2017, un nouveau programme de R&T a été financé par le CNES pour étudier de manière quantitative les performances de ce type d'instrument, avec une application potentielle à la mission MMX (*Mars Moons eXploration*) de la JAXA (*Japan Aerospace Exploration Agency*). Ce programme de R&T, nommé ExoCam, reprend le concept du précédent, mais avec des sous-systèmes spatiaux ou spatialisables : un détecteur HgCdTe (Tab. 3.1) de $128 \times 128 \text{ px}^2$ couvrant une gamme spectrale de 0,95 à 3,6 μm , et un AOTF de $15 \times 15 \text{ mm}^2$.

Objectifs La R&T ExoCam a pour objectif d'augmenter le niveau de maturité (passage à TRL 5, voir section 4.1) de la spectro-imagerie à base d'AOTF et de démontrer les performances de ce concept dans l'objectif d'une mission spatiale. Plus précisément, la R&T est opérée dans

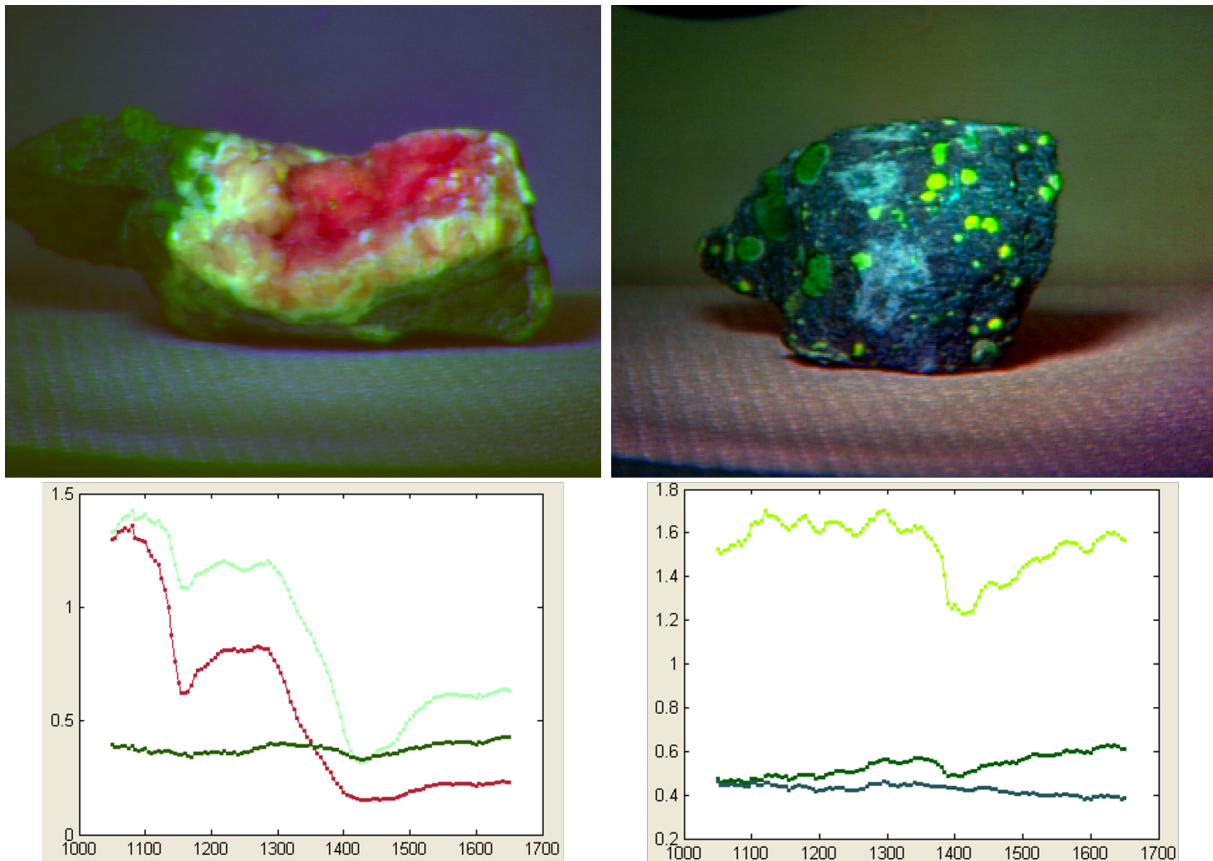


Fig. 3.14 : Exemples de scènes naturelles observées avec l'instrument de la R&T de 2011. La couleur correspond au traçage de signatures spectrales, par analyse en composantes principales, indiquées en dessous des images.

les conditions ambiantes de température et d'hygrométrie et doit :

1. Démontrer que le concept de la précédente R&T, l'imagerie hyperspectrale à travers un AOTF, fonctionne toujours sur une gamme spectrale étendue, jusqu'à $3,6 \mu\text{m}$. Cette plus large gamme spectrale correspond à un réel saut technologique autant en termes de détection que de stratégie d'observation, et un saut scientifique puisqu'elle donne accès à de nouvelles signatures spectrales diagnostiques, notamment celles de l'eau vers $2,7 - 3 \mu\text{m}$ et de la matière organique vers $3,5 \mu\text{m}$;
2. Préparer la spatialisation de ce concept instrumental en utilisant des sous-systèmes représentatifs d'un instrument spatial réel et utilisés dans une configuration également représentative de celle d'un instrument spatial. Il s'agit donc de montrer la possibilité de réaliser et d'opérer un instrument basé sur le concept d'ExoCam dans un environnement spatial, en orbite ou à bord d'un rover, et d'évaluer le besoin en termes d'énergie, de refroidissement, de masse et de volume.

Objectifs de la thèse

4.1 Jalons d'un développement instrumental	80
4.2 Premier volet : développement et étude du banc de R&T ExoCam	82
4.3 Second volet : étalonnage radiométrique de SuperCam/IRS	82

Le but de ce chapitre est de présenter les objectifs de ma thèse avant d'exposer la façon dont ils ont été atteints dans le reste de ce manuscrit.

Comme nous l'avons vu au cours de ces chapitres d'introduction (chapitres 1, 2 et 3), cette thèse prend place dans le contexte général de l'exploration spatiale du Système solaire, avec un intérêt particulier pour la planète Mars (section 1.4). L'analyse des surfaces planétaires nous renseigne en effet sur les conditions de formation du Système solaire, son évolution, les processus à l'origine de la diversification des planètes et des petits corps, et enfin de l'apparition de la vie. L'une des technologies clé de la caractérisation minéralogique des surfaces planétaires est la spectroscopie de réflectance proche-infrarouge (chapitre 3) dont la polyvalence et la sensibilité permettent une mise en œuvre aussi bien dans un satellite que dans un rover. Son application aux missions *in situ* requiert un effort technologique supplémentaire de miniaturisation, à l'origine de ma thèse, mais elle permet de coupler les deux échelles d'observation (depuis l'orbite et au sol) et ainsi accroître notre compréhension des phénomènes qui façonnent, ou ont façonné, la surface des objets du Système solaire.

Dans cette optique de miniaturisation tout en conservant les performances scientifiques, les spectromètres à filtre acousto-optique (AOTF, section 3.2.3) semblent très prometteurs de par leur robustesse, leur souplesse d'utilisation et leur capacité à engendrer des instruments compacts. Plusieurs instruments utilisant cette technologie ont déjà été réalisés, comme MicrOmega/Hayabusa 2, VNIS/Chang'e 3, NOMAD/TGO ou sont en préparation pour de futures missions, MicrOmega/ExoMars, ISEM/ExoMars, MarsCoDe/Tianwen 1 et, bien sûr, SuperCam. À travers l'étude des performances de ces spectromètres de nouvelle génération, ma thèse s'inscrit donc pleinement dans la continuité de la recherche de nouveaux moyens d'observation.

La thèse en elle-même a été soumise en 2017 avec deux objectifs : d'une part l'étalonnage radiométrique de la voie infrarouge de l'instrument SuperCam, le spectromètre IRS (présenté à la section 3.3.1), et d'autre part l'étude des performances des spectromètres à AOTF, utilisés de façon inédite en imagerie, dans le cadre de la R&T CNES ExoCam (section 3.3.2). Rappelons les différentes étapes du développement d'un instrument et d'une mission scientifique avant de présenter plus précisément les objectifs des deux volets de ma thèse.

4.1 Jalons d'un développement instrumental

Une mission spatiale est définie comme un programme d'activités techniques et scientifiques organisées dans le but de remplir un ou plusieurs objectifs scientifiques lors d'un vol spatial. Elle est proposée en réponse aux programmes spatiaux des agences spatiales nationales. Ainsi par exemple, le *Mars Exploration Program* lancé et dirigé par la NASA a reçu l'avis favorable du Congrès américain en 1993. Il définit des objectifs de haut niveau pour l'exploration martienne des prochaines décennies tels que la recherche d'une vie passée sur Mars, l'étude et la caractérisation de la géologie et du climat martiens, et la préparation de l'exploration humaine de Mars. De nombreuses missions robotisées ont été proposées pour remplir un ou plusieurs des objectifs scientifiques du programme comme *Spirit* et *Opportunity* lancés en 2003, le rover *Curiosity* en 2011, *InSight* en 2018 et *Perseverance*. Les programmes spatiaux des autres agences fonctionnent sur le même principe de définition de grands objectifs scientifiques. On peut citer par exemple le programme *Cosmic Vision* de l'ESA couvrant la décennie 2015 - 2025.

Une fois sélectionnée dans un programme scientifique, une mission passe par sept phases successives (Fig. 4.1), de la définition des objectifs scientifiques, plus bas niveau que ceux du programme, à la fin de la mission. Chaque phase a ses activités scientifiques et techniques propres dont la nature varie fortement d'une phase à l'autre, l'ensemble pouvant s'étendre sur plusieurs décennies. Ce découpage n'est pas universel, mais propre à chaque agence spatiale, en termes de répartition des activités techniques. Les instruments scientifiques suivent en général le même système de phases de développement que le reste de la mission. Nous présentons ici les étapes du développement d'un instrument telles que définies par l'ESA, très similaires à la définition de la NASA.

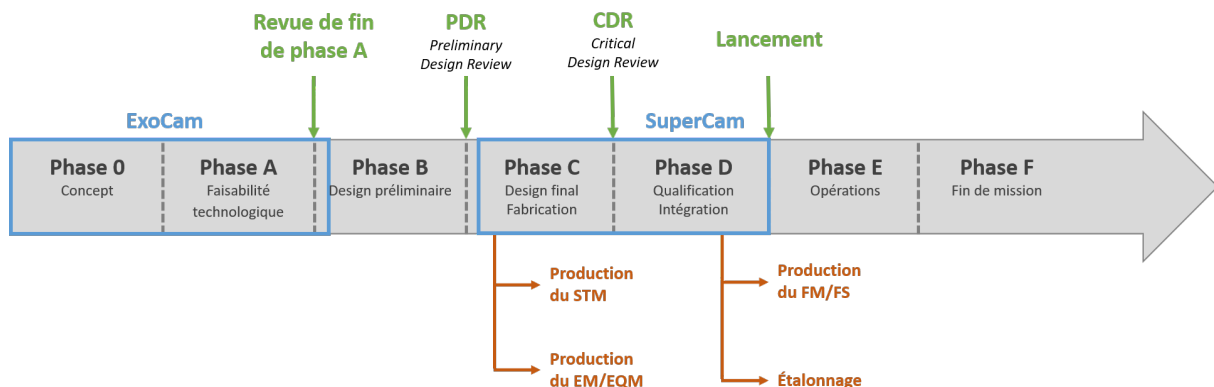


Fig. 4.1 : Les différentes phases du développement d'un instrument scientifique qui constituent le cadre de ma thèse. Les principaux jalons et modèles instrumentaux sont indiqués ainsi que la position de SuperCam et du concept ExoCam, les instruments au cœur des deux volets de ma thèse.

- **Phases 0 et A : définition des objectifs scientifiques et faisabilité technique.** Il s'agit de la première étape du développement d'une mission spatiale. Les équipes scientifiques à l'origine du projet définissent les objectifs scientifiques auxquels devra répondre l'instrument. Ces objectifs doivent être en accord avec ceux de la mission générale pour que l'instrument soit sélectionné (passage en phase A). Parallèlement, la faisabilité technique du concept instrumental est étudiée soit par retour d'expérience des instruments ayant déjà fait partie d'une mission spatiale, soit par développement et qualification d'une nouvelle technologie, *via* des R&T ;
- **Phase B : définition préliminaire.** Une fois la faisabilité de l'instrument démontrée lors

d'une revue par un comité extérieur, le projet passe en phase B. Lors de cette phase, sont définies les différentes interfaces thermiques, mécaniques et électriques avec le reste de la sonde. Il s'agit ici de produire un concept préliminaire de l'instrument correspondant aux exigences de masse, taille, consommation énergétique et dissipation thermique allouées par la mission spatiale, qui quant à elle, développe le design de la sonde, sélectionne son lanceur et prépare le segment sol. À la fin de la phase B, la revue de passage en phase C, appelée PDR (*Preliminary Design Review*) sélectionne, ou non, définitivement l'instrument pour la mission spatiale ;

- **Phase C : définition détaillée.** L'instrument entre dans une phase de définition détaillée et de qualification aux conditions de vol. C'est aussi pendant cette phase qu'un premier modèle physique de l'instrument est produit, il s'agit du STM, pour *Structural and Thermal Model*. Ce modèle doit être représentatif du modèle de vol en termes de masse, moments d'inertie et d'inertie thermique. Un EM (*Engineering Model*), voire un EQM (*Engineering and Qualification Model*), est aussi réalisé en phase C. Ce dernier modèle doit être représentatif des performances du modèle de vol ainsi que de sa capacité à supporter les conditions de décollage et de vol. Pour ce faire l'EQM subit un ensemble de tests de qualification à des niveaux supérieurs à ceux attendus lors de la mission. Il est par exemple testé en vibrations et chocs pour simuler le décollage et l'atterrissage, et subit des cycles thermiques dans une chambre à vide (TVAC – *Thermal Vacuum Chamber*) qui représentent les variations d'illumination pendant le vol interplanétaire. Si l'instrument passe ces tests avec succès, il est soumis à la CDR (*Critical Design Review*) pour passer en phase D ;
- **Phase D : qualification et production.** Il s'agit de la dernière phase du développement instrumental, celle de fabrication du modèle de vol (FM – *Flight Model*) et éventuellement de son modèle de rechange (FS – *Flight Spare*), complètement identique au premier et représentatif de celui-ci en cas de problème lors des opérations. Le FM est le modèle instrumental qui est effectivement envoyé dans l'espace, il est donc entièrement vérifié électriquement et soumis à des essais en chocs et vibrations, quoiqu'à des niveaux plus faibles que ceux de la qualification. C'est également lors de cette phase que l'instrument est étalonné c'est-à-dire que sa fonction de transfert est déterminée en laboratoire à l'aide de stimuli de référence. Nous reviendrons plus tard sur cette étape cruciale du développement instrumental. À la fin de la phase D, l'instrument passe la *Final Design Review* et est intégré dans la sonde pour le décollage. ;
- **Phases E et F : opérations scientifiques et fin de mission.** L'activité scientifique et technique est maintenue, mais il ne s'agit pas de phases de développement à proprement parler. Elles correspondent aux opérations scientifiques dans l'espace, il faut donc planifier et exécuter les séquences de mesure, analyser les données et résoudre les éventuels problèmes imprévus. La phase E peut être reconduite un ou plusieurs fois en fonction de ses résultats et de l'état de santé de la sonde. Elle se termine avec la phase F, c'est-à-dire la destruction de la sonde, soit par abandon en orbite, soit par largage sur l'objet autour duquel elle est en orbite.

Tout au long de ces phases de développement, la maturité technologique des sous-systèmes et des instruments mis en jeu augmente. Elles sont hiérarchisées par leur degré de maturité et de fiabilité suivant une échelle appelée TRL (*Technology Readiness Level*). Cette échelle classe les briques technologiques du TRL 0 correspondant à un sous-système qui fonctionne en principe d'après une étude théorique préliminaire, au TRL 9 signifiant que l'instrument fonctionné correctement et produit des résultats scientifiques exploitables lors d'une mission spatiale. Entre ces deux jalons, nous trouvons l'ensemble des étapes importantes du développement d'une tech-

nologie avec par exemple au TRL 4 la démonstration du fonctionnement de l'instrument en laboratoire avec ses sous-systèmes et au TRL 6 la démonstration du fonctionnement de l'instrument complet dans des conditions représentatives de celles attendues en opération (dernière étape avant le vol spatial).

La thèse en elle-même prend pleinement place dans cette progression du développement d'un instrument, car ses deux volets correspondent à des instruments à deux stades différents de leur maturité. ExoCam a franchi avec succès la phase A même s'il ne s'agit pas encore d'un instrument spatial à proprement parler, et SuperCam est aujourd'hui (à la fin de ma thèse) intégré sur le rover *Perseverance* et lancé vers Mars depuis le 30 juillet 2020.

4.2 Premier volet : développement et étude du banc de R&T ExoCam

Le premier volet de ma thèse est l'étude des performances d'un concept d'imageur spectral utilisant un AOTF comme monochromateur (section 3.3.2). Dans le cadre de la thèse, les objectifs de ce volet sont :

- la mise en place d'un banc opto mécanique permettant de caractériser la réponse de l'AOTF en imagerie dans les conditions ambiantes du laboratoire. Conformément aux objectifs de la R&T, ce banc doit utiliser une configuration et des sous-systèmes représentatifs de ceux d'un éventuel instrument spatial. Il est composé d'un bloc détecteur issu de MicrOmega/Hayabusa 2 donc à haut niveau de maturité, d'une structure opto mécanique à base d'éléments d'optique commerciaux, et d'un système d'illumination incohérent et polychromatique simulant une source naturelle de lumière (section 5.2). Le banc pourra aussi être exploité dans une configuration « ponctuelle » où le détecteur est remplacé par une photodiode et un système de détection synchrone pour réaliser des mesures de haute précision (section 5.4) ;
- la caractérisation géométrique de la réponse de l'instrument à travers la mesure de sa résolution spatiale (section 6.2.1) et de sa sensibilité à la lumière parasite (section 6.2.2) ;
- la caractérisation de la réponse spectrale de l'AOTF tant en termes de spectre du faisceau monochromatique diffracté (section 6.1.1), que de stabilité sur le champ de vue et sur l'ensemble de la gamme spectrale (section 6.1.3) ;
- la caractérisation de la réponse radiométrique de l'instrument, c'est-à-dire la sensibilité de l'ensemble de la chaîne de détection, le rapport signal sur bruit (section 6.3.3) et la sensibilité à l'environnement thermique (section 6.3.1) ;
- l'extrapolation des performances mesurées à l'ambiante aux conditions de vol, en orbite ou au sol, à travers le développement d'un modèle radiométrique de l'instrument (chapitre 7). Le contexte utilisé pour appliquer ce modèle est celui de la mission MMX de la JAXA dont l'un des objectifs est de cartographier la surface de Phobos dans l'infrarouge proche.

4.3 Second volet : étalonnage radiométrique de SuperCam/IRS

Le second objectif de ma thèse est l'étalonnage radiométrique du spectromètre IRS à bord de l'instrument SuperCam/Mars 2020 (section 3.3.1). Cet étalonnage démarre dès le début de la thèse avec l'EQM d'IRS, dont le retour d'expérience doit permettre d'optimiser l'étalonnage du

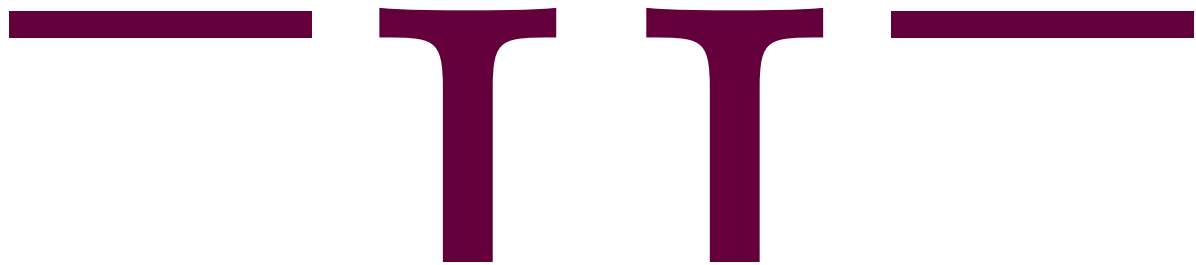
modèle de vol. Il consiste en la détermination de la fonction de transfert instrumentale, c'est-à-dire de la relation entre le signal numérique mesuré et l'énergie qui entre dans l'instrument, dans un ensemble de conditions thermiques et d'illumination représentatives de ce qu'on s'attend à trouver sur Mars lors des opérations. L'étalonnage tient en quatre activités : le développement et la caractérisation d'un banc d'étalonnage, la préparation des séquences de mesures, la réalisation de la campagne d'étalonnage et le traitement des données en vue de dériver la fonction de transfert de l'instrument.

La réalisation du banc d'étalonnage est à la charge de l'IAS, son objectif est de produire un signal lumineux de référence, stable et connu, et exempt de contamination spectrale (eau, CO₂). Il consiste en un corps noir de laboratoire à l'extrémité d'un tube balayé à l'azote sec et éclairant l'instrument à travers une fenêtre en saphir (décrit en détail à la section 8.2).

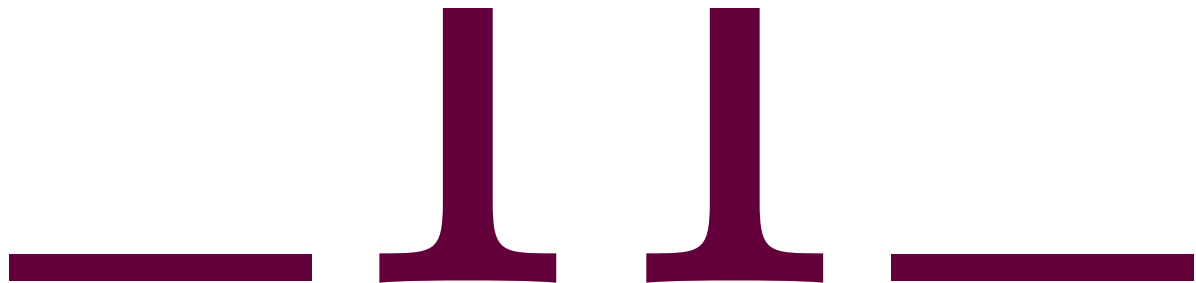
Les séquences de mesure sont bâties à partir d'un modèle radiométrique de l'instrument fourni par le LESIA et construit sur les mesures de caractérisation sous-système. Elles doivent être cohérentes avec les objectifs de l'étalonnage et satisfaire les limites techniques et calendaires du projet (section 8.1). La construction des séquences de mesure implique des échanges réguliers avec les équipes techniques et scientifiques du LESIA.

La campagne d'étalonnage en elle-même se tient à deux reprises pour les deux modèles de SuperCam (EQM et FM), au LESIA et avec l'aide des équipes techniques des deux laboratoires. Les données acquises sont ensuite traitées pour dériver la fonction de transfert de l'instrument et caractériser son comportement en fonction des paramètres expérimentaux (section 8.1.4.2). Il est ainsi caractérisé en linéarité (sections 9.2.1 et 9.2.2), en rapport signal sur bruit (section 9.2.3) et enfin en réponse spectrale (section 9.2.5). Ces différentes caractérisations ont par ailleurs permis d'étoffer le modèle radiométrique de l'instrument et l'intégrer à un simulateur d'observations (chapitre 10).

Ce volet de ma thèse a également pour objectif de fournir des documents techniques au projet SuperCam portant sur la conception et les performances du banc d'étalonnage, la préparation des séquences et des rapports d'étalonnage des FM et EQM (section B.3), ainsi qu'une procédure de dérivation de la fonction de transfert instrumentale dans n'importe quelle condition. Les résultats de l'étalonnage font également l'objet d'une publication scientifique dans le journal *Review of Scientific Instruments* (incluse à la fin de ce manuscrit).



Conception et développement d'un
imageur hyperspectral proche-IR,
la campagne de R&T ExoCam



La campagne de R&T ExoCam : définition, conception et validation du banc de test

5

5.1	Définition du besoin, espace des paramètres couvert	88
5.1.1	Besoin scientifique du programme de R&T	88
5.1.1.1	Spécifications scientifiques opérationnelles	88
5.1.1.2	Traduction en termes de spécifications du banc de R&T	88
5.1.2	Espace des paramètres couvert par le banc	89
5.2	Architecture générale du banc	91
5.2.1	Conception mécanique	91
5.2.2	Configuration optique	92
5.2.3	AOTF	95
5.3	Illustration de l'imagerie hyperspectrale : la configuration imagerie	96
5.3.1	Détecteur	97
5.3.2	Sources lumineuses	97
5.3.3	Cibles	98
5.3.4	Pilotage	100
5.4	Mesures à haut SNR : la configuration spectroscopie ponctuelle	101
5.4.1	La détection synchrone	101
5.4.2	Pilotage	102
5.4.3	Sources laser	103
5.5	Tests préliminaires de validation des configurations	104
5.5.1	Configuration imagerie	104
5.5.2	Configuration ponctuelle	104

La campagne de R&T ExoCam, débutée en 2017 (section 3.3.2), s'appuie sur un banc optique permettant de caractériser d'une part le comportement de l'AOTF en tant que sous-système d'un imageur hyperspectral proche-infrarouge, et d'autre part les performances d'un instrument complet basé sur ce type de monochromateur (section 3.2.3). Ce programme de R&T s'inscrit dans la continuité d'un programme précédent dont l'objectif était de montrer la faisabilité d'un imageur hyperspectral infrarouge utilisant un AOTF en transmission comme monochromateur (décrit à la section 3.3.2).

Au cours de ce chapitre, je vais présenter le banc ExoCam, le besoin scientifique à l'origine de sa définition, les paramètres instrumentaux et environnementaux sur lesquels nous pouvons jouer pour le caractériser et les tests préliminaires de validation de son architecture.

5.1 Définition du besoin, espace des paramètres couvert

5.1.1 Besoin scientifique du programme de R&T

5.1.1.1 Spécifications scientifiques opérationnelles

Les spécifications du banc de R&T, en termes de gamme de longueurs d'onde, de sensibilité, de champ de vue et de résolution des images, proviennent de besoins scientifiques de plus haut niveau. L'instrument que représente le banc a pour vocation à équiper des sondes spatiales d'analyse de la surface d'objets planétaires, donc couvrant une vaste gamme de compositions, d'albédos et de niveaux d'ensoleillement, jouant sur le rapport signal sur bruit des mesures, ainsi que de distance orbitale, liée à la résolution spatiale. Cet instrument doit donc permettre d'identifier les principales bandes d'absorption diagnostiques des espèces minérales et organiques, donc de la bande à 1,1 μm des silicates tels que l'olivine et le pyroxène jusqu'aux bandes associées aux liaisons C-H et CO_3 , vers 3,4 – 3,5 μm de la matière organique et des carbonates (Tab. 3.2 et 3.3). Sa sensibilité et son niveau de bruit doivent être suffisants pour détecter des bandes d'absorption faibles sur des surfaces très sombres telles que celle des astéroïdes carbonés et des comètes (typiquement 4 % d'albédo). Cette sensibilité peut être atteinte en utilisant un système basé sur un monochromateur à AOTF, car cette technologie permet de filtrer la lumière sur la pleine ouverture de l'instrument, contrairement à un réseau de diffraction (section 3.2). Enfin, les caractéristiques géométriques de l'instrument doivent lui permettre de réaliser la cartographie de l'ensemble de la surface du corps autour duquel il est en orbite en un temps compatible avec la durée de la mission et résoudre les principales structures de sa géographie. Par comparaison avec des instruments existants, VIMS, VIRTIS et CRISM (Tab. 5.1), un champ de vue de quelques degrés et une résolution angulaire de l'ordre de quelques dixièmes de milliradians semblent suffisants pour cette application.

	VIMS-V ^a	VIRTIS ^b	CRISM ^c	ExoCam (vol)	ExoCam (banc)
FoV (°)	2,4	3,6	2,12	6,0	2,7
iFoV (mrad)	0,17	0,25	0,061	0,41	0,37

Tab. 5.1 : Caractéristiques géométriques (FoV = champ de vue total, iFoV = champ de vue d'un pixel) de spectromètres imageurs spatiaux comparées à celles du concept ExoCam dans la configuration envisagée pour un éventuel modèle de vol, et dans la configuration du banc de R&T. Le banc est exploité avec un détecteur de 128×128 px², et d'un champ de vue environ deux fois plus faible, par rapport à la configuration de vol envisagée, équipée d'un détecteur 256×256 px². Cette différence s'explique simplement par la disponibilité du détecteur. Sources : ^aCapaccioni et al. (1998), ^bCoradini et al. (2007), ^cMurchie et al. (2007).

5.1.1.2 Traduction en termes de spécifications du banc de R&T

Le concept ExoCam doit donc s'inscrire dans la réponse à ces besoins scientifiques à travers ses caractéristiques. Son objectif général est d'augmenter le niveau de maturité du concept d'imagerie hyperspectrale proche-infrarouge avec un instrument dont le monochromateur est un AOTF, et de démontrer les performances de ce concept sur une gamme spectrale étendue, 0,95 – 3,6 μm , en vue d'une application spatiale scientifique (section 3.3.2). Le banc comporte donc les sous-systèmes essentiels présents dans un instrument de vol : détection, filtrage spectral, réjection de l'ordre 0, électronique de commande et générateur RF, afin de simuler l'ensemble de

la chaîne de mesure d'un imageur hyperspectral (Fig. 3.13 p. 77). L'implémentation de ces sous-systèmes sur le banc est de même représentative de la compacité de l'instrument final, même si des progrès supplémentaires peuvent être faits en réalisant des optiques sur mesure et non en utilisant des optiques commerciales.

Le banc fonctionne également dans les conditions ambiantes de façon à offrir une grande souplesse d'utilisation pour le modifier et tester de nouveaux concepts (ajouts et modifications de sous-systèmes). En conséquence, il n'est pas représentatif des conditions spatiales, en termes de température et de pression, c'est pourquoi un modèle radiométrique de l'instrument est développé en parallèle (chapitre 7) pour extrapoler les performances aux conditions attendues en vol, et éventuellement contraindre sa conception.

En termes de précision des mesures, la différence est faite entre la caractérisation des propriétés de l'instrument complet et celle de ses sous-systèmes, en particulier l'AOTF. L'étalonnage radiométrique, c'est-à-dire la détermination de la fonction de transfert instrumentale qui relie l'énergie lumineuse à l'entrée de l'instrument et le signal numérique enregistré, a un objectif de précision de 20 % sur la détermination du niveau absolu de signal et de mieux que 5 % sur le niveau relatif, de canal spectral à canal spectral. Cette valeur de la précision relative vient du fait que le banc est opéré dans les conditions ambiantes, sa version spatiale aura une spécification de précision relative supérieure, de l'ordre de 1 %. De même, l'étalonnage spectral, qui fait la correspondance entre la fréquence du signal RF alimentant l'AOTF et la longueur d'onde du faisceau de lumière diffractée, doit avoir une précision supérieure à 5 nm. Ces valeurs sont héritées des procédures développées pour l'étalonnage de MicrOmega dans le cadre de la thèse de Riu (2017).

Ces objectifs de précision ont une conséquence directe sur le niveau de rapport signal sur bruit (SNR pour *Signal to Noise Ratio*) attendu lors des mesures, sur les caractéristiques des sources lumineuses utilisées, de même que sur la façon dont les mesures elles-mêmes sont réalisées. Ainsi je cherche à atteindre un SNR supérieur à 20 lors des mesures radiométriques, avec des sources lumineuses étalonnées, et le banc est décliné en une configuration imagerie (section 5.3) qui illustre au mieux les performances d'imagerie hyperspectrale du concept.

La caractérisation spectrale de l'AOTF doit, quant à elle, être réalisée avec une précision bien supérieure à 5 %. En effet, le faisceau diffracté par l'AOTF a un spectre correspondant à sa fonction de transfert spectrale (étudiée à la section 6.1.1). La connaissance de la distribution de l'énergie extraite par diffraction dépend de la valeur du plancher de bruit de la mesure de cette fonction de filtrage. Avec un plancher de bruit relatif de 10^{-3} , l'incertitude sur le rapport entre l'énergie extraite dans le lobe principal et l'énergie totale est de 4 %. Cette incertitude est réduite à 0,5 % avec un niveau de bruit à 10^{-4} . C'est pourquoi l'objectif de précision de ces mesures est de l'ordre de $10^{-3} - 10^{-4}$. Ce très haut niveau de précision est atteint en exploitant le banc dans une configuration différente, dite de spectroscopie ponctuelle car l'imagerie n'est pas nécessaire ici, basée sur un montage à détection synchrone (section 5.4).

5.1.2 Espace des paramètres couvert par le banc

Les propriétés de l'imagerie hyperspectrale telle que réalisée par le banc ExoCam dépendent *a priori* de plusieurs paramètres, aussi bien instrumentaux qu'environnementaux. Ces paramètres sont la température des différents sous-systèmes (optiques, AOTF, détecteur), la longueur d'onde du faisceau diffracté pilotée par la fréquence du signal RF qui alimente l'AOTF, l'échantillonnage spectral, la position dans le champ de vue et enfin la puissance RF. Cependant, tous ne peuvent pas être fixés ou régulés dans le cadre des activités de R&T, c'est le cas de la température des optiques et de l'AOTF. Passons en revue ces différents paramètres ainsi que leur gamme de

variation lors des mesures de R&T (résumés dans le tableau 5.2).

Gamme spectrale	0,95 – 3,6 μm
	26 – 110 MHz
Champ de vue	2,7 °
Échantillonnage spatial	0,37 mrad
Température détecteur	110 K
Température sous-systèmes	Ambiante
Détecteur	HgCdTe 128 \times 128 px ²
Ouverture AOTF	15 \times 15 mm ²

Tab. 5.2 : Principales caractéristiques du banc ExoCam.

- Température de l’AOTF : cette température a une influence sur le couplage acousto-optique entre les transducteurs RF et le cristal (section 5.2.3). Un changement de température de l’AOTF peut modifier l’énergie des trains d’onde acoustique, donc l’efficacité de la diffraction (comme nous le verrons à la section 6.2.3), voire même dans une moindre mesure décaler la longueur d’onde du faisceau diffracté. La température de l’AOTF n’est pas régulée lors des tests, mais elle est mesurée pour évaluer son impact. Ses excursions lors des mesures vont de la température ambiante à 40°C au maximum ;
- Température des optiques : cette température n’est ni contrôlée ni mesurée en raison du nombre d’optiques et de leur emplacement. L’effet de ce paramètre se trouve dans l’émission thermique des différentes pièces optiques du banc, toutes n’ont donc pas le même poids dans le bilan radiatif : les objets proches du détecteur auront une émission prépondérante devant les plus éloignés, vus par le détecteur à travers plusieurs réflexions et réfractions. L’évaluation de leur impact se fait à l’aide du modèle radiométrique d’ExoCam et une campagne de tests en vide thermique dédiée a été menée pour la vitre devant le détecteur (détaillée section 6.3.1) ;
- Température du détecteur : ce paramètre contrôle directement, et majoritairement, le courant d’obscurité du détecteur. Il est fixé à la valeur $T_{det} = 110$ K pendant toutes les mesures sur le banc, température nominale du cryoréfrigérateur, mais son influence a été caractérisée lors de la campagne en vide thermique précédemment évoquée (section 6.3.1) ;
- Fréquence RF : il s’agit de la fréquence du signal RF qui, une fois converti en ondes acoustiques, génère le faisceau diffracté monochromatique. Il est relié à la longueur d’onde de ce dernier par une relation empirique appelée *tuning relation* (voir section 6.1.3), la plage de fréquences RF correspondant à la gamme spectrale 0,95 – 3,6 μm va de 26 à 110 MHz. Les propriétés spectrales du faisceau diffracté sont liées à celles de ce signal RF, il est donc nécessaire qu’il soit le plus « monochromatique » possible, c’est à dire présenter une largeur, des harmoniques et un continuum spectral très faibles (dont l’impact est évalué à la section 6.1.1) ;
- Échantillonnage spectral : de par la façon dont est piloté un AOTF, ce paramètre peut être fixé de façon arbitraire, dans la limite des capacités du générateur RF. Il est donc possible de mesurer un spectre en le sur échantillonnant, en parcourant ses canaux spectraux dans n’importe quel ordre ou même en en mesurant un plusieurs fois avant de passer au suivant. Néanmoins, il est possible d’évaluer l’échantillonnage minimal sans perte d’information grâce au critère de Shannon-Nyquist, en mesurant deux canaux spectraux par élément

de résolution spectrale. Dans notre cas, l'AOTF produit un faisceau diffracté dont la largeur spectrale est constante sur la gamme et vaut environ 20 cm^{-1} (voir section 6.1.1). L'échantillonnage minimal sans perte est donc d'un point de mesure tous les 10 cm^{-1} , ce qui correspond à environ 800 canaux spectraux sur l'ensemble de la gamme $0,95 - 3,6 \text{ }\mu\text{m}$;

- Puissance RF : la puissance du signal RF qui alimente l'AOTF permet d'ajuster l'intensité du signal acoustique et donc la densité de phonons disponibles pour l'interaction acousto-optique. Plus la puissance RF est grande, plus la quantité d'énergie extraite dans le faisceau diffracté est importante. Il existe cependant une limitation à cette propriété : l'augmentation de la puissance conduit à une saturation puis un élargissement spectral du signal extrait (section 6.1.2), donc à une dégradation des performances spectroscopiques. De plus, le cristal de l'AOTF absorbe une partie de l'énergie acoustique qui le traverse, ce qui entraîne son échauffement et un effet visible sur les images, en termes d'uniformité du champ (section 6.2.3). L'AOTF que j'ai utilisé dans le cadre d'ExoCam supporte une puissance RF maximale de 10 W (à comparer aux 2 W de l'AOTF de MicrOmega et aux 3,5 W de celui d'IRS) et n'a pas de limite minimale ;
- Champ de vue : le champ de vue de l'instrument est déterminé par l'angle entre le faisceau d'ordre 0 et le faisceau diffracté, un cône de lumière d'ouverture supérieure à cet angle verra ces deux faisceaux se recouvrir. Dans notre cas, cet angle vaut environ 7° auquel il faut ajouter une marge pour minimiser la lumière parasite (section 6.2.2). Le banc de R&T en lui-même utilise un détecteur de $128 \times 128 \text{ px}^2$ qui échantillonne un champ de vue à $2,7^\circ$.

Les paramètres de contrôle ainsi définis contraignent l'architecture du banc aussi bien dans le choix des sous-systèmes que dans sa configuration de mesure.

5.2 Architecture générale du banc

Je présente dans cette section la conception opto mécanique générale du banc ExoCam et son sous-système principal : l'AOTF. Les autres constituants du banc (détecteur, sources lumineuses, cibles, pilotage) dépendent de la configuration de détection utilisée et seront présentés dans les sections suivantes. Le banc est décliné en deux configurations : la configuration dite « imagerie » utilise un détecteur bidimensionnel et illustre les performances d'imagerie hyperspectrale du banc (section 5.3) ; la configuration de « spectroscopie ponctuelle » exploite un montage à détection synchrone afin d'évaluer les propriétés spectrales de l'AOTF avec une haute précision (section 5.4).

5.2.1 Conception mécanique

L'architecture mécanique générale du banc repose sur l'utilisation de tables optiques et de platines de translation/rotation standard de chez Thorlabs (Fig. 5.1). L'AOTF est monté au sommet d'une tour optique constituée des platines de translation/rotation lui permettant un positionnement à 4 degrés de liberté : translations suivant X et Y et rotations autour de X et Y, sachant que Z est l'axe optique, de façon à pouvoir tester le comportement de l'AOTF dans le champ de vue et en fonction de l'angle d'incidence du flux lumineux. L'adaptation des différentes platines Thorlabs et le montage de l'AOTF sur celles-ci est permis par des plaques d'adaptation en aluminium, ainsi que des contrepoids pour équilibrer l'ensemble, que j'ai dessinés en CAO (Conception Assistée par Ordinateur) spécialement pour le banc (en rouge sur la figure 5.1).

Du fait de la hauteur de la tour, des tables optiques réglables en hauteur sont positionnées de part et d'autre de celle-ci afin de permettre l'alignement des détecteurs et des sources lumineuses sur l'axe optique.

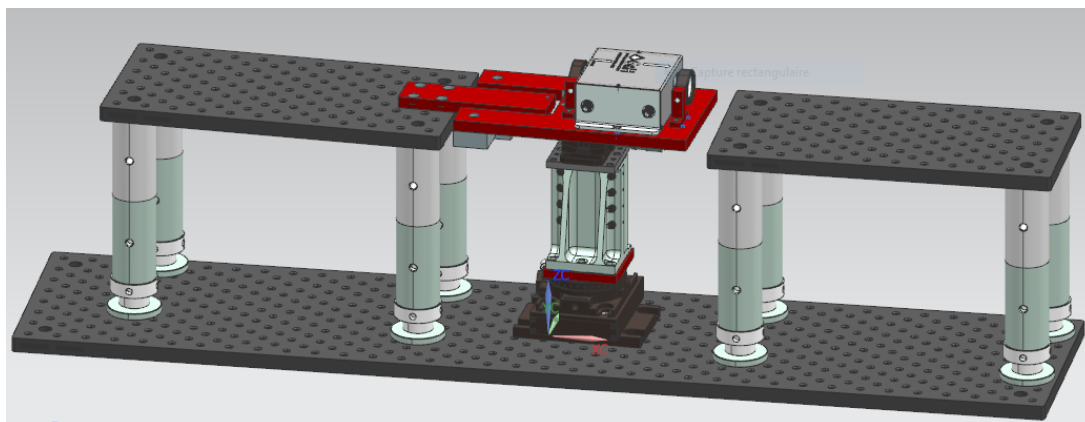


Fig. 5.1 : Image de la CAO du banc sans source ni détecteur. L'AOTF, au centre, est monté en haut de la tour optique à 4 degrés de liberté sur une plaque d'aluminium servant également de support aux polariseurs (visible de part et d'autre de l'AOTF) et munie de contrepoids pour équilibrer le montage. Les deux marbres surélevés de chaque côté de la tour sont les tables de support des sources d'illumination (à gauche) et des détecteurs (à droite). Les éléments en rouge ont été conçus et fabriqués spécialement pour le banc, le reste est du matériel standard de chez Thorlabs. La longueur totale du banc est 900 mm.

5.2.2 Configuration optique

Indépendamment des configurations de détection « imagerie » et « spectroscopie ponctuelle » (présentées aux sections 5.3 et 5.4), l'AOTF est exploité dans un montage optique permettant de mesurer le faisceau diffracté avec le moins de contamination possible de la part du faisceau d'ordre 0, de la lumière parasite et du « faisceau inverse de l'ordre 1 ». Plusieurs solutions sont mises en place pour traiter ces différentes sources de contamination.

Comme je l'ai précédemment indiqué, le faisceau d'ordre 0 est séparé de l'ordre 1, qui nous intéresse, par un angle d'environ 7° , il est donc possible de les séparer géométriquement en plaçant le détecteur suffisamment loin de l'AOTF pour qu'il ne l'intercepte pas, mais cela nécessite de suffisamment éloigner le détecteur de l'AOTF pour séparer les deux faisceaux (Fig. 5.2 haut). Une autre solution possible est d'exploiter le fait que la diffraction acousto-optique génère un faisceau toujours polarisé dans le même sens, par exemple horizontalement pour l'ordre 1 (et verticalement pour l'ordre -1 qui ne nous intéresse pas ici). Il suffirait donc d'utiliser deux polariseurs, en configuration polariseur-analyseur croisés pour éliminer l'ordre 0 et ne conserver que le faisceau monochromatique. Le polariseur serait positionné avant l'AOTF avec son sens passant vertical, ainsi à la sortie du cristal, on aurait l'ordre 0 polarisé verticalement (la réfraction ne change pas la polarisation) et l'ordre 1 horizontalement. L'analyseur serait donc placé à la sortie de l'AOTF, horizontalement pour éliminer l'ordre 0 (Fig. 5.2 bas). Cependant deux limitations apparaissent avec cette solution : il faut utiliser des polariseurs efficaces sur l'ensemble de la gamme spectrale et conservant la qualité de l'image par transmission ; de plus, la lumière d'ordre 0 absorbée par les polariseurs augmente leur température, et donc le fond thermique, ce qui nécessite de mettre en place une stratégie de refroidissement supplémentaire pour ces sous-systèmes.

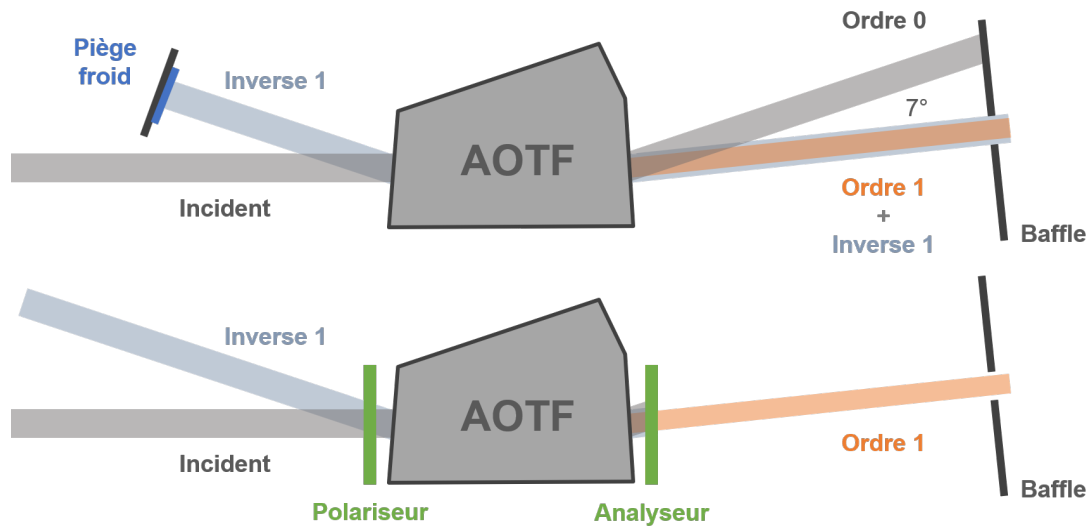


Fig. 5.2 : Schéma des différents faisceaux de lumière intervenant dans la configuration optique de l'AOTF sur le banc ExoCam, vus du dessus. En haut : configuration avec séparation géométrique des ordres, en bas : configuration avec polariseur et analyseur croisés. Le faisceau appelé « inverse 1 » est le faisceau polychromatique empruntant le même chemin optique que l'ordre 1, il se superpose donc à celui-ci. Il provient de la réfraction de la lumière reçue dans la direction du baffle froid par le cristal de l'AOTF.

La lumière parasite, ou *straylight*, représente l'ensemble des sources lumineuses éclairant le détecteur par réflexion, diffusion ou diffraction non contrôlée. Elle est en général atténuée en noircissant les surfaces non optiques et en plaçant les systèmes dans des coffrets opaques. Dans notre cas la principale source de *straylight* est le faisceau d'ordre 0 lui-même, car il est beaucoup plus intense que celui d'ordre 1 : environ 1 000 fois plus intense pour l'observation à $1 \mu\text{m}$ d'une scène éclairée par le Soleil, ainsi même la lumière diffusée à l'intérieur de l'instrument peut être du même ordre que le signal monochromatique qui nous intéresse. Pour cette raison, le faisceau d'ordre 1 passe à travers un baffle (Fig. 5.2) dont l'objectif est d'éliminer l'ordre 0 et les éventuelles réflexions/diffusions/diffractions. Des tests ont été réalisés pour évaluer l'impact de la lumière parasite résiduelle (voir section 6.2.2).

Enfin, l'AOTF est avant tout une pièce de matériau transparent avec des faces d'entrée et sortie non parallèles, cette taille permet d'avoir une direction d'émergence du faisceau diffracté indépendante de sa longueur d'onde. Dans la géométrie de l'AOTF de la R&T, un faisceau qui le traverse est ainsi dévié de 10° tandis que le faisceau d'ordre 1 émerge avec un angle de 7° par rapport à celui-ci (Fig. 5.2). En utilisant le principe de retour inverse de la lumière, on peut déduire un faisceau non diffracté empruntant le même chemin optique que le faisceau d'ordre 1. Ce faisceau « inverse 1 » contient l'émission thermique de l'intérieur de l'instrument, dans une direction différente de la scène scientifique, il est polychromatique et se superpose à l'ordre 1 en émergeant de l'AOTF.

En plaçant un baffle dans l'étendue de ce faisceau, nous obtenons deux contributions supplémentaires au flux de données : l'émission thermique du baffle et la lumière ambiante diffusée par sa surface. La première contribution est minimisée en refroidissant fortement le piège de lumière et la deuxième s'élimine en enfermant tout l'instrument dans une chambre noire.

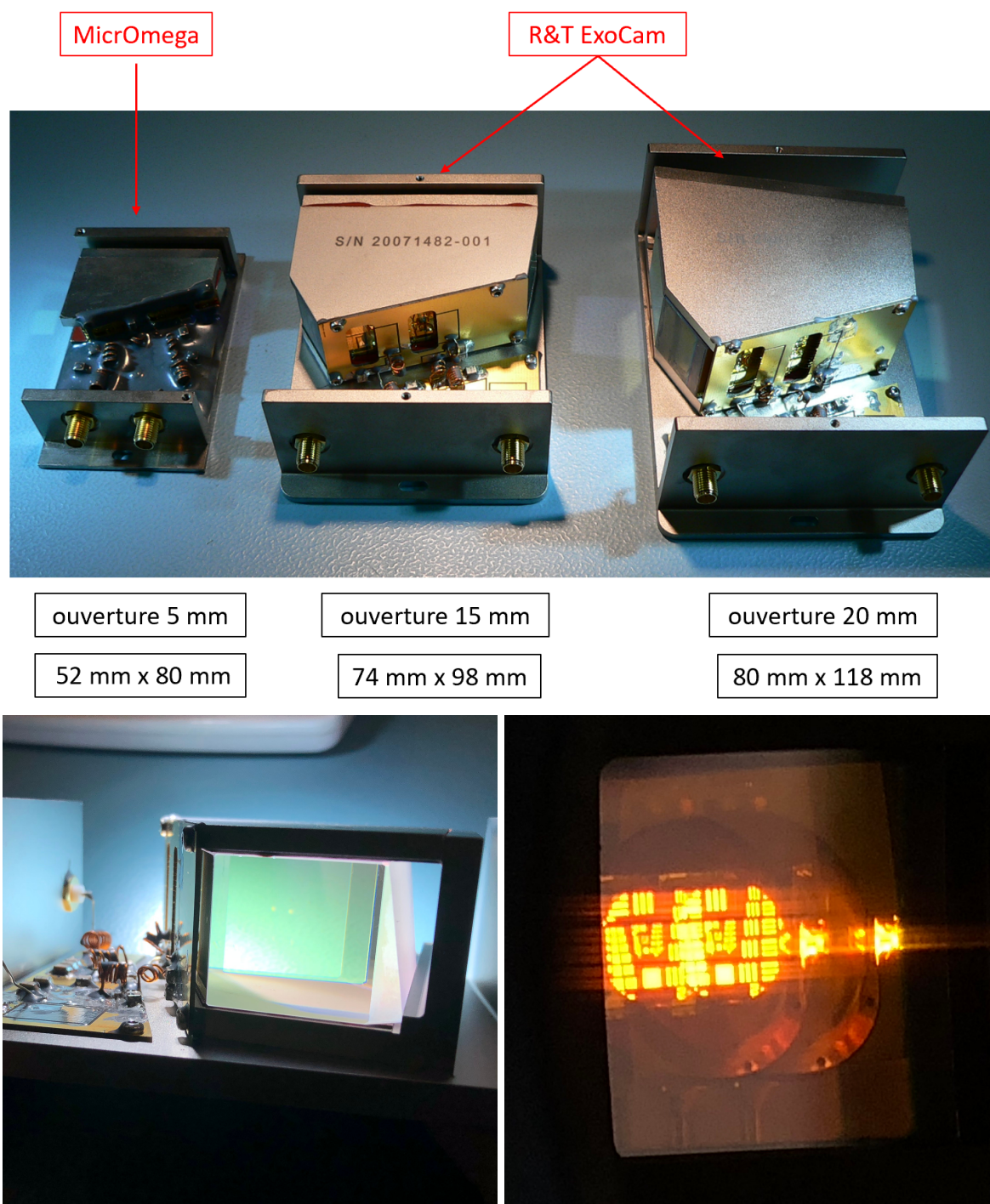


Fig. 5.3 : En haut : image des AOTF utilisés pour la R&T ExoCam et de l'AOTF de MicrOmega pour comparaison. En bas à gauche : image de l'AOTF de 20 mm vu en transparence. En bas à droite : image des mires vue à travers l'AOTF de 15 mm montrant les deux ordres 0 dus à la biréfringence du cristal.

5.2.3 AOTF

L'AOTF est le cœur de la R&T, son principe de fonctionnement a déjà été détaillé à la section 3.2.3, je présente ici le modèle que j'ai utilisé sur le banc. Deux AOTF ont été approvisionnés pour la R&T, il s'agit des modèles IA5 et IA6 du constructeur britannique Gooch&Housego, le même fabricant que pour MicrOmega (Fig. 5.3). Leur ouverture mesure respectivement $15 \times 15 \text{ mm}^2$ et $20 \times 20 \text{ mm}^2$, et l'étendue de leur gamme spectrale impose un dédoublement des électrodes RF : un canal basse fréquence, LF, couvrant la gamme de 26 à 60 MHz, et un canal haute fréquence, HF, pour la plage 55 – 110 MHz. Le recouvrement des canaux permet de mitiger un éventuel effet de bord au moment du changement d'électrode. Lors des tests sur le banc, l'AOTF est alimenté par un générateur RF laboratoire (Rohde&Schwarz SML01), interfaçable numériquement *via* un port RS232 et un amplificateur RF permettant d'atteindre les 10 W de puissance maximale.

Dans les faits, seul l'AOTF IA5 de 15 mm d'ouverture a été utilisé lors des tests de la R&T, même si le banc a été conçu pour également supporter le deuxième.

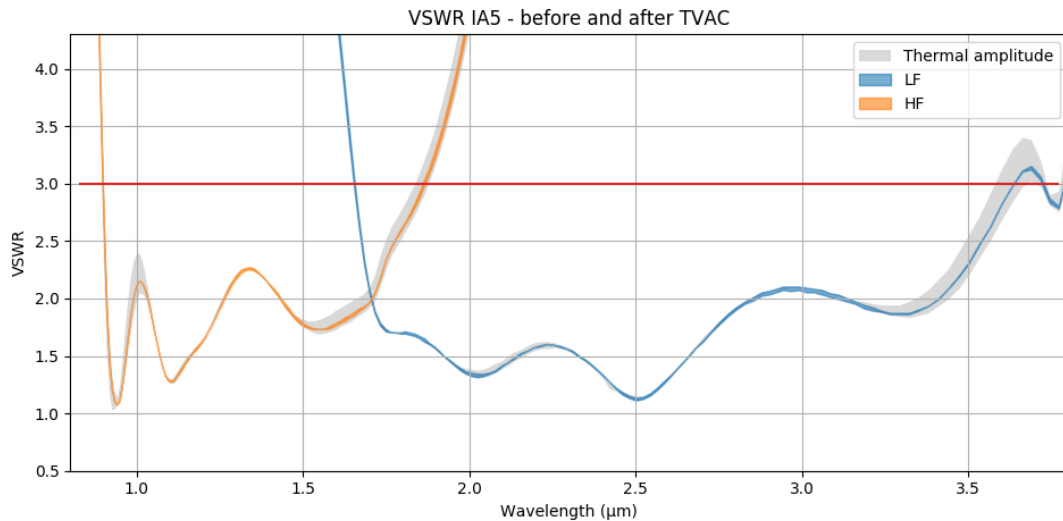


Fig. 5.4 : Mesures de VSWR avant et après les tests en vide thermique (courbes orange et bleue) sur l'AOTF G&H IA5, pour les deux électrodes, une fois l'AOTF revenu à la température ambiante ($\sim 20^\circ\text{C}$). L'épaisseur des courbes représente la variation de la valeur du VSWR entre les deux mesures, la surface grise est l'amplitude maximale de variation du VSWR lors des cycles (120°C d'excursion thermique) et la ligne rouge horizontale représente le critère de transmission $\text{VSWR} = 3$ qui correspond à un coefficient de transmission de 50 % en amplitude et 75 % en énergie (ρ = coefficient de réflexion en amplitude, donc ρ^2 = coefficient de réflexion en énergie).

Afin de valider la gamme spectrale de l'AOTF, c'est-à-dire vérifier que le signal RF est effectivement converti en ondes acoustiques sur l'ensemble de la gamme spectrale, avec l'équipe du projet MacrOmega, nous avons réalisé une mesure de la fonction de transfert des transducteurs électroacoustiques. Cette mesure a été faite pendant une campagne de test en vide thermique dont l'objectif était de qualifier la résistance des deux AOTF au cyclage thermique (*i.e.* alternance de haute et basse température) inhérent au vol spatial. Ils ont ainsi subi huit cycles, conformément aux recommandations de l'ECSS (*European Cooperation for Space Standardization*) $+60 - -60^\circ\text{C}$ étalés sur neuf jours, avec une mesure de la fonction de transfert des électrodes à plusieurs paliers chauds et froids.

Concrètement, nous avons mesuré, à l'aide d'un analyseur de front d'onde relié aux AOTF à travers la cuve à vide, le rapport d'ondes stationnaires (VSWR pour *Voltage Standing Wave Ratio*) défini de la façon suivante :

$$\text{VSWR} = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad (5.1)$$

où $\rho = V_r/V_i$ est le rapport des amplitudes du signal réfléchi et du signal incident, le coefficient de réflexion en amplitude. Ainsi, le VSWR varie de 1 ($\rho = 0$) à $+\infty$ ($\rho = 1$) et pour $\rho = 0,5$ on a $\text{VSWR} = 3$, ce qui constitue notre référence pour évaluer la transmission du signal au cristal. Ce paramètre dépend de la température, car il est directement lié à l'élasticité de la liaison mécanique entre les électrodes et le cristal, et l'influence de la température n'a pas de raison d'être uniforme sur la gamme spectrale. Nous avons donc mesuré le VSWR avant et après les cycles, à la température ambiante, afin de vérifier que l'AOTF n'a pas subi d'altération, et pendant les paliers pour évaluer la variation de ce paramètre avec la température sur une excursion thermique étendue, de 120°C.

Les résultats de ces mesures lors des cyclages thermiques de l'IA5 sont résumés dans la figure 5.4. Ils montrent qu'on a bien $\text{VSWR} < 3$ sur une gamme spectrale s'étendant de 0,90 à 3,64 μm à la température ambiante, ce qui couvre bien la spécification scientifique 0,95 – 3,6 μm . De plus, la faible dispersion du VSWR entre les mesures avant et après cyclage montre la robustesse et la répétabilité de ce couplage, donc la possibilité de l'étalonner.

5.3 Illustration de l'imagerie hyperspectrale : la configuration imagerie

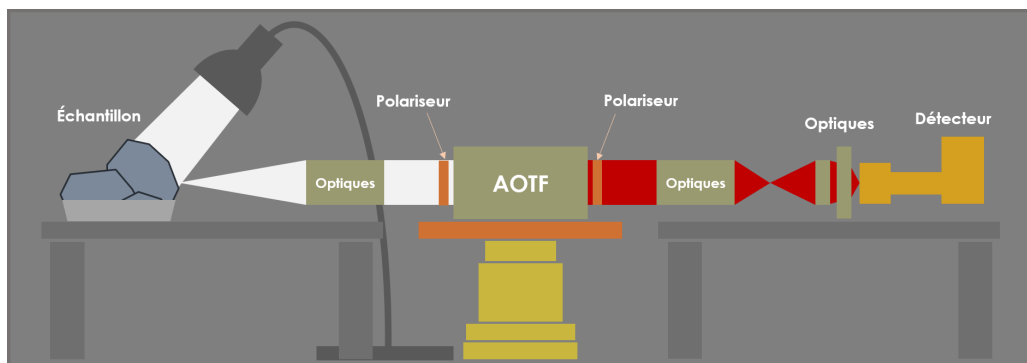


Fig. 5.5 : Schéma du banc en configuration d'imagerie hyperspectrale.

La configuration imagerie est représentative d'un instrument spatial : l'image de la scène d'intérêt est diffractée par l'AOTF et formée sur un détecteur matriciel et l'ensemble est piloté de la manière décrite à la section 3.2.3.2. Je présente ici les différents sous-systèmes spécifiques à cette configuration ainsi que son pilotage. Au cours du développement du banc, deux montages optiques ont été mis en place : un montage « parallèle » et un montage « confocal ». La différence majeure entre ces montages et l'existence ou non d'un couplage spectro-spatial, c'est-à-dire que la fonction de transfert spectrale de l'AOTF dépend non seulement de la longueur d'onde, mais aussi de la position dans le champ de vue. Ce couplage est à l'origine d'une importante modification du design optique, que nous détaillerons dans la section 6.1.4.

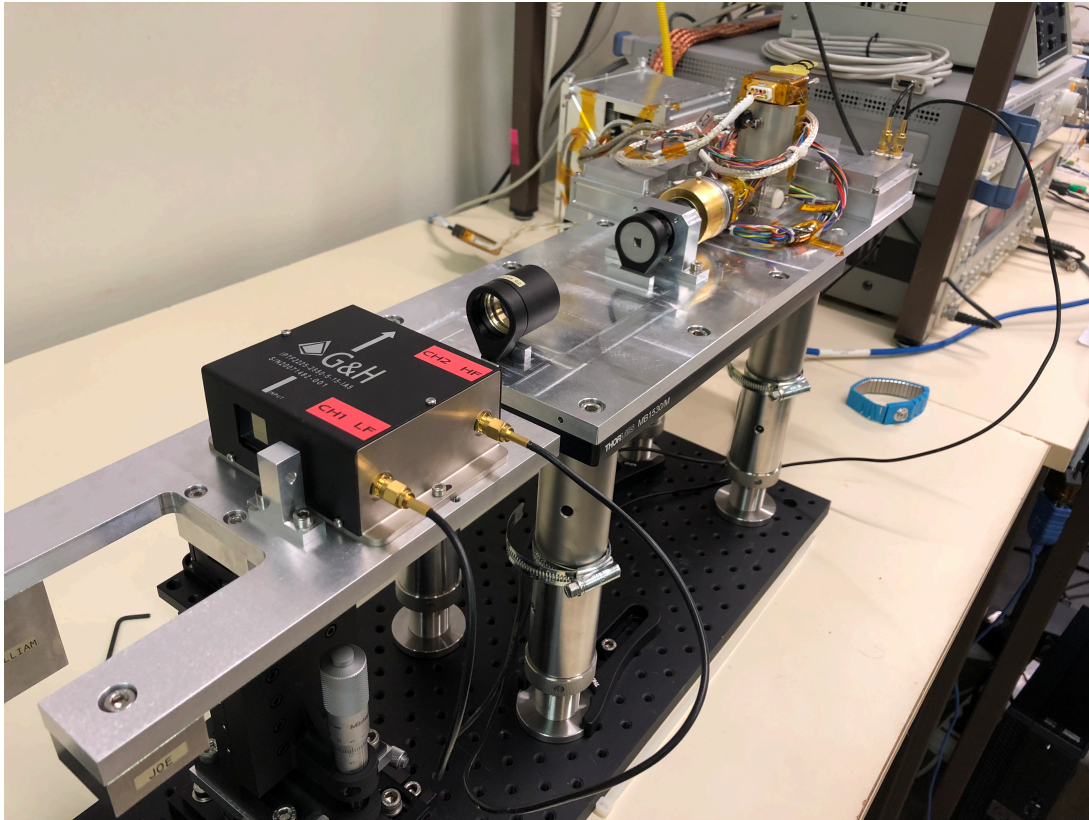


Fig. 5.6 : Photographie du banc en conditions d'opérations.

5.3.1 Détecteur

J'ai utilisé un détecteur Sofradir Neptune SMW, à matrice HgCdTe, avec un circuit de lecture de type CMOS CTIA et dont la gamme spectrale de sensibilité s'étend de 0,9 à 3,7 μm . La matrice de détection en elle-même a une dimension de $500 \times 256 \text{ px}^2$ et la distance entre les pixels est de 30 μm . Elle est encapsulée dans une chambre calorifugée (Dewar) montée sur une machine cryogénique de type Ricor K508S permettant de refroidir le détecteur à une température nominale de 110 K. Un baffle optique couplé au doigt froid du cryoréfrigérateur (ou *cryocooler* en anglais), dans le Dewar, limite le flux thermique provenant de l'environnement et ramène la surface éclairée du détecteur à une zone centrale de $128 \times 128 \text{ px}^2$. Il s'agit d'un détecteur qualifié spatial et de haut degré de maturité (TRL9) provenant du programme MicrOmega/Hayabusa 2.

Le détecteur est accompagné d'une électronique de lecture et de pilotage, et d'un générateur RF provenant eux aussi de MicrOmega/Hayabusa 2. Néanmoins, le générateur RF peut être remplacé par le générateur R&S de bien plus grande pureté spectrale et dont la gamme de fréquences est plus étendue. L'ensemble de ces éléments, ainsi que les optiques permettant de former l'image de la cible sur le détecteur, sont montés sur une platine en aluminium réalisée spécifiquement pour le banc (Fig. 5.6).

5.3.2 Sources lumineuses

Au cours des tests d'imagerie de la R&T, plusieurs sources lumineuses ont été utilisées en fonction de mes besoins en termes de stabilité du flux ou d'intensité lumineuse. Ces sources sont un corps noir et des lampes QTH (Quartz-Tungstène-Halogène).

Le corps noir est un CI-System SR-200-32 dont la gamme de températures s'étend de 50 à 1 000°C, et la précision et la stabilité permettent de maintenir une température de consigne à mieux que 2,5°C près. Il s'agit du même modèle de corps noir que celui que j'ai utilisé lors de l'étalonnage d'IRS/SuperCam, ses spécifications et les tests que j'ai menés sur ses performances sont détaillés aux sections 8.2.1.1 et 8.2.2. Ce type de source génère un flux radiométrique étalonné, me permettant de mesurer la sensibilité absolue de l'instrument, et de réaliser des mesures de spectres en transmission, le flux émis étant trop faible pour un usage en réflexion.

Pour les mesures de réflectance, j'ai préféré me tourner vers des sources QTH dont le flux lumineux est bien plus intense, mais dont la stabilité, la géométrie et la valeur absolue sont beaucoup moins bien contraintes que pour le corps noir. Je me suis servi de deux lampes : une lampe de 75 W avec un bulbe en quartz et sans réflecteur, et une lampe de 7 W avec réflecteur doré et vitre de sortie en saphir (verre de Al_2O_3 , Fig. 5.7). La première est puissante, mais présente l'inconvénient d'avoir une coupure vers 3,5 μm , à cause du spectre en transmission du quartz. La seconde en revanche ne présente pas cette absorption, mais est bien moins puissante.



Fig. 5.7 : Image des lampes QTH utilisées comme sources lumineuses. À gauche : la lampe de 7 W dans son radiateur. À droite : la lampe de 75 W.

5.3.3 Cibles

Les différents tests effectués sur le banc ExoCam ont requis l'usage de cibles aux propriétés diverses selon le type de test, aussi bien en transmission qu'en réflexion, en complément des mesures en observation directe des sources.

Les cibles en réflexion sont principalement des plaques de PTFE (polytétrafluoroéthylène, le Téflon), ou d'or, planes et dépolies de façon à réfléchir la lumière de façon diffuse et isotrope (surface lambertienne). Trois types de surfaces ont été utilisées, toutes de chez Labsphere : le *Spectralon 99 %*, d'apparence blanche, il ne présente pas de bande d'absorption majeure dans le visible et le proche-infrarouge ; le *Wavelength Calibration Standard (WCS)*, de couleur rose, qui possède plusieurs bandes d'absorption dans le proche-infrarouge ; et l'*Infragold*, en or dépoli, est utilisé en raison de son absence totale de bandes d'absorption dans le proche-infrarouge, toutefois son état de surface n'est pas suffisamment fin pour le considérer comme une référence de champ plat, on lui préfère pour cet usage le *Spectralon 99 %* (Fig. 5.8). Ces cibles ont été précisément étudiées dans le cadre des thèses de Pilorget (2012) et Riu (2017). D'autres cibles en réflexion ont été utilisées à des fins de démonstration des performances, ce sont des scènes composées de roches naturelles présentant des bandes d'absorption typiques de certaines classes

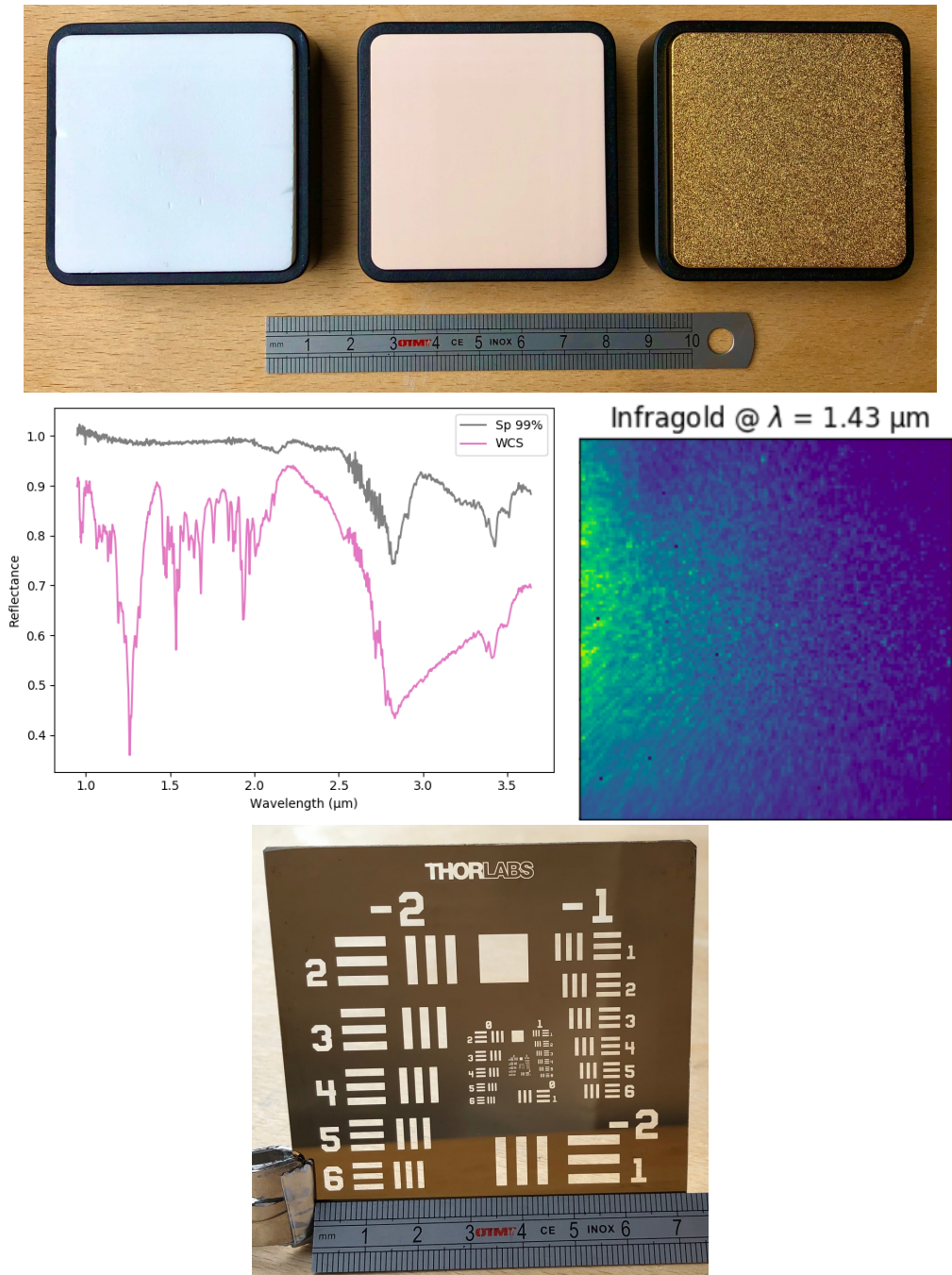


Fig. 5.8 : En haut : image des cibles de réflectance diffuse. De gauche à droite : *Spectralon 99 %*, *Wavelength Calibration Standard* et *Infragold*. Le régle indique l'échelle de taille. Au milieu à gauche : spectres du *Spectralon 99 %* et du *Wavelength Calibration Standard*. Au milieu à droite : image monochromatique de la cible d'*Infragold* montrant l'aspect granuleux de la surface. Le gradient de luminosité est lié à l'éclairage. En bas : image des mières de résolution spatiale utilisées en transmission. Il s'agit d'une plaque de verre recouverte d'une dorure ajourée de motifs périodiques.

de minéraux telles que les phyllosilicates, les carbonates, les oxydes et les silicates, voir tableaux 3.2 et 3.3 (les résultats sont présentés dans la section 6.3.4).

Les mesures en transmission se limitent à deux types de cibles : des échantillons polymères, de PE (polyéthylène) et PMMA (polyméthacrylate de méthyle, le Plexiglas) dont le spectre en transmission possède de nombreuses bandes d'absorption liées aux fonctions organiques, à la liaison C – H et à l'eau présente sur et dans le matériau (Tab. 3.2 et 3.3); l'autre cible est constituée de mires de résolution spatiale (Fig. 5.8 bas) dont l'objectif est d'évaluer la qualité image du faisceau diffracté par l'AOTF (section 6.2.1).

5.3.4 Pilotage

L'ensemble du banc est piloté par ordinateur avec une interface graphique Matlab dont le développement est antérieur à ma thèse (Fig 5.9). Cette interface permet de contrôler l'instrument d'une manière proche de ce qui se ferait lors d'opérations scientifiques en vol. Un fichier de commandes, appelé « script », est chargé et contient l'ensemble des commandes que doit exécuter l'instrument. Les mesures sont réalisées séquentiellement : l'AOTF est alimenté avec un signal RF de fréquence et de puissance données, le détecteur enregistre le signal lumineux lui parvenant pendant un temps d'intégration et un niveau de sommation donnés, puis recommence la même mesure, mais sans alimenter l'AOTF, ce qui constitue une mesure de *Dark* (somme du courant d'obscurité et du fond thermique). Les données sont renvoyées sous forme binaire de façon à être les plus compactes possibles. L'interface graphique permet également une visualisation rapide de l'état de l'instrument à chaque instant.

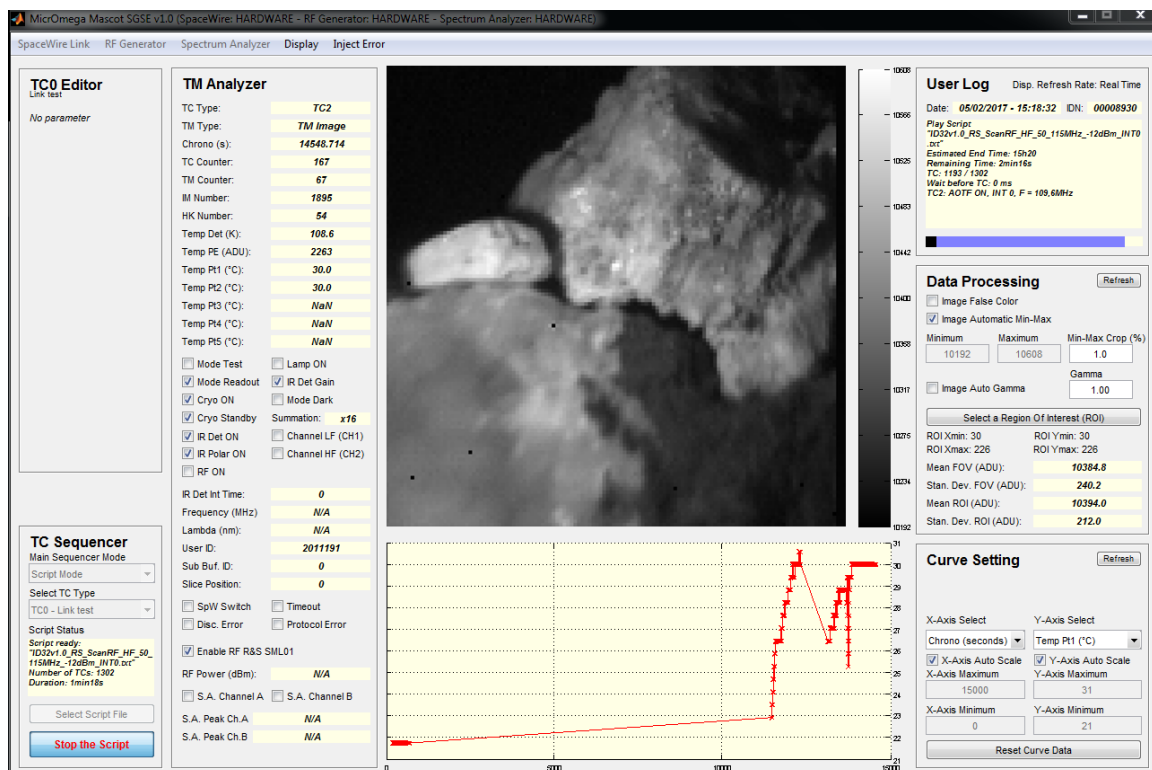


Fig. 5.9 : Capture d'écran de l'interface graphique de pilotage de la configuration d'imagerie lors d'une mesure sur des roches naturelles. Cette interface réunit les principales options qui contrôlent l'instrument, de son initialisation à la capture d'image, ainsi que le réglage de l'a fréquence de l'AOTF.

5.4 Mesures à haut SNR : la configuration spectroscopie ponctuelle

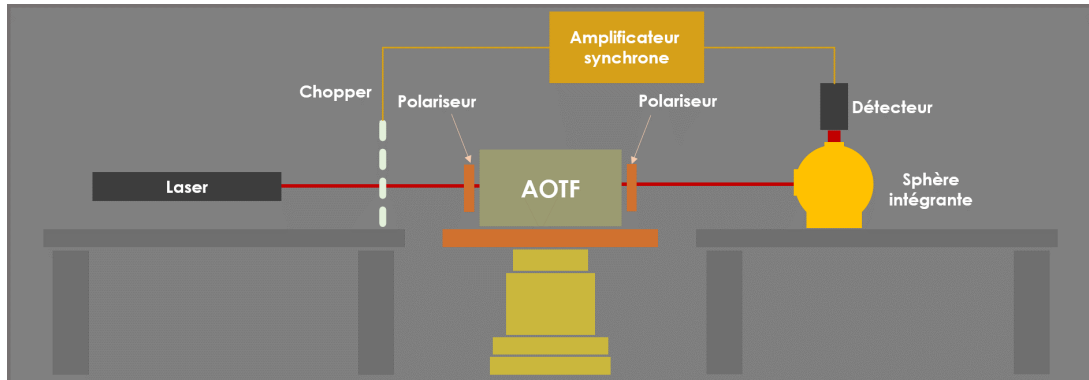


Fig. 5.10 : Schéma du banc en configuration de spectroscopie ponctuelle.

En configuration de spectroscopie ponctuelle, le détecteur se résume à une simple photodiode placée à la sortie d'une sphère intégrante, dont l'objectif est de réaliser des mesures de la fonction de transfert spectrale de l'AOTF, avec un haut SNR, typiquement entre 1 000 et 10 000. Pour ce faire, j'utilise un montage à détection synchrone (ou détection hétérodyne) (Fig. 5.11) et des lasers de longueurs d'onde différentes. Rappelons rapidement le principe ce type de détection.

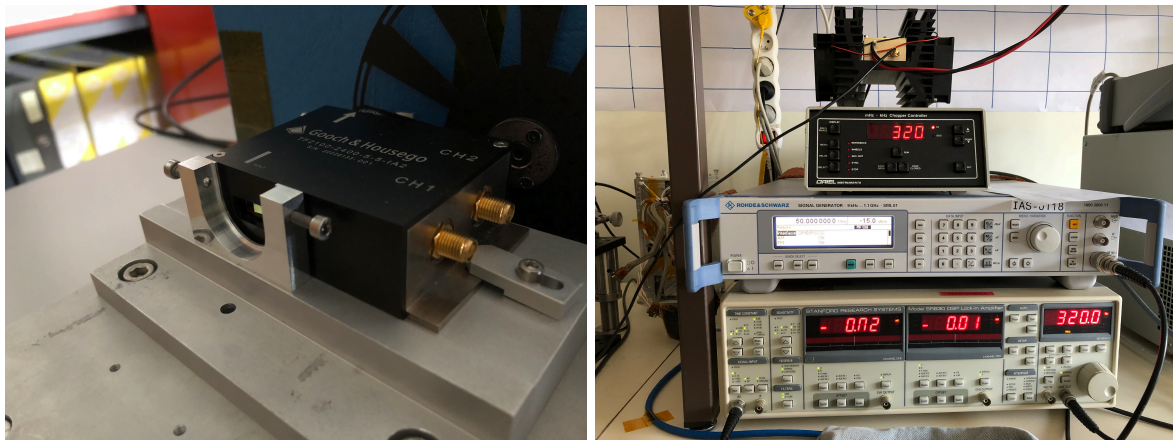


Fig. 5.11 : À gauche : image de l'AOTF lors des tests préliminaires de validation de la méthode à détection synchrone, le chopper se trouve en arrière-plan et les polariseurs ont été retirés pour montrer l'ouverture de l'AOTF. À droite : instruments utilisés pour la détection synchrone, de haut en bas : amplificateur RF, contrôleur du chopper, générateur RF Rohde&Schwarz SML01, amplificateur synchrone Stanford SR830m.

5.4.1 La détection synchrone

La détection synchrone est une méthode d'extraction d'un signal de faible amplitude, mais étroit spectralement, noyé dans un bruit d'amplitude importante, mais spectralement très large (de type bruit blanc). Supposons que le signal que nous délivre une photodiode à température ambiante, exposée à la lumière ambiante et au signal diffracté par l'AOTF est une tension électrique de la forme

$$u_{ph}(t) = U_s \sin(\omega_s t + \phi_s) + \sum_{i=0}^{\infty} U_i \sin(\omega_i t + \phi_i) \quad (5.2)$$

où le premier terme est le signal issu de l'AOTF, d'amplitude U_s , modulé à la pulsation ω_s et de phase ϕ_s , et le second terme est une somme infinie de signaux d'amplitude, phase et fréquence aléatoires (mais dont la densité spectrale d'énergie est constante) constituant le bruit. On a même en moyenne $U_s < U_i$. La détection synchrone exploite le fait que les fonctions sinusoidales sont orthogonales entre elles, autrement dit $\int_0^{\infty} \sin(\omega_i t) \sin(\omega_j t) dt = 0$ si $i \neq j$. Donc en multipliant le signal de sortie du détecteur par une porteuse $u_p(t)$ de fréquence ω_p et de phase ϕ_p , on obtient deux signaux : un signal dont la fréquence est la différence de la fréquence du signal mesuré et de celle de la porteuse ($\delta\omega_{sp}$ et $\delta\omega_{ip}$) et un signal de fréquence somme. De même pour la phase. En éliminant le terme somme avec un filtre passe-bas, on a

$$u_{ph}(t) u_p(t) = \frac{1}{2} U_s U_p \cos(\delta\omega_{sp} t + \delta\phi_{sp}) + \frac{1}{2} U_p \sum_{i=0}^{\infty} U_i \cos(\delta\omega_{ip} t + \delta\phi_{ip}) \quad (5.3)$$

Il suffit maintenant d'intégrer pendant un temps long devant la période de la porteuse pour éliminer tous les termes tels que $\delta\omega \neq 0$ et dont la phase n'est pas aléatoire, contrairement au bruit. À la fin de la mesure, nous obtenons $U_{mes} = \frac{1}{2} U_s U_p \cos(\delta\phi_{sp})$ seulement si la porteuse est accordée sur la fréquence du signal qu'on cherche à mesurer. Enfin, il faut également régler la phase de la porteuse sur celle du signal d'intérêt pour maximiser l'intensité de la mesure ($\delta\phi_{sp} = 0$).

En résumé, la détection synchrone nécessite de connaître la fréquence moyenne de modulation du signal ainsi que sa phase, ce qui complique son application à un signal inconnu. Dans notre cas, il s'agit d'un signal continu que nous modulons à une fréquence connue à l'aide d'un chopper (un dispositif mécanique de hachage du signal). La fréquence de modulation est choisie arbitrairement, suffisamment grande pour s'affranchir d'un éventuel bruit en $1/f^4$ et non-multiple de 50 Hz afin d'éviter d'être sensible au scintillement de l'éclairage ambiant. De cette façon, en choisissant la fréquence du chopper pour fréquence de porteuse, on peut extraire le signal qui nous intéresse avec un très haut SNR, car lui seul est modulé à cette fréquence.

Les opérations de génération de la porteuse, de multiplication, de filtrage et d'intégration du signal sont réalisées par un amplificateur synchrone Stanford SR830m (Fig. 5.11) relié au chopper et le tout interfacé numériquement par une liaison RS232.

5.4.2 Pilotage

Le pilotage des sous-systèmes de cette configuration se fait à travers les liaisons RS232 des différents instruments et une bibliothèque de commandes que j'ai développée spécifiquement dans le langage libre Python. En m'inspirant de ce qui avait été fait pour le contrôle du bloc de détection de MicrOmega/Hayabusa 2, j'ai construit une interface graphique, également en Python, assurant toutes les fonctions nécessaires aux mesures de détection synchrone (Fig. 5.12).

⁴On appelle « bruit en $1/f$ », ou bruit de scintillation, un bruit dont la densité spectrale d'énergie suit une loi inverse de la fréquence. Ce type de bruit se rencontre fréquemment dans les circuits électroniques comportant des composants actifs (typiquement les composants à transistors) et se caractérise par des modes basse fréquence de forte énergie, contrairement au bruit blanc.

L'interface mobilise la bibliothèque de commandes bas niveau pour initialiser la communication avec le générateur RF et l'amplificateur synchrone, lancer les mesures, récupérer les données acquises et les afficher rapidement dans une fenêtre graphique intégrée.

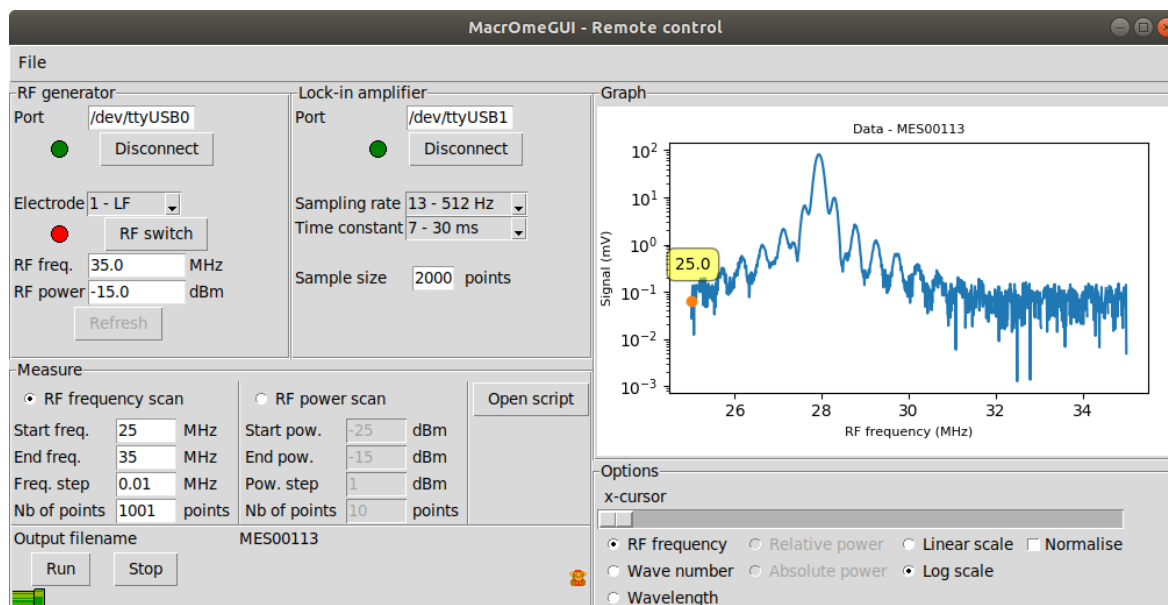


Fig. 5.12 : Interface graphique développée spécifiquement pour le pilotage de la configuration à détection synchrone.

Trois modes d'acquisition sont disponibles : un balayage en fréquence RF à puissance RF donnée, un balayage en puissance à fréquence donnée et un mode de *script* prenant en entrée un fichier de paramètres. Les données sont automatiquement enregistrées dans un format binaire inspiré de celui utilisé en configuration imagerie.

5.4.3 Sources laser

Les lasers sont exploités pour leur finesse spectrale et la faible extension spatiale du faisceau. Ils permettent de sonder la fonction de filtre de l'AOTF (voir section 6.1.1) ainsi que de caractériser le couplage spectro spatial du faisceau diffracté, visible dans certaines conditions (détaillé à la section 6.1.4). Ces lasers sont au nombre de trois : deux diodes laser et un laser à gaz, He-Ne (Tab. 5.3).

Laser	Longueur d'onde	Largeur
Diode	1,31 μm	6 – 12 cm^{-1}
Diode	1,55 μm	6 – 12 cm^{-1}
He-Ne	3,39 μm	10 ⁻³ cm^{-1}

Tab. 5.3 : Liste des lasers utilisés pour les tests en configuration ponctuelle.

5.5 Tests préliminaires de validation des configurations

Avant de démarrer les tests de caractérisation de l'AOTF, une validation des configurations de détection a été réalisée afin de vérifier leur fonctionnement.

5.5.1 Configuration imagerie

Juste après l'assemblage et l'alignement optique de la configuration imagerie, la première lumière a été réalisée sur une scène simplement constituée du logo de l'IAS imprimé sur une feuille de papier (Fig. 5.13). Ce test nous montre que d'une part le système fonctionne correctement et d'autre part que l'image obtenue ne présente aucune déformation importante.

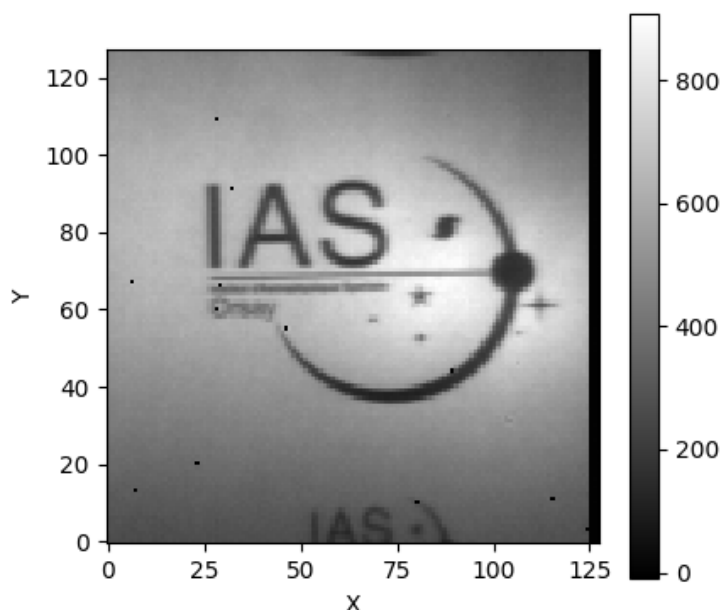


Fig. 5.13 : Première lumière du banc en configuration imagerie. Il s'agit d'une image monochromatique à $1 \mu\text{m}$ de longueur d'onde, après soustraction du *Dark*.

5.5.2 Configuration ponctuelle

Pour la configuration ponctuelle, j'ai réalisé un test de validation de la méthode de détection synchrone avant la livraison des AOTF de la R&T, en été 2018. J'ai pour cela utilisé un AOTF issu du programme de développement de MicrOmega, monté en configuration optique avec polariseurs et éclairé par les diodes laser. Le faisceau de lumière du laser est haché par le chopper puis injecté dans le système AOTF — polariseurs, le faisceau diffracté arrive ensuite sur la photodiode à travers une sphère intégrante afin d'éliminer les éventuels effets photométriques liés à l'inhomogénéité du front de l'onde diffractée.

J'ai ainsi réalisé plusieurs mesures de la fonction de filtre de l'AOTF en balayant la fréquence RF et en acquérant le signal diffracté par l'AOTF. Le résultat de cette campagne de mesures est donné dans la figure 5.14, il s'agit de la fonction de transfert du filtre de l'AOTF, c'est-à-dire le spectre du faisceau diffracté si le signal d'entrée a un spectre plat. Plus précisément, la fonction que j'obtiens est le produit de convolution du spectre du laser par la fonction de transfert réelle. En conséquence, la diode laser que j'ai utilisée n'ayant pas une largeur nulle (entre 6 et 12 cm^{-1} , la largeur à mi-hauteur que je mesure est en réalité la somme quadratique des largeurs du laser

et du filtre AOTF (Fig. 5.14 droite). Ainsi la largeur réelle de cet AOTF se trouve entre 16,7 et 19,7 cm^{-1} , ce qui est cohérent avec la spécification constructeur pour cet AOTF ($\sim 20 \text{ cm}^{-1}$).

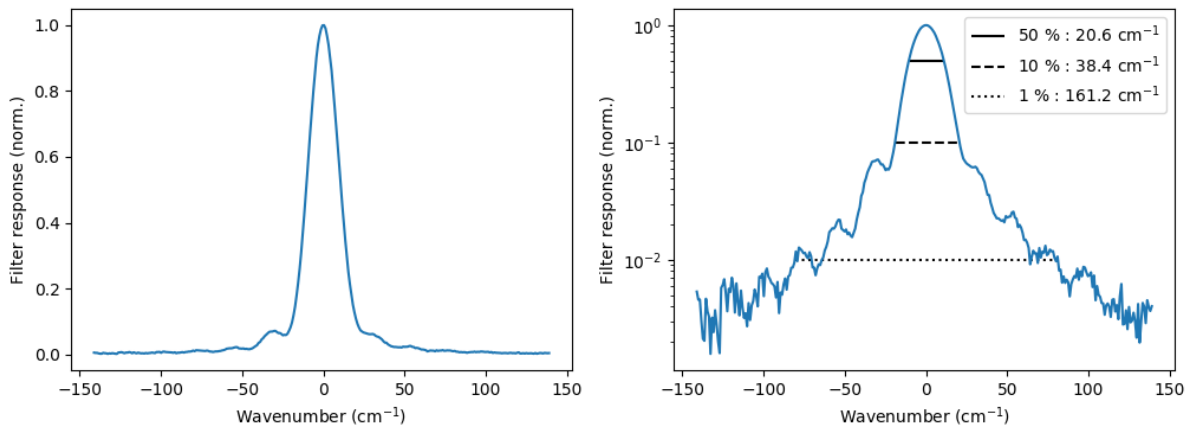


Fig. 5.14 : Mesure de fonction de filtre de l'AOTF $5 \times 5 \text{ mm}^2$, en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite), montrant les lobes secondaires caractéristiques de la diffraction par un réseau épais de forme rectangulaire (section 3.2.3). L'abscisse est en nombre d'onde, car la forme de la fonction de filtre est indépendante de la position dans la gamme spectrale dans cette unité. Les lignes horizontales noires représentent la position des largeurs à 50 %, 10 % et 1 %, leur valeur est donnée en légende.

De plus, cette mesure m'a permis de faire une première évaluation du plancher de bruit atteignable avec cette technique. Il se situe à environ 10^{-3} en relatif, ce qui peut être amélioré en utilisant une sphère intégrante plus petite et en diminuant la lumière parasite ambiante, non parfaitement éliminée par la détection synchrone. Ce faible niveau de bruit nous montre également que le générateur RF R&S ne présente pas d'harmoniques ou de niveau de continuum spectral de valeur supérieure à 10^{-3} , ce qui en fait une excellente source de signal RF.

Résultats des tests de caractérisation du concept ExoCam

6

6.1	Caractéristiques spectrales	108
6.1.1	Résolution spectrale	108
6.1.2	Relation entre l'efficacité de la diffraction et la puissance RF	111
6.1.3	Étalonnage spectral : la <i>tuning relation</i>	113
6.1.3.1	Détermination des paramètres de la <i>tuning relation</i>	113
6.1.3.2	Validation de l'étalonnage spectral	115
6.1.4	Couplage spectro spatial	117
6.1.4.1	Mise en évidence et caractérisation du phénomène	117
6.1.4.2	Simulation de l'impact sur les mesures	119
6.1.4.3	Élimination du couplage	121
6.2	Caractéristiques géométriques	123
6.2.1	Résolution spatiale	123
6.2.2	Lumière parasite	125
6.2.3	Effet de la température de l'AOTF	128
6.3	Caractéristiques radiométriques	131
6.3.1	Signal d'obscurité	131
6.3.1.1	Objectifs de la campagne de test en vide thermique	132
6.3.1.2	Traitement des données et résultats	132
6.3.2	Fonction de transfert radiométrique	136
6.3.2.1	Espace des paramètres et réduction des données	137
6.3.2.2	Linéarité en charge	137
6.3.2.3	Linéarité en flux	137
6.3.2.4	Calcul de la fonction de transfert	139
6.3.3	Rapport signal sur bruit	140
6.3.4	Mesure de scènes naturelles	142
6.4	Conclusion sur les performances du concept ExoCam	146

Pendant les un an et demi qu'a duré la R&T, d'été 2018 à printemps 2020, l'instrument ExoCam a subi de nombreux tests de caractérisation des propriétés du faisceau diffracté par l'AOTF. L'architecture opto mécanique du banc, décrite au chapitre précédent (chapitre 5) m'a permis de réaliser ces tests à l'ambiante, mais avec un haut SNR, et de bâtir un modèle radiométrique instrumental pouvant évaluer les performances et besoins d'une future version spatiale de l'instrument (chapitre 7). Les résultats des mesures sur le banc, que je vais présenter dans ce chapitre, sont répartis en trois volets, correspondant aux thématiques couvertes par un spectro-imageur : les caractéristiques spectrales, géométriques et enfin radiométriques.

6.1 Caractéristiques spectrales

Les caractéristiques spectrales du faisceau diffracté comprennent tout ce qui a trait à son comportement en fonction de la longueur d'onde. Il s'agit des propriétés essentielles de l'AOTF en tant que monochromateur d'un imageur hyperspectral. Je réunis ici les résultats des mesures de la fonction de filtre de l'AOTF (fonction de transfert spectrale), de la relation entre l'efficacité de la diffraction et la puissance RF, l'établissement de la relation $\lambda_{ordre1} = F(f_{RF})$ et l'étude du couplage spectro spatial, se produisant dans certaines conditions d'opération du spectromètre.

6.1.1 Résolution spectrale

La fonction de transfert spectrale de l'AOTF, ou fonction de filtre, ou encore fonction d'étalement de raie (LSF pour *Line Spread Function*), a été mesurée de la même manière que lors des tests préliminaires de validation de la configuration de détection synchrone (section 5.4). Il s'agit ici de mesurer l'intensité du faisceau diffracté sur une plage de fréquences encadrant la fréquence correspondant au maximum de diffraction du laser, pour les trois lasers que j'ai à disposition et qui couvrent la gamme spectrale d'étude (section 5.4.3). Revenons sur le principe théorique de cette mesure pour comprendre pourquoi elle permet effectivement d'accéder à la fonction de transfert spectrale de l'AOTF.

De façon très générale, la réponse $S(x)$ d'un système physique de fonction de transfert $F(x)$ à une excitation d'entrée $E(x)$ est le produit de convolution de la fonction de transfert par le signal d'entrée, $S = F * E$, défini de la manière suivante :

$$S(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x') F(x - x') dx' \quad (6.1)$$

Cette intégrale est évidemment convergente, car les signaux physiques sont d'énergie finie. Lorsqu'on souhaite déterminer la fonction de transfert, on utilise un signal d'entrée « sonde » très résolu selon x (x peut être le temps, l'espace, la longueur d'onde, etc.), c'est-à-dire une fonction de Dirac : comme par exemple une source ponctuelle pour caractériser un système optique, un choc pour un système mécanique ou un faisceau laser pour un spectromètre, comme c'est le cas pour l'AOTF. Dans ce cas, la réponse du système est simplement $S(x) = F(x)$.

Dans le cas de l'AOTF, la variable est la fréquence RF ($x = f_{RF}$), donc en utilisant un laser infiniment fin, et en mesurant l'intensité du signal diffracté sur un intervalle de fréquences RF, on obtient bien la fonction de filtre sur ce même intervalle. Cependant, ceci n'est vrai que si le laser a une largeur spectrale nulle, ou au moins négligeable devant la largeur de la fonction de filtre de l'AOTF. C'est le cas pour le laser He-Ne de 3,39, μm mais pas pour les deux diodes laser dont la largeur est comparable à celle de l'AOTF (section 5.4.3). En supposant que le spectre d'une diode laser est une gaussienne de largeur σ_{laser} et que la LSF de l'AOTF est une somme de gaussiennes de même largeur, σ_{AOTF} mais de moyenne et d'amplitude variable, comme nous le verrons plus loin lors de sa modélisation, le produit de convolution implique que la réponse $S(f_{RF})$ est elle aussi une somme de gaussiennes, mais dont la largeur est $\sigma_S = \sqrt{\sigma_{laser}^2 + \sigma_{AOTF}^2}$.

Les résultats des mesures de LSF avec les lasers sont donnés dans la figure 6.1. La mesure consiste toujours en l'acquisition successive du signal AOTF alimenté puis non alimenté, et en la soustraction des deux valeurs pour éliminer le courant d'obscurité, le fond thermique et la lumière parasite, c'est-à-dire le *Dark* instrumental. Comme pour l'AOTF $5 \times 5 \text{ mm}^2$, j'obtiens une fonction de transfert de type « sinus cardinal carré », avec un lobe central concentrant la

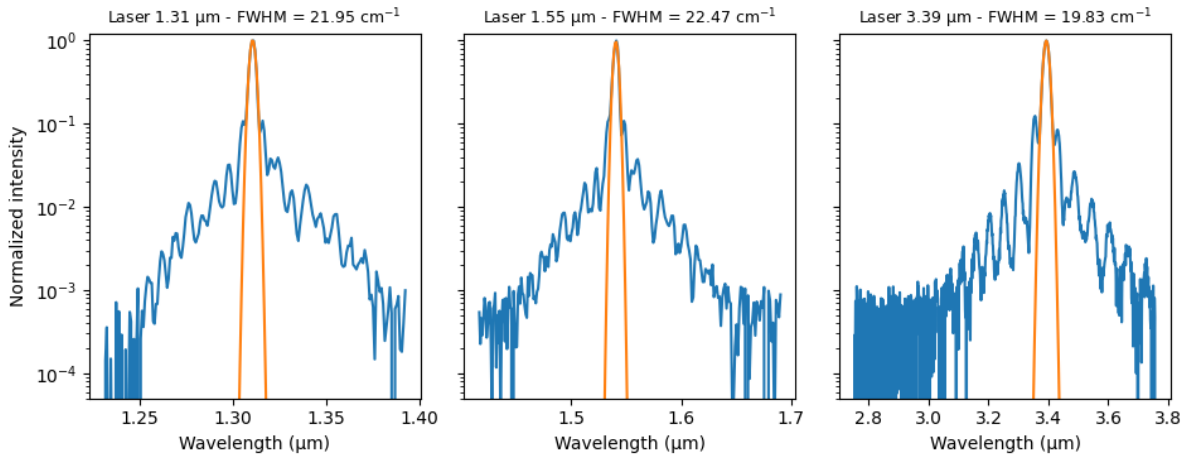


Fig. 6.1 : Mesure de fonction de filtre de l’AOTF G&H IA5, avec les trois lasers. Gauche : 1,31 μm , centre : 1,55 μm et droite : 3,39 μm . La courbe bleue est la mesure tandis que l’orange est l’ajustement gaussien du lobe central.

majeure partie du signal et des lobes secondaires rapidement décroissants, caractéristique d’un champ acoustique rectangulaire suivant l’axe optique, lui-même dépendant de la forme des électrodes. D’après [Stedham et al. \(2008\)](#), il est cependant possible d’atténuer ces lobes secondaires en modifiant la forme du champ acoustique par apodisation des électrodes. D’après le constructeur, la largeur à mi-hauteur (FWHM pour *Full Width at Half Maximum*) du pic central est d’environ 20 cm^{-1} , ce qui est lié à la longueur de l’AOTF. Les mesures sont en accord avec cette spécification et compatibles entre elles (Tab. 6.1).

Laser utilisé	FWHM mesurée	FWHM laser	FWHM AOTF
1,31 μm	22.0 cm^{-1}	$6 - 12 \text{ cm}^{-1}$	$18,4 - 21,2 \text{ cm}^{-1}$
1,55 μm	$22,5 \text{ cm}^{-1}$	$6 - 12 \text{ cm}^{-1}$	$19.0 - 21,7 \text{ cm}^{-1}$
3,39 μm	$19,8 \text{ cm}^{-1}$	10^{-3} cm^{-1}	$19,8 \text{ cm}^{-1}$

Tab. 6.1 : Résumé des mesures de largeur du lobe principal de l’AOTF G&H IA5 avec les différents lasers. Pour rappel, la relation entre la largeur à mi-hauteur d’une gaussienne et son écart-type est $\text{FWHM} = 2\sqrt{2} \ln 2 \sigma$.

La réponse spectrale a été modélisée par une somme de gaussiennes de largeurs identiques et égales à la largeur précédemment mesurée ($19,8 \text{ cm}^{-1}$), mais d’amplitudes et de moyennes ajustées sur les lobes (Fig. 6.2). Les valeurs de moyennes et d’amplitudes sont réunies dans le tableau (Tab. 6.2). J’ai modélisé les lobes jusqu’à une amplitude relative de 10^{-3} , ce qui correspond au plancher de bruit de la mesure. Cette modélisation de la fonction de transfert spectrale nous permet de simuler les mesures de l’AOTF plus fidèlement qu’avec la seule modélisation gaussienne du lobe central.

De plus, la mesure a été menée sur une gamme spectrale couvrant la réponse de l’AOTF jusqu’au plancher de bruit, ce qui a permis d’évaluer la largeur de la bande passante équivalente à la LSF. Cette bande passante mesure $27,9 \text{ cm}^{-1}$, au bruit près, et elle correspond à l’énergie totale contenue dans le faisceau diffracté. Dans le cas idéal, j’ai mesuré que le rapport de l’énergie contenue dans la largeur à mi-hauteur du lobe central par celle contenue dans l’ensemble de la fonction de transfert est de 72 %. Ainsi une image monochromatique formée à travers l’AOTF

Lobe	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0
Moyenne (cm^{-1})	-262,8	-218,8	-172,9	-126,0	-79,1	-31,2	0
Amplitude	0,0016	0,0032	0,0061	0,013	0,027	0,084	1
Lobe	1	2	3	4	5	6	7
Moyenne (cm^{-1})	34,2	82,0	128,8	175,5	219,4	265,2	316,8
Amplitude	0,12	0,033	0,013	0,0081	0,0049	0,0029	0,0014

Tab. 6.2 : Moyenne et amplitude relative des 14 lobes modélisés de la fonction de transfert spectrale de l'AOTF.

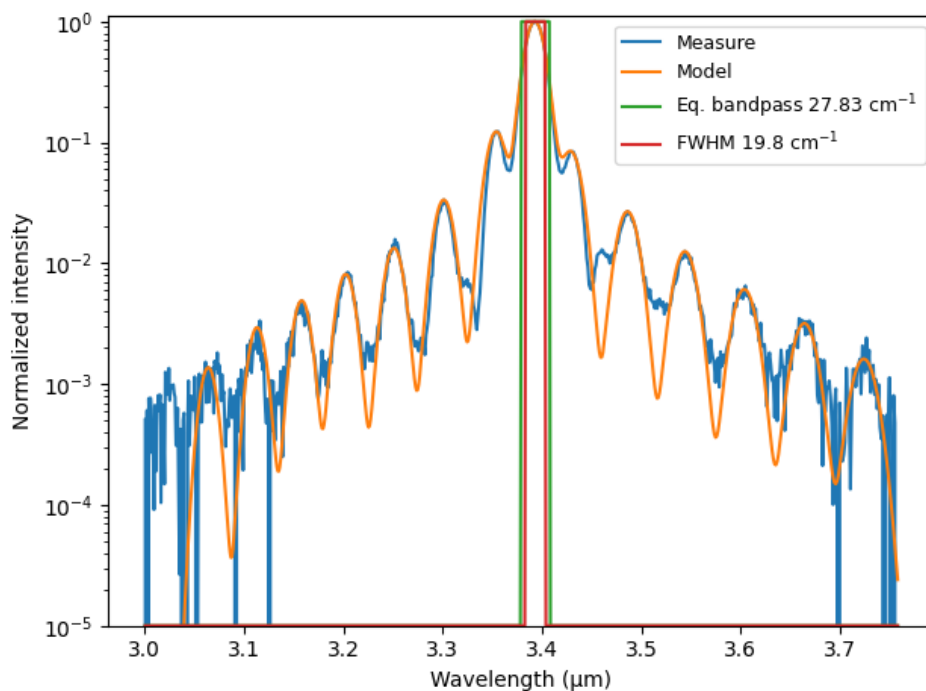


Fig. 6.2 : Modélisation de la fonction de transfert spectrale de l'AOTF à partir de la mesure sur le laser $3,39 \mu\text{m}$, normalisée (courbe bleue). La LSF est modélisée par une somme de gaussiennes de même largeur, mais de moyennes et d'amplitudes ajustées sur les lobes de la fonction de transfert (courbe orange). La fonction de transfert rectangulaire équivalente en termes d'énergie diffractée, au bruit près, est ajoutée (courbe verte) pour indiquer la largeur spectrale de l'extraction totale de l'énergie., ainsi que la largeur à mi-hauteur (courbe rouge).

contient 28 % de photons en dehors de la FWHM, en termes de longueur d'onde. La présence d'un plancher de bruit diminue ce rapport en augmentant la surface sous l'ensemble de la fonction de transfert. Il atteint environ 60 % pour un niveau de bruit à 10^{-3} (et 70 % à 10^{-4}), ce qui correspond donc dans notre cas à une surestimation de la bande passante équivalente d'environ 12 %, la situant plutôt en réalité vers $24,9 \text{ cm}^{-1}$. D'où la nécessité d'avoir des mesures à très haut SNR.

La fonction de transfert est enfin faiblement non symétrique, les lobes des hautes fréquences sont plus élevés que ceux des basses fréquences, et sa forme, en termes de largeur et position

des lobes, est indépendante de sa fréquence centrale si elle est exprimée en nombre d'onde ou en fréquence RF, ces deux grandeurs étant proportionnelles au premier ordre, comme nous le verrons à la section 6.1.3.

6.1.2 Relation entre l'efficacité de la diffraction et la puissance RF

La fonction de transfert spectrale que j'ai précédemment mesurée (section 6.1.1) est indépendante de la position dans la gamme spectrale exprimée en fréquence RF ou en nombre d'onde. Je m'intéresse à présent à l'effet de la puissance RF sur le spectre de l'onde diffractée, important pour bâtir un instrument scientifique dont l'efficacité de la diffraction est optimisée.

Plus précisément, je m'intéresse à l'efficacité de la diffraction acousto-optique en fonction de la puissance RF. Je définis l'efficacité de diffraction, $\eta(\lambda, P_{RF})$, comme le rapport de l'énergie diffractée, dans le lobe central ou au total, par l'énergie incidente dans la bande passante de l'AOTF. Elle varie donc entre 0 et 1 si on tient compte de la polarisation, car 50 % de l'énergie incidente est nécessairement diffractée dans l'ordre -1 et donc non récupérée sur le détecteur. Formellement, l'efficacité de diffraction à la longueur d'onde centrale du faisceau extrait peut être modélisée par (d'après Valle 2017) :

$$\eta(\lambda, P_{RF}) = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 L_a}{2H} P_a} \right) \quad (6.2)$$

où λ est la longueur d'onde de l'ordre diffracté (moyenne du lobe central), H est la hauteur de l'électrode, déterminant la hauteur du champ acoustique dans le cristal, L_a est la longueur d'interaction dans le cristal, P_a est la puissance transportée par le champ acoustique, dépendante de P_{RF} et M_2 est la figure de mérite acousto-optique. Cette dernière constante qualifie les performances de la diffraction acousto-optique pour comparaison avec d'autres technologies. Pour information, elle est définie par :

$$M_2 = \frac{n_i^3 n_d^3 p_{eff}^2}{\rho v_\phi^3} \quad (6.3)$$

avec n_i et n_d les indices optiques des ondes incidente et diffractée, p_{eff} la constante photoélastique effective, ρ la densité du cristal et v_ϕ la vitesse de phase de l'onde acoustique dans le cristal. Je ne chercherai pas à calculer cette constante et la considérerai comme un paramètre intrinsèque à l'AOTF, tout comme H et L_a .

Par définition du VSWR et du coefficient de transmission électroacoustique au cristal (section 5.2.3), la puissance acoustique est reliée à la puissance RF incidente par :

$$P_a = \left(1 - \frac{(\text{VSWR} - 1)^2}{(\text{VSWR} + 1)^2} \right) P_{RF} \quad (6.4)$$

En définitive, dans le cadre de la R&T, je modélise l'efficacité de la diffraction de la façon suivante :

$$\eta(\lambda, P_{RF}) = \sin^2 \left(\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda^2} P_a} \right) \quad (6.5)$$

où α est une constante ne dépendant que des propriétés du cristal et de la température, et P_a est reliée à P_{RF} par l'équation 6.4.

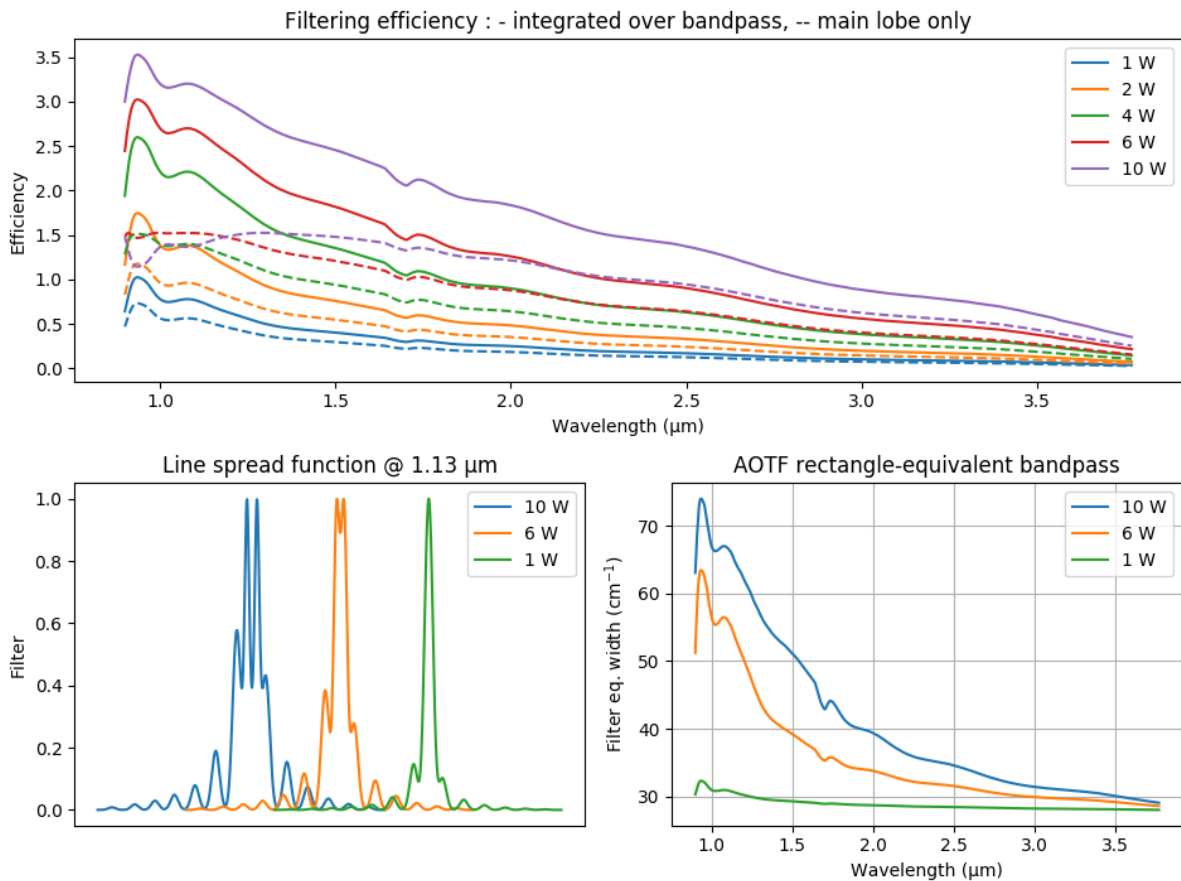


Fig. 6.3 : Simulations de l'efficacité de la diffraction en fonction de la puissance RF injectée au cristal. En haut : Efficacité de la diffraction en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs puissances RF, la modulation provient du profil de VSWR (Fig. 5.4). Deux calculs d'efficacité sont présentés : intégré sur l'ensemble de la bande passante de l'AOTF en trait plein et seulement sur le lobe central en pointillé. L'effet de la saturation de ce lobe est bien visible à courte longueur d'onde et forte puissance. En bas à gauche : exemples de LSF à plusieurs puissances pour une longueur d'onde diffractée de 1,13 μm, montrant la saturation puis le renversement du lobe central. En bas à droite : largeur équivalente du filtre AOTF pour différentes puissances, montrant l'élargissement de la réponse avec la puissance pour une longueur d'onde donnée.

Examinons ce qu'implique l'équation 6.5 sur la fonction de filtre de l'AOTF. Je l'ai écrite pour la longueur d'onde du lobe central, mais les photons de longueur d'onde différente étant indépendants, cette relation est encore vraie sur l'ensemble de la LSF. La relation en \sin^2 indique qu'à partir d'une certaine valeur de la puissance RF, pour une fréquence RF donnée, l'efficacité de la diffraction sature avant de diminuer. Mais la forme de la fonction de transfert spectrale

implique que le lobe central sature avant les lobes secondaires, ce qui conduit à un élargissement relatif de la réponse de l'AOTF. J'ai simulé ce comportement à l'aide du modèle de fonction de transfert établi précédemment (section 6.1.1) et des mesures de VSWR (section 5.2.3), les résultats sont réunis dans la figure 6.3. Nous obtenons comme attendu une saturation puis renversement du lobe principal de la LSF à forte puissance, ce qui conduit à un élargissement général de la réponse spectrale.

En résumé, l'augmentation de la puissance permet dans un premier temps d'extraire plus d'énergie tout en conservant la largeur spectrale du signal diffracté, dans la phase linéaire de la relation efficacité — puissance ; puis dans un second temps, dans le régime saturé, l'augmentation de la puissance se fait au détriment de la largeur spectrale du signal extrait. Pour une application en spectroscopie, il faut donc veiller à opérer l'AOTF dans le régime linéaire de puissance. Mais dans le cas d'un besoin spécifique de haut SNR où la résolution spectrale importe peu (analyses morphologiques par exemple), il est possible d'augmenter encore l'intensité du signal extrait par pilotage de la puissance RF.

6.1.3 Étalonnage spectral : la *tuning relation*

6.1.3.1 Détermination des paramètres de la *tuning relation*

Jusqu'à maintenant, j'ai supposé que la longueur d'onde diffractée et la fréquence du signal RF alimentant l'AOTF pouvaient être échangées de manière univoque. Ceci est permis grâce à la relation reliant ces deux paramètres, appelée *tuning relation*, déterminée par la condition d'accord de phase entre les photons incidents et les phonons du champ acoustique. Ce dernier a le même spectre que le signal RF au niveau des électrodes, son amplitude est seulement modulée par le couplage électroacoustique des électrodes au cristal. La *tuning relation* dépend de l'inverse de la fréquence RF, mais aussi de la vitesse de phase des ondes acoustiques, des indices optiques n_i et n_d , et de la géométrie de l'interaction photons-phonons. Dans le cadre de la R&T, ces paramètres sont inaccessibles, je préfère une approche empirique à trois constantes qu'il faut ajuster sur des données expérimentales, inspirée des travaux précédents sur MicrOmega (e.g. Riu 2017) :

$$\lambda = A + \frac{B}{f_{RF} + C} \quad (6.6)$$

avec A , B et C des constantes propres à l'AOTF, ne dépendant que de sa température et *a priori* différentes entre les électrodes HF et LF. À partir de cette relation, nous déduisons deux autres expressions utiles pour convertir des largeurs de bande d'absorption dans les différentes unités que nous manipulons habituellement. En supposant que $\Delta\lambda \ll \lambda$, on a

$$\Delta\lambda = B \frac{\Delta f_{RF}}{(f_{RF} + C)^2} \quad (6.7)$$

$$\Delta\sigma = B \frac{\Delta f_{RF}}{(A(f_{RF} + C) + B)^2} \quad (6.8)$$

La détermination des paramètres de la *tuning relation*, appelé étalonnage spectral, a été réalisée en comparant les spectres en transmission d'échantillons présentant de nombreuses bandes d'absorption dans le proche-infrarouge, le PE et le PMMA (section 5.3.3), mesurés avec le banc

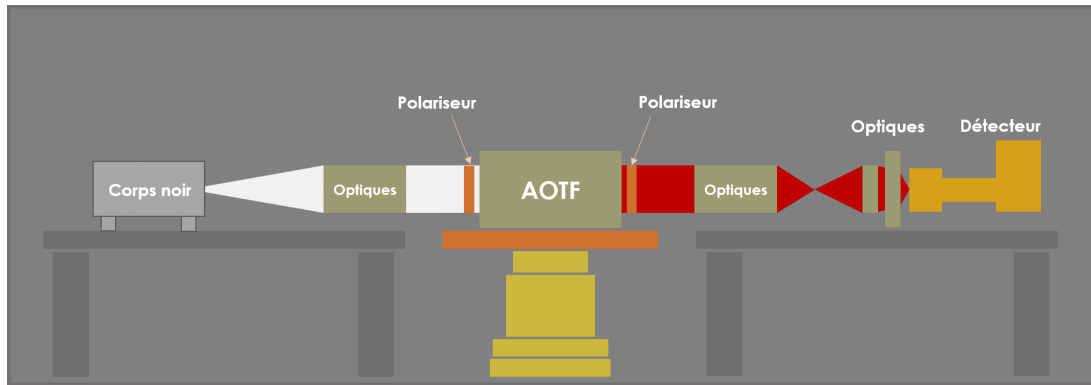


Fig. 6.4 : Schéma du banc en configuration d'imagerie hyperspectrale avec un corps noir.

ExoCam et le corps noir en guise de source (Fig. 6.4), et avec un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) Perkin-Elmer pour la mesure de référence. L'algorithme d'optimisation des paramètres de la *tuning relation* est le même que celui que j'ai initialement développé pour la dérivation de la fonction de transfert instrumentale d'IRS/SuperCam (chapitre 9). Il s'agit d'un algorithme statistique basé sur une approche MCMC (*Monte-Carlo by Markov Chains*) et un calcul de maximum de vraisemblance, son fonctionnement est détaillé plus loin dans ce manuscrit à la section 9.2.5.1.

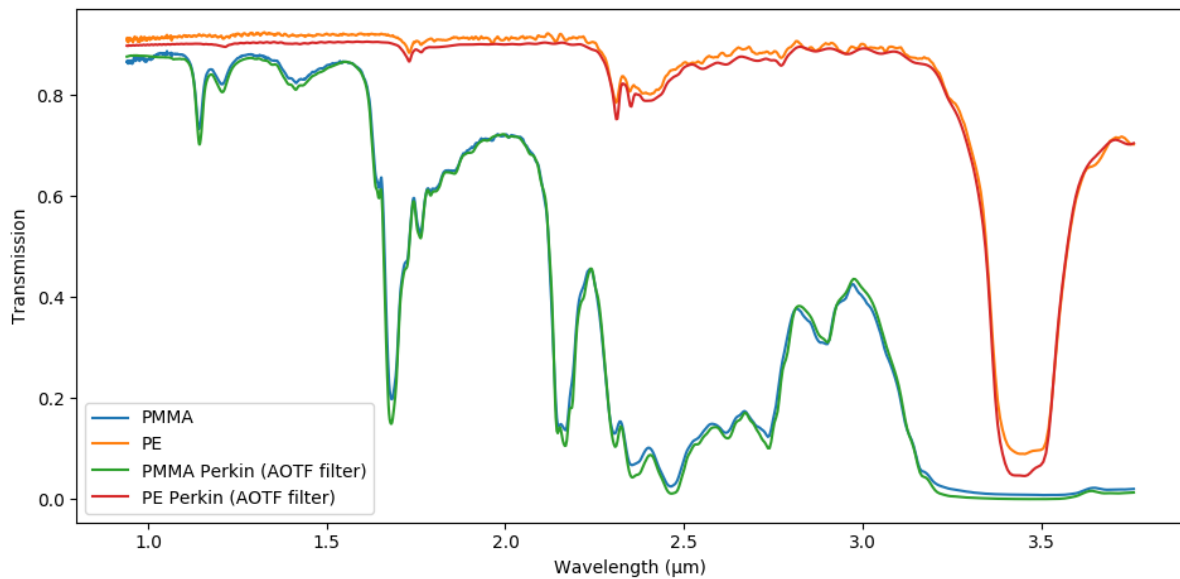


Fig. 6.5 : Spectres du PE et du PMMA mesurés avec le banc ExoCam en configuration imagerie et avec le Perkin après convolution par la fonction de filtre de l'AOTF. Aucun décalage n'a été ajouté pour recoller les canaux LF et HF ni pour faire correspondre les continus. La mesure ExoCam est la moyenne sur le champ de vue de l'instrument.

Les mesures ont été réalisées avec le banc en configuration imagerie (section 5.3), en acquérant successivement le spectre de la source seule puis de la source à travers l'échantillon pour déduire la transmission par division. Les acquisitions en elles-mêmes ont consisté en un balayage de l'ensemble de la gamme spectrale, en acquérant alternativement le signal avec l'AOTF alimenté, puis non alimenté, afin de pouvoir soustraire le courant d'obscurité, le fond thermique et la lumière parasite (section 7.2.2). Le spectromètre Perkin-Elmer a une largeur spectrale de 4 cm^{-1} , j'ai donc convolué ses mesures par la réponse de l'AOTF modélisée précédemment (section 6.1.1)

de façon à produire des spectres de référence compatibles avec les performances du banc ExoCam. Ces deux jeux de données sont enfin comparés à travers un filtre passe-haut de façon à éliminer un éventuel écart de continuum et permettre à l'algorithme de se concentrer sur les bandes d'absorption.

Le résultat de l'optimisation est donné dans la figure 6.5 et les valeurs des paramètres de la *tuning relation* déduits par l'algorithme sont :

$$A = 30,1 \pm 4,3 \quad \text{nm}$$

$$B = 100\,878 \pm 418 \quad \text{nm.MHz}$$

$$C = 2,059 \pm 0,094 \quad \text{MHz}$$

Ces valeurs des paramètres sont valables sur l'ensemble de la gamme spectrale, indépendamment de l'électrode utilisée. Elles permettent de plus de faire quelques approximations : sur l'ensemble de la gamme de fréquences RF qui nous intéresse (25 – 110 MHz), on a $C \ll f_{RF}$ et $A f_{RF} \ll B$, donc au premier ordre :

$$\Delta\lambda \sim B \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}^2} \quad (6.9)$$

$$\Delta\sigma \sim \frac{1}{B} \Delta f_{RF} \quad (6.10)$$

d'où la proportionnalité entre f_{RF} et σ . Ainsi, une largeur spectrale en nombre d'onde $\Delta\sigma = 20 \text{ cm}^{-1}$ se traduit par une largeur en fréquence RF $\Delta f_{RF} = 0,2 \text{ MHz}$, toutes deux constantes sur l'ensemble de la gamme spectrale.

6.1.3.2 Validation de l'étalonnage spectral

Cet étalonnage spectral a enfin été validé sur une mesure indépendante réalisée sur une cible de WCS (section 5.3.3) éclairée par une lampe QTH (section 5.3.2) et étalonnée en réflectance à l'aide du *Spectralon 99 %* et de l'*Infragold* (Fig. 6.6). L'idée de cet étalonnage en réflectance est de produire un cube spectral de référence ayant à la fois les propriétés de planéité du champ du *Spectralon 99 %* et l'absence de caractéristiques spectrales de l'*Infragold* (Pilorget, 2012 ; Riu, 2017).

L'opération réalisée est la suivante :

$$Ref = Sp_{99} \times \frac{\overline{I_g}}{\overline{Sp_{99}}} \quad (6.11)$$

où *Ref* est le cube de référence ainsi construit, *Sp*₉₉ est le cube de *Spectralon 99 %* et *I_g* celui d'*Infragold*. Les moyennes sont calculées sur les dimensions spatiales du cube afin que la forme de l'histogramme d'une image monochromatique soit identique à celui du *Spectralon 99 %* (champ plat), mais dont la moyenne soit celle de l'*Infragold* (spectre moyen plat). Le cube spectral du WCS est donc simplement calculé en divisant la mesure par ce cube de référence. La position de plusieurs bandes caractéristiques du WCS a été relevée et comparée à celle du spectromètre Perkin (Tab. 6.3), et la variabilité de cet écart dans le champ de vue pour la bande à 1,26 μm a

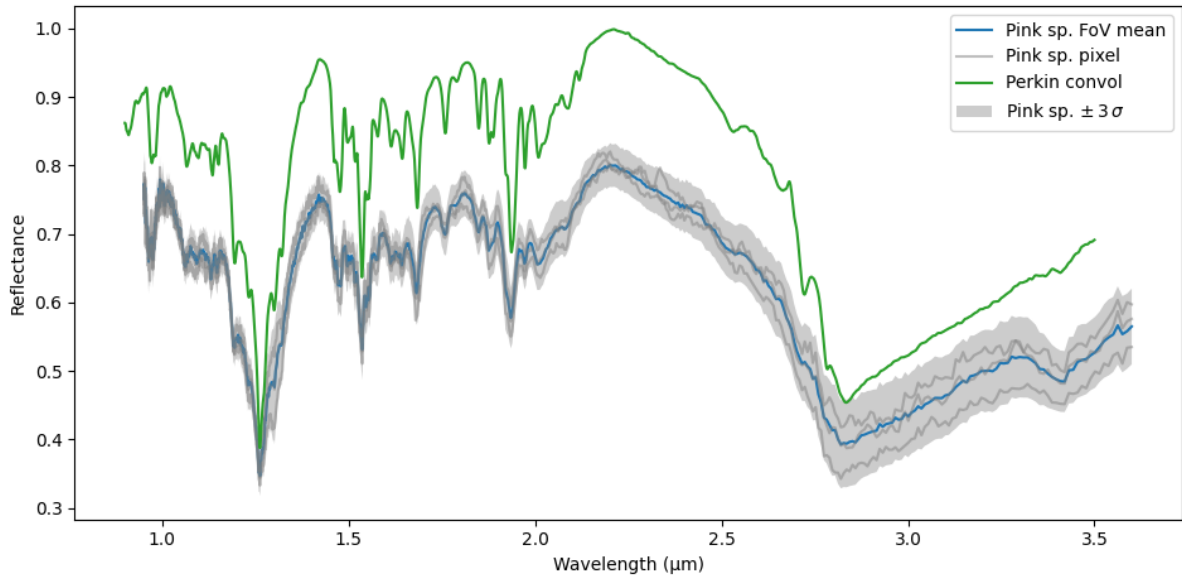


Fig. 6.6 : Spectres du WCS mesurés avec le banc ExoCam en configuration imagerie et avec le Perkin après convolution par la fonction de filtre de l’AOTF. La mesure ExoCam est la moyenne du champ de vue (courbe bleue) et l’amplitude de la dispersion de l’ensemble des pixels à 3σ (trace grise), ce qui donne une indication de la stabilité de la mesure du niveau absolu dans le champ de vue de l’instrument, dans les conditions ambiantes de température. Quelques spectres de pixels sont donnés à titre indicatif, en gris.

également été mesurée (Fig. 6.7). Le WCS ne présente pas de bande d’absorption fine au-delà de $2\ \mu\text{m}$, c’est pourquoi les bandes relevées lors de ces mesures correspondent aux courtes longueurs d’onde de la gamme spectrale.

La conclusion de cette campagne de mesures est que la *tuning relation* que j’ai établie permet de réaliser l’étalonnage spectral de l’instrument conformément non seulement aux spécifications définies au début de la R&T (section 5.1.1), mais aussi au niveau de précision qu’on attendrait de l’étalonnage d’un instrument de vol (exemple de MicrOmega, Riu et al. 2018). Elle est aussi stable dans le champ de vue de l’AOTF, ce qui aurait pu ne pas être le cas avec, par exemple, des effets de bord ou des inhomogénéités du champ acoustique.

λ - Perkin (μm)	λ - ExoCam (μm)	Écart spectral (nm)
1,066	1,064	2
1,262	1,261	1
1,535	1,534	1
1,682	1,682	0
1,935	1,934	1

Tab. 6.3 : Positions de cinq bandes d’absorption caractéristiques du WCS mesurées avec ExoCam et le spectromètre Perkin, et écart entre ces mesures.

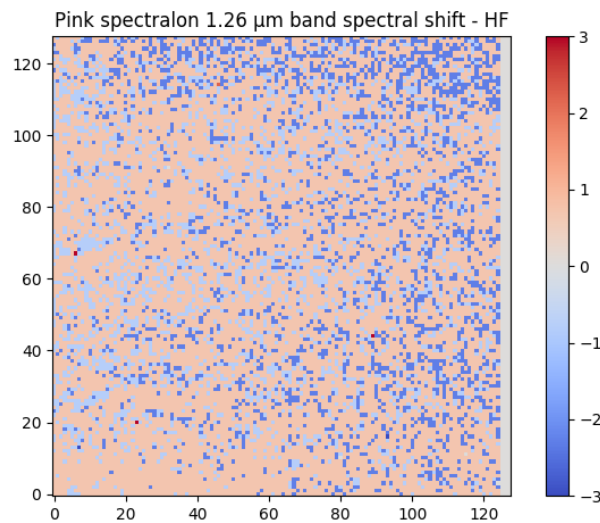


Fig. 6.7 : Variabilité de la position de la bande à 1,262 μm du WCS, relativement à la mesure Perkin, dans le champ du détecteur. L'échelle de couleur indique l'écart de position de bande en nanomètres.

6.1.4 Couplage spectro spatial

La fonction de transfert spectrale de l'AOTF précédemment décrite (section 6.1.1) correspond à la convolution du signal d'entrée par un *kernel* à une dimension, ici spectrale. En réalité, le kernel de convolution a deux dimensions, une spatiale et une spectrale, ce qui signifie que le passage du flux lumineux à travers l'AOTF affecte non seulement son spectre, mais aussi la distribution géométrique de l'éclairement.

6.1.4.1 Mise en évidence et caractérisation du phénomène

Cet effet a été mis en évidence une première fois lors des mesures de transmission du polyéthylène avec le corps noir en configuration imagerie (section 5.3). L'image de l'ouverture du corps noir apparaissait dédoublée lorsque l'AOTF était réglé sur la longueur d'onde de la bande d'absorption C – H, vers 3,5 μm /27,4 MHz (Fig. 6.8).

Il est attribué au fait que les photons interagissant avec les lobes secondaires de la fonction de filtre (section 6.1.1) ont non seulement une longueur d'onde, mais aussi un angle de diffraction différents de ceux du lobe central. Plusieurs indices dans la figure 6.8 vont dans ce sens : l'intensité maximale des images dédoublées correspond à environ 10 % de celle de l'image non dédoublée, ce qui concorde avec l'intensité relative du premier lobe secondaire par rapport au principal, de plus, l'écart fréquentiel entre le fond de la bande et ses bords correspond également à l'écart entre le lobe principal et le premier lobe secondaire (environ 1,3 MHz à 27 MHz). On déduit ainsi que lorsque l'AOTF est réglé sur la fréquence du fond de la bande, aucun photon du lobe central ne parvient au détecteur, car ceux-ci sont absorbés par le PE, mais les photons diffractés par le premier lobe secondaire ont une longueur d'onde correspondant au bord de la bande d'absorption, ils ne sont donc pas absorbés. L'efficacité du filtre étant 10 fois plus faible, ils sont 10 fois moins nombreux à atteindre le détecteur, d'où l'écart d'intensité des images. Il s'agit néanmoins d'une situation particulière de contraste extrême entre une bande d'absorption très intense et une scène très lumineuse en arrière-plan.

L'étude que j'ai menée sur ce phénomène a montré qu'il ne se présentait que dans la di-

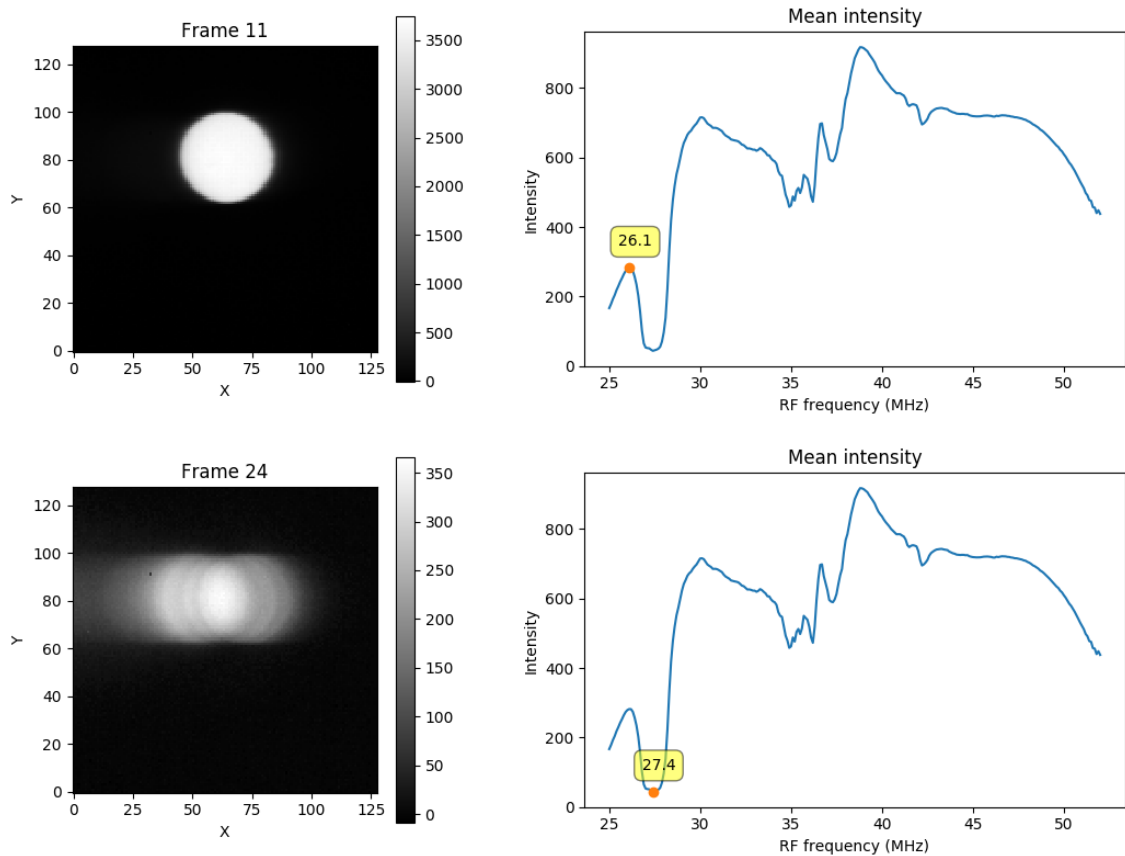


Fig. 6.8 : Images monochromatiques de l'ouverture du corps noir vue à travers un film de polyéthylène accompagnées du spectre complet acquis. La fréquence RF de l'image est indiquée sur le spectre à sa droite par une étiquette jaune.

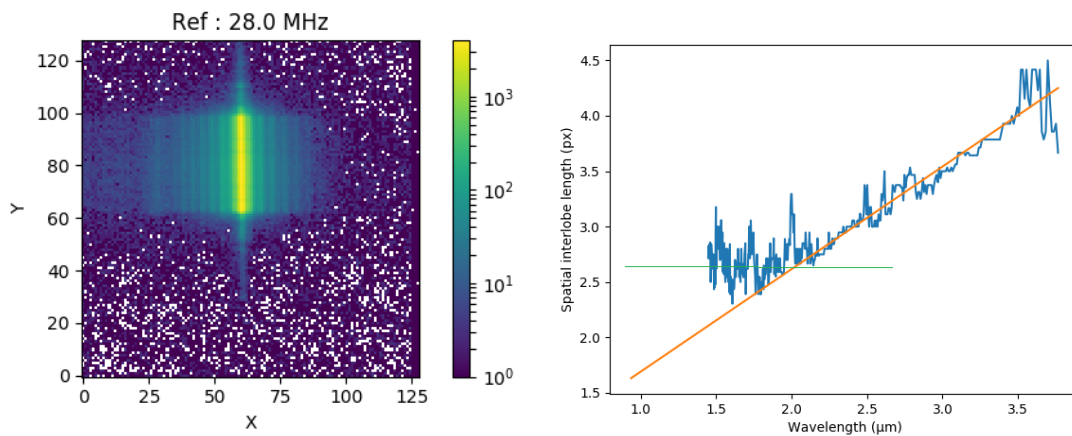


Fig. 6.9 : À gauche : image monochromatique à 28 MHz de la fente devant le corps noir montrant l'apparition d'images secondaires de la fente, d'intensité plus faible. À droite : évolution de la distance entre les lobes secondaires en fonction de la longueur d'onde. Lorsque l'interlobe est inférieur à quelques pixels, à courte longueur d'onde, il devient impossible à mesurer à cause du manque de contraste. La courbe orange est la droite ajustée sur les points au-dessus du niveau de bruit (ligne verte horizontale).

rection de propagation des ondes acoustiques, gauche-droite sur les images. En utilisant une source plus étroite suivant cette direction, une fente verticale devant l'ouverture du corps noir, il nous est possible d'observer l'apparition de lobes spatiaux, d'intensité décroissante suivant un profil similaire à celui de la LSF (Fig. 6.9 gauche). J'ai réalisé la mesure sur l'ensemble de la gamme spectrale, et observé de plus que la distance séparant ces maximums secondaires dépend linéairement de la longueur d'onde (Fig. 6.9 droite). La dépendance de l'interlobe spatial à la longueur d'onde a été mesurée et vaut $d(\text{px}) = 0,92 \times \lambda(\mu\text{m}) + 0,77$. Cette relation décrit les propriétés du kernel de convolution de la fonction de transfert spectro spatiale (c'est-à-dire dans le plan espace-longueur d'onde), notamment sa pente de $0,92 \text{ px}/\mu\text{m}$. La pente non nulle du kernel montre que dans une image monochromatique à grande longueur d'onde, vers $3 \mu\text{m}$ par exemple, un pixel recevra l'énergie des photons diffractés à cette longueur d'onde, mais également l'énergie diffractée par le premier lobe secondaire correspondant à un point de l'image distant d'environ 3 pixels. Cette « pollution » par le signal des pixels voisins s'élève à environ 10 % pour le premier lobe secondaire, mais peut atteindre un tiers du signal total si on intègre tout le spectre (d'après les mesures de la distribution de l'énergie diffractée dans la fonction de filtre de l'AOTF, section 6.1.1). Cet effet est encore plus visible si le pixel qui nous intéresse comporte une bande d'absorption contrastée absente chez ses voisins, comme nous l'avons vu avec l'image du corps noir à travers le PE (Fig. 6.8).

6.1.4.2 Simulation de l'impact sur les mesures

À partir de ces résultats, nous avons réalisé une série de simulations afin d'évaluer l'impact de ce couplage sur une scène comportant un fort contraste de composition et d'albédo, *i.e.* une forte bande d'absorption présente sur un groupe de pixels, mais absente chez leurs voisins, dont le niveau du continuum diffère. La longueur d'onde moyenne choisie est d'environ $3 \mu\text{m}$ de façon à illustrer un fort couplage spectro spatial. La scène est ensuite convoluée par le kernel spectro spatial, pris comme étant un segment du plan espace-longueur d'onde dont la pente est $0,92 \text{ px}/\mu\text{m}$ et la modulation en intensité est donnée par la fonction de filtre. Plusieurs cas de figure ont ainsi été simulés avec des bandes plus ou moins profondes, plus ou moins larges, un niveau de continuum élevé avec des voisins sombres et inversement.

Le couplage a en moyenne pour effet d'atténuer les contrastes de réflectance, les régions sombres se verront éclaircies par la présence à proximité de régions plus claires, tandis que ces dernières s'assombriront au bord des régions sombres. Cette transition n'est pas continue, mais est modulée par les lobes de la fonction de filtre. De plus, plus la taille du groupe de pixels plus sombres/clairs est réduite, plus leur présence est effacée par la convolution.

Du côté des pixels présentant une bande d'absorption, le couplage fait apparaître cette même bande sur les pixels voisins, atténuée et de position décalée. Pour une scène de contraste maximal dont deux pixels possèdent une bande d'absorption et un albédo de 1 alors que le reste a un albédo nul, la convolution réduit de 54 % l'intensité moyenne des pixels centraux et rehausse la luminosité des voisins (effet de diminution du contraste, Fig. 6.10 gauche), et elle fait également apparaître une bande d'absorption décalée de 60 cm^{-1} chez les pixels distants de 10 px du centre (Fig. 6.10 droite). Cet effet n'est pas négligeable, car cela correspond à un signal « parasite » d'une intensité relative de 1 %, donc potentiellement comparable au niveau de bruit de l'instrument, décalé de trois fois la largeur spectrale de l'AOTF.

Dans le cas où les pixels voisins présentent eux aussi une bande d'absorption, plus ou moins décalée par rapport à celle des pixels centraux, l'effet de la convolution par le kernel dépend des profondeurs et largeurs relatives des bandes d'absorption, en plus du contraste et de la taille du groupe de pixels centraux précédemment étudiés. Pour un faible contraste et des bandes

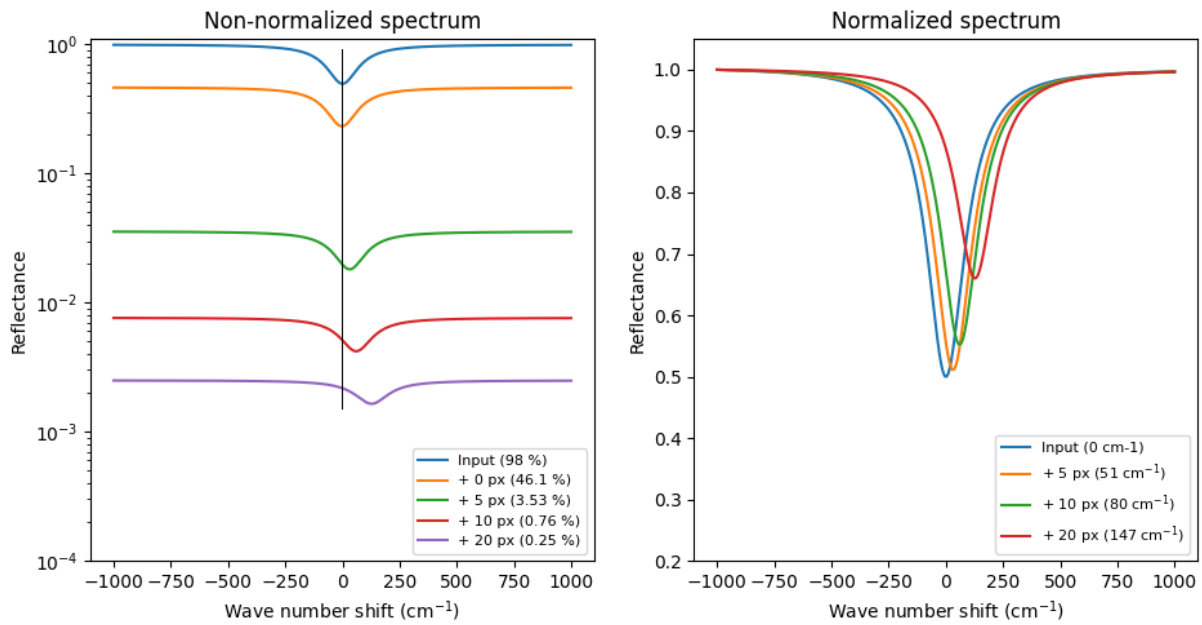


Fig. 6.10 : Simulations de couplage spectro spatial dans une scène composée de 2 pixels centraux présentant une bande d'absorption et un albédo moyen de 1 tandis que le reste de la scène n'a pas d'absorption et un albédo nul. Gauche : spectre des pixels avant et après la convolution (bleu et orange) puis à des distances croissantes du centre. Droite : même chose, mais normalisée pour mettre en évidence le décalage de la bande d'absorption avec la distance.

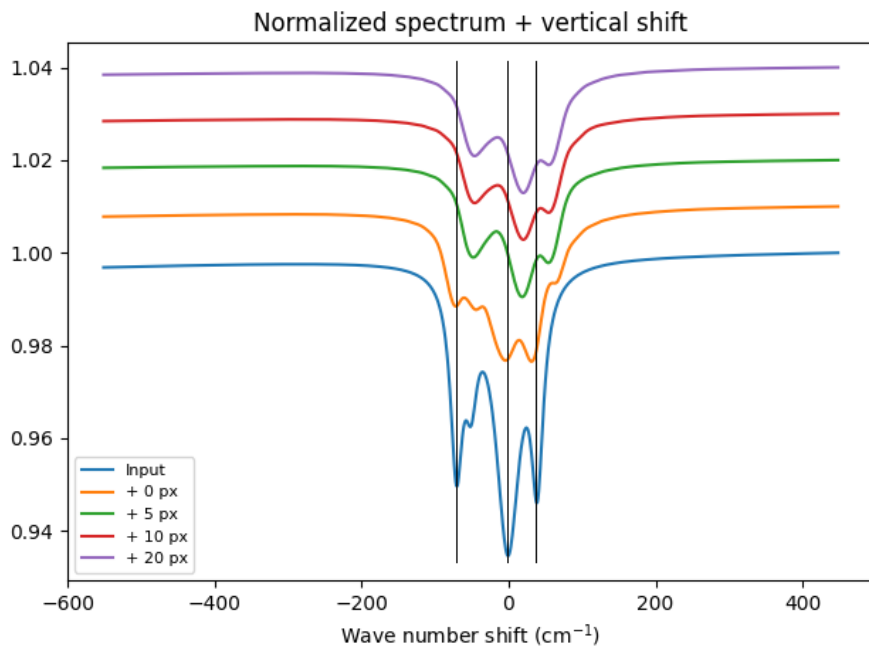


Fig. 6.11 : Simulation de la déformation d'une bande d'absorption présentant des sous-bandes, de type C – H, avant et après la convolution (bleu et orange) et en fonction de la distance au centre. Il s'agit des spectres normalisés et décalés verticalement pour plus de lisibilité.

similaires, il apparaît une zone de transition autour du centre présentant une double bande d'absorption; et pour un contraste fort et des bandes très différentes, le couplage conduit à une déformation des ailes de la bande la plus large et la disparition de la bande la plus fine. Il existe un continuum de situations entre ces cas extrêmes.

Enfin, j'ai examiné le cas d'une bande d'absorption présentant des sous-bandes, tel que le massif C – H vers $3,5 \mu\text{m}$. Dans cette situation, la perte de contraste et le mélange spectral conduit à l'effacement du motif des sous-bandes dans les pixels centraux et à l'apparition de bandes moins contrastées chez les pixels voisins (Fig. 6.11).

6.1.4.3 Élimination du couplage

En résumé de cette étude, nous avons montré que le couplage spectro spatial engendré par la diffraction acousto-optique est un phénomène mesurable et dont la prévalence est compatible avec les spécifications de sensibilité d'un instrument spatial. Il peut, dans des cas extrêmes, faire apparaître une bande d'absorption décalée de plusieurs canaux spectraux dont la profondeur dépasse le niveau de bruit de l'instrument (quelques pour cent). L'apparition de caractéristiques spectrales supplémentaires ainsi que le décalage/déformation des bandes d'absorption existantes peut conduire à de fausses détections lors de l'utilisation de critères spectraux et d'analyse automatique des cubes de données. Cependant, [Suhre & Gupta \(2005\)](#) proposent un changement de configuration optique de l'AOTF, appelée « confocale », permettant d'éliminer ce couplage (Fig. 6.12).

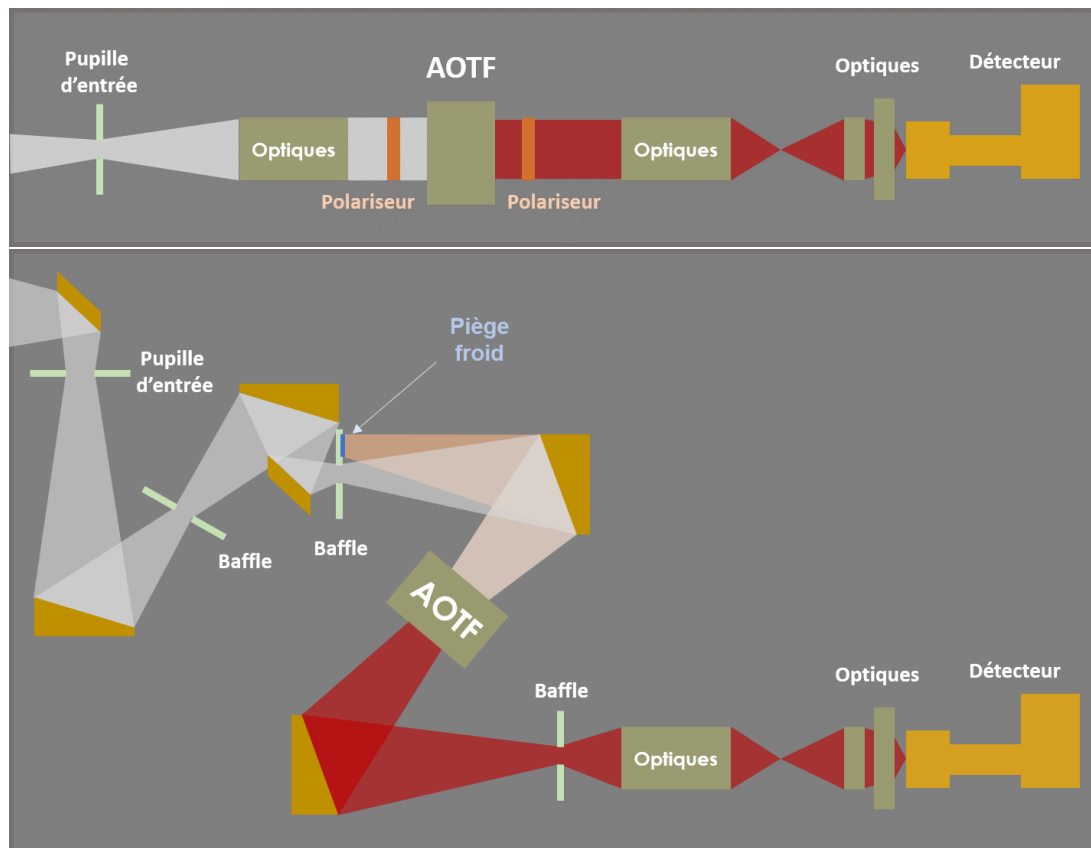


Fig. 6.12 : Schémas de la configuration parallèle (haut) et confocale (bas). Dans la première, la contribution du faisceau d'ordre « inverse 1 » n'est pas indiquée, car elle est éliminée par les polariseurs, absents dans la seconde.

Cette nouvelle approche a été implémentée sur le banc ExoCam et l'ensemble des mesures présentées dans ce manuscrit, excepté l'étude du couplage dans la présente section, ont été réalisées dans cette configuration. Sa grande différence avec la précédente tient dans le fait qu'un plan image est formé dans l'AOTF et non plus un plan pupille. Il en résulte néanmoins une plus grande sensibilité aux inhomogénéités du champ acoustique, comme nous le verrons à la section 6.2.3. Une mesure de validation de cette nouvelle configuration a été réalisée sur la même cible que précédemment : l'échantillon de PMMA éclairé par le corps noir et une fente verticale (Fig. 6.13). En résultat, le couplage spectro spatial a disparu, les bandes d'absorption du PMMA ne se retrouvent pas sur les images de longueur d'onde voisine contrairement à la configuration parallèle (bandes sombres dans la figure 6.13).

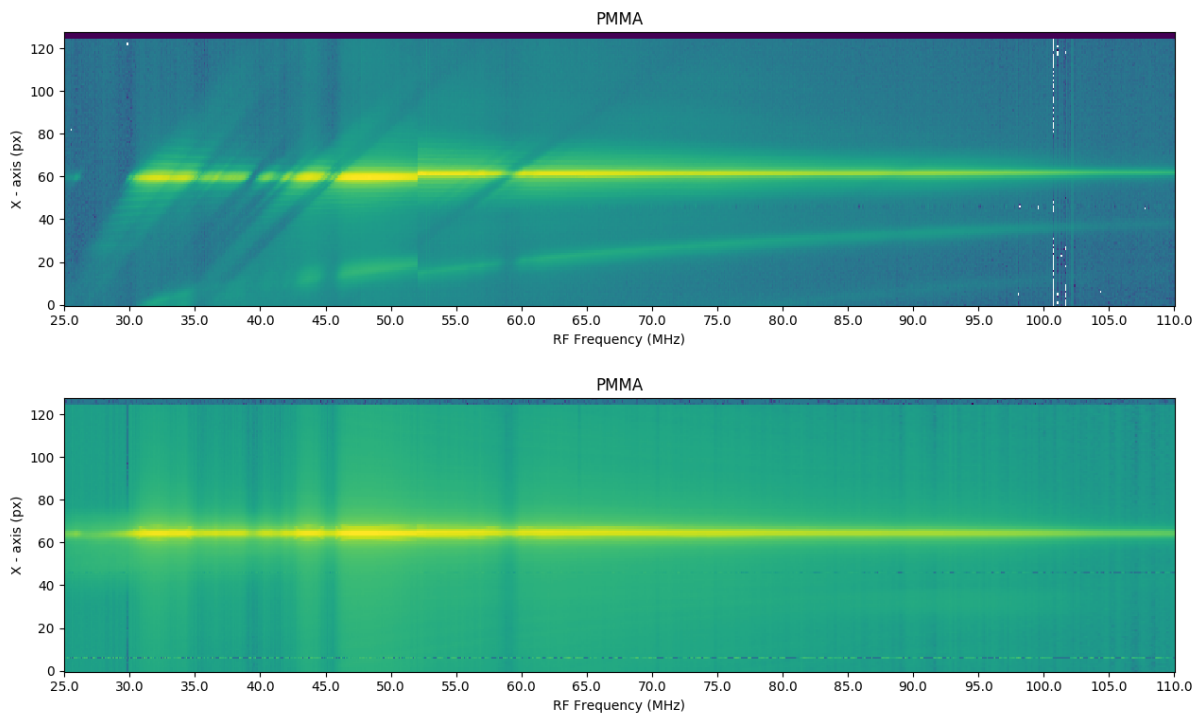


Fig. 6.13 : Images (x, f_{RF}) de la fente vue à travers l'échantillon de PMMA, en échelle logarithmique d'intensité. En haut : configuration parallèle, la ligne lumineuse au centre est l'image de la fente, les traces sombres obliques sont les bandes d'absorption du PPMA, leur pente correspond à la pente du kernel de convolution, variable avec la fréquence RF, car constante avec la longueur d'onde. Les bandes verticales quant à elles sont dues à une baisse générale de la luminosité de l'image aux fréquences des bandes d'absorption du PMMA, on les attribue à la lumière diffusée par l'échantillon et diffractée par l'AOTF. Les bandes sont verticales, car la provenance de la lumière diffusée n'est pas localisée spatialement. Le changement de niveau du fond vers 52 MHz correspond au changement d'électrode. En bas : configuration confocale, les traces sombres correspondant aux bandes d'absorption du PPMA sont verticales et se confondent avec celles de la lumière diffusée, ce qui montre le redressement du kernel de convolution.

6.2 Caractéristiques géométriques

Dans cette section, j'appelle « caractéristiques géométriques » les propriétés de l'instrument liées à sa qualité image ainsi que sa configuration optique. Je présenterai donc les résultats de mesure de la résolution spatiale instrumentale, de la sensibilité à la lumière parasite et le comportement du champ acoustique avec la température, visible sur les images en raison de la configuration confocale (section 6.1.4).

6.2.1 Résolution spatiale

La résolution spatiale du banc ExoCam est définie comme le détail le plus fin dont il est capable de produire une image avec un contraste non nul. L'objectif des mesures présentées dans cette section est de vérifier que la diffraction acousto-optique n'introduit pas de déformation majeure de l'image. Revenons sur quelques notions d'optique pour comprendre de quoi il s'agit et comment j'ai étudié cette résolution spatiale.

De manière générale, un système optique est constitué d'une pupille d'entrée caractérisée par une transmission $t(x, y)$, et d'un assemblage de sous-systèmes manipulant le faisceau lumineux traversant la pupille pour former une image dans le plan image, où se trouve le détecteur dans notre cas. Une première grandeur très utile pour décrire ce système optique est la fonction d'étalement du point (PSF pour *Point Spread Function*), qui traduit la distribution de la luminosité de l'image d'une source ponctuelle, « étalée » par la diffraction et les aberrations géométriques. Il s'agit du pendant spatial de la LSF spectrale étudiée à la section 6.1.1. On la calcule en prenant le module de la transformée de Fourier de la transmission $t(x, y)$ de la pupille, il s'agit de la fameuse tache d'Airy pour une pupille circulaire.

$$\text{PSF}(X, Y) = \text{TF}[t(x, y)] \quad (6.12)$$

Lorsqu'on fait l'image d'un objet avec un système optique, l'instrument réalise le produit de convolution de la distribution de l'éclairement de l'objet par la PSF, qui se ramène à un simple produit dans l'espace de Fourier des fréquences spatiales. La transformée de Fourier de la PSF, qui peut aussi être vue comme le produit d'autoconvolution de la transmission $t(x, y)$, est alors appelée « fonction de transfert optique » et son module est la fonction de transfert de modulation (FTM).

$$\text{FTM}(\nu_X, \nu_Y) = |\text{TF}[\text{PSF}(X, Y)]| = t(x, y) * t(x, y) \quad (6.13)$$

C'est cette dernière fonction qui nous intéresse, car elle représente la distribution du contraste restitué par le système optique pour chaque fréquence spatiale de l'objet. En d'autres termes, elle traduit la finesse des détails qu'est capable de transmettre un instrument, limité par la diffraction ou par ses aberrations géométriques. La FTM varie de 0, pour des fréquences spatiales supérieures à la fréquence de coupure de l'instrument, à 1 pour la fréquence spatiale nulle, correspondant au fond uniforme, sans détail. La fréquence de coupure correspond au détail le plus fin observable avec un contraste non nul, en variable angulaire, elle s'exprime comme le rapport du diamètre de la pupille d'entrée et de la longueur d'onde : $\nu_c = \frac{d}{\lambda}$.

Dans le cas de l'instrument ExoCam, la pupille d'entrée est $d = 15$ mm, la fréquence angulaire

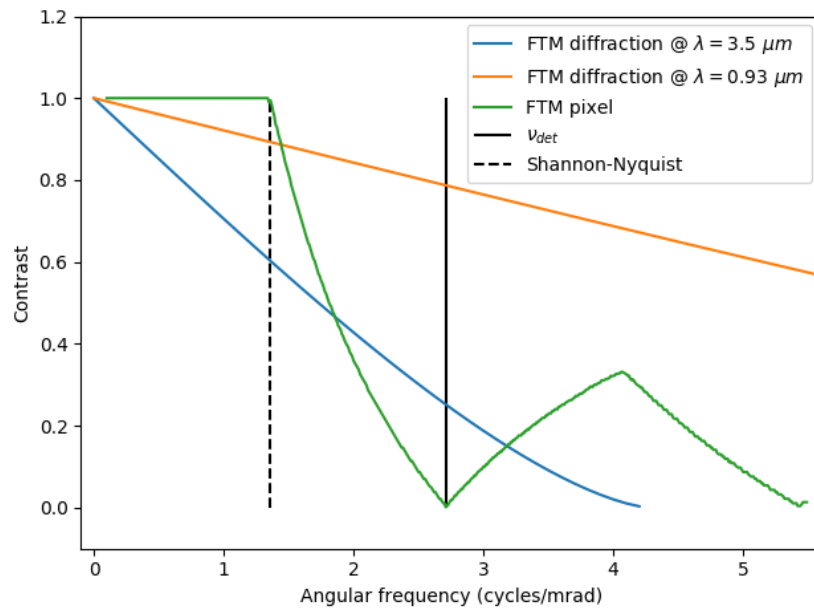


Fig. 6.14 : Simulations de FTM limitées par la diffraction (courbes bleue et orange) et par l'échantillonnage du champ de vue par le détecteur (courbe verte). Sont aussi indiquées les fréquences de coupure liées à l'échantillonnage détecteur (ν_{det}) et au critère de Shannon-Nyquist. Le contraste réel observé correspond donc au minimum des deux FTM.

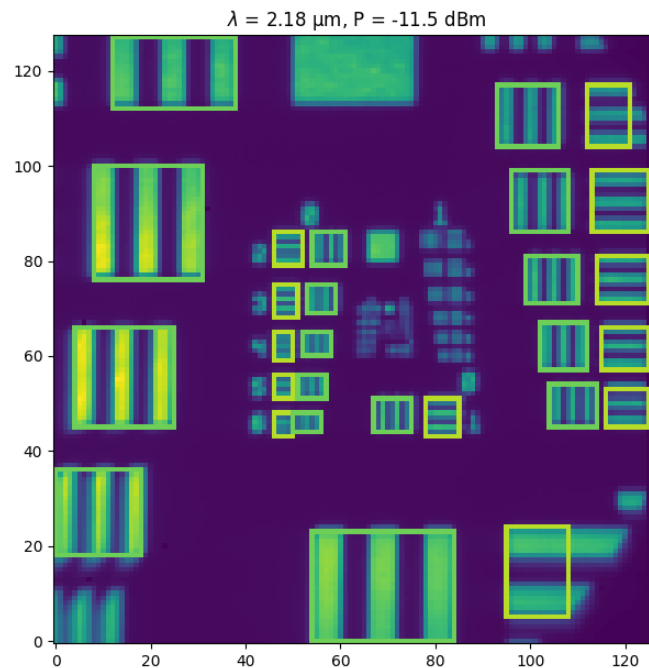


Fig. 6.15 : Image des mirettes éclairées par une lampe QTH et une sphère intégrante. Le contraste est calculé sur les zones encadrées et comparé au contraste maximal de la scène déduit du rapport d'intensité de la zone carrée sans franges, en haut de l'image, et du fond sombre. la coupure en bas à gauche de l'image correspond au bord de l'ouverture de la sphère intégrante.

de coupure varie donc de 4,2 à 15,8 cycles/mrad. Mais il faut également prendre en compte le fait que le champ de vue de l'instrument est quantifié par le détecteur : la limite de résolution est alors $\nu_{det} = N_{px}/FoV = 2,7$ cycles/mrad, le champ de vue valant $2,7^\circ$ et $N_{px} = 128$ (section 5.1.2). Cette valeur correspond à la première annulation du contraste, chaque pixel mesurant la moyenne du signal sur un cycle angulaire, avant celle-ci le contraste est maximal jusqu'à la fréquence correspondant au critère de Shannon-Nyquist (la moitié de la fréquence de coupure, l'échantillonnage minimal sans perte d'information), puis décroît jusqu'à s'annuler. Après la fréquence de coupure, le contraste peut présenter des maximums secondaires par repliement de spectre (Fig. 6.14), appelé *aliasing* ou « moiré », qu'on peut observer par exemple en filmant une chemise à fines rayures avec un capteur CCD.

J'ai évalué la résolution spatiale de l'instrument à l'aide d'une matrice de mires éclairée par une lampe QTH et une sphère intégrante (sections 5.3.2 et 5.3.3). Les conditions d'observation et la taille des mires permettent de calculer le contraste des fréquences angulaires de 0,35 à 2,5 cycles/mrad, horizontalement et verticalement (Fig 6.15). Le contraste est calculé sur les zones encadrées *via*

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (6.14)$$

où $I_{max/min}$ est le maximum/minimum du signal sur l'ouverture, calculé sur la moyenne des pixels dans la direction des bandes (direction invariante).

Les résultats de la mesure du contraste pour une puissance RF injectée d'environ 7 W sont réunis dans la figure 6.16. On observe que le contraste diminue avec la fréquence angulaire des mires, qu'il se comporte de la même façon dans les deux directions et qu'il suit globalement la limite de résolution que nous avons précédemment calculée à partir de la diffraction par la pupille et l'échantillonnage du détecteur. Il faut cependant noter que les mires de différentes fréquences spatiales sont mesurées à différentes positions du champ de vue, ce qui ajoute une erreur éventuelle sur la détermination du contraste, qui pourrait expliquer les importantes fluctuations des mesures. Pour les rendre vraiment comparables, il aurait fallu mesurer les mires séparément en les plaçant au même endroit du champ de vue et en les éclairant de la même façon par la sphère intégrante.

En définitive, nous n'observons pas d'effet majeur de dégradation de la qualité des images lié à la diffraction acousto-optique.

6.2.2 Lumière parasite

La lumière parasite, ou *straylight*, est une des causes de diminution du rapport signal sur bruit lors des mesures avec un instrument d'optique, car elle s'ajoute au signal d'intérêt sans contribuer à sa valeur scientifique.

Ceci est encore plus critique pour un spectromètre comme ExoCam, car la *straylight* a un spectre polychromatique, ce qui en fait un signal environ 1 000 fois plus intense que le faisceau diffracté. Il n'est pas seulement suffisant d'atténuer la lumière parasite pour que sa contribution au signal soit inférieure à celle du faisceau diffracté, il faut également que le bruit de photons qui l'accompagne ait un faible impact sur le budget d'erreur. Par exemple, si on souhaite que le bruit lié à la *straylight* soit 10 fois plus faible que celui dû au signal scientifique, il faut que la lumière parasite soit 100 fois moins intense que le faisceau diffracté (bruit de photons) et donc nous devons atteindre un facteur d'atténuation relatif de 10^5 .

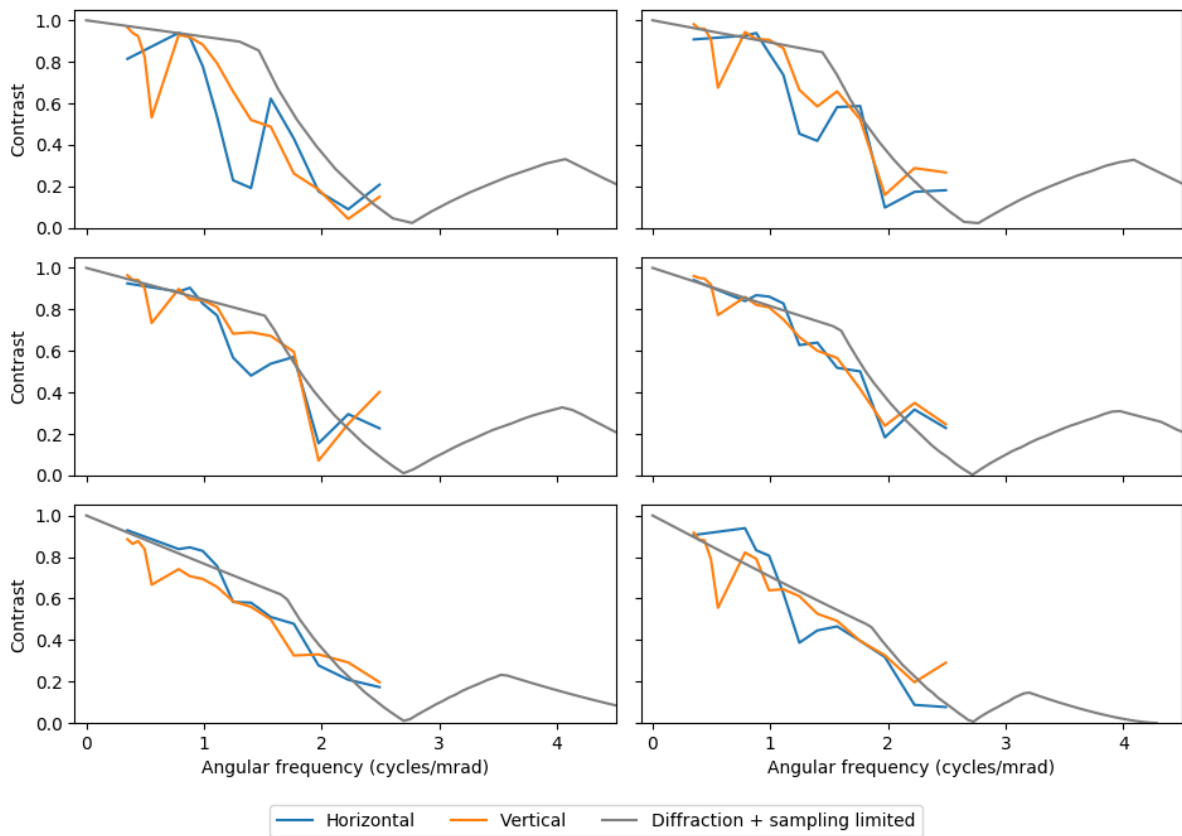


Fig. 6.16 : Résultats des mesures de contraste sur les mire, en fonction de la fréquence angulaire. La courbe grise correspond au minimum des FTM de la diffraction par la pupille et de l'échantillonnage du détecteur. Les modulations observées dans les mesures peuvent être attribuées au fait que certaines mire sont mesurées en bordure de champ de vue, ce qui les rend plus sensibles aux aberrations optiques.

J'ai mesuré la lumière parasite sur le banc ExoCam due à une source de lumière en dehors du champ de vue de l'instrument (*straylight* hors d'axe). L'idée de cette mesure est que le déplacement de la source hors du champ de vue est équivalent au déplacement du détecteur dans le plan image. Pour ce faire, j'ai réalisé des images monochromatiques, de la lampe QTH (section 5.3.2), à $\lambda = 1,53 \mu\text{m}$, correspondant au maximum d'émission de la lampe, pour différentes positions de celle-ci et mesuré l'intensité relative des pixels dans les directions horizontale et verticale, dans l'axe du filament. Les résultats pour la direction horizontale sont réunis dans la figure 6.17. On observe que l'intensité de la lumière parasite décroît rapidement une fois que la source est en dehors du champ de vue de l'instrument (son image est interceptée par le baffle de l'ordre 0, Fig. 5.2), jusqu'à atteindre environ 2×10^{-5} avant que le faisceau incident ne soit lui-même intercepté par un diaphragme de champ intermédiaire avant l'AOTF, vers $3,5^\circ$ hors de l'axe.

Le baffle d'ordre 0 apparaît donc très efficace pour éliminer la lumière parasite hors de l'axe. Ce même raisonnement peut être appliqué à la lumière provenant de l'ordre 0, séparée géométriquement de l'ordre 1 et interceptée par ce même baffle. La valeur de lumière parasite résiduelle est compatible avec une minimisation de l'impact du faisceau d'ordre 0 sur les mesures, comme nous l'avions précédemment calculé.

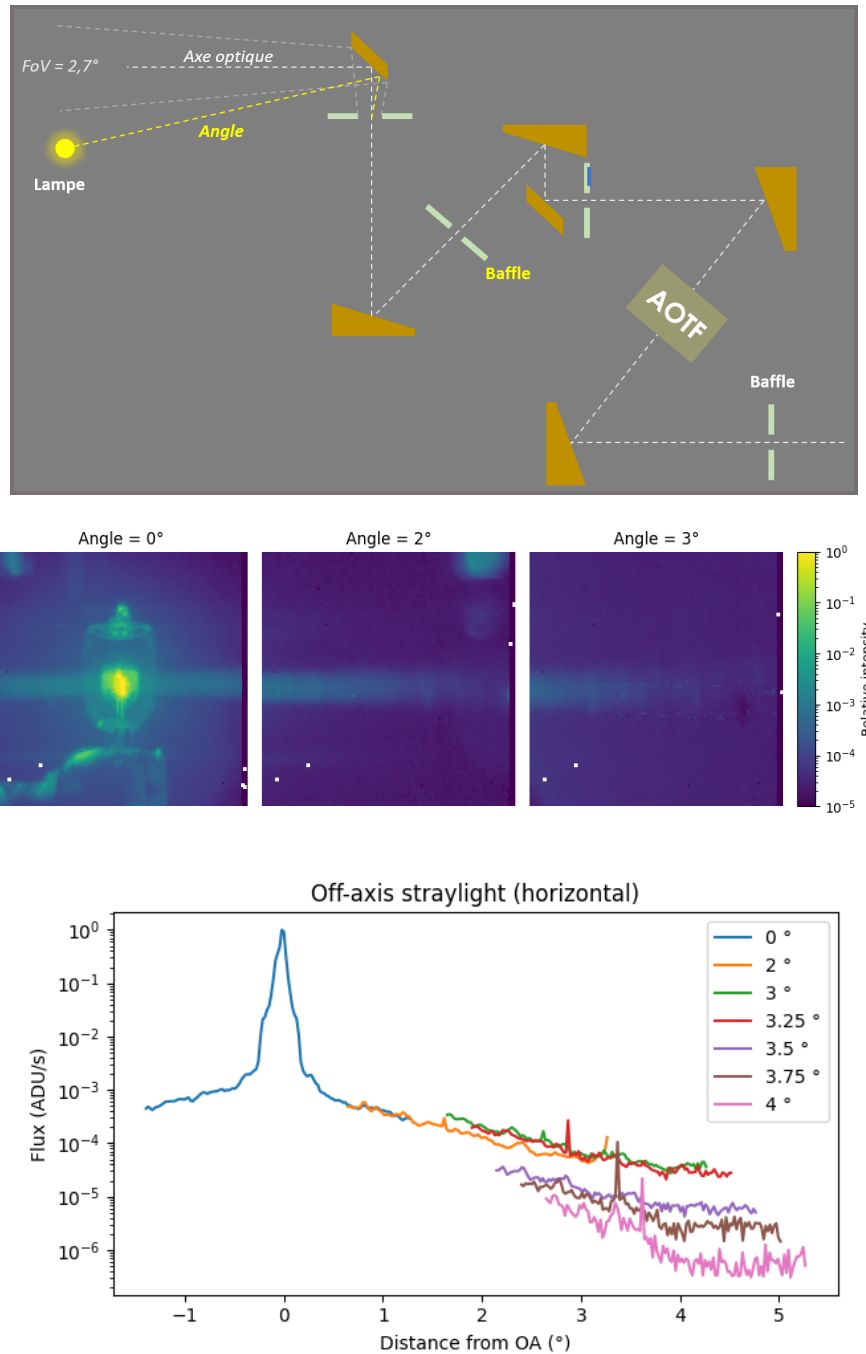


Fig. 6.17 : Haut : schéma du montage permettant les mesures de la lumière parasite hors axe. La lampe se trouve à une position donnée en dehors du champ de vue de l'instrument (pointillé jaune). Milieu : images de la source QTH à différents écarts de l'axe optique. En bas : intensité relative mesurée sur le détecteur dans la direction horizontale au niveau du filament de la lampe, en fonction de la distance à l'axe optique. Chaque couleur représente une position de la lampe (angle en jaune sur le schéma), donc la direction observée par le pixel central du détecteur si on déplace l'instrument et non la source. Le décrochement à partir de 3,5° correspond à la position de la lampe pour laquelle le faisceau diffracté est en dehors de l'ouverture du baffle intermédiaire de l'instrument (noté en jaune sur le schéma).

6.2.3 Effet de la température de l'AOTF

Le dernier effet ayant trait à la configuration optique de l'instrument que j'ai étudié au cours de ma thèse est la stabilité du motif du champ acoustique avec la température de l'AOTF. En effet, la nouveauté du concept ExoCam est le fait de réaliser des images à travers la diffraction acousto-optique, donc à partir de l'interaction du plan d'onde incident avec le champ acoustique dans le cristal, qui n'est pas uniforme. Les fluctuations de l'intensité acoustique dans le champ conduisent à des fluctuations de l'efficacité de la diffraction. De plus, les mesures de VSWR des transducteurs électroacoustiques montrent que le couplage entre le signal RF et les ondes acoustiques dépend de la température du cristal (section 6.1.1). Ceci signifie qu'à puissance RF injectée constante, la puissance acoustique varie avec la température, ce qui influence l'efficacité de diffraction.

Les mesures présentées dans cette section ont pour objectif de montrer que la correction des images par normalisation par le champ plat (*Spectralon 99 %*) ne permet pas d'éliminer totalement la contribution du champ acoustique si la mesure de référence a été acquise à une température différente. Pour ce faire, j'ai développé un algorithme d'isolement du motif acoustique à base de masque de Fourier et de mesure de l'énergie contenue dans les modes périodiques, qui me permet de quantifier sa présence dans les images. Cependant ce critère ne permet pas de calculer l'impact sur la qualité image, mais seulement d'évaluer la qualité de l'étalonnage spatial (division par le champ plat).

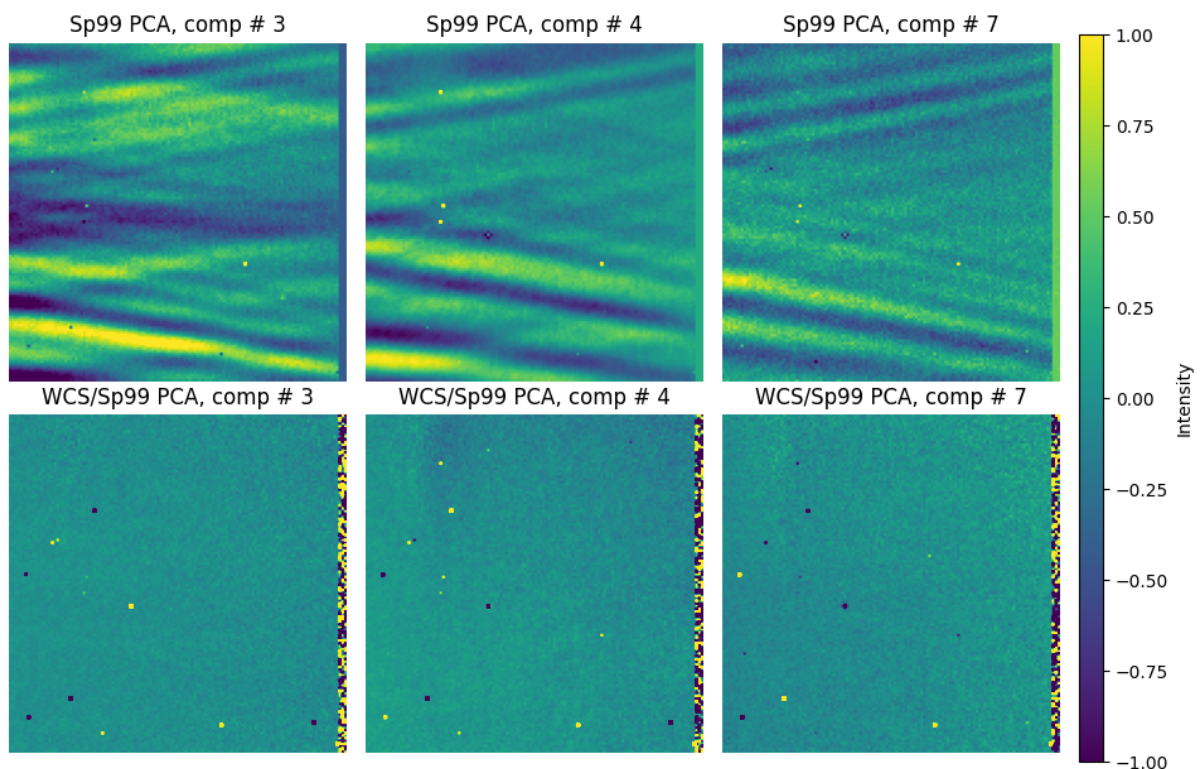


Fig. 6.18 : Composantes PCA du *Spectralon 99 %* (en haut) et du cube de WCS normalisé par le *Spectralon 99 %* (en bas), montrant l'élimination du motif acoustique lors de la division, si les mesures ont été menées à la même température de l'AOTF.

Initialement, l'existence d'un motif lié au champ acoustique dans les images brutes a été mise en évidence lors des mesures de réflectance du WCS éclairé par une lampe QTH (sections 5.3.2

et 5.3.3) et dont l'étalonnage consistait en la division par le cube de référence tel que défini par l'équation 6.11. Les cubes de WCS et de *Spectralon 99 %* présentaient un motif strié, très faible, non attribuable à la géométrie de l'éclairage. L'analyse en composantes principales (PCA) de ces images a révélé des composantes périodiques spatiales dont le motif changeait avec la fréquence RF d'alimentation, mais disparaissant totalement en faisant le rapport du WCS par le *Spectralon 99 %*, correspondant à un étalonnage avec le champ plat (Fig. 6.18). Cette élimination du motif acoustique montre que dans les conditions de la mesure (puissance RF vers 2,5 W et acquisitions espacées dans le temps), le motif est reproductible et donc peut être étalonné.

Cependant d'autres mesures à plus forte puissance et réalisées successivement se sont révélées conserver un résidu de motif dû au champ acoustique après normalisation, ce qui va dans le sens d'une dépendance de ce motif avec la température de l'AOTF.

Afin de vérifier cette hypothèse et caractériser l'effet de la température de l'AOTF sur la qualité de l'image normalisée, j'ai réalisé une série de mesures sur la cible de *Spectralon 99 %* éclairée par une lampe QTH. Des sondes thermiques ont également été ajoutées au cristal pour suivre sa température tout au long des acquisitions. Les mesures ont été effectuées de la façon suivante : deux jeux de données sont acquis à 24 heures d'intervalle de façon à ce que l'AOTF refroidisse entre les deux mesures, chaque mesure est constituée d'une succession d'images monochromatiques identiques à $f_{RF} = 30$ MHz et à une puissance RF de 6 W, l'ensemble de la séquence durant environ 80 minutes.

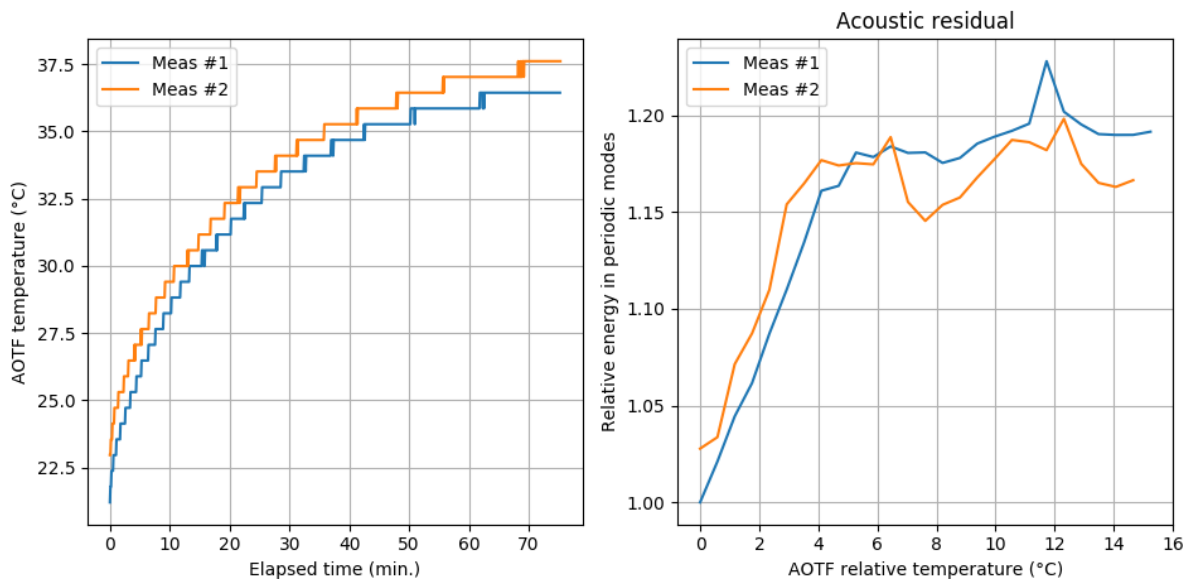


Fig. 6.19 : Gauche : évolution de la température de l'AOTF lors de mesures identiques à $P_{RF} = 6$ W, séparées de 24 heures. Droite : variation de la valeur du résidu du champ acoustique en fonction de la température relative de l'AOTF.

Le traitement des données a consisté en l'application de l'algorithme d'isolement du motif acoustique sur les images divisées par la première de la série, et le tracé de la valeur renvoyée par l'algorithme en fonction de la température de l'AOTF (Fig. 6.19). La division par la première image de la série permet d'évaluer la reproductibilité de la distribution d'énergie du champ acoustique avec la température du cristal. Les résultats des mesures montrent que plus la variation relative de température de l'AOTF est importante, plus le résidu acoustique est présent sur les images, mais de façon reproductible d'un jeu de données à l'autre, ce qui ouvre la possibilité de l'éliminer par étalonnage.

J'ai ensuite cherché à évaluer la qualité de l'étalonnage d'un cube de données par un cube de référence en fonction de la corrélation de la température entre les images. La corrélation des deux mesures sur le *Spectralon 99 %* a été faite en divisant les images de la première par celles de la deuxième dont la température d'AOTF est la plus proche, à environ $0,6^{\circ}\text{C}$ près (résolution de la sonde thermique utilisée ici).

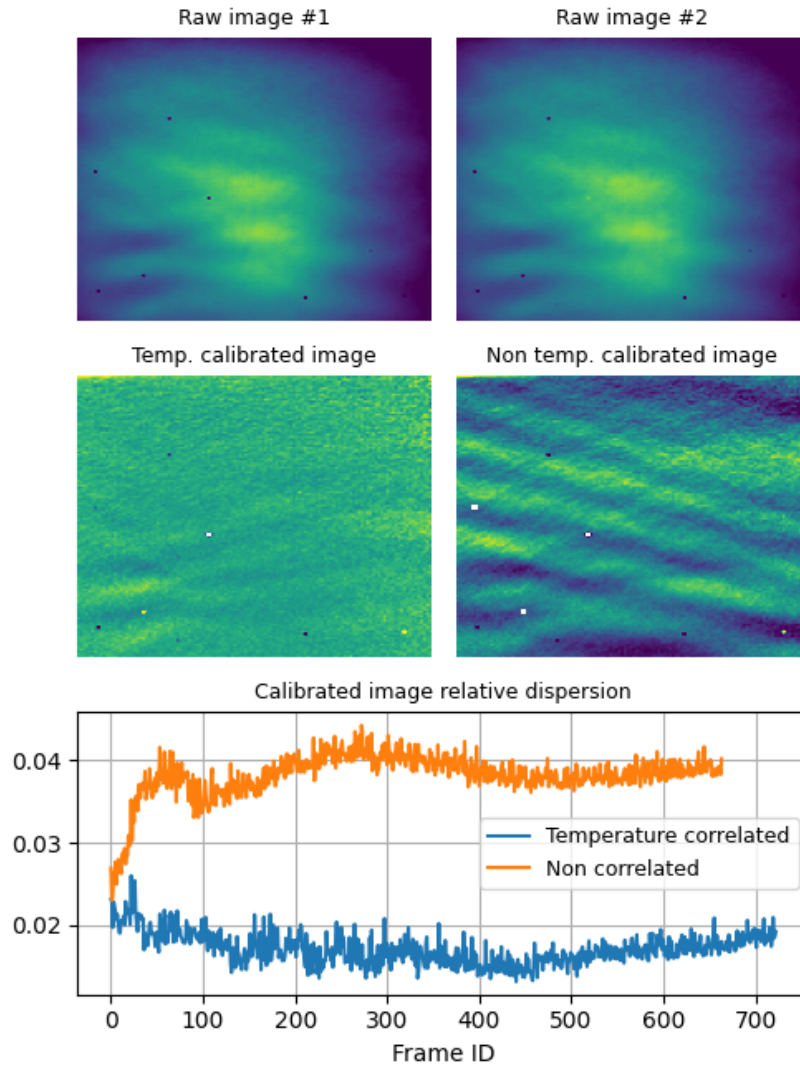


Fig. 6.20 : Illustration de l'effet de la normalisation des images avec corrélation de la température du cristal. La courbe bleue représente l'évolution de l'écart-type de l'image (traceur de son uniformité) sur l'ensemble du jeu de données normalisé avec corrélation de la température. La courbe orange représente le cas où il n'y a pas eu de corrélation, la normalisation des images est faite par la première de la série uniquement.

En résultat, une corrélation de la température du cristal entre les données de science et celles d'étalonnage à $0,6^{\circ}\text{C}$ près permet de diminuer la dispersion de l'intensité de l'image de plus d'un facteur 2, par rapport à l'absence de corrélation (Fig. 6.20), la ramenant à une valeur inférieure à 2 % en relatif. Cette campagne de mesure montre la nécessité de réguler l'AOTF en température lors des mesures à forte puissance, voire de constituer une bibliothèque de cubes de référence à plusieurs températures d'AOTF pour les corréler aux mesures ultérieurement. L'effet d'une

imprécision sur cet étalonnage aurait pour conséquence de laisser une modulation périodique de l'intensité de l'image due à l'inhomogénéité du champ acoustique. Mais la température du cristal variant lentement au cours des mesures (typiquement 10°C en 20 minutes), elle aurait simplement pour effet d'introduire une modulation très basse fréquence du continuum spectral.

6.3 Caractéristiques radiométriques

Dernier volet de caractérisation de l'instrument ExoCam, les performances radiométriques réunissent les mesures de quantification de la sensibilité de la chaîne de détection et du bruit de mesure. Dans cette section, je présenterai donc les mesures de détermination de la fonction de transfert radiométrique de l'instrument, dans les conditions ambiantes, une évaluation des différentes contributions au signal mesuré, notamment internes à l'instrument, ainsi que les tests d'estimation du niveau de bruit des mesures en configuration d'imagerie. L'extrapolation de ces performances aux conditions d'un vol spatial sera l'objet du chapitre 7.

6.3.1 Signal d'obscurité

Le signal d'obscurité correspond à l'ensemble des signaux acquis lorsque l'AOTF n'est pas alimenté en signal RF. Il comprend la lumière parasite, le fond thermique instrumental, le courant d'obscurité du détecteur et l'*offset* numérique ajouté par l'électronique de lecture. La lumière parasite est une caractéristique de l'instrument complet, faisant déjà l'objet de la section 6.2.2. Le fond thermique instrumental contient l'émission thermique de l'ensemble des sous-systèmes dans le champ de vue du détecteur (optiques, AOTF, vitre du détecteur, baffle de l'enceinte calorifugée). Enfin, le courant d'obscurité et l'*offset* sont deux caractéristiques intrinsèques au détecteur.

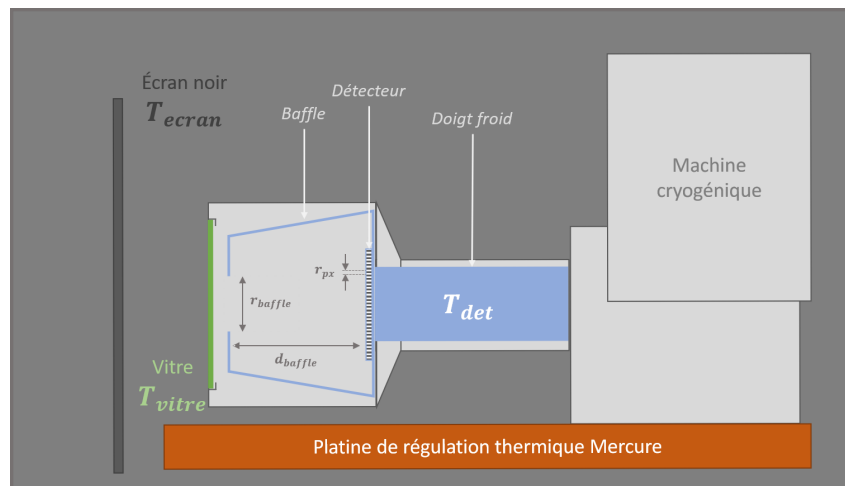


Fig. 6.21 : Schéma de la configuration de mesure lors de la campagne de test en vide thermique dans la cuve Mercure. Le détecteur est fixé à la platine de régulation thermique de la cuve ce qui permet de choisir la température de la vitre par conduction, la température du détecteur et du baffle sont supposées identiques et égales à T_{det} . Le détecteur observe un écran noir dont la température est contrôlée indépendamment des deux autres.

Les tests que je présente dans cette section ont été réalisés sur le détecteur Neptune seul et avaient pour objectif de caractériser le signal d'obscurité lié au détecteur, c'est-à-dire son

courant d'obscurité, l'*offset*, et les émissions thermiques du baffle froid entourant le détecteur et de la vitre refermant l'enceinte calorifugée (Fig. 6.21).

6.3.1.1 Objectifs de la campagne de test en vide thermique

Les contributions au signal d'obscurité ont été étudiées lors d'une campagne de tests qui s'est déroulée du 15 au 21 novembre 2019 à la station d'étalonnage de l'IAS. Son objectif était de découpler les contributions à ce signal en régulant indépendamment la température des sous-systèmes du détecteur. Lors de ces tests, le détecteur était monté sur une platine en aluminium couplée thermiquement au système de régulation en température de la cuve à vide Mercure et face à un écran noir (Fig. 6.21). Dans cette configuration, trois températures de sous-systèmes nous intéressent : la température de la vitre, T_{vitre} , régulée par conduction par l'interface froide de la cuve Mercure, la température du détecteur et du baffle qui l'encadre, T_{det} , pilotée par la machine cryogénique, et la température de l'écran, T_{ecran} , dont la régulation thermique est indépendante des autres. Ces températures sont mesurées par des sondes placées en différents points du détecteur et de l'écran, excepté pour T_{det} , pour laquelle on a utilisé sa sonde interne.

Les tests se sont déroulés en deux séquences de mesures différentes :

1. La mesure du signal délivré par le détecteur à différents temps d'intégration, à $T_{det} = 110$ K, son point de fonctionnement nominal, et à différentes températures de vitre et d'écran. L'objectif de cette séquence était de découpler la contribution de la vitre de celle du milieu extérieur au détecteur dans le bilan de fond thermique et ainsi déterminer leurs émissivités respectives ;
2. La mesure du signal délivré par le détecteur en ouvrant la boucle de régulation de sa température, pour différentes valeurs de T_{vitre} et $T_{ecran} = -90^{\circ}\text{C}$. Les mesures sont réalisées de façon continue pendant le réchauffement du détecteur et de son baffle (de 110 à 140 K environ), ce qui me permet d'ajuster le modèle de courant d'obscurité et de déterminer l'émissivité de la face interne du baffle du détecteur.

L'espace des paramètres couvert par la campagne de tests est résumé dans le tableau suivant (Tab. 6.4).

Paramètre	Valeurs cibles
T_{vitre}	-40, -30, -20, -10°C
T_{ecran}	-90, -80, -70, -60, -50, -40°C
T_{det}	110 – 140 K (dérive en boucle ouverte)
t_{int}	0,2 ms – 1 min. (variable selon conditions)

Tab. 6.4 : Liste des valeurs ciblées par les paramètres instrumentaux lors des mesures.

6.3.1.2 Traitement des données et résultats

L'ensemble des mesures représente un peu plus de 6 000 acquisitions réunies dans la figure 6.22. Le traitement des données a simplement consisté en leur linéarisation par le temps d'intégration, excepté pour la mesure de l'*offset* (Fig. 6.22d), et leur répartition en fonction de la température de la vitre et de la séquence de mesures. Avant même de commencer à ajuster un modèle sur

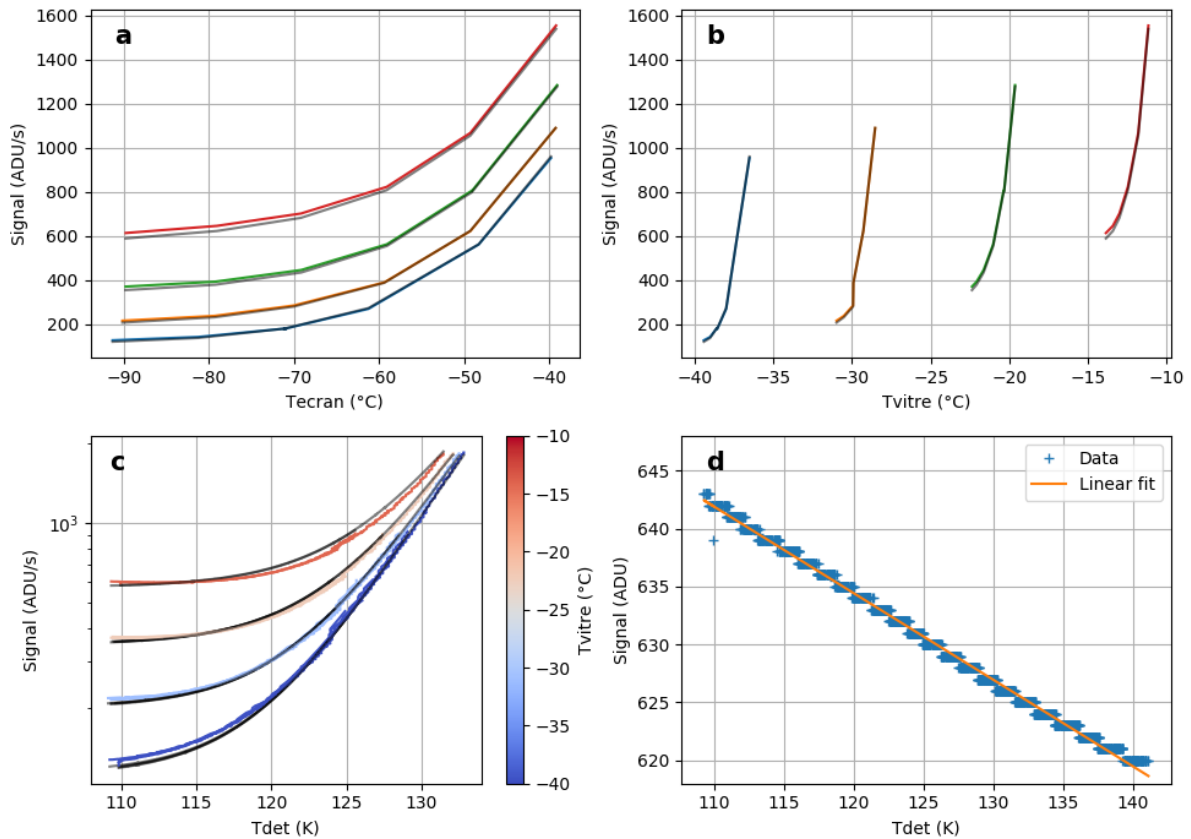


Fig. 6.22 : Ensemble des mesures de la campagne de test. Dans l'ensemble, les mesures ont été linéarisées en temps d'intégration et les jeux de données sont séparés en fonction de la température de la vitre (composante dominante du signal).

a : signal mesuré en fonction de la température de l'écran pour les données de la séquence 1. Les courbes colorées correspondent aux différentes températures de la vitre et les grises sont l'ajustement du modèle sur les données.

b : même chose, mais en fonction de la température de la vitre.

c : signal mesuré en fonction de la température du détecteur pour les données de la séquence 2, en échelle semi-logarithmique. Les différentes courbes sont attribuées aux différentes températures de vitre, la couleur représente la température suivant l'échelle à droite du graphique. Les courbes grises sont l'ajustement du modèle sur les données.

d : signal mesuré à temps d'intégration minimal (0,2 ms), lors de la séquence 2. Il est composé en majeure partie de l'*offset* numérique et de très peu de signal d'origine photonique. La droite d'ajustement linéaire est indiquée en orange. L'aspect « en escalier » de la courbe est dû à la quantification du signal, et l'écart à la linéarité vers 140 K correspond à l'augmentation importante du courant d'obscurité.

les mesures pour extraire les émissivités des sous-systèmes et les paramètres de la loi de courant d'obscurité, on observe que le signal acquis lors de la séquence 1 contient des contributions comparables de l'émission de la vitre et de l'écran alors que la première est un élément transparent. La séquence 2, quant à elle, nous montre que le courant d'obscurité est négligeable à basse température (très fort écart à la linéarité de la figure 6.22c), mais devient largement dominant à plus haute température.

J'ai cherché à modéliser ces données en supposant que l'émission de l'écran, de la vitre et du baffle interne suivait la loi de Planck (Eq. 7.1 du chapitre suivant, en $\text{ph.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$), que le courant d'obscurité était décrit par une loi d'Arrhenius et que l'*offset* numérique se comporte linéairement avec la température du détecteur. Le signal mesuré s'exprime donc :

$$S = offset(T_{det}) + t_{int} \left(N_{e^-}^{DC}(T_{det}) + N_{e^-}^{baffle}(T_{det}) + N_{e^-}^{vitre}(T_{vitre}) + N_{e^-}^{ecran}(T_{ecran}) \right) \quad (6.15)$$

avec pour chacun des termes :

- $offset(T_{det}) = AT_{det} + B$
- $N_{e^-}^{DC} = D_e e^{-\frac{E_a}{kT_{det}}}$
- $N_{e^-}^{baffle} = \varepsilon_{baffle} S\Omega_{baffle} \int u(\lambda, T_{det}) QE(\lambda) d\lambda$
- $N_{e^-}^{vitre} = \varepsilon_{vitre} S\Omega_{vitre} \int u(\lambda, T_{vitre}) QE(\lambda) d\lambda$
- $N_{e^-}^{ecran} = \varepsilon_{ecran} S\Omega_{ecran} \int t_{vitre} u(\lambda, T_{ecran}) QE(\lambda) d\lambda$

Les conditions de mesure sont telles que $S\Omega_{ecran} = S\Omega_{vitre} = S(2\pi - \Omega_{baffle}) = S\Omega$ avec $S\Omega = N_{px} r_{px}^2 \frac{\pi^2 \varepsilon_{baffle}}{d_{baffle}^2}$ avec les notations de la figure 6.21.

On peut à présent ajuster les paramètres libres de ce modèle ($A, B, D_e, E_a, \varepsilon_{baffle}, \varepsilon_{vitre}, \varepsilon_{ecran}$) sur les données acquises. Premièrement, il nous est possible de diminuer le nombre de paramètres à ajuster en remarquant que sur l'ensemble de la gamme de températures de détecteur, la contribution de l'émission du baffle est négligeable devant les autres (environ 2 mADU/s à 110 K) même si son étendue optique est très supérieure à celle de la pupille d'entrée. De plus, la figure 6.22d permet de déterminer simplement A et B :

$$\begin{aligned} A &= -0,747 \quad \text{ADU/K} \\ B &= 724 \quad \text{ADU} \end{aligned}$$

Il nous reste donc 4 paramètres à déterminer sur les données disponibles. Cette détermination a été faite à l'aide du même algorithme MCMC que celui que j'ai utilisé pour obtenir la fonction de transfert d'IRS (détaillé à la section 9.2.5.1). Son résultat est donné par les courbes grises de la figure 6.22 et dans la figure 6.23. J'obtiens ainsi les valeurs suivantes pour les paramètres, en considérant une incertitude de mesure sur les températures de 1 K :

$$\begin{aligned} D_e &= (1,01 \pm 0,09) \times 10^{18} \quad e^-/s \\ E_a &= 304 \pm 1 \quad \text{meV} \\ \varepsilon_{vitre} &= 10,31 \pm 0,06 \quad \% \\ \varepsilon_{ecran} &= 85,21 \pm 0,07 \quad \% \end{aligned}$$

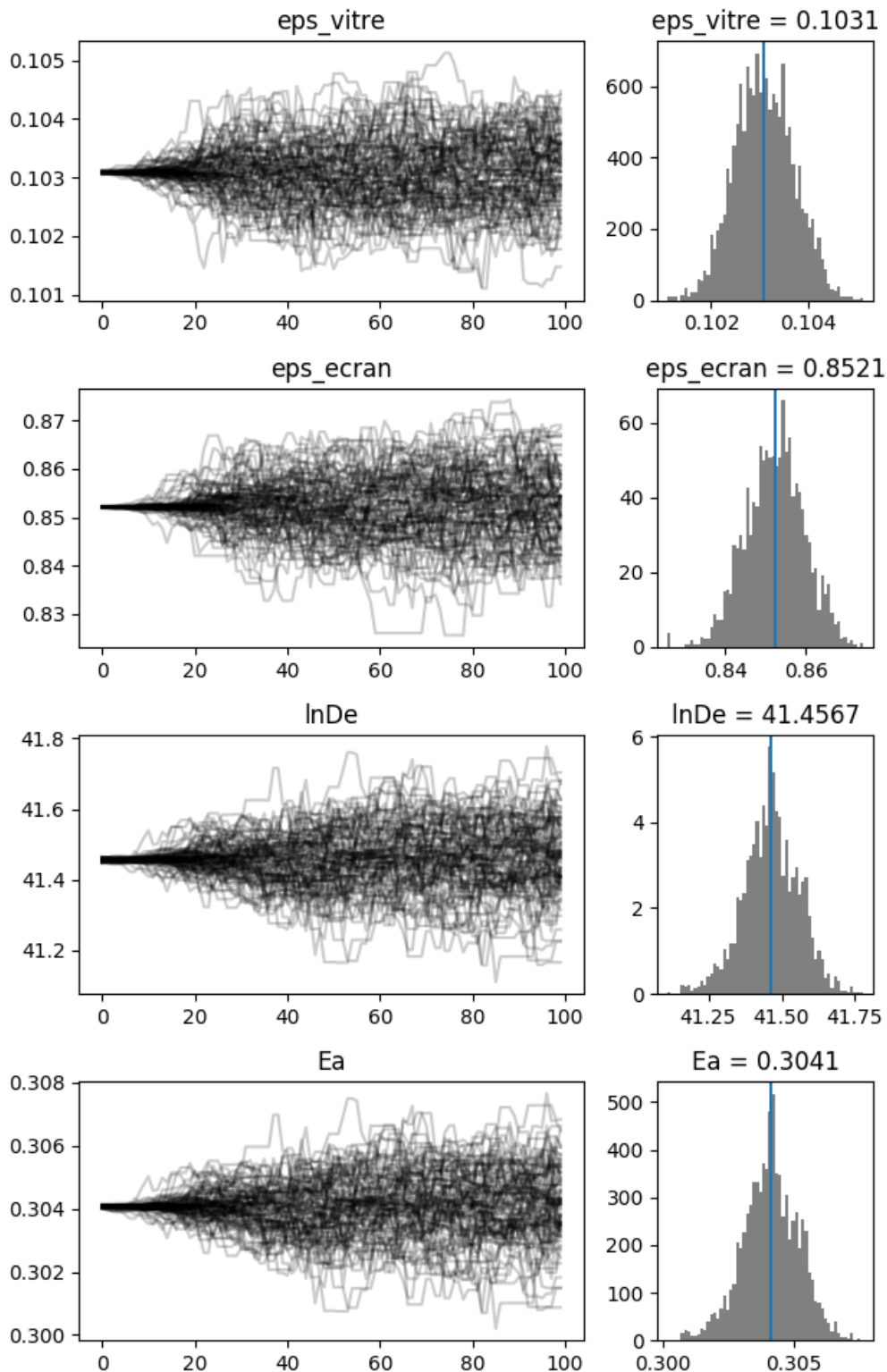


Fig. 6.23 : Résultats de l'algorithme MCMC d'ajustement des paramètres du modèle de *Dark* sur les données des mesures dans la cuve Mercure. La colonne de gauche montre les positions prises par l'échantillonneur MCMC lors de la marche au hasard de 100 itérations. La colonne de droite est l'histogramme correspondant pour chaque paramètre.

Les valeurs obtenues pour les émissivités doivent être considérées comme des valeurs « efficaces », c'est-à-dire rendant compte du comportement du sous-système dans la gamme spectrale étudiée ici, et non sur l'ensemble du spectre électromagnétique comme le suggère le modèle.

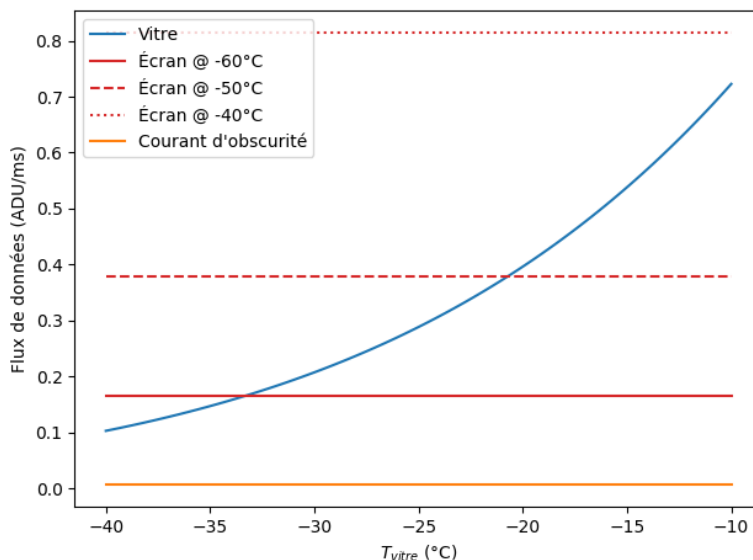


Fig. 6.24 : Simulations de flux de données issues des différentes contributions en fonction de la température de la vitre : émission thermique de la vitre en bleu, courant d'obscurité à 110 K en orange, et émission thermique de l'écran pour trois températures en rouge.

L'émissivité de la vitre se trouve être plus élevée qu'attendu, mais sa valeur est robuste à l'incertitude sur la mesure de température : la précision de 0,5 % qu'on a pour une incertitude sur la température de la vitre de 1 K, passe à 5 % à 10 K. À partir de ces valeurs des paramètres du modèle, on peut découpler les différentes contributions au flux de données et évaluer leur intensité relative. Dans des conditions nominales d'opération, à $T_{det} = 110$ K, on retrouve bien par exemple la spécification du fabricant du détecteur avec un courant d'obscurité d'environ 2 fA/px et d'une valeur d'*offset* de 643 ADU. La forte émissivité de la vitre en fait une source importante de signal thermique (Fig. 6.24) qu'il faudra atténuer en développant une stratégie de refroidissement ou en envisageant une solution technologique sans vitre.

6.3.2 Fonction de transfert radiométrique

La caractérisation de la réponse de l'instrument à un flux lumineux connu est au cœur des problématiques de son étalonnage. Il s'agit d'une étape essentielle du développement instrumental, faisant le lien entre la réalité scientifique et les données numériques, c'est d'ailleurs le sujet central du deuxième volet de ma thèse (section 4.3). Concernant la R&T, un étalonnage complet n'est ni pertinent ni envisageable du fait que le banc n'est pas un instrument spatial et que les paramètres environnementaux ne peuvent pas être pleinement contrôlés (opération dans les conditions ambiantes). Néanmoins, il est possible dans ces conditions d'étudier la réponse radiométrique de l'instrument afin de rechercher d'éventuels effets liés à l'AOTF et son point de fonctionnement.

6.3.2.1 Espace des paramètres et réduction des données

Cette campagne de mesures a été réalisée avec le banc ExoCam en configuration imagerie (section 5.3) en observant l'ouverture du corps noir à différentes températures, pour différentes puissances RF et temps d'intégration. Les paramètres des mesures sont réunis dans le tableau suivant (Tab. 6.5). Il faut également noter que l'ensemble des mesures a été réalisé dans les conditions ambiantes : la température du détecteur est maintenue à 110 K, mais celle du reste de l'instrument, le piège froid et les optiques notamment, n'a pas été réglée. Ainsi le piège froid a vu sa température varier de 2,5 à 6 °C et le reste de l'instrument avait une température entre 20 et 25°C. Ces fluctuations de la température ont nécessairement eu un impact sur la réponse instrumentale, surtout sur le niveau du fond thermique (Fig. 6.25 gauche).

	Canal LF	Canal HF
Puissance (dBm)	-20, -15,2, -13, -11,5	
t_{int} (ms)	0,2 – 21 (adapté au flux)	
Gamme spectrale (MHz)	25 – 60	50 – 115
Gamme spectrale (μm)	3,76 – 1,67	1,97 – 0,89
T_{BB} (°C)	300, 400, 500, 600	300, 400, 500, 600 700, 800, 850

Tab. 6.5 : Paramètres des acquisitions réalisées sur le corps noir. La gamme spectrale sélectionnée couvre un espace plus large que la gamme scientifique nominale (0,95 – 3.6 μm) de façon à évaluer les effets de bord. Le recouvrement des gammes LF et HF est effectué pour la même raison. Le temps d'intégration a été calculé de façon à couvrir la dynamique avec 3 points de mesure répartis de façon homogène.

Une fois les mesures acquises, le traitement des données a consisté en la vérification de la linéarité de la réponse instrumentale avec le temps d'intégration, appelée linéarité en charge, puis en leur réduction à la pente de la linéarité en charge (*i.e.* le flux de données, en ADU/s). L'ajustement linéaire des données permet ainsi de déterminer la valeur de l'*offset* numérique, environ $643,38 \pm 0,08$ ADU (Fig. 6.25 droite).

6.3.2.2 Linéarité en charge

La linéarité en charge correspond à la caractéristique de la réponse du détecteur à un flux de photoélectrons donné, en fonction du temps d'intégration. Elle est supposée linéaire sur l'ensemble de la dynamique du détecteur excepté à l'approche du maximum où elle présente une saturation. Seule la partie linéaire de la dynamique a été explorée ici (jusqu'à 90 % du niveau maximum). L'écart entre la réponse instrumentale et la pente de la droite ajustée sur les mesures est donné dans la figure 6.26. Il en résulte que pour l'ensemble des mesures, dans toutes les conditions de flux lumineux et de puissance RF, la linéarité de la réponse est meilleure que 0,04 %.

6.3.2.3 Linéarité en flux

La linéarité en flux a été calculée sur la pente de l'ajustement linéaire des données. Il s'agit donc de vérifier que le photocourant est proportionnel au nombre de photons par unité de temps atteignant le détecteur. En principe les détecteurs HgCdTe tel que celui utilisé pour ExoCam

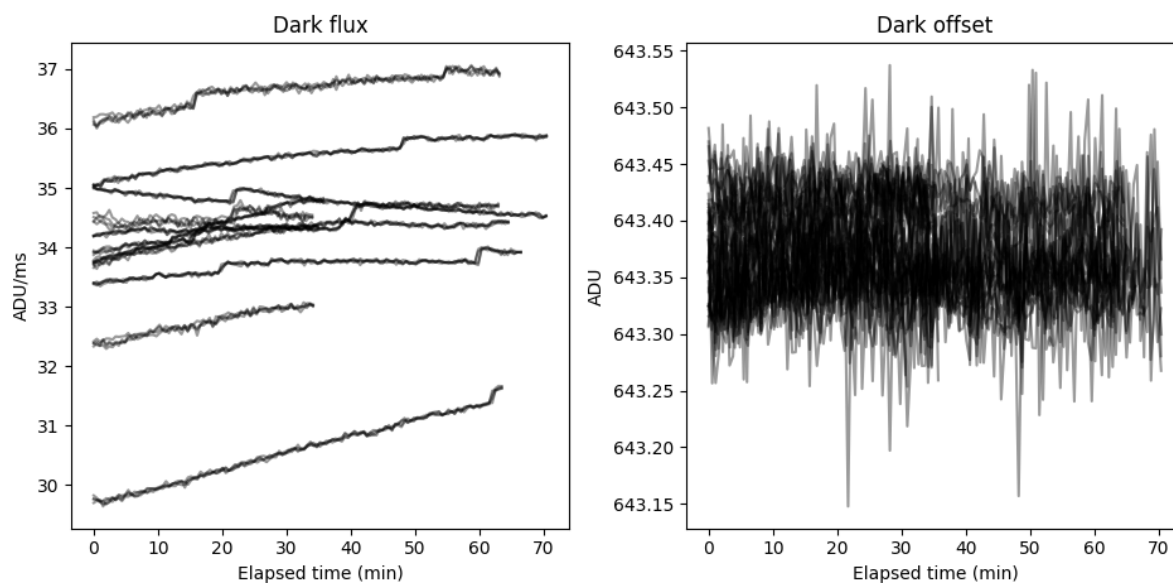


Fig. 6.25 : Gauche : évolution du flux de *Dark* (*i.e.* AOTF non alimenté) pour chacune des mesures, en fonction du temps.
 Droite : ordonnée à l'origine de l'ajustement linéaire des données de *Dark*, pour chacune des mesures, en fonction du temps.

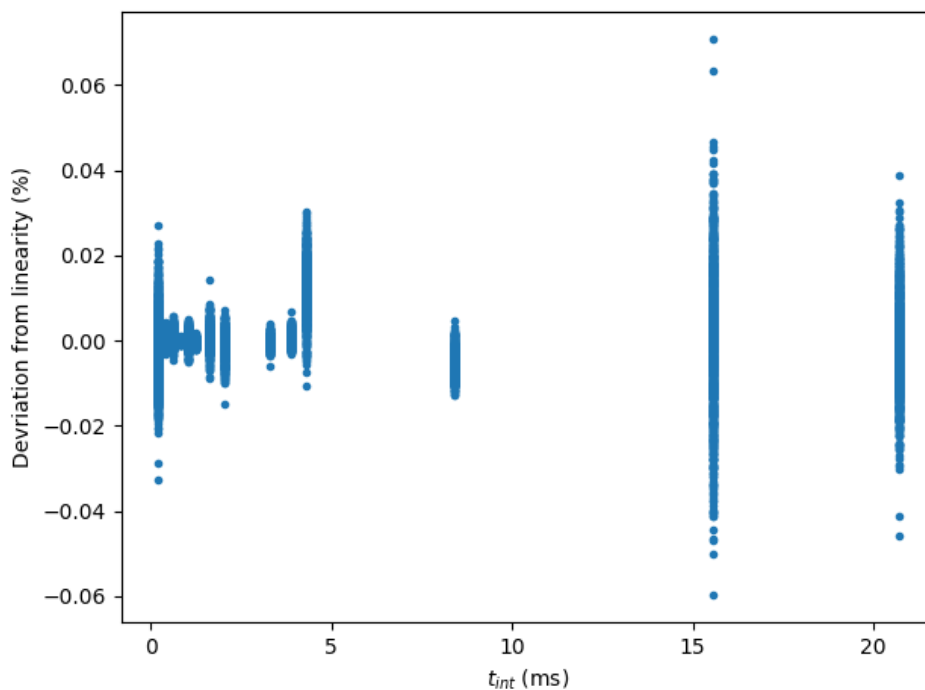


Fig. 6.26 : Rapport des mesures par leur droite d'ajustement, pour l'ensemble des mesures, en fonction du temps d'intégration.

répondent linéairement au flux lumineux, sauf dans des conditions de très fort flux où la densité des porteurs de charge générés par effet photoélectrique conduit à réduire leur durée de vie, et donc en perturbe le comptage. D'après [Bartoli et al. \(1974\)](#), cet effet apparaît pour des flux lumineux de l'ordre de 10^{19} ph/cm², ce qui est loin d'être le cas ici (environ 4×10^{12} ph/cm², d'après le modèle radiométrique du banc, voir chapitre suivant).

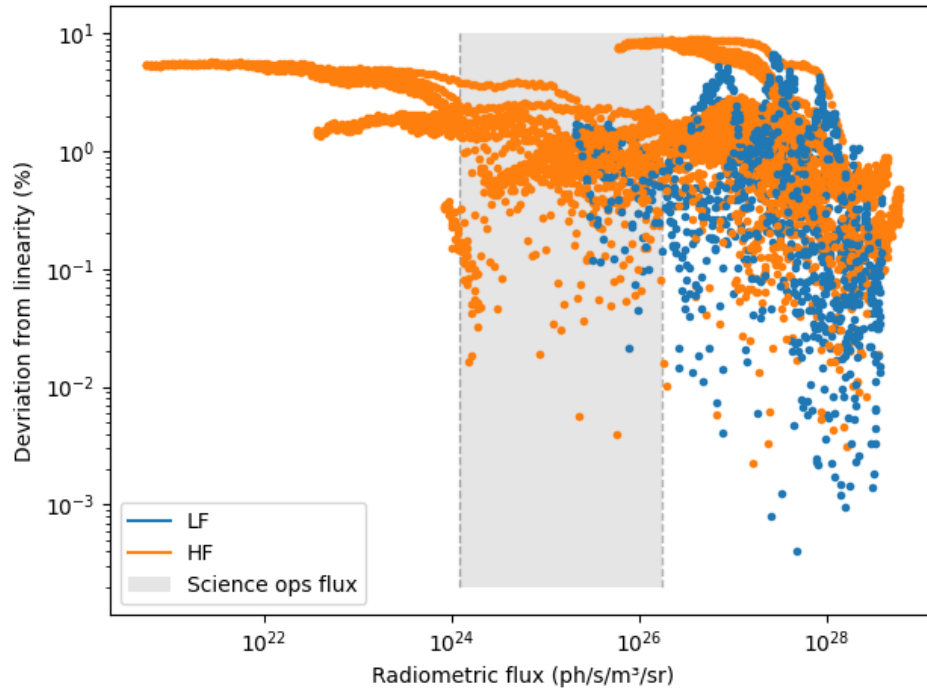


Fig. 6.27 : Rapport des mesures par leur droite d'ajustement, pour l'ensemble des mesures, en fonction de la luminance photonique émise par le corps noir. Le rectangle gris correspond à la gamme de luminance réfléchiée par une surface éclairée par le Soleil au niveau de l'orbite de Mars et avec un albédo compris entre 4 et 30 %.

Les résultats de la mesure de la linéarité en flux du banc, en fonction de la luminance photonique au niveau de son ouverture, sont donnés dans la figure 6.27. Il en ressort que cette caractéristique est linéaire à 10 % près sur une large gamme de luminances incluant la plage d'intensité attendue lors d'opérations scientifiques autour d'un corps tel que Phobos (rectangle gris de la figure 6.27). L'écart à la linéarité semble également dépendre de la puissance injectée dans l'AOTF (faisceaux de courbes orange par exemple) ce qui montre soit une propriété intrinsèque à l'instrument, soit que la dispersion des mesures entre elles est supérieure à la dispersion interne aux jeux de données. La modélisation de la caractéristique de linéarité en flux a une influence sur la modélisation de la réponse instrumentale et donc sur la réduction des données. Une erreur sur cette modélisation conduirait à une mauvaise évaluation du niveau de réflectance absolue de la cible.

6.3.2.4 Calcul de la fonction de transfert

Une fois acquises les linéarités en charge et en flux, il est possible de déterminer la réponse radiométrique de l'instrument sur l'ensemble de sa gamme spectrale à l'aide d'un modèle linéaire simple (valide à 10 % près d'après les tests précédents) :

$$\frac{\text{Signal} - \text{Dark}}{t_{\text{int}}} = ITF_{\text{fac}}^{-1} \times I_{BB} + ITF_{\text{offset}} \quad (6.16)$$

où I_{BB} est la luminance du corps noir. Par ajustement linéaire de ce terme en fonction de I_{BB} , on obtient les deux paramètres de la fonction de transfert instrumentale (Fig. 6.28).

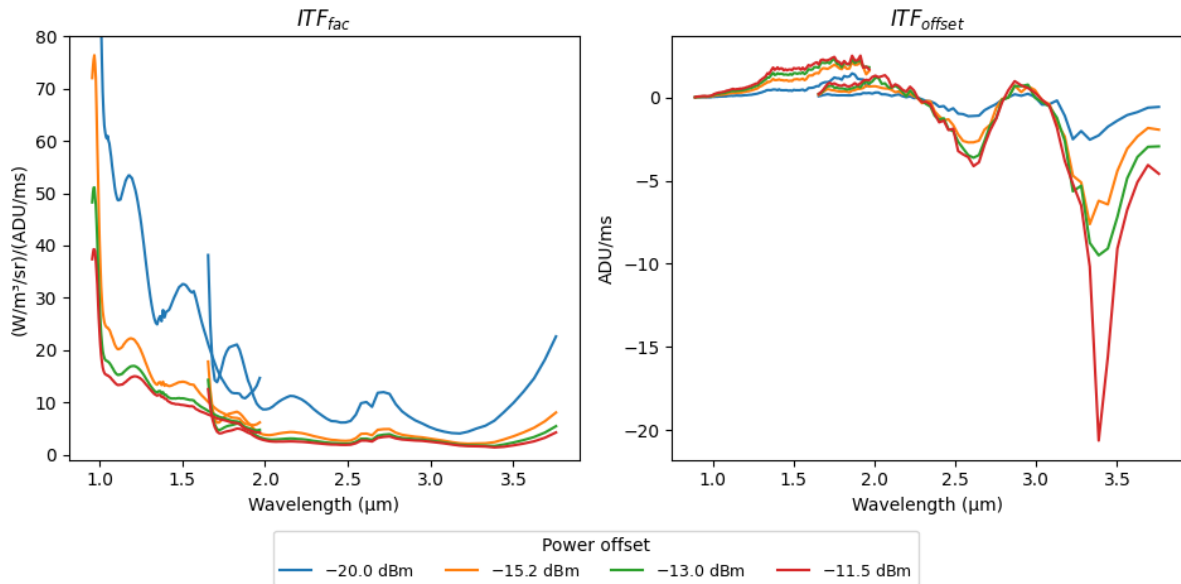


Fig. 6.28 : Gauche : facteur de la fonction de transfert radiométrique d'ExoCam, en fonction de la longueur d'onde et pour différentes puissances RF. Ce terme représente la sensibilité de l'instrument, plus la courbe tend vers zéro, plus la sensibilité est grande. Droite : résidu de l'extraction de l'ITF, indépendant du flux lumineux à l'entrée de l'instrument.

Cette fonction de transfert contient les propriétés des sous-systèmes du banc. On y retrouve la forme générale de la caractéristique VSWR de l'AOTF (modulations basse fréquence, voir Fig. 5.4), les coupures du détecteur (chute de la sensibilité à grande et courte longueur d'onde) et la dépendance non linéaire à la puissance RF injectée. Cette dernière montre d'ailleurs, comme attendu, que la sensibilité de l'instrument augmente quand on augmente la puissance RF.

Cependant, le résidu de la détermination de la fonction de transfert, indépendant du flux lumineux à l'entrée de l'instrument et appelé ITF_{offset} , n'est pas nul comme on pourrait s'y attendre, mais dépend de la longueur d'onde (Fig. 6.28 droite). Cette dépendance est même corrélée à la puissance RF : les « pics » apparaissent toujours au même endroit du spectre et leur intensité augmente avec la puissance injectée. Ceci suggère une contamination électromagnétique telle que celle qu'on a rencontrée lors de l'étalonnage de l'EQM d'IRS (voir section 9.1.1). Cet effet n'est néanmoins pas représentatif des futures performances d'un instrument de vol, car ce dernier serait optimisé en termes de pilotage et d'architecture électronique pour éviter ce genre de parasitage.

6.3.3 Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit (SNR pour *Signal to Noise Ratio*) est, avec la sensibilité, un des critères clé de l'évaluation de la qualité d'un instrument. Dans toute mon étude, je considère

que le bruit est un phénomène stochastique de moyenne nulle dont les propriétés statistiques sont déterministes et régies par des lois physiques qu'il s'agira de modéliser (section 7.2.3). On appellera de plus « bruit » l'écart-type du phénomène aléatoire qui en est à l'origine, on suppose donc que de manière générale, le bruit d'une mesure est la somme quadratique des bruits des différentes sources (photons, électronique de lecture, courant d'obscurité, etc.), car elles sont *a priori* indépendantes.

Parmi les différentes sources de bruit, le bruit de photons (du signal d'intérêt, du fond thermique, du courant d'obscurité ou venant de la *straylight*) a une statistique particulière, il suit une loi de Poisson. Cette loi implique que la variance d'un signal photonique est égale à sa valeur moyenne, ce qui est très important pour comprendre comment augmenter le SNR d'une mesure. Sachant que pour une variable aléatoire X_i , on a $Var(X_i) = \sigma_{X_i}^2$, et que si le signal X est acquis en faisant la somme de N mesures identiques X_i , alors $X = \sum X_i \Rightarrow \sigma_X = \sqrt{N} \sigma_{X_i}$ et donc

$$SNR = \frac{X}{\sigma_X} = \sqrt{N} \frac{X_i}{\sigma_{X_i}} \quad (6.17)$$

Ainsi, si le bruit d'une mesure est dominé par le bruit de photons, il est possible d'augmenter le SNR simplement en répétant la mesure un grand nombre de fois. Cependant il existe une limitation à cette technique : l'existence possible de bruits en $1/f$. Ces bruits ont une densité spectrale d'énergie plus grande aux basses fréquences, ce qui correspond à des mesures à large fenêtre temporelle, c'est-à-dire des mesures longues ou avec beaucoup d'accumulations. Avec ce type de bruit, augmenter le nombre de mesures aura plutôt tendance à diminuer le SNR qu'à l'augmenter.

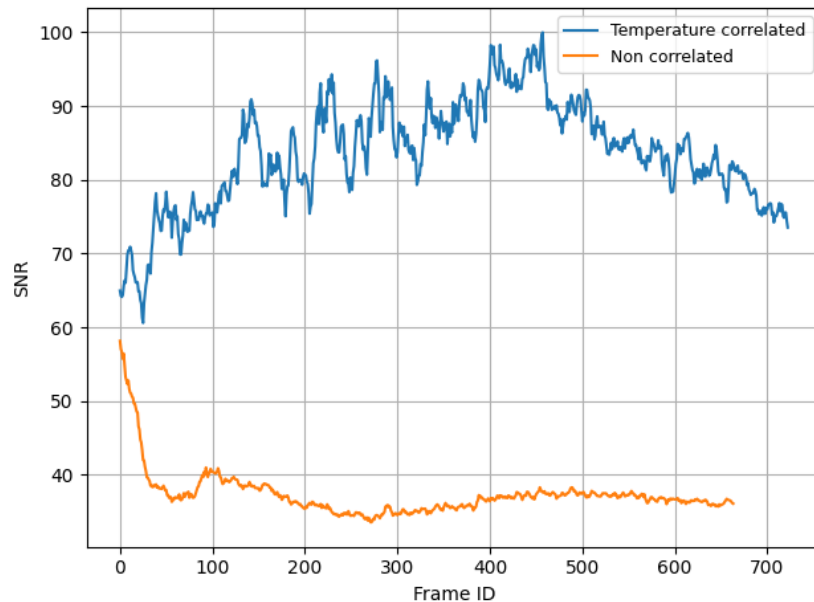


Fig. 6.29 : SNR d'un cube *Spectralon* 99 % calculé sur le champ de vue, pour chacune des images du cube. Toutes les images sont identiques, et acquises à $F_{RF} = 25$ MHz, fréquence à laquelle le motif du champ acoustique a une forte amplitude. La courbe bleue correspond au cube normalisé en corrélant la température de l'AOTF, la courbe orange correspond au traitement sans corrélation. Le SNR calculé a été multiplié par $\sqrt{2}$ pour se ramener au cas d'une image seule, non normalisée.

Concrètement, le bruit peut être mesuré de deux façons : soit en répétant N fois une mesure et en traçant l’histogramme d’un pixel, soit en traçant l’histogramme de l’ensemble d’une image unique, 16 384 pixels dans notre cas. Ces approches sont équivalentes (grâce à l’hypothèse ergodique) uniquement si tous les pixels de l’image reçoivent le même signal, ce qui n’est pas le cas sur les images brutes, comme nous l’avons vu à la section 6.2.3.

Il est cependant possible d’étalonner le motif acoustique des images et ainsi uniformiser l’éclairage des pixels (Fig. 6.20). Dans ces conditions, la moyenne spatiale de l’image est représentative du SNR instrumental. Pour illustrer le phénomène, j’ai repris le jeu de données de la section 6.2.3 et calculé le SNR du cube de *Spectralon 99 %* normalisé avec et sans corrélation de la température de l’AOTF (Fig. 6.29). En l’absence de corrélation de la température, et donc d’élimination du champ acoustique, celui-ci maintient le SNR des images à environ 35 (courbe orange), alors qu’en éliminant ce motif, le SNR atteint une valeur bien supérieure, entre 70 et 95 (courbe bleue).

En résumé de cette étude, j’ai montré que le SNR propre à l’instrument, c’est-à-dire la dispersion statistique d’une mesure répétée un grand nombre de fois, remplit largement l’objectif de la R&T d’avoir $\text{SNR} > 20$ lors des mesures en réflectance dans les conditions ambiantes. Cette valeur du SNR des mesures nous permet de mettre en évidence sans ambiguïté les bandes d’absorption caractéristiques de certains minéraux d’intérêt pour l’étude des surfaces planétaires (section suivante).

6.3.4 Mesure de scènes naturelles

Afin d’illustrer la capacité de l’imagerie hyperspectrale à base d’AOTF à identifier des zones de composition différente, une série de mesures d’une scène composée de roches naturelles a été réalisée. Le montage expérimental est le suivant : le banc est exploité en configuration imagerie (section 5.3) et observe un assortiment de roches de natures différentes (gypse, montmorillonite et basalte comportant une excroissance cristalline due à de l’altération aqueuse) éclairées par une lampe QTH (section 5.3.2) (Fig. 6.30). La mesure consiste en l’acquisition d’un cube spectral couvrant l’ensemble de la gamme de l’instrument ($0,95 - 3,6 \mu\text{m}$) avec un échantillonnage respectant le critère de Shannon-Nyquist, soit 900 canaux spectraux au total.

Dans ces conditions, le signal mesuré dépend de la nature des minéraux composant les roches, mais aussi du spectre de la source et de la géométrie de l’éclairage. L’étalonnage radiométrique des cubes de données a été réalisé à l’aide de la fonction de transfert instrumentale précédemment obtenue (section 6.3.2) et d’un spectre de la lampe QTH mesuré indépendamment. Cependant, cette méthode d’étalonnage ne permet pas de s’affranchir des effets liés à la géométrie de l’éclairage, il aurait fallu pour cela effectuer une mesure de champ plat avec les cibles de *Spectralon 99 %* et *Infragold* (section 5.3.3), positionnées de manière similaire aux roches, pour constituer un cube spectral de référence (Eq. 6.11), à la manière de ce qui est fait pour l’étalonnage de MicrOmega (Riu et al., 2018). Ce type de mesure n’a pas été fait, car le montage ne permet pas de positionner les cibles de référence de manière identique aux roches. Les données sont enfin étalonnées spectralement en utilisant la *tuning relation* établie à la section 6.1.3.

En résultat nous obtenons un excellent accord entre les mesures faites sur le banc et les spectres tabulés pour ces types de roches (Fig. 6.31), excepté au niveau du continuum, ce qui est peu surprenant, car les mesures n’ont pas été faites dans les mêmes conditions ni sur les mêmes échantillons, en termes d’état d’agrégation et de composition exacte. De plus, le SNR des mesures, évalué à environ 80, montre que l’étalonnage radiométrique présente un haut niveau de précision relative, compatible avec la spécification énoncée au début de la R&T (5 %, voir section 5.1.1).

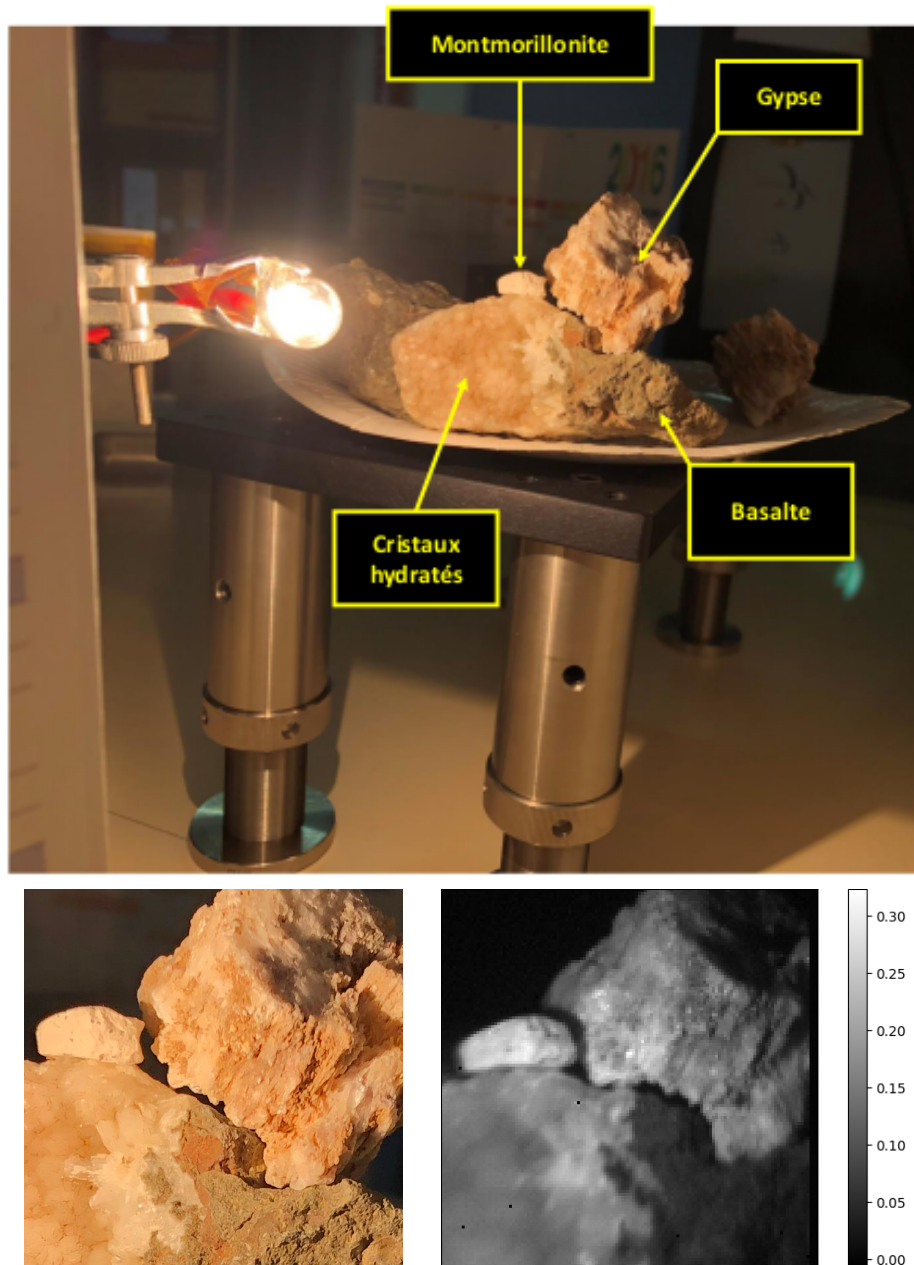


Fig. 6.30 : Scène composée de roches naturelles : montmorillonite (phyllosilicate), gypse (sulfate), basalte (roche volcanique) et une phase d'altération aqueuse sous la forme de cristaux blancs sur le basalte. En haut : image générale de la scène et de sa lampe QTH. En bas à gauche : vue rapprochée correspondant au champ de vue d'ExoCam. En bas à droite : image monochromatique ($\lambda = 0,93 \mu\text{m}$) de la scène, étalonnée en réflectance.

Toujours afin d'illustrer la capacité du banc ExoCam à identifier les principales composantes spectrales de son champ de vue, j'ai appliqué un algorithme d'analyse en composantes principales (PCA pour *Principal Component Analysis*) au cube de données. Cet algorithme permet d'identifier les caractéristiques spectrales se retrouvant de manière commune, au sens statistique, à certains groupes de pixels et ainsi déduire la meilleure base de vecteurs propres décrivant l'image. Ces vecteurs propres sont classés par ordre de valeur propre décroissante, c'est-à-dire par ordre de poids statistique dans la description du cube de données. Les premiers contiennent donc les

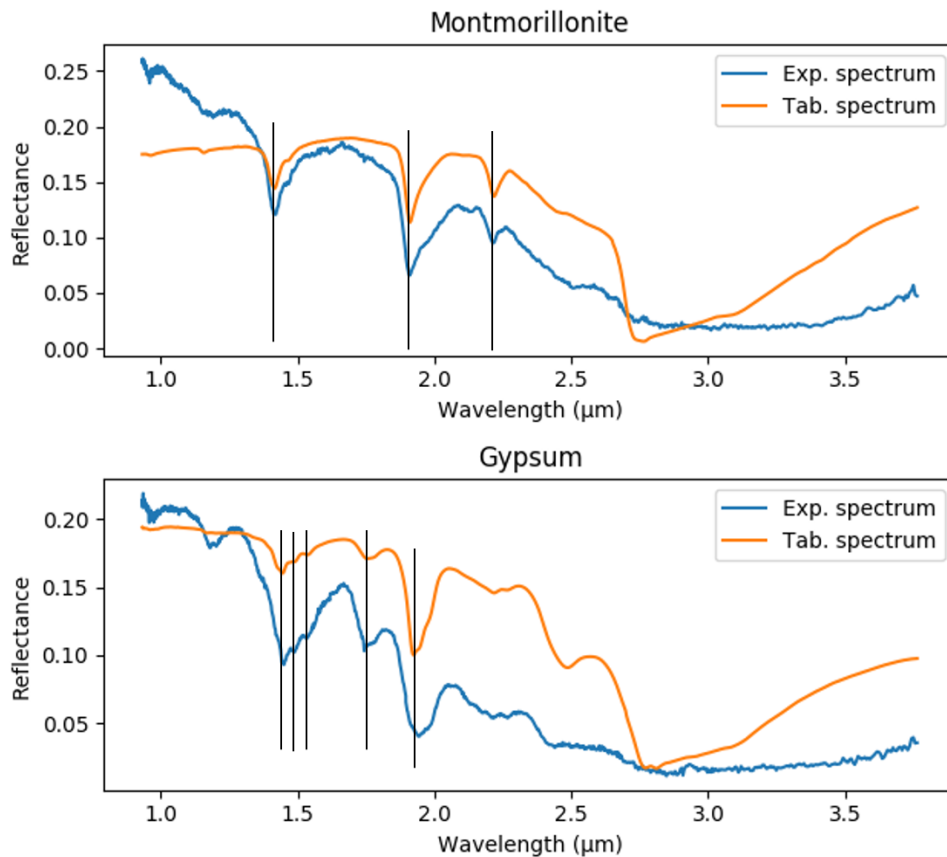


Fig. 6.31 : Spectres de pixels individuels (courbe bleue) pris au niveau du gypse et de la montmorillonite, avec les spectres issus de la base de données Relab de ces mêmes roches pour comparaison (courbe orange). La position des bandes est repérée par une ligne verticale pour mettre en évidence leur coïncidence. La forme des continums ne correspond pas en raison de la différence de conditions de mesure (géométrie de l'éclairage notamment) et de la structure et composition des échantillons.

propriétés photométriques de l'image, puis ils se concentrent sur des caractéristiques de plus en plus fines jusqu'à atteindre le bruit.

Dans mon cas, les composantes 1, 3 et 9 correspondent au traçage de bandes d'absorption des minéraux de la scène (Fig. 6.32) : 1 = fond spectral plat associé au basalte, 3 = bande triple à 1,4 μm du gypse et 9 = bandes à 1,4, 1,9 et 2,2 μm caractéristiques des minéraux hydratés et des phyllosilicates riches en aluminium. Il est alors possible de tracer la carte de la valeur propre associée à chaque vecteur propre afin de voir dans quelle partie de l'image la réponse est la plus forte (Fig. 6.32 images R, G et B), puis de combiner ces cartes en une image en couleurs (Fig. 6.32 en bas). La PCA permet donc bien de montrer la diversité spectrale de l'image en isolant les caractéristiques de ses roches. L'hydratation est bien visible sur la zone couverte par la montmorillonite (en bleu), une partie des cristaux d'hydratation et par endroits au niveau du gypse, ce qui montre que ce dernier doit comporter quelques inclusions argileuses (les roches naturelles sont rarement pures). La signature triple à 1,4 μm se retrouve majoritairement dans la région de l'image occupée par le gypse (en vert) tandis que le bas-droite de l'image, correspondant au basalte, concentre les pixels présentant peu de signatures spectrales (en rouge).

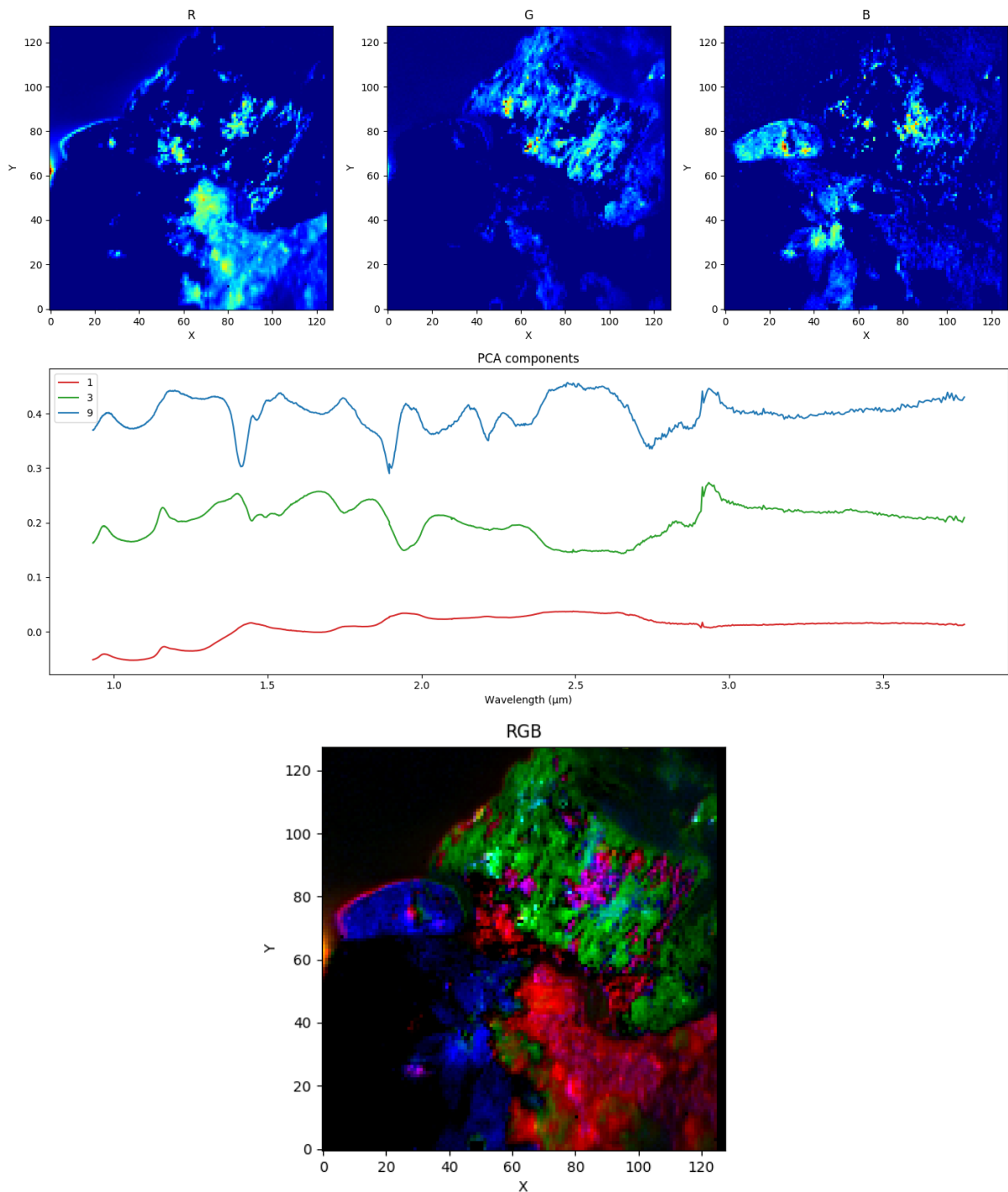


Fig. 6.32 : Résultat de la décomposition PCA sur la scène constituée de roches naturelles. En haut : tracé de 3 vecteurs propres présentant des caractéristiques spectrales notables et la distribution de leur valeur propre associée (images). Les vecteurs propres ont été choisis pour leur capacité à extraire les caractéristiques spectrales des roches de la scène : 1 = fond spectral plat associé au basalte, 3 = bande triple à 1,4 μm du gypse et 9 = bandes à 1,4, 1,9 et 2,2 μm caractéristiques des minéraux hydratés et des phyllosilicates riches en aluminium.. En bas : combinaison des cartographies de valeurs propres en une image RVB montrant la diversité spectrale de la scène selon ces critères.

6.4 Conclusion sur les performances du concept ExoCam

Au cours des sections précédentes, j'ai montré que la spectro-imagerie proche-infrarouge basée sur un monochromateur à AOTF réalise des performances remarquables tant au niveau de ses propriétés spectroscopiques (section 6.1), de la qualité des images diffractées (section 6.2) et de sa sensibilité absolue (section 6.3).

En tant que spectromètre, le concept ExoCam est compatible avec les spécifications scientifiques d'un instrument d'analyse des surfaces planétaires : sa résolution spectrale (section 6.1.1) et la précision pouvant être atteinte par étalonnage spectral (section 6.1.3) lui permettent de détecter les bandes d'absorption correspondant aux principales phases minérales et organiques des sols, et son efficacité de diffraction élevée en fait un instrument très sensible comparé à sa faible ouverture (section 6.1.2).

Les images formées à travers l'AOTF proviennent de la diffraction du front d'onde incident par le champ acoustique dans le cristal, qui n'est lui-même pas uniforme. Cependant, la qualité des images diffractées reste élevée, la résolution atteint même la limite de diffraction (section 6.2.1) et le champ acoustique n'introduit pas de dégradation notable de la qualité image (section 6.2.3). L'instrument est également peu sensible à la lumière parasite malgré le fait que le faisceau de lumière diffractée coexiste avec un faisceau beaucoup plus intense que lui, l'ordre 0, dont le taux de réjection atteint 10^5 (section 6.2.2).

Enfin, l'ensemble des performances liées à l'efficacité de la diffraction et la technologie de détection utilisée (section 5.3) conduit à un instrument sensible sur l'ensemble de sa gamme spectrale (section 6.3.2) et présentant un faible niveau de bruit (section 6.3.3). Les mesures conduites sur une scène constituée de roches et éclairée par une lampe QTH montrent qu'un étalonnage radiométrique à l'aide d'un corps noir (section 6.3.2) permet de déduire des spectres en réflectance avec une précision relative compatible avec les spécifications énoncées pour la R&T (fixée à 5 %, section 5.1.1).

Ces propriétés ont été mesurées sur le banc R&T, opéré dans les conditions ambiantes donc peu représentatives de ce qu'on attendrait d'un vol spatial. Il est néanmoins possible d'extrapoler ces performances aux conditions spatiales à l'aide d'un modèle radiométrique bâti à partir des propriétés des sous-systèmes de l'instrument et des résultats des tests sur le banc. La description et le fonctionnement de ce modèle sont l'objet du chapitre suivant (chapitre 7).

Vers la spatialisation : extrapolation des performances à l'aide d'un modèle instrumental

7

7.1	Présentation du modèle	148
7.2	Composantes du modèle	148
7.2.1	Transfert radiatif	148
7.2.2	Les différentes contributions au signal détecté	150
7.2.2.1	Signal diffracté	151
7.2.2.2	Lumière parasite	152
7.2.2.3	Courant d'obscurité	152
7.2.2.4	Fond thermique instrumental	152
7.2.2.5	Acquisition du signal	153
7.2.3	Sources de bruit	154
7.2.4	Validation du modèle radiométrique	155
7.3	Évaluation des performances en vol	156
7.3.1	Optimisation du design thermique	156
7.3.2	Conception d'un illuminateur pour des opérations au sol	159
7.3.2.1	Étude préliminaire	161
7.3.2.2	Design général de l'illuminateur	162
7.3.2.3	Conception de l'illuminateur	166
7.4	Conclusion de l'étude du modèle d'ExoCam	170

Il existe une différence environnementale majeure entre les phases de développement préliminaires d'un instrument (phases 0, A, B, voir section 4.1) et ses opérations scientifiques (phase E). En effet les premières sont en général effectuées dans des conditions ambiantes de laboratoire pour assurer une plus grande flexibilité des tests et permettre des modifications rapides de la configuration instrumentale, mais ces conditions imposent une température d'instrument peu, voire pas, contrôlée, la présence de gaz atmosphériques absorbants, et la présence d'air lie thermiquement des systèmes qui seraient découplés dans le vide. *A contrario*, les opérations se déroulent dans le vide spatial ou dans l'atmosphère d'une planète, dans des conditions où l'instrument subit d'importantes variations de température (cyclages thermiques), d'exposition au Soleil, de radiations, et le comportement thermique de ses sous-systèmes peut être très différent ce qu'on observe en laboratoire. Comment alors faire le lien entre les résultats des tests de validation sur table et les futures performances dans l'espace? La méthode la plus simple, avant de se placer dans une chambre à vide, est d'utiliser un modèle instrumental fidèle aux observations à l'ambiante, qu'on peut extrapoler aux conditions des opérations scientifiques.

Concernant ExoCam, le modèle que je vais présenter dans ce chapitre est issu des investigations menées lors du projet MacrOmega, le spectro-imageur proposé dans le cadre de la collaboration franco-japonaise pour la mission MMX (*Mars Moons eXploration*) de la JAXA. Ce modèle suppose donc que l'instrument de vol qu'il représente a la même architecture optique et le même détecteur qu'ExoCam, ce qui me permettra de comparer ses prédictions aux résultats des tests de R&T.

7.1 Présentation du modèle

Le modèle instrumental d'ExoCam a été initialement développé antérieurement à ma thèse par l'équipe du projet MacrOmega, puis j'y ai apporté d'importantes modifications et améliorations à partir des résultats de la R&T. Il s'agit d'un modèle radiométrique de l'instrument, c'est-à-dire un modèle quantitatif reliant l'énergie lumineuse entrant dans l'instrument aux données numériques produites par la chaîne de détection, prenant en compte certaines contributions internes à l'instrument et fournissant une évaluation du niveau de bruit des données. L'idée de ce modèle est de lier les paramètres d'observation à la qualité des données scientifiques acquises.

De manière générale, le modèle se décompose en plusieurs sous-modules décrivant spécifiquement un aspect de l'instrument ou de la génération du signal d'entrée. Ces modules sont : la gestion du transfert radiatif de la source à l'entrée de l'instrument, le traitement du faisceau contenant l'information scientifique et de la lumière parasite dans l'instrument à travers les différents sous-systèmes, la modélisation du courant d'obscurité et du fond thermique, l'évaluation du bruit et enfin la détection numérique (Fig. 7.1). Chaque module sera décrit dans les sections suivantes ainsi que les tests de validation que j'ai effectués.

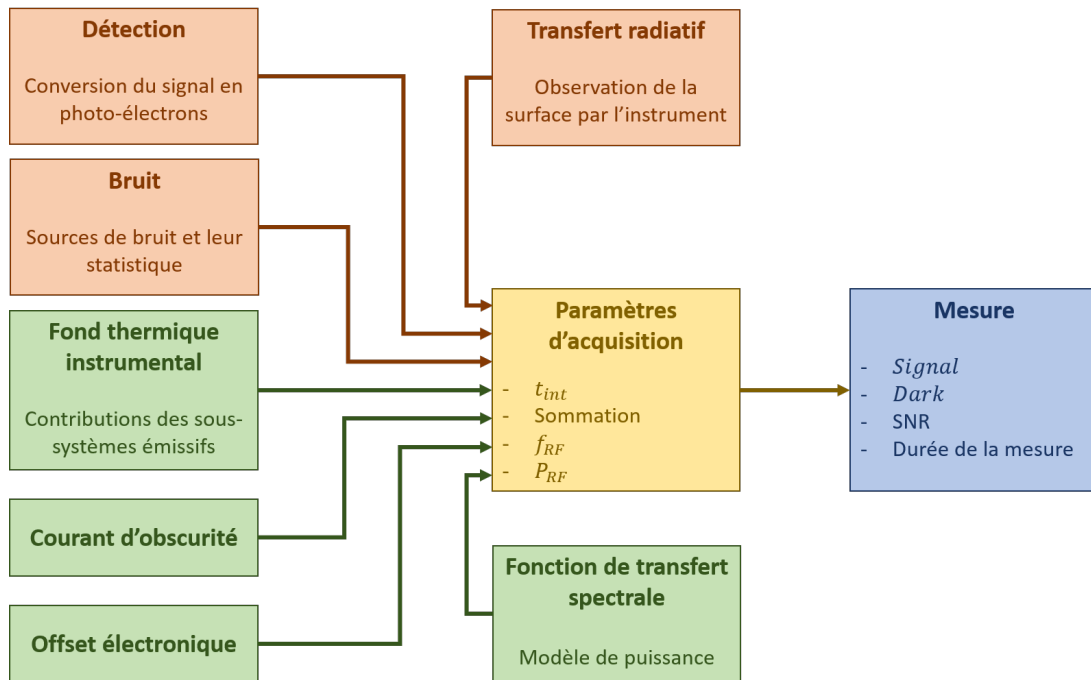


Fig. 7.1 : Schéma-bloc du modèle radiométrique et de ses différentes composantes. En orange sont les étapes de traitement du signal jusqu'au détecteur et en vert les modèles des sous-systèmes. Ces contributions sont intégrées suivant les paramètres d'acquisition instrumentaux (case jaune), ce qui conduit à la simulation d'une mesure (en bleu).

7.2 Composantes du modèle

7.2.1 Transfert radiatif

L'instrument ExoCam se destinant à réaliser des spectres de réflectance diffuse de la surface d'objets planétaires, la source de lumière naturelle est le Soleil. La grandeur que j'utilise pour caractériser le transfert de rayonnement est la luminance photonique spectrale (en

ph.s⁻¹.m⁻².sr⁻¹.μm⁻¹) qui est indépendante de la position de l'observateur. Cette luminance est donnée par la loi de Planck :

$$u(\lambda, T) = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (7.1)$$

où h , k et c sont respectivement la constante de Planck, la constante de Boltzmann et la célérité de la lumière, et T est la température du corps émissif. Ainsi, la luminance solaire est donnée par :

$$I_{\odot} = \varepsilon_{\odot} u(\lambda, T_{\odot}) \quad (7.2)$$

avec $T_{\odot} = 5778$ K la température moyenne de la surface du Soleil, et ε_{\odot} son émissivité, considérée comme égale à 1.

Nous nous plaçons dans le cas de l'observation de la surface d'un corps planétaire depuis l'orbite, le Soleil l'éclairant avec un angle zénithal α (Fig. 7.2). L'angle solide sous lequel est vu le Soleil est $\Omega_{\odot} = \pi r_{\odot}^2 / D^2$ avec r_{\odot} le rayon du Soleil et D la distance au Soleil. Dans ces conditions, le flux spectral solaire (en W.m⁻².μm⁻¹) à la surface est calculé par :

$$F_{\odot} = I_{\odot} \Omega_{\odot} \cos(\alpha) \quad (7.3)$$

Ce rayonnement atteint le sol, une partie est absorbée, l'autre est réfléchié selon des mécanismes décrits à la section 3.1. La composante absorbée du rayonnement contribue au bilan d'équilibre radiatif du satellite alors que la composante réfléchié contient dans son spectre, par différence, la signature des substances ayant absorbé le rayonnement incident. C'est ce dernier signal lumineux que cherche à collecter l'instrument, on considère, en première approximation, qu'il est émis de façon lambertienne (isotrope quelque soit la direction d'incidence du faisceau qui éclaire la surface) :

$$I_{ref} = \frac{1}{\pi} A F_{\odot} \quad (7.4)$$

où A est l'albédo de la surface observée. Cette grandeur représente le rapport entre l'énergie réfléchié par la surface et l'énergie qu'elle reçoit.

Il faut également tenir compte de l'émission propre de la surface, I_{th} , ne dépendant que de sa température suivant la loi de Planck (Eq. 7.1) avec une émissivité également voisine de 1. Je ne cherche pas à modéliser l'équilibre radiatif du corps planétaire, celui-ci dépend de la rugosité de la surface et de l'incidence solaire, il s'agit simplement ici d'évaluer l'impact de la luminance thermique de la surface sur les mesures. Dans le cadre de la simulation des opérations autour de Phobos, la température de surface retenue pour le modèle est une moyenne située entre 116 et 300 K (Kuzmin & Zabalueva, 2003).

Enfin, je calcule la puissance lumineuse spectrale perçue par l'instrument, simplement en multipliant la luminance de la surface par l'étendue géométrique $S\Omega$ du spectromètre. Ainsi, le nombre de photons par unité spectrale et par unité de temps issus de la scène d'intérêt

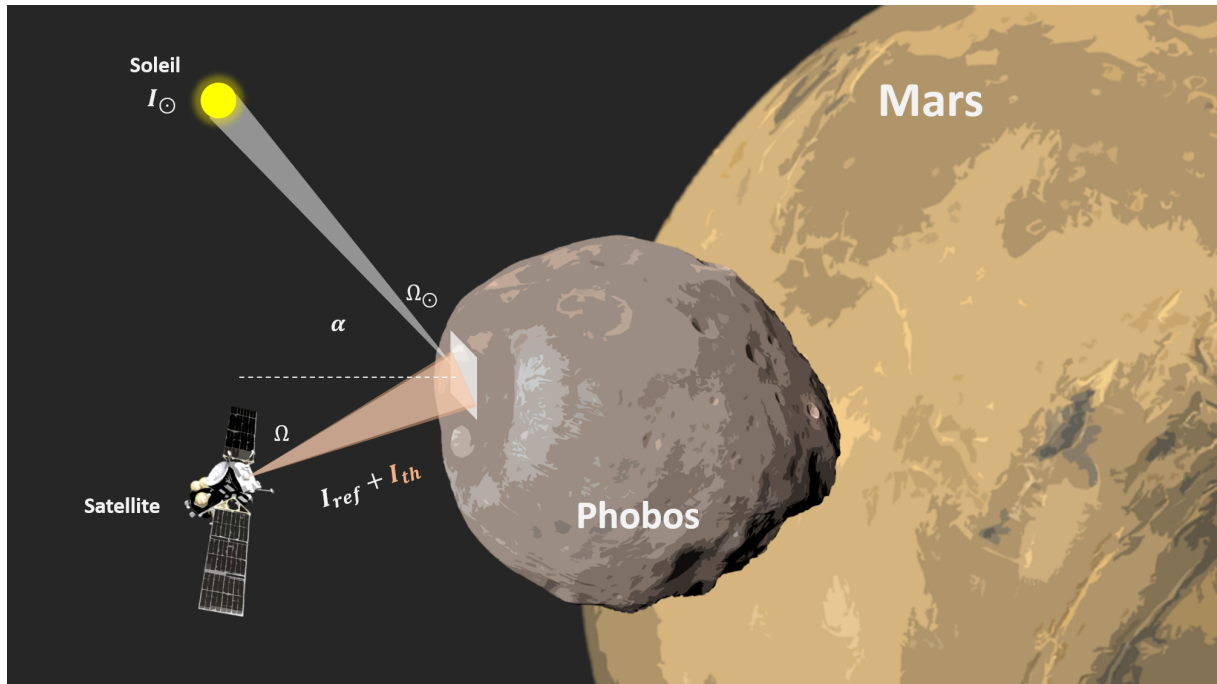


Fig. 7.2 : Schéma de la géométrie de l'observation de la surface de Phobos par le satellite de la mission MMX. Le Soleil, vu sous l'angle solide Ω_{\odot} , éclaire la surface de Phobos de sa luminance I_{\odot} . L'instrument MacrOmega observe cette surface à travers son angle solide (correspondant à son champ de vue) Ω et collecte sa luminance réfléchie I_{ref} et d'émission thermique I_{th} . La normale à la surface observée est également indiquée par une ligne pointillée.

scientifique et entrant dans l'instrument est donné par :

$$F_{ph}^{sci} = \frac{\lambda}{hc} S \Omega (I_{ref} + I_{th}) \quad (7.5)$$

Pour une application au banc ExoCam, on adapte le modèle aux sources utilisées et au champ de vue réel du banc de R&T. Nous venons de modéliser les propriétés de l'énergie lumineuse atteignant l'entrée de l'instrument, intéressons-nous maintenant au cheminement de l'information à l'intérieur de l'instrument jusqu'à son enregistrement sous forme numérique.

7.2.2 Les différentes contributions au signal détecté

Le signal enregistré par le détecteur est constitué de quatre composantes de natures différentes : le signal diffracté par l'AOTF et provenant de la scène scientifique, la lumière parasite, le courant d'obscurité et le fond thermique instrumental (Fig. 7.3). Cette dernière contribution est distribuée sur les différents sous-systèmes émissifs de l'instrument : les optiques (miroirs, lentilles), l'AOTF, le piège froid, la vitre refermant la chambre du détecteur et le baffle interne à cette même chambre.

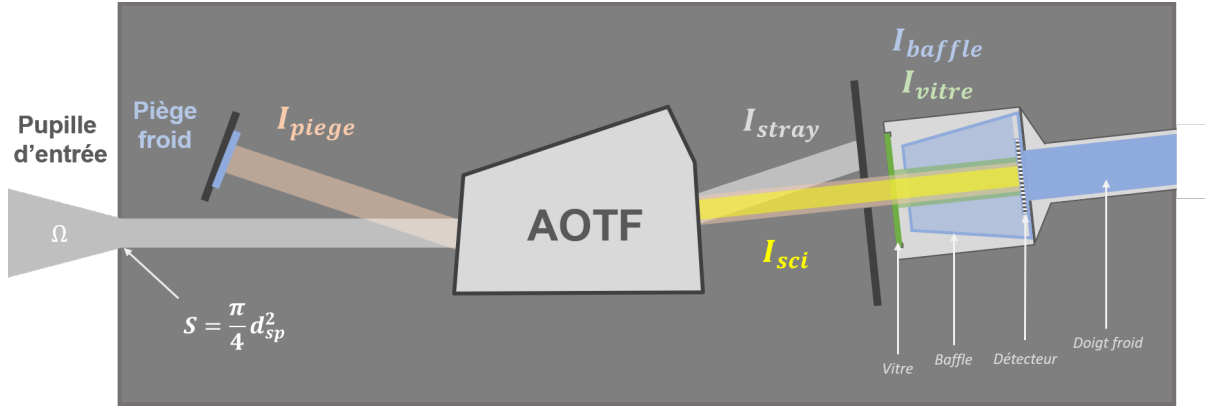


Fig. 7.3 : Schéma indiquant les différentes contributions photoniques au signal mesuré par le détecteur, le courant d'obscurité n'est pas représenté. On se place ici dans une architecture similaire à celle de la R&T de façon à pouvoir comparer avec les données des tests. Les luminances issues de la scène scientifique, du piège froid et de la vitre sont observées avec la même étendue optique (faisceaux colorés superposés) alors que la luminance du baffle de l'enceinte calorifugée est acquise dans un angle solide de 2π sr à partir de la surface du détecteur (fond bleu remplissant tout l'espace défini par le baffle). L'émission des optiques n'est pas représentée. $d_{sp} = 15$ mm est le diamètre de l'ouverture de l'instrument.

7.2.2.1 Signal diffracté

Dans l'instrument, les photons incidents traversent une série de sous-systèmes optiques, dont l'AOTF, puis sont convertis en électrons par le détecteur. La contribution au signal qui nous intéresse ici est constituée des photons diffusés par la surface, accompagnée de son émission thermique. Leur transit à travers l'instrument jusqu'à un pixel de la matrice du détecteur est exprimé par

$$F_{px}^{sci} = \frac{1}{2} \frac{t_{opt} \eta}{N_{px}} F_{ph}^{sci} \quad (7.6)$$

où t_{opt} est la transmission de l'ensemble des systèmes optiques de l'instrument (lentilles, miroirs, AOTF, vitre devant le détecteur), η est l'efficacité de la diffraction acousto-optique, dépendant donc de la puissance RF et de la longueur d'onde (section 6.1.2), N_{px} est le nombre de pixels du détecteur, 256^2 pour l'instrument de vol tel qu'il est envisagé, 128^2 pour la R&T, et le facteur $1/2$ correspond au fait que dans notre configuration, seul un seul des deux faisceaux diffractés est récupéré (section 3.2.3).

Le nombre de photo-électrons détectés par unité de temps et par pixel s'obtient donc en intégrant l'expression précédente sur sa distribution spectrale, c'est-à-dire la LSF de l'AOTF (section 6.1), qu'on multiplie par l'efficacité quantique du détecteur :

$$N_{e^-}^{sci} = \frac{1}{2 N_{px}} \int_{-\infty}^{+\infty} t_{opt}(\lambda) \eta(\lambda) F_{ph}^{sci}(\lambda) LSF(\lambda) QE(\lambda) d\lambda \quad (7.7)$$

7.2.2.2 Lumière parasite

La lumière parasite est ici considérée comme un résidu du faisceau non diffracté par l'AOTF, l'ordre 0, qui atteint le détecteur après plusieurs réflexions/diffusions à l'intérieur de l'instrument. Même en ayant mis en place une stratégie d'élimination de cette composante du signal (section 6.2.2), sa contribution n'est pas nulle et doit être *a priori* modélisée, même de façon empirique. Elle s'écrit de la même manière que le signal scientifique excepté le fait qu'il ne s'agisse pas d'un signal diffracté :

$$N_{e^-}^{stray} = \frac{k_{stray}}{N_{px}} \int_{-\infty}^{+\infty} t_{opt}(\lambda) F_{ph}^{sci}(\lambda) QE(\lambda) d\lambda \quad (7.8)$$

on intègre donc sur l'ensemble de la bande passante du détecteur, entre environ 0,8 et 3,7 μm , et on applique le coefficient d'atténuation de la lumière parasite mesuré à la section 6.2.2.

7.2.2.3 Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est calculé par un modèle suivant une loi d'Arrhenius correspondant à la probabilité que l'agitation thermique fasse passer un électron de la matrice cristalline du détecteur dans la bande de conduction :

$$N_{e^-}^{DC} = D_e e^{-\frac{E_a}{kT_{det}}} \quad (7.9)$$

avec D_e le facteur pré exponentiel décrivant le taux de génération des électrons du courant d'obscurité, E_a l'énergie d'activation, c'est-à-dire la barrière de potentiel à franchir pour qu'un électron passe dans la bande de conduction et T_{det} la température du détecteur. Ces deux paramètres sont en pratique inconnue, mais sont ajustés sur des données expérimentales (section 6.3.1).

7.2.2.4 Fond thermique instrumental

On considère que le fond thermique instrumental est dominé par quatre composantes : l'émission du piège froid sur le faisceau « inverse 1 » (section 5.2.2), l'émission des optiques (lentilles, miroirs et AOTF), l'émission de la vitre et l'émission de la face interne du baffle limitant le champ de vue du détecteur dans la chambre calorifugée, que nous traitons séparément (Fig. 7.3). L'émission de la chaîne optique (miroirs, lentilles, AOTF en transmission), n'est pas modélisée en détail en raison des changements de configuration optique.

L'émission du piège froid est traitée comme la lumière parasite : sa luminance $I_{piège}$ est donnée par la loi de Planck (on suppose que son émissivité est égale à 1) et est observée par l'instrument à travers la même étendue géométrique $S\Omega$ que la scène scientifique. On exprime donc son flux photonique par $F_{ph}^{piège} = S\Omega u(\lambda, T_{piège})$, et ainsi

$$N_{e^-}^{piège} = \frac{1}{N_{px}} \int_{-\infty}^{+\infty} t_{opt}(\lambda) F_{ph}^{piège}(\lambda, T_{piège}) QE(\lambda) d\lambda \quad (7.10)$$

Les contributions de la vitre et du baffle interne sont liées à l'architecture de l'enceinte ca-

lorifugée dans laquelle se trouve le détecteur. Elle apparaît comme une cuve à vide miniature dans laquelle se trouve la matrice HgCdTe dont le champ de vue est limité par un baffle couplé thermiquement au doigt froid refroidissant le détecteur. L'enceinte est refermée par une vitre en saphir assurant son étanchéité et la transmission de la lumière. On suppose que le détecteur a un champ de vue total de 2π sr et que le baffle limite cet angle solide à Ω_{det} tel que $S_{det}\Omega_{det} = S\Omega$. La relation entre les étendues optiques couvertes par le baffle et la vitre est donc $S_{det}\Omega_{baffle} = S_{det}(2\pi - \Omega_{det}) = 2\pi N_{px} r_{px}^2 - S\Omega$, avec $r_{px} = 30 \mu\text{m}$, la distance entre deux pixels. Ainsi les signaux dus à ces sous-systèmes s'expriment

$$N_{e^-}^{vitre} = \varepsilon_{vitre} \frac{S\Omega}{N_{px}} \int_{-\infty}^{+\infty} u(\lambda, T_{vitre}) QE(\lambda) d\lambda \quad (7.11)$$

et

$$N_{e^-}^{baffle} = \varepsilon_{baffle} \frac{2\pi N_{px} r_{px}^2 - S\Omega}{N_{px}} \int_{-\infty}^{+\infty} u(\lambda, T_{det}) QE(\lambda) d\lambda \quad (7.12)$$

L'émissivité du baffle est considérée égale à 1 et celle de la vitre a été estimée lors d'une campagne de tests en vide thermique dédiée (section 6.3.1). En résumé, j'ai modélisé l'émission thermique interne de l'instrument avec trois composantes indépendantes :

$$N_{e^-}^{BG} = N_{e^-}^{piège} + N_{e^-}^{vitre} + N_{e^-}^{baffle} + N_{e^-}^{optiques} \quad (7.13)$$

La contribution des optiques ($N_{e^-}^{optiques}$) n'est pas modélisée sur le banc ExoCam en raison de la trop grande incertitude sur les émissivités des autres sous-systèmes du banc (AOTF, miroirs, lentilles) et le manque de moyens pour les caractériser. Les comparaisons avec les données expérimentales se feront donc sur le *Signal* soustrait du *Dark*, c'est-à-dire la différence entre la mesure AOTF alimenté puis non alimenté. De même, l'estimation du bruit (section suivante) néglige son impact. En revanche, pour un instrument de vol, l'ensemble de la chaîne optique sera modélisée thermiquement.

7.2.2.5 Acquisition du signal

Le signal délivré par un pixel du détecteur, par unité de temps, est la somme des contributions précédemment énoncées (Eq. 7.7, 7.8, 7.9 et 7.13). À ces sources de signal s'ajoute enfin un *offset* numérique indépendant du temps d'intégration, modélisé par une fonction affine de la température du détecteur : $offset(T_{det}) = AT_{det} + B$ avec A et B déterminés expérimentalement (section 6.3.1). Ainsi le signal total enregistré par le détecteur lors d'une acquisition au temps d'intégration t_{int} et à la sommation N_{sum} (nombre d'accumulations d'une image) est

$$S = \left[offset + t_{int} \left(N_{e^-}^{sci} + N_{e^-}^{stray} + N_{e^-}^{DC} + N_{e^-}^{BG} \right) G_{ADU-e^-} \right] N_{sum} \quad (7.14)$$

lorsque l'AOTF est alimenté par le signal RF, et

$$D = \left[offset + t_{int} \left(N_{e^-}^{stray} + N_{e^-}^{DC} + N_{e^-}^{BG} \right) G_{ADU-e^-} \right] N_{sum} \quad (7.15)$$

lorsqu'il est éteint. G_{ADU-e^-} est le gain de la conversion analogique — numérique ($G_{e^-ADU} = 1/G_{ADU-e^-} = 860 \text{ e}^-/\text{ADU}$ dans notre cas, donnée constructeur).

Seul le terme $N_{e^-}^{sci}$ nous intéresse ici, car il contient l'information sur la température et la composition de la cible. Les deux équations précédentes montrent qu'il existe une différence notable entre les sources de signal, seule $N_{e^-}^{sci}$ dépend de l'état de fonctionnement de l'AOTF : elle est présente quand il est alimenté en signal RF, et absente lorsqu'il est éteint. Par conséquent, en faisant la différence de deux acquisitions de même durée d'intégration, AOTF allumé puis éteint, appelées *Signal* et *Dark*, on ne conserve bien que la contribution de la scène d'intérêt.

$$S - D = t_{int} N_{e^-}^{sci} G_{ADU-e^-} N_{sum} \quad (7.16)$$

Cependant, même si les autres termes sont éliminés par soustraction, leur impact sur le niveau de bruit, quant à lui, est augmenté (voir section suivante 7.2.3). Nous verrons plus loin (section 7.3.1) qu'il est possible de jouer sur le design thermique de l'instrument pour optimiser la distribution du signal en faveur du signal scientifique.

On peut enfin évaluer la durée de l'acquisition d'une image à partir du temps d'intégration et des temps caractéristiques du système de lecture et de transmission des données, dans le cas de l'architecture de la R&T :

$$t_{image} = 2 N_{sum} (t_{int} + t_{RO} + t_{pre}) + t_{TXRX} \quad (7.17)$$

avec t_{int} le temps d'intégration de l'image, $t_{RO} = 65,5 \text{ ms}$ la durée de la lecture d'une image, $t_{pre} = 2 \text{ ms}$ la durée de l'initialisation de l'acquisition et $t_{TXRX} = 62,5 \text{ ms}$ la durée de la transmission des données à l'ordinateur (documentation constructeur). Le facteur 2 provient du fait qu'une image est la différence d'une acquisition du *Signal* et d'une acquisition du *Dark*. L'accumulation de la mesure ainsi que la soustraction du *Dark* sont faites directement par l'électronique de lecture, le temps de transfert n'apparaît donc qu'une seule fois. Les valeurs données ici sont celles du banc de R&T.

7.2.3 Sources de bruit

Le bruit d'une mesure, dans mon étude, correspond au signal aléatoire et de moyenne nulle qui s'ajoute au signal déterministe que j'ai précédemment modélisé. Le bruit se décompose donc lui aussi en différentes contributions dont la statistique dépend du phénomène qui en est responsable.

On considère que tous les signaux d'origine photonique, ainsi que le courant d'obscurité, engendrent un bruit dont la statistique suit une loi de Poisson (section 6.3.3), et que les mesures successives sont indépendantes, leurs variances sont donc additives. Formellement, on distingue 8 sources de bruit dont les variances sont listées ci-après :

– $\sigma_{sci}^2 = t_{int} N_{e^-}^{sci}$ est le bruit lié aux photons diffractés par l'AOTF et provenant de la scène

- d'intérêt scientifique, en émission thermique et en réflexion ;
- $\sigma_{stray}^2 = t_{int} N_{e^-}^{stray}$ est le bruit lié aux photons de la lumière parasite ;
 - $\sigma_{DC}^2 = t_{int} N_{e^-}^{DC}$ est le bruit engendré par le courant d'obscurité ;
 - $\sigma_{BG}^2 = t_{int} N_{e^-}^{BG}$ est le bruit lié aux photons du fond thermique instrumental (piège froid, vitre et baffle de l'enceinte calorifugée) ;
 - σ_{RON}^2 est le bruit de lecture, il s'ajoute à chaque mesure au moment de l'intégration. Il correspond à l'incertitude du comptage des photo-électrons dans les pixels lors de la lecture ;
 - $\sigma_{quantif}^2 = G_{e^- - ADU}^2 / 12$ est le bruit de quantification. Il s'agit d'un bruit de distribution uniforme de largeur 1 ADU, donc de variance $1/12 \text{ ADU}^2$, qu'on ramène à des électrons en utilisant le gain de la conversion numérique — analogique.

Ainsi, pour une mesure avec soustraction du *Dark*, l'écart-type du bruit est donné par la racine carrée de la somme des variances (chaque source de bruit étant indépendante) :

$$\sigma_{S-D} = \sqrt{t_{int} N_{e^-}^{sci} + 2 t_{int} \left(N_{e^-}^{stray} + N_{e^-}^{DC} + N_{e^-}^{BG} \right) + 2 \left(\sigma_{RON}^2 + \sigma_{quantif}^2 \right)} \quad (7.18)$$

À partir de ces définitions, nous pouvons estimer la distribution des contributions au bruit d'une mesure dans des conditions typiques d'observation d'une surface sombre telle que celle de Phobos par exemple. Ainsi, pour un albédo de 4 %, une température de surface de 0°C, pour les conditions instrumentales $(T_{det}, T_{piège}, T_{vitre}, P_{RF}) = (110 \text{ K}, -60 \text{ °C}, -30 \text{ °C}, 10 \text{ W})$ et un temps d'intégration calculé pour remplir les pixels à 50 % de leur dynamique maximale (soit 2 000 ADU, donc $t_{int} \approx 0,4 \text{ s}$ dans ces conditions), le bruit se distribue de la manière suivante, après soustraction du *Dark* :

Bruit de quantification	$\sqrt{2 G_{e^- - ADU}^2 / 12}$	= 350	e^-
Bruit de lecture	$\sqrt{2 \sigma_{RON}^2}$	= 565	e^-
Bruit du <i>Dark</i> intégré	$\sqrt{t_{int} \left(N_{e^-}^{stray} + N_{e^-}^{DC} + N_{e^-}^{BG} \right)}$	= 800	e^-
Bruit du <i>Signal</i> intégré	$\sqrt{t_{int} \left(N_{e^-}^{sci} + N_{e^-}^{stray} + N_{e^-}^{DC} + N_{e^-}^{BG} \right)}$	= 1 050	e^-
Bruit total	σ_{S-D}	= 1 450	e^-

Le bruit total de la mesure apparaît bien dominé par le bruit photonique, qui lui-même se distribue entre ses différentes sources comme nous le verrons à la section 7.3.1.

7.2.4 Validation du modèle radiométrique

Une validation partielle du modèle radiométrique a été faite sur des mesures avec le banc ExoCam et le corps noir, en configuration imagerie. Ces mesures ont consisté en l'acquisition du flux lumineux émis par le corps noir sur l'ensemble de la gamme spectrale d'ExoCam, en alternant AOTF alimenté puis non alimenté, à différents temps d'intégration et pour une puissance RF d'environ 5 W.

L'objectif de cette mesure est de valider la modélisation du signal d'intérêt, $N_{e^-}^{sci} \times G_{ADU-e^-}$, les autres contributions s'éliminant lors de la soustraction du *Dark* (Eq. 7.16). Je n'ai pas cherché à modéliser le *Dark* en lui-même, car le modèle ne prend pas en compte toutes les contributions internes à l'instrument et les températures des différents sous-systèmes ne sont pas relevées lors des mesures (notamment le piège froid, la vitre, et les lentilles), ni le bruit, car la présence du motif du champ acoustique empêche de l'évaluer en calculant l'histogramme des pixels sur l'ouverture du corps noir (voir section 6.3.3).

Le résultat de ce test est donné dans la figure 7.4. Le modèle permet ainsi de reproduire les mesures de façon relativement fidèle : le niveau absolu est atteint mieux que l'ordre de grandeur et la forme générale du signal est reproduite à quelques écarts près dont la présence de l'eau atmosphérique vers $2,6 \mu\text{m}$, la surévaluation de la réponse en fin de gamme spectrale et les modulations liées à la transmission des électrodes (voir test VSWR, section 5.2.3) dont la température n'est pas modélisée.

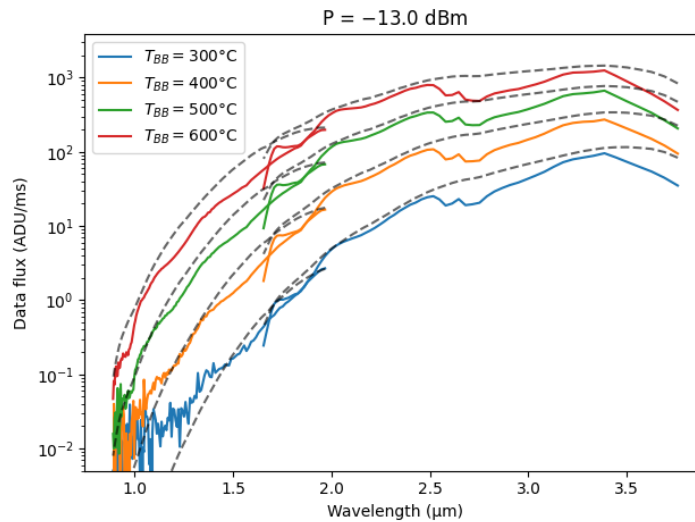


Fig. 7.4 : Modélisation de mesures sur le corps noir en configuration imagerie. Chaque couleur correspond à une température de corps noir, la ligne pointillée est le spectre modélisé. La discontinuité entre 1,5 et 2 μm correspond au recouvrement des canaux LF et HF.

7.3 Évaluation des performances en vol

Les différentes composantes du modèle définies, nous pouvons l'exploiter pour anticiper les futures performances d'un instrument basé sur le concept ExoCam lors d'opérations scientifiques. Je présenterai quelques résultats des simulations des différents flux de données attendus en vol, qui nous permettent de contraindre la conception thermique de l'instrument, en termes de températures des sous-systèmes (section 7.3.1). Enfin, j'utiliserai ce modèle radiométrique afin de définir les spécifications d'un illuminateur embarqué, qui pourrait être utilisé lors d'opérations au sol lorsque l'ombre du satellite couvre le champ de vue de l'instrument (section 7.3.2).

7.3.1 Optimisation du design thermique

Une fois que j'ai modélisé les sources du signal et notamment les sources internes à l'instrument, je peux évaluer leur intensité relative afin de cibler plus précisément les sources qui

nécessiteraient une attention particulière pour minimiser leur impact sur la qualité des données scientifiques. Pour réaliser cette simulation, je me suis placé dans un cas typique de mesure (Tab. 7.1) puis j'ai fait varier un par un les paramètres instrumentaux pour évaluer leur effet sur la distribution du flux de données. Quelques résultats sont présentés dans la figure 7.5.

Paramètre	Valeur
A_{surf}	4 %
T_{surf}	0°C
$T_{piège}$	-60°C
T_{vitre}	-30°C
T_{det}	110 K
P_{RF}	10 W
t_{int}	calculé ($S \approx 2000$ ADU)

Tab. 7.1 : Paramètres généraux de la simulation. Le temps d'intégration est calculé de façon à avoir un niveau de signal correspondant à 50 % de la dynamique, soit environ 2000 ADU.

En résultat, on observe que dans le cas central, le flux de données est dominé par le signal de réflectance diffuse, excepté à partir de 2,6 μm où l'émission de la vitre devient prépondérante, puis s'ajoute celle du piège froid à partir de 3 μm . De manière générale, les contributions de la lumière parasite (courbe verte) et du baffle détecteur (courbe rouge) sont largement négligeables devant les autres. Cependant les paramètres thermiques et la puissance de pilotage de l'instrument influent grandement la distribution des flux de données. En abaissant la puissance injectée dans l'AOTF de 10 à 2 W, l'intensité du signal diffracté chute d'un facteur 3, le ramenant au même ordre de grandeur que l'émission thermique de la vitre, voire plus faible à grande longueur d'onde (Fig. 7.5 haut). On a donc tout intérêt à maximiser la puissance injectée et donc prévoir une stratégie de refroidissement spécifique à l'AOTF.

Pour la température de régulation de la chambre du détecteur et du détecteur lui-même, la valeur de 110 K correspond au maximum des capacités du Neptune SMW et génère un courant d'obscurité très faible d'environ 10^{-2} ADU/ms (ce qui correspond à environ 2 fA). Mais lorsque cette température augmente, le courant d'obscurité augmente fortement, d'un facteur 100 en passant à 130 K, ce qui en fait la contribution dominante du signal (Fig. 7.5 bas). Ceci montre que la température du détecteur doit être sélectionnée dans une fenêtre étroite, ce qui contraint les performances de la machine cryogénique responsable du refroidissement.

En tant que système transparent, la vitre du détecteur est un composant difficile à réguler thermiquement, et pourtant son impact sur le flux de données total n'est pas négligeable (Fig. 7.5 gauche). Son émission devient même dominante en passant de -30 à -10°C. La température de la vitre est supposée identique à celle de la structure mécanique du détecteur et de son cryoréfrigérateur, lui-même couplé thermiquement au reste de l'instrument. Ainsi, en l'absence de mécanisme de régulation thermique spécifique à la vitre, c'est l'ensemble de la cavité optique de l'instrument qu'il faut refroidir pour minimiser l'influence de celle-ci sur les données.

Enfin, le piège froid a pour objectif de générer une émission thermique la plus faible possible dans le champ de vue du faisceau « inverse 1 » (voir section 5.2.2), son refroidissement doit donc être maximal. Avec un doigt froid à -60°C, son émission est plus faible que le signal d'intérêt scientifique sur une grande partie de la gamme spectrale (jusqu'à 3 μm), vers 0,3

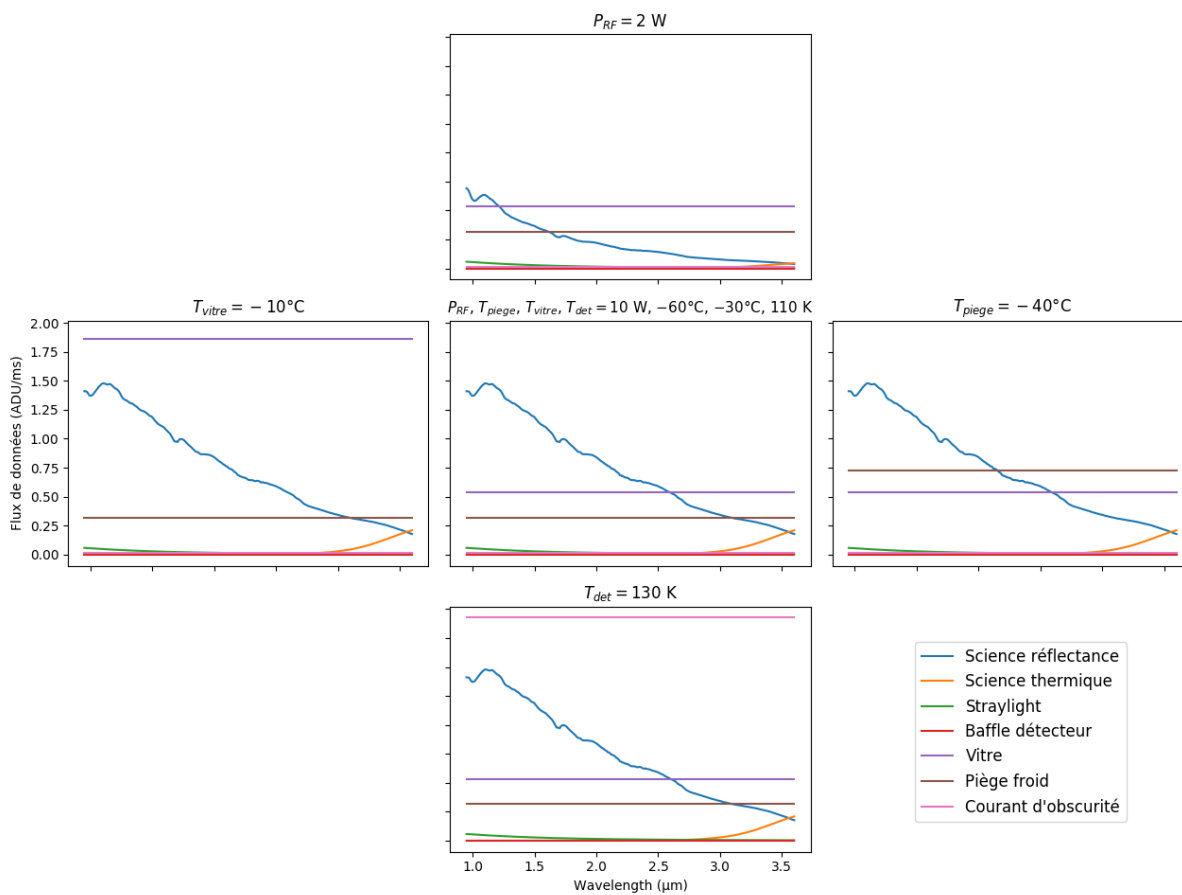


Fig. 7.5 : Simulations de flux de données (en ADU/ms) issus des différentes contributions en fonction de la longueur d'onde. L'échelle verticale est partagée entre tous les graphes. La case centrale est la distribution des flux dans le cas typique que je me suis donné et chaque graphe autour correspond à la variation d'un paramètre, indiqué en titre.

ADU/ms. Cette température correspond à un refroidissement de 30°C sous la température de l'instrument, ce qui est atteignable avec un système de refroidissement thermoélectrique par exemple. Néanmoins, cette contribution est très sensible avec la température, car il s'agit d'un faisceau non diffracté par l'AOTF. Il bénéficie donc de toute l'ouverture du cristal et de toute la bande passante du détecteur. Ainsi un piège froid à seulement -40°C voit son émission multipliée par 5 (environ $1,5 \text{ ADU/ms}$) au point de dominer le signal scientifique (Fig. 7.5 droite). Cette valeur de température est à mettre en parallèle de la température de l'instrument. En effet, si le mécanisme de refroidissement du piège ne peut pas abaisser sa température au-delà de 30°C sous la température de l'instrument, nous obtenons une contrainte forte sur la régulation thermique de l'instrument entier, par exemple -20°C si la température maximale acceptable pour le piège est $T_{\text{piège}} = -50^\circ\text{C}$.

Cependant, les contributions au flux de données internes à l'instrument s'éliminent lors de la différence *Signal - Dark*, mais leurs bruits restent additifs. La sélection des seuils de température des sous-systèmes doit donc être faite en considérant le bruit et non le niveau de signal. La figure 7.7 montre la distribution des variances de bruit des différentes sources en fonction des paramètres instrumentaux et environnementaux tandis que la figure 7.6 montre l'évolution du SNR sur la gamme spectrale. J'ai pris ici le cas d'une image acquise avec soustraction du *Dark*, à une longueur d'onde moyenne et un temps d'intégration tel que le signal atteint 50 % de la dynamique. Dans cette situation, toutes les contributions internes à l'instrument (autres que le

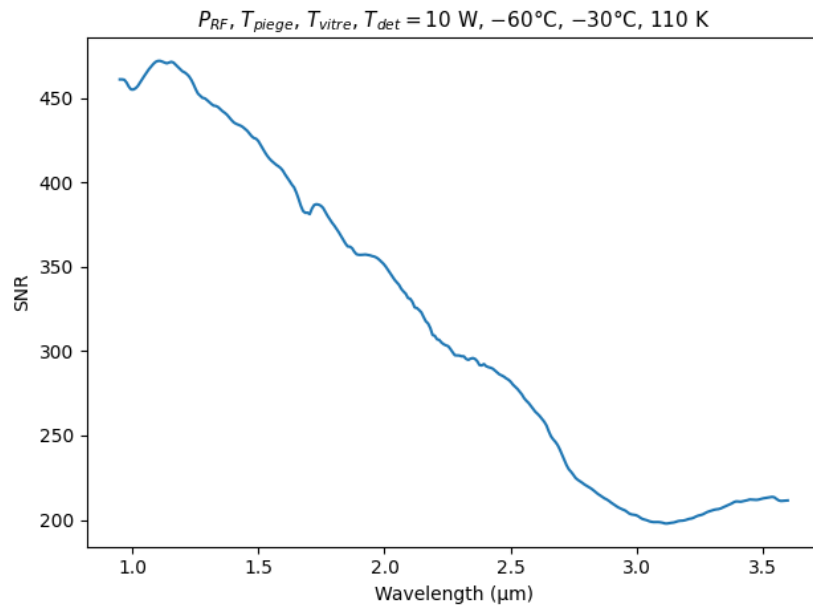


Fig. 7.6 : Simulation de l'évolution du SNR d'une mesure (*Signal – Dark*) en fonction de la longueur d'onde dans les conditions énoncées dans le tableau 7.1. Pour rappel, l'albédo de la surface observé est de 4 %.

signal issu de la réflexion et de l'émission de la surface) sont comptées deux fois, ce qui explique leur importance dans le bilan de variances (Fig. 7.7).

Le bruit total d'une mesure apparaît largement dominé par les contributions internes à l'instrument (environ 80 % de la variance totale dans le cas typique) et assez peu par le signal d'intérêt dans le cadre contraignant que je me suis donné, c'est-à-dire l'observation d'une surface de 4 % d'albédo. Plusieurs pistes sont envisageables pour maximiser le poids du signal d'intérêt dans le bilan total. Nous pouvons d'abord séparer les sources proportionnelles au temps d'intégration (réflexion, vitre, piège froid et courant d'obscurité) de celles qui ne le sont pas (lecture et quantification). Augmenter le temps d'intégration et donc le taux de remplissage des pixels augmente la contribution des premières face aux secondes, mais rallonge la durée de la mesure. Pour les sources dépendant du temps d'intégration, leur distribution relative interne ne dépend que des températures des sous-systèmes et de la puissance du signal RF. Dans le cas typique froid que je me suis donné à titre d'exemple, 21 % du bruit total est dû au signal scientifique et 57 % au signal interne à l'instrument (Fig. 7.7 centre). L'AOTF travaillant déjà à puissance maximale ($P_{RF} = 10 \text{ W}$), les seuls moyens de diminuer le rapport bruit interne/bruit du signal d'intérêt sont soit de refroidir fortement l'instrument, de façon passive avec de grands radiateurs, ou active, mais énergivore, ou encore avec un puissant lien thermique avec le satellite ; soit il est possible de refroidir spécifiquement les sous-systèmes émissifs comme la vitre et le piège froid ; soit enfin un changement de concept, sans vitre.

7.3.2 Conception d'un illuminateur pour des opérations au sol

Les missions de retour d'échantillon des petits corps du Système solaire, telles que MMX, Hayabusa, Hayabusa 2 ou OSIRIS-REx, présentent une phase d'opérations au sol plus ou moins longue pour la collecte desdits échantillons. Cette phase au sol serait l'occasion de réaliser des images hyperspectrales avec une très haute résolution spatiale (comparée à la couverture orbitale)

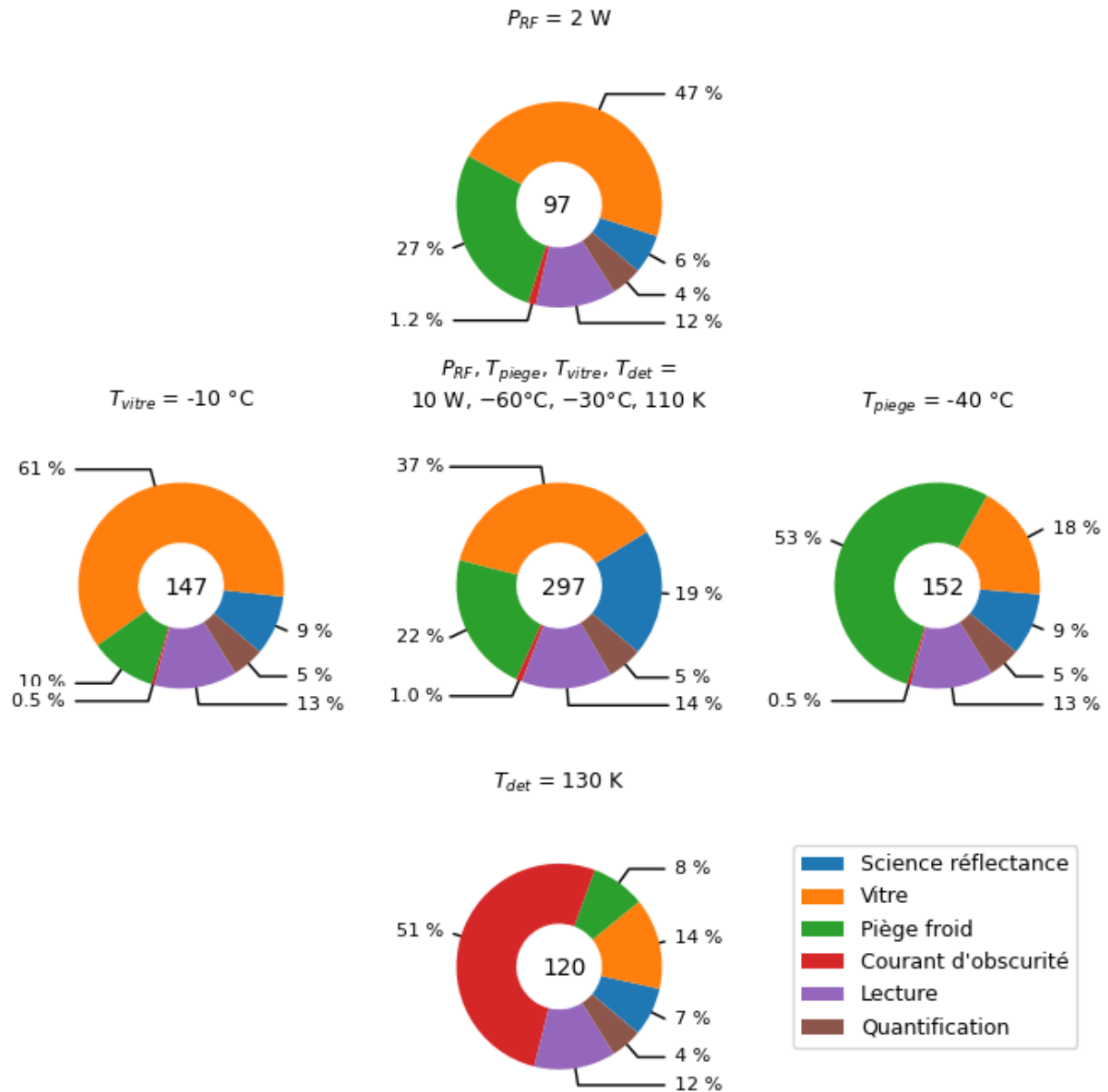


Fig. 7.7 : Simulations de la distribution relative des différentes sources de bruit, en variance, à $\lambda = 2,3 \mu\text{m}$, $t_{int} = 380 \text{ ms}$ (50 % de la dynamique), pour une image après soustraction du *Dark*. À chaque couleur correspond une source de bruit, la valeur relative est indiquée en face de chaque secteur. Le nombre au centre de chaque diagramme est le SNR de la mesure simulée, après soustraction du *Dark*. La case centrale est la distribution du bruit dans le cas typique que je me suis donné et chaque graphe autour correspond à la variation d'un paramètre, indiqué en titre. Les contributions très faibles telles que la lumière parasite, le baffle détecteur et l'émission thermique de la surface ont été ignorées pour plus de clarté. Leur reliquat correspond au secteur blanc des diagrammes.

à l'aide d'optiques dédiées permettant de faire le point à une distance de l'ordre du mètre. L'objectif de cette mesure serait de fournir une cartographie hyperspectrale proche-infrarouge rapide permettant de repérer les éventuels sites d'intérêt scientifique pour la collecte de matière, ainsi que fournir une vérité terrain supplémentaire pour l'interprétation des mesures *a posteriori*

sur les échantillons.

Cependant, lors des opérations au sol, les observations se feront vraisemblablement dans l'ombre du satellite, c'est pourquoi à partir du modèle radiométrique de l'instrument, je me suis proposé de réfléchir à un concept d'illuminateur embarqué optimisant le flux lumineux, la puissance électrique requise et le temps de mesure, tout en conservant les performances scientifiques, en termes de SNR (Fig. 7.8).

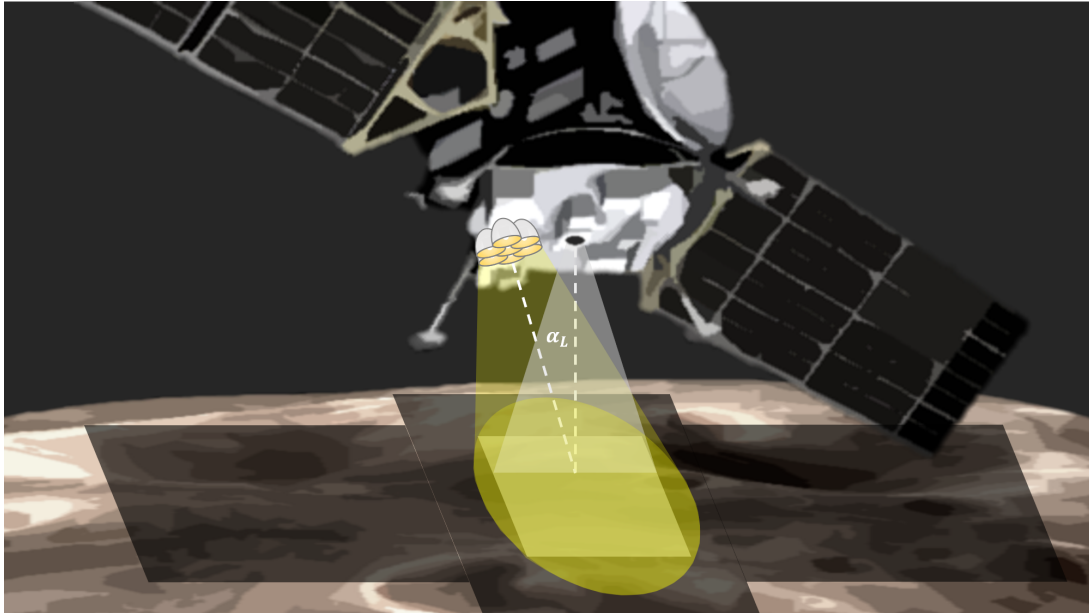


Fig. 7.8 : Schéma de la géométrie générale de l'observation du sol lors de la phase d'atterrissage. Le champ de vue de l'instrument (rectangle gris en perspective) se trouve dans l'ombre du satellite, mais est éclairé par le faisceau de l'illuminateur (en jaune). Ce dernier est composé de plusieurs unités éclairant la même surface, allumées en plus ou moins grand nombre en fonction du besoin en flux lumineux.

L'objectif général de l'illuminateur est de fournir un flux lumineux suffisamment intense, sur l'ensemble de notre gamme spectrale de travail, pour réaliser un cube hyperspectral de typiquement 170 canaux spectraux répartis sur la gamme $0,95 - 3,6 \mu\text{m}$ ce qui correspond à un échantillonnage typique variant de 10 à 40 cm^{-1} , selon la largeur des bandes d'absorption à mesurer. L'acquisition doit durer une quinzaine de minutes maximum, tout en restant compatible avec les limitations du satellite en termes d'énergie et de puissance, typiquement quelques dizaines de watts et de watts-heures.

7.3.2.1 Étude préliminaire

Une première approche de conception de l'illuminateur serait d'imiter le Soleil avec une source unique de type corps noir, par exemple un filament incandescent, située à un mètre de la surface à étudier. En choisissant par exemple un corps noir à $T = 3000 \text{ K}$, présentant un maximum d'émission à $1 \mu\text{m}$, et un flux cible de 300 W/m^2 correspondant au flux solaire au niveau de l'orbite de Mars, la source rayonnante devrait mesurer 8 mm de rayon et avoir une puissance de 3800 W , sans réflecteur pour canaliser le faisceau lumineux. Ceci est largement inaccessible à un système embarqué à bord d'un satellite.

Une optimisation importante est néanmoins possible en remarquant que lors d'une mesure, l'instrument ne collecte qu'une faible fraction de la lumière émise par la surface, correspondant

à sa fonction de transfert spectrale. En conséquence, avec un illuminateur unique, la majeure partie de l'énergie qui éclaire la surface n'est simplement pas observée. Mais en adaptant le point de fonctionnement de l'illuminateur à celui de l'instrument, il devient envisageable de minimiser l'émission en dehors de la bande passante. Pour ce faire, nous avons deux solutions techniques. La première utilise des lampes à incandescence pilotées en nombre et en courant pour adapter le flux lumineux à la gamme spectrale, tandis que la seconde repose sur des diodes électroluminescentes (LED) de différentes longueurs d'onde, spectralement plus étroites qu'un corps noir.

Cependant, la solution à base de LED demanderait une collection de lampes couvrant l'ensemble de la gamme spectrale et suffisamment puissantes pour notre usage. Ces deux conditions ne sont jamais simultanément réunies avec les LED du commerce, c'est la raison pour laquelle la première solution a été retenue pour l'illuminateur.

L'idée du concept que je propose est alors d'utiliser des lampes à incandescence, type QTH, dont la température du filament, donc le courant d'alimentation, est sélectionnée en fonction de la longueur d'onde de travail (suivant la loi de déplacement de Wiens) et le flux lumineux est ajusté par le nombre de lampes.

7.3.2.2 Design général de l'illuminateur

On suppose que l'illuminateur est constitué d'unités identiques, elles-mêmes composées d'une sphère rayonnante de rayon r_L au foyer d'un réflecteur redirigeant le flux lumineux vers la surface S observée par l'instrument, à la distance d_L et sous une incidence α_L . La lampe est considérée comme un corps noir d'émissivité 1 et de température T_L ajustable à la longueur d'onde de travail suivant la loi de Wien : $T_L[\text{K}] = 2\,898/\lambda[\mu\text{m}]$. Sa luminance spectrale est donc donnée par

$$I_L = u(\lambda, T_L) \quad (7.19)$$

et le flux spectral reçu sur la surface S , sans réflecteur, est

$$F_L^0 = I_L \Omega_L^0 \cos \alpha_L = I_L \pi \frac{r_L^2}{d_L^2} \cos \alpha_L \quad (7.20)$$

L'objectif du réflecteur est de rediriger une partie du flux total émis par la lampe sur la surface observée. Ce flux total au niveau de la lampe s'exprime simplement $F_L^{tot} = \pi I_L$, donc le réflecteur doit couvrir un angle solide $\Omega_R = \eta_R \pi$, avec $\eta_R \in [0, 1]$ l'efficacité du réflecteur, qui dépend implicitement de la distance entre la source et la surface et de la surface elle-même.

La puissance spectrale rayonnée par la lampe, interceptée par le réflecteur et redirigée vers le sol est alors le produit de la surface de la lampe ($4\pi r_L^2$), du flux total émis par la lampe et de l'efficacité du réflecteur. On obtient donc au sol un flux lumineux avec réflecteur

$$F_L = \frac{4\pi^2 r_L^2 \eta_R}{S} I_L \cos \alpha_L \quad (7.21)$$

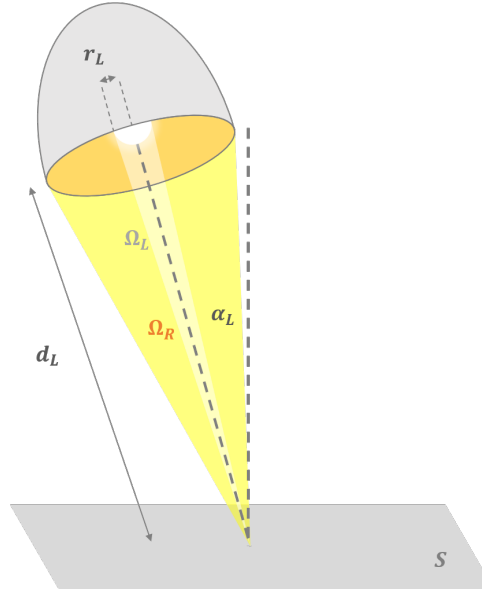


Fig. 7.9 : Détail de la géométrie de l'éclairage d'une surface S par une unité de l'illuminateur. Les grandeurs utilisées dans les calculs sont indiquées.

On cherche à ramener ce flux spectral à une fraction du flux solaire $f F_{\odot}$, pour lequel a été conçu l'instrument. Cette expression permet de déduire l'angle solide équivalent de la lampe et de son réflecteur, vus depuis le sol :

$$\Omega_L = \frac{4\pi^2 r_L^2 \eta_R}{S} \quad (7.22)$$

À titre d'illustration, une sphère de 1 mm à 3800 K rayonne une puissance de 150 W, elle est vue à une distance de 1 m sous un angle solide $\Omega_L^0 \sim 10^{-5}$ sr. Avec un réflecteur, cet angle solide devient $\Omega_L \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ en fonction de la valeur de η_R . On comprend alors le gain apporté par un réflecteur optimisé.

Au final, le rayon de la sphère rayonnante qui émet suffisamment d'énergie pour atteindre le flux cible compte tenu de l'efficacité de son réflecteur est donné par :

$$r_{opt} = \sqrt{\frac{f F_{\odot} S}{4\pi^2 I_L(T_L) \cos \alpha_L \eta_R}} \quad (7.23)$$

Cette dernière expression permet d'estimer la consommation d'énergie de l'illuminateur en fonction de la température de ses lampes, de l'efficacité des réflecteurs attachés aux lampes et du flux lumineux cible. En supposant que la puissance fournie au système est intégralement convertie en rayonnement, on écrit simplement :

$$P_{tot} = 4\pi r_{opt}^2 (f, \eta_R, T_L) \sigma T_L^4 \quad (7.24)$$

avec σ la constante de Stefan-Boltzmann. Nous venons d'établir l'ensemble des relations utiles

à la définition du système d'illumination, et nous pouvons à présent étudier ses conditions de mise en œuvre, en termes de contraintes sur l'efficacité du réflecteur et l'intensité de l'éclairement afin de satisfaire les objectifs de consommation d'énergie, de durée de mesure et de SNR (section suivante), mais également en termes de discrétisation.

En effet, dans la pratique r_L ne peut pas varier continûment en suivant sa valeur optimisée, car il correspond au nombre de lampes allumées, qui est nécessairement un entier. De même, le pilotage en courant électrique des bulbes des lampes ne peut pas se faire canal spectral par canal spectral, car il nécessite un temps de stabilisation après chaque changement qui peut s'avérer coûteux sur le temps de mesure total. Je présente ici un exemple de discrétisation et d'optimisation de la séquence de pilotage dans un cas précis :

Environnement et instrument	Illuminateur
$A_{surf} = 4 \%$	$\eta_R = 50 \%$
$T_{surf} = 0^\circ\text{C}$	$f = 50 \%$
$T_{piège} = -60^\circ\text{C}$	$\Delta r_L = 1 \text{ mm}$
$T_{vitre} = -30^\circ\text{C}$	$\Delta T_L = 200^\circ\text{C}$
$T_{det} = 110 \text{ K}$	$\Delta t_r = 0 \text{ s}$
$P_{RF} = 10 \text{ W}$	$\Delta t_T = 2 \text{ s}$
$N_{canaux} = 170$	

Tab. 7.2 : Paramètres généraux de la simulation de discrétisation du fonctionnement de l'illuminateur. Δr_L , ΔT_L , Δt_r et Δt_T sont respectivement les pas de quantification en rayon de la lampe, en température de la lampe, et les latences nécessaires à la stabilisation du système après un changement de rayon et de température. $\Delta t_r = 0$ représente le fait que l'illuminateur est piloté en extinctions successives de ses lampes plutôt qu'en allumage.

Les paramètres décrits dans le tableau 7.2 représentent le cas de l'observation de la surface d'un astéroïde sombre, type carboné, avec un instrument froid et un illuminateur composé de petites lampes ($\Delta r_L = 1 \text{ mm}$). La méthode d'optimisation est la suivante : on cherche à reproduire au sol une fraction de l'éclairement solaire perçu dans la bande passante de l'AOTF à la longueur d'onde de travail (ici $f = 50 \%$ du flux solaire, Fig 7.10 a). La longueur d'onde de travail fixe la température de fonctionnement des lampes, de 2 750 à 540°C sur la gamme spectrale 0,95 – 3,6 μm (Fig 7.10 b). Le rayon de la lampe équivalente est donc calculé par l'équation 7.23 puis ramené à un nombre entier de bulbes, entre 3 et 11 (Fig 7.10 c). Enfin, du rayon et de la température on déduit la puissance totale consommée (Fig 7.10 d), ainsi que rétrospectivement le flux réel envoyé sur la surface (Fig 7.10 a courbe verte).

J'ai ensuite évalué l'impact de la discrétisation sur les trois paramètres qui nous intéressent pour la conception de l'illuminateur : le temps de mesure, la puissance maximale et l'énergie totale consommée (Tab. 7.3). Le temps de mesure est directement relié au SNR atteint sur le signal. En effet, les mesures individuelles peuvent être accumulées pour en augmenter le SNR, au détriment du temps de mesure et donc de l'énergie consommée.

Trois cas de figure ont été comparés : le cas discrétisé avec les pas précédemment décrits (Tab. 7.2), le cas continu sans prendre en compte la latence du changement de point de fonc-

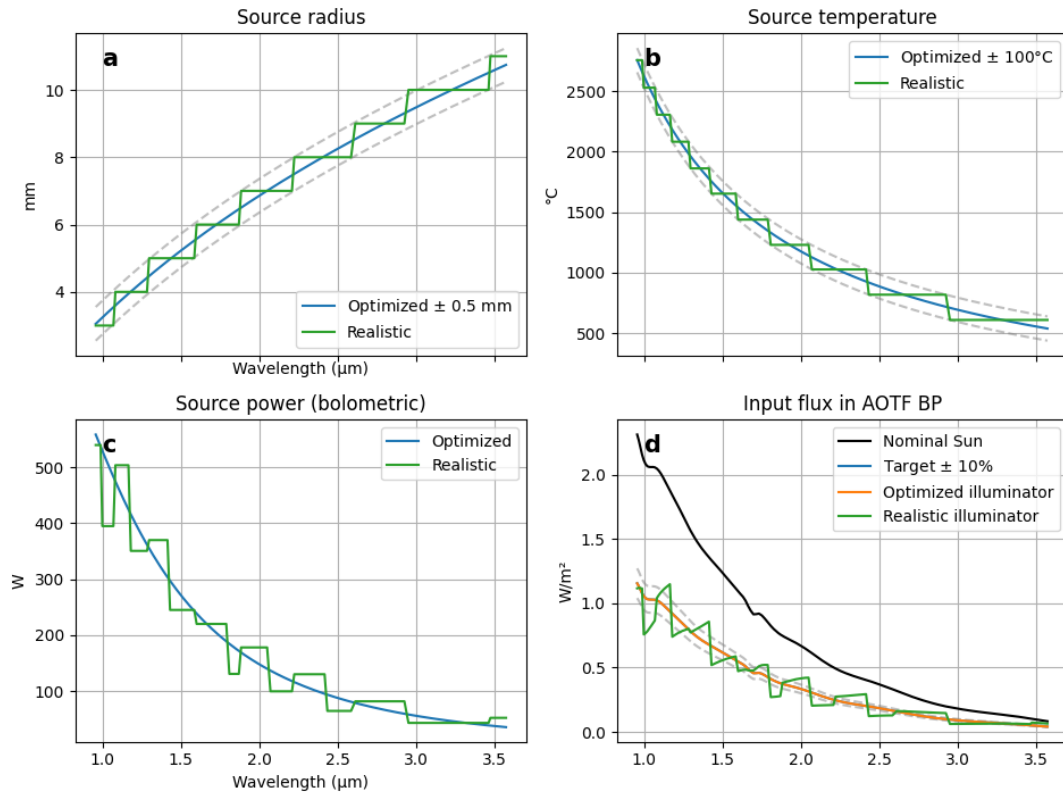


Fig. 7.10 : Résultat de l'optimisation de la définition de la source lumineuse embarquée et de sa discrétisation.

a : rayon de la source sphérique équivalente à l'illuminateur en fonction de la longueur d'onde. La discrétisation se fait par pas de 1 mm.

b : température des lampes en fonction de la longueur d'onde. Le profil suit donc la loi de Wien. En bleu est le profil continu optimal, en vert est sa discrétisation par pas de 200°C.

c : puissance totale de l'illuminateur en fonction de la longueur d'onde. Le profil discrétisé fluctue en fonction des variations de rayon et de température qui n'ont pas lieu en même temps.

d : flux lumineux intégré dans la bande passante de l'AOTF (la LSF) en fonction de la longueur d'onde. Les modulations du flux sont dues à la réponse de l'instrument. La courbe noire représente le flux solaire à la distance de Mars, la bleue et l'orange sont confondues et correspondent au flux ciblé (50 % du solaire ici), et la verte est le résultat de la discrétisation, sa fluctuation apparemment aléatoire provient des changements de taille et température de la source, qui n'ont pas nécessairement lieu en même temps. L'amplitude des fluctuations de flux dues à la discrétisation dépasse 10 % du flux cible.

	Cas discret	Cas continu	Cas continu + latence
Puissance maximale	540 W	560 W	560 W
Consommation électrique	7,8 W.h	6,4 W.h	23,1 W.h
Durée de la mesure	3 min. 24 s	3 min. 5 s	8 min. 43 s

Tab. 7.3 : Comparaison de la puissance maximale, l'énergie consommée et la durée totale de mesure de trois séquences identiques excepté que la première fait varier le rayon et la température de la source par pas discrets, la deuxième en utilise des différents pour chaque longueur d'onde, mais sans tenir compte de la latence de stabilisation, et la troisième tient compte de cette latence.

tionnement, et le cas continu prenant en compte cette latence. Il en ressort que l'attente de la stabilité de l'alimentation électrique (changement de température des bulbes) est le paramètre dominant la durée totale de mesure, sa prise en compte rallonge la mesure continue d'un facteur 3, et de près d'un facteur 4 l'énergie consommée puisque l'illuminateur est en permanence allumé. Ainsi le principal gain de la discrétisation est de réduire le nombre de changements de point de fonctionnement.

7.3.2.3 Conception de l'illuminateur

Nous allons à présent évaluer le comportement de l'illuminateur, en termes d'énergie consommée, de puissance maximale et de temps total de mesure, en fonction du type de surface observée (albédo de 4 %, astéroïde de type C, et albédo 20 %, astéroïde de type S), du flux lumineux cible, de l'efficacité du réflecteur et du SNR recherché (100 voire 60). Les autres paramètres instrumentaux et environnementaux seront laissés à une valeur typique afin de limiter la taille de l'espace des paramètres. Les valeurs que j'ai retenues sont les mêmes que celles décrites dans le tableau 7.2.

Pour une surface de 4 % d'albédo, le résultat de la simulation est donné dans la figure 7.11. Dans ces conditions, on observe que la puissance de l'illuminateur nécessaire à l'éclairage de la scène est en général très élevée excepté lorsque la fraction de flux solaire ciblée est faible. Une puissance élevée conduit à un fort flux lumineux donc un temps d'intégration court et une faible consommation d'énergie. Lorsque l'objectif de flux augmente (pointillés horizontaux de la figure 7.11 droite), le temps total de mesure tend vers une valeur non nulle, malgré la diminution du temps d'intégration, en raison de la durée de lecture constante des images. En conséquence, à temps de mesure constant, l'augmentation de la puissance conduit à une augmentation de la consommation d'énergie.

Ainsi, un éclairage de 8 % du flux solaire permet de limiter la puissance de l'illuminateur à moins de 100 W si l'efficacité du réflecteur est supérieure à 45 %. Cependant, l'objectif de SNR conduit à fortement rallonger le temps de mesure des 170 canaux spectraux : 41 minutes de mesure à $f = 8 \%$, jusqu'à 88 minutes à $f = 5 \%$. Cette durée ne dépend que de l'intensité de l'éclairage et du SNR, tandis que la puissance de l'illuminateur ne dépend que de l'intensité de l'éclairage et de l'efficacité du réflecteur. Pour diminuer la puissance de l'illuminateur, il faut réduire l'objectif d'intensité lumineuse, donc le seul levier pour diminuer le temps de mesure est de revoir à la baisse le SNR cible. Ainsi, limiter le SNR à 60 conduit à une durée de mesure plus faible : 15 minutes de mesure à $f = 8 \%$, jusqu'à 32 minutes à $f = 5 \%$ (Fig. 7.11 bas).

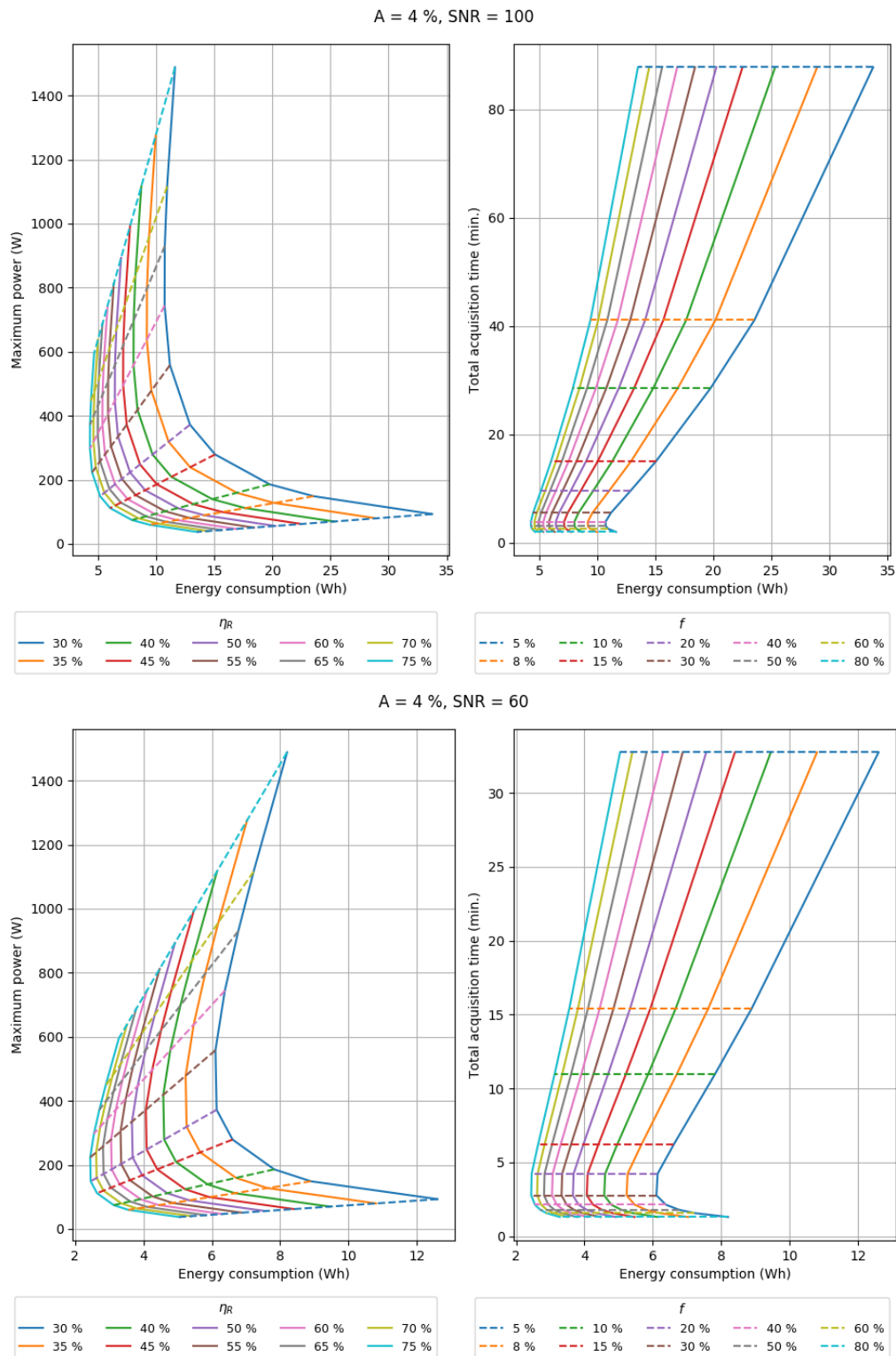


Fig. 7.11 : Abaqués de la puissance maximale (gauche), c'est-à-dire la puissance de l'illuminateur à $0,95 \mu\text{m}$, et du temps de mesure (droite) en fonction de l'énergie consommée, pour différentes valeurs d'efficacité du réflecteur et de fraction du flux solaire ciblée (couleur et style de courbe), un albédo de surface de 4 % et un SNR cible de 100 (haut) et 60 (bas). Ces graphes permettent de lire la valeur de la puissance de l'illuminateur, de la durée de mesure et de l'énergie consommée en se plaçant aux intersections des courbes pleines et pointillées.

Concernant les surfaces d'albédo plus élevé, de l'ordre de 20 %, la puissance de l'illuminateur suit le même comportement que pour les surfaces d'albédo de 4 %, car elle ne dépend que de l'intensité du flux à atteindre et non de l'albédo de la surface, mais le temps d'intégration est beaucoup plus faible. La figure 7.12 donne les résultats des simulations pour ce niveau de réflectance. Ce type de surface semble donc beaucoup plus simple à observer sous un éclairage artificiel, quelle que soit sa conception, en termes d'efficacité de réflecteur. Néanmoins, la puissance maximale de l'illuminateur est encore trop élevée dans la plupart des cas, excepté à intensité lumineuse cible très faible.

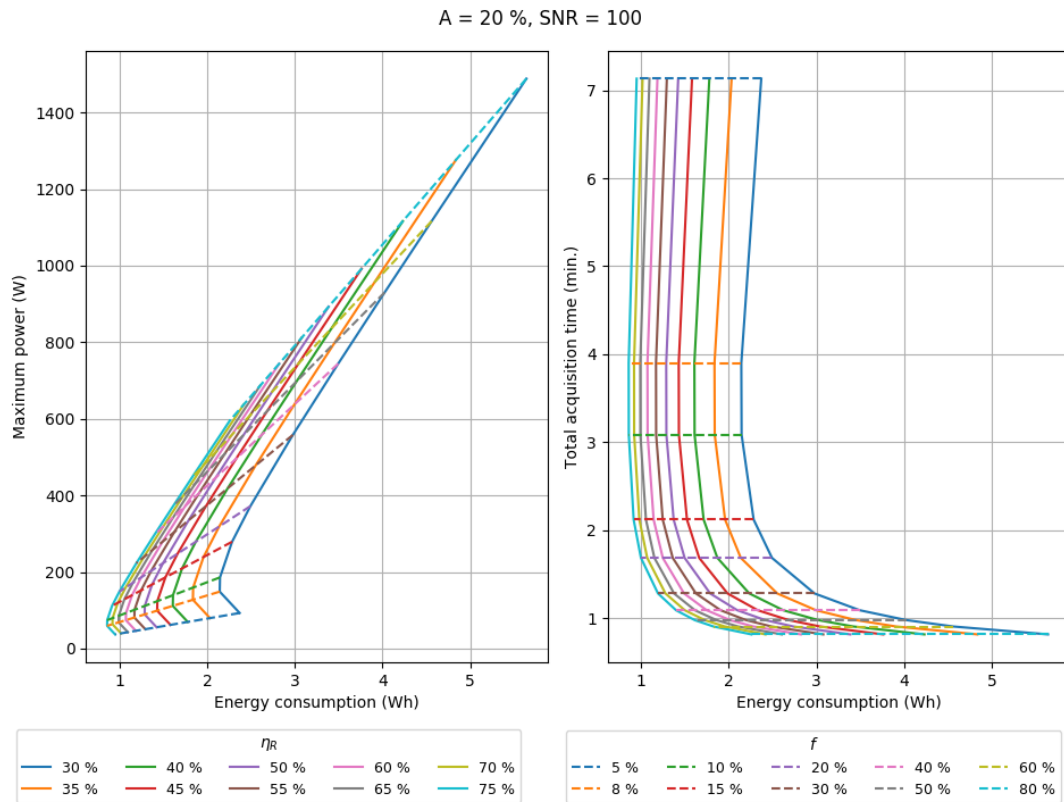


Fig. 7.12 : Abaqués de la puissance maximale (gauche) et du temps de mesure (droite) en fonction de l'énergie consommée, pour différentes valeurs d'efficacité du réflecteur et de fraction du flux solaire ciblée (couleur et style de courbe), un albédo de surface de 20 % et un SNR cible de 100.

En nous intéressant de plus près à l'évolution de la puissance de l'illuminateur en fonction des paramètres instrumentaux, on remarque que cette puissance est surtout élevée en début de gamme spectrale, pour les courtes longueurs d'onde. Il serait donc possible d'envisager une autre approche qui limite la puissance de l'illuminateur à une valeur maximale. J'ai choisi de prendre une puissance maximale $P_{max} = 60$ W et une fraction de flux solaire à reproduire maximale $f = 50$ % (Fig 7.13), il en résulte que pour les grandes longueurs d'onde, la limitation de la puissance ne pose pas de problème si l'efficacité du réflecteur est élevée, mais à plus courte longueur d'onde, cette limitation conduit à une baisse de l'intensité lumineuse au sol (Fig 7.13d). Afin de compenser cette perte de signal et atteindre l'objectif de SNR, le temps d'intégration et le nombre de sommation augmentent (le taux de remplissage des pixels ne doit pas dépasser les deux tiers de la dynamique maximale). Une fois la sommation maximale atteinte, c'est finalement le SNR qui diminue (Fig 7.13b). La sommation maximale peut être augmentée, mais cela se fait au détriment de la durée totale de mesure. La valeur de 4 retenue correspond à une durée inférieure à 20 minutes.

Cette simulation montre que le compromis entre la puissance maximale, le temps de mesure et le SNR atteint est possible même en limitant la puissance à une valeur faible telle que 60 W. En fonction de l'efficacité obtenue pour le réflecteur, il est envisageable de construire un illuminateur permettant d'effectuer des mesures avec un SNR de 100 sur la majorité de la gamme spectrale, en un temps de mesure de l'ordre de 10 à 15 minutes, ce qui est compatible avec les spécifications que nous nous étions données en début de section.

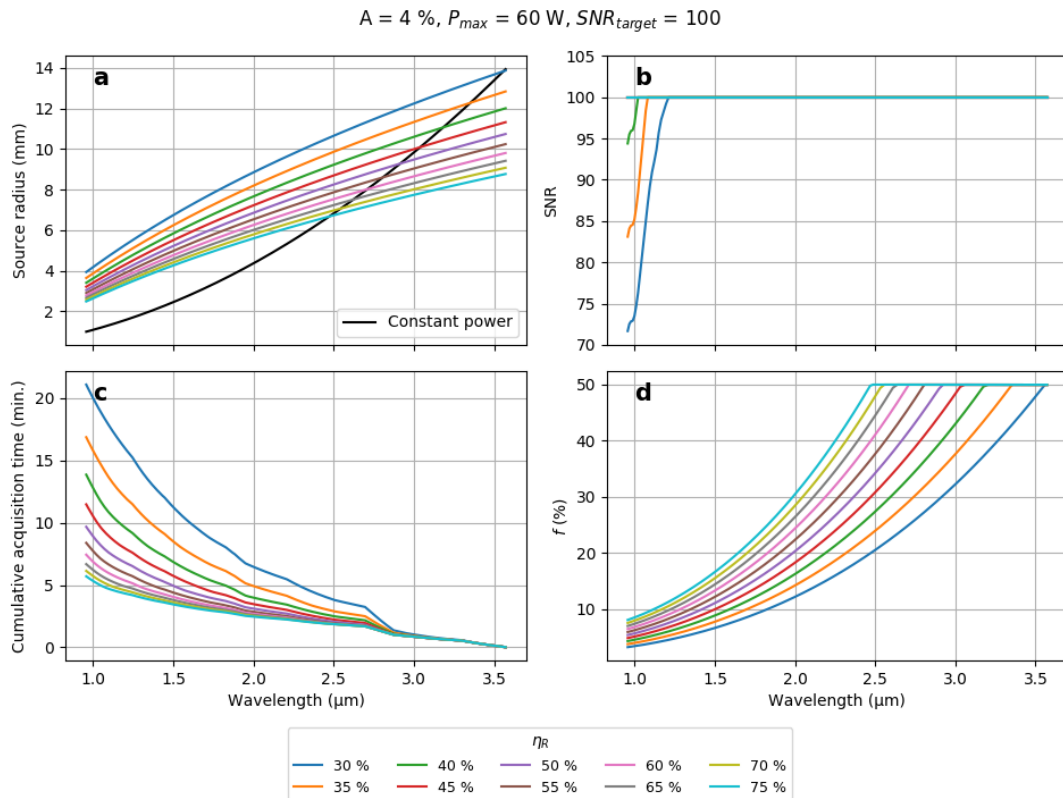


Fig. 7.13 : Simulations des performances de l'illuminateur pour une puissance maximale de 60 W, un SNR cible de 100 et un albédo de surface de 4 %.

a : rayon de la source équivalente à l'illuminateur en fonction de la longueur d'onde pour différentes efficacités de réflecteur et une fraction de flux solaire cible de 50 %. La courbe noire est le rayon d'une source émettant 60 W au total avec une température dépendant de la longueur d'onde suivant la loi de Wien. Il s'agit de la limite maximale du rayon.

b : SNR atteint lors de la mesure en fonction de la longueur d'onde, avec un nombre de sommations maximal de 4.

c : temps de mesure cumulé en fonction de la longueur d'onde.

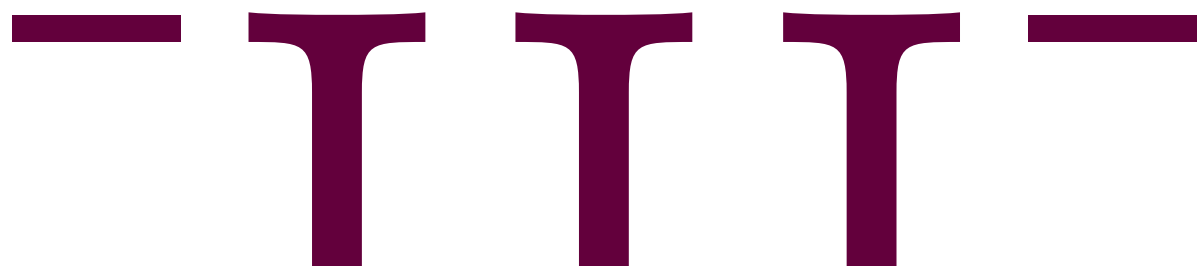
d : fraction du flux solaire atteinte en fonction de la longueur d'onde.

7.4 Conclusion de l'étude du modèle d'ExoCam

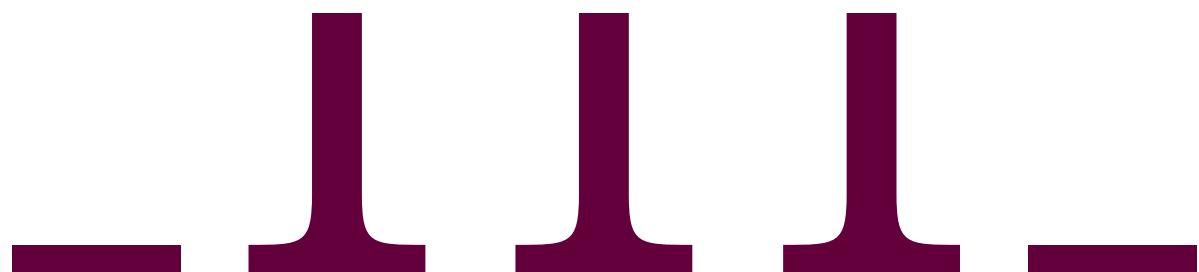
Le modèle radiométrique du concept ExoCam est un modèle numérique de l'instrument, tentant de représenter aussi fidèlement que possible le comportement de ses différents sous-systèmes. Il permet de simuler le volume de données acquises à l'aide d'un modèle de transfert radiatif (section 7.2.1) et des propriétés des composants du banc (section 7.2.2). Le modèle a été ensuite ajusté sur des données expérimentales acquises avec le banc, ce qui m'a permis d'atteindre un niveau satisfaisant de représentativité, à l'exception de quelques effets non modélisés (absorption atmosphérique, dépendance de la transduction acousto-optique à la température, émissivité thermique de certains composants du banc notamment, voir section 7.2.4).

Le modèle radiométrique remplit ainsi plusieurs objectifs : sa représentativité des performances instrumentales nous permet d'extrapoler certaines de ses caractéristiques aux conditions d'un vol spatial. J'ai notamment pu estimer le SNR d'une mesure dans des conditions typiques d'observation, ainsi que la distribution des différentes contributions au signal et au bruit (section 7.3.1). À partir de ces résultats, il est possible d'identifier les principales sources de signal parasite et de bruit, et par conséquent alimenter la discussion sur le compromis entre les performances scientifiques et les contraintes techniques (refroidissement, ajustement de l'architecture).

Enfin, à l'aide de ce modèle, j'ai pu réaliser le design préliminaire d'un illuminateur embarqué dont l'objectif est d'éclairer la surface pendant des mesures où le Soleil n'est pas visible, dans l'ombre du satellite ou de nuit par exemple (section 7.3.2). Cet illuminateur doit produire un flux lumineux suffisamment intense pour remplir un objectif scientifique de SNR, mais en même temps respecter les limites techniques de la sonde, en termes de puissance et d'énergie disponibles. Les résultats des simulations que j'ai effectuées montrent qu'il est possible de discuter d'un compromis entre ces contraintes, en adoptant une architecture discrétisée de l'illuminateur et un pilotage adapté.



Étalonnage du spectromètre
proche-IR IRS/SuperCam et
préparation des opérations sur Mars



Objectifs et préparation de l'étalonnage d'IRS/SuperCam

8

8.1	Préparation de l'étalonnage d'IRS	174
8.1.1	Objectifs de l'étalonnage	174
8.1.2	Caractérisations antérieures à l'étalonnage	175
8.1.3	Fonctionnement détaillé d'IRS	177
8.1.4	Définition des séquences de mesure	180
8.1.4.1	Modèle instrumental et phases de mesure	180
8.1.4.2	Espace des paramètres	181
8.1.4.3	Séquences de mesure	183
8.1.4.4	Ajustement des séquences	187
8.2	Développement et validation du banc d'étalonnage PATATOR	188
8.2.1	Concept général du banc et ses sous-systèmes	188
8.2.1.1	Caractéristiques du corps noir	190
8.2.1.2	Interface avec la cuve SimEnOm	190
8.2.2	Validation des performances du corps noir	192
8.2.3	Caractérisation de la transmission de la fenêtre de SimEnOm	194
8.2.4	Validation des performances du balayage à l'azote	196
8.3	Conclusion de la préparation de l'étalonnage	197

Je vais présenter dans ce chapitre l'une des étapes clé du développement d'un instrument scientifique, l'étalonnage, à travers l'étalonnage radiométrique du spectromètre infrarouge IRS à bord de l'instrument SuperCam du rover *Perseverance*. Des objectifs scientifiques de SuperCam découlent directement les objectifs et les spécifications de l'étalonnage. Comme je l'avais décrit à la section 2.2, SuperCam est un instrument qui réunit plusieurs techniques spectroscopiques (visible, infrarouge, Raman, LIBS) couplées à un microphone et à un imageur de contexte (RMI) travaillant en synergie afin d'étudier la minéralogie fine de la surface de *Jezero Crater*, retracer son histoire géologique et rechercher d'éventuelles traces de vie passée. L'instrument travaillera donc dans l'atmosphère de Mars, subissant des variations de température qui peuvent influencer sa fonction de transfert, ce que nous avons par exemple vu lors des tests de la R&T (section 6.1.1). Il est ainsi primordial de déterminer cette dépendance aux paramètres environnementaux, mais aussi aux paramètres instrumentaux dans un milieu contrôlé.

Je commencerai donc par exposer les objectifs de l'étalonnage d'IRS et le fonctionnement détaillé de l'instrument qui m'ont permis d'établir les séquences de mesure. Puis je présenterai le banc d'étalonnage ainsi que les tests de validation qu'il a subis.

8.1 Préparation de l'étalonnage d'IRS

8.1.1 Objectifs de l'étalonnage

De manière très générale, l'étalonnage d'un instrument de mesure correspond à l'opération de mise en correspondance de sa réponse avec celle d'un instrument étalon, face à un stimulus donné. La relation de correspondance entre les deux réponses est appelée fonction de transfert instrumentale (ou ITF pour *Instrumental Transfer Function*). Dans notre cas de l'exploration du Système solaire, l'étalonnage des instruments répond à un besoin simple : ils sont le seul intermédiaire entre le scientifique et la réalité physique. Il est donc primordial de connaître leur comportement au moins aussi précisément que la connaissance que l'on souhaite obtenir du phénomène physique en question.

Plus précisément, dans le cas d'IRS, le signal transmis à la Terre lors d'une mesure correspond à une acquisition de courant électrique aux bornes de la photodiode de l'instrument (section 8.1.3), ensuite numérisée en une valeur de signal dont l'unité est l'ADU (pour *Analog-to-Digital Unit*). Ce courant électrique est donc une image de la valeur du flux lumineux traversant l'instrument, à travers la fonction de transfert instrumentale. L'objectif de l'étalonnage d'IRS est donc de déterminer la valeur de cette ITF, en fonction des paramètres dont elle peut dépendre, sur une plage de variation choisie de manière à être représentative du comportement général de l'instrument et des conditions attendues lors des opérations.

L'étalonnage qui nous intéresse ici est l'étalonnage radiométrique, c'est-à-dire la détermination de la fonction mettant en relation l'énergie lumineuse entrant dans l'instrument et le signal numérique enregistré. On supposera donc que les étalonnages géométrique, qui caractérise les effets photométriques liés au champ de vue, et spectral, faisant le rapport entre f_{RF} , alimentant l'AOTF, et λ diffractée par l'AOTF (section 3.2.3), ainsi que les caractérisations des sous-systèmes individuels, sont acquis (section 8.1.2). On remplacera donc dans la suite f_{RF} par λ .

L'étalonnage de l'instrument doit non seulement fournir sa fonction de transfert dans l'ensemble des conditions attendues en opération, mais aussi atteindre la précision suffisante pour ne pas dégrader les mesures des opérations lors de leur inversion. L'objectif de précision de l'étalonnage a été défini de la manière suivante : l'incertitude sur le niveau absolu de la réponse instrumentale doit être inférieure à 20 % sur l'ensemble de la gamme spectrale ; l'incertitude relative (définie pour deux canaux spectraux contigus) quant à elle, doit être inférieure à 1 % entre 1,3 et 2,55 μm , et à 2 % entre 2,55 et 2,6 μm . La contrainte sur la précision absolue de l'étalonnage provient du besoin lié aux méthodes de modélisation spectrale : une incertitude supérieure à 20 % sur la position du continuum ne permet pas toujours aux modèles de converger vers une composition. La contrainte d'incertitude relative, quant à elle, provient de la détectabilité des fines bandes d'absorption. Une incertitude inférieure à 1 % permet de discerner du bruit des bandes d'absorption de quelques pour cent, ce qui peut être atteint par des composés minoritaires. Elle se traduit expérimentalement par des mesures avec un rapport signal sur bruit (SNR, pour *Signal-to-noise ratio*, dans la suite) supérieur ou égal à 100 ainsi que par des traitements n'introduisant pas un biais supérieur à cette valeur (interpolation, modélisation). Pendant tout l'étalonnage, le bruit stochastique instrumental est supposé poissonien (comme le bruit de photons), c'est-à-dire que la variance du signal est égale à sa valeur moyenne. Ainsi, par accumulation et moyenne des mesures identiques, le SNR est proportionnel à la racine carrée du nombre de mesures effectuées. En fonction des conditions, il faudra accumuler plus ou moins de mesures pour atteindre l'objectif de SNR. Ce nombre d'accumulations, appelé N_{acc} , est déterminant pour la définition des séquences de mesures et le calcul de leur durée, comme nous le verrons plus loin, section 8.1.4.

Enfin, la durée totale de l'étalonnage est limitée par la disponibilité de l'instrument, EQM comme FM, qui doivent subir des tests fonctionnels sur les autres techniques de SuperCam avant leur livraison au LANL. Le calendrier est ainsi très tendu, à la demi-journée près, ce qui offre assez peu de flexibilité en cas d'imprévu. Il s'agit d'une contrainte forte pour la conception des séquences de mesures, le choix des paramètres à tester, leur échantillonnage et leur plage de variation. Au total, la durée allouée à l'étalonnage est de 4 jours pour le FM avec possibilité d'étendre d'une demie journée en cas de problème, et 6 jours pour l'EQM.

8.1.2 Caractérisations antérieures à l'étalonnage

Avant leur intégration dans SuperCam et leur étalonnage, l'équipe du LESIA en charge du développement des deux modèles d'IRS, EQM et FM, a réalisé une série de tests et de caractérisations de l'instrument :

- Étalonage spectral, *tuning relation* : cet étalonage permet de déterminer la relation entre la longueur d'onde diffractée par l'AOTF et la fréquence du signal RF l'alimentant. Il a été réalisé avec un interféromètre de Fabry-Pérot produisant un signal spectralement fin et validé par une mesure de transmission sur une cellule de méthane (Fig. 8.1 gauche) ;
- Mesure du bruit : chaque version d'IRS a été caractérisée en termes de niveau de bruit, sur chacune des photodiodes. Ce bruit est mesuré sur le courant d'obscurité des détecteurs et comparé à la valeur requise par le projet. Cette valeur de bruit est définie de la manière suivante : la mesure d'un spectre de réflectance provenant d'une surface d'albédo 0,3 et éclairée par un flux lumineux de 300 W/m², avec la table d'accumulations contenant 86 canaux spectraux (voir section 8.1.3) doit être réalisée en 80 s et avoir un SNR supérieur à 60. Le bruit est donc calculé à partir de la valeur attendue du signal sur Mars, elle-même extrapolée de la modélisation de la réponse instrumentale *a priori*. En résultat, le FM d'IRS présente un niveau de bruit lors des tests inférieur au niveau requis (Fig. 8.1 droite) ;
- Courant d'obscurité : parallèlement aux évaluations de niveau de bruit, un grand nombre de mesures sans source lumineuse ont été effectuées sur les deux modèles d'IRS afin d'en évaluer le courant d'obscurité. Le niveau de ce courant ne dépend que de la température et diffère suivant la photodiode utilisée (Fig. 8.1 bas). La valeur mesurée est comparée à celle attendue d'après le constructeur : 0,2 nA à -90°C et 1,3 nA à -70°C environ ;
- Mesure de la lumière parasite d'ordre 0 : de par le mode d'opération de l'AOTF, trois faisceaux émergent du cristal, deux faisceaux monochromatiques récupérés par les photodiodes, et un polychromatique, l'ordre 0, environ 500 fois plus intense dans le cas d'IRS. Ce faisceau est intercepté par un piège de lumière dont la géométrie permet de fortement limiter les réflexions vers les détecteurs. Des mesures ont été faites sur l'EQM au LESIA, sans source lumineuse, et il en est ressorti que le résidu de lumière parasite perçu par les détecteurs est de l'ordre de $1,5 \times 10^{-4}$ relativement au signal d'entrée ;
- Puissance RF : le profil de puissance RF a été validé sur le générateur de l'EQM à différentes puissances d'alimentation de l'AOTF (Fig. 8.2). Ce profil n'est pas constant avec la longueur d'onde, mais optimise l'efficacité de la diffraction. La modulation de la puissance se fait par atténuation d'une fraction constante sur l'ensemble de la gamme spectrale ;
- Mise en évidence d'une modulation du signal : les mesures effectuées au LESIA sur l'EQM d'IRS ont montré que le signal mesuré, AOTF alimenté comme non alimenté, présentait une modulation basse fréquence du continuum qui s'élimine par soustraction. Cette modulation n'apparaît que quand le générateur RF est allumé et semble corrélée à la température du

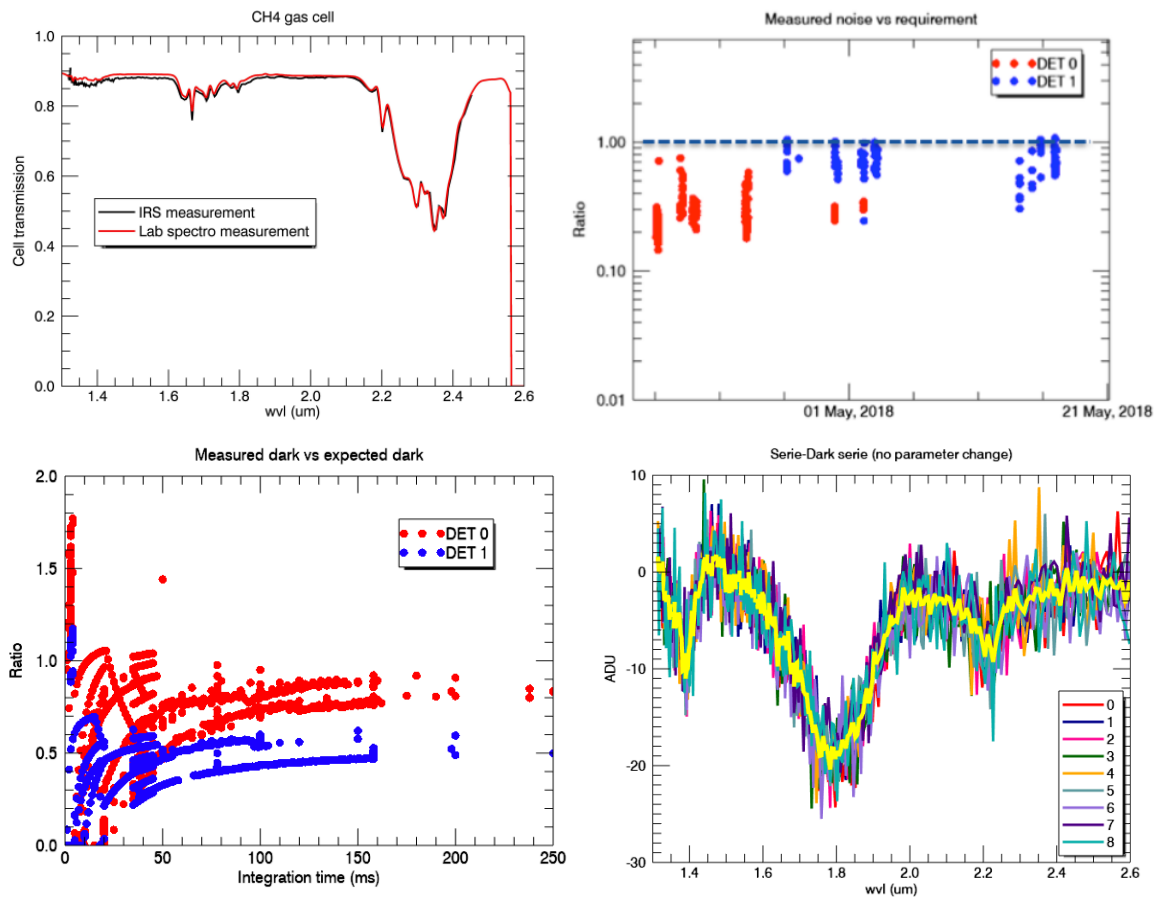


Fig. 8.1 : En haut à gauche : spectre en transmission du méthane mesuré avec l'EQM d'IRS (courbe rouge) et avec un spectromètre de laboratoire convolué par une gaussienne de 25 cm^{-1} de largeur (en noir) (Reess et al., 2017).

En haut à droite : mesures de bruit sur les photodiodes du FM d'IRS comparées à la valeur cible (correspondant à la spécification instrumentale), au cours des différents tests qu'a subis l'instrument. Les résultats pour la photodiode 1 sont en rouge et ceux de la photodiode 2 sont en bleu (Reess et al., 2019).

En bas à gauche : mesures de courant d'obscurité, comparées à la valeur prévue par le constructeur, sur les photodiodes d'IRS FM avec en rouge la photodiode 1 et en bleu la photodiode 2.

En bas à droite : mesure de signal sur l'EQM d'IRS, AOTF éteint, montrant la modulation basse fréquence. Les différentes couleurs correspondent aux nombres d'accumulation utilisés.

TEC. L'hypothèse alors avancée par l'équipe est que ce parasite est dû à la susceptibilité électromagnétique du générateur à son environnement, ce qui devrait disparaître une fois intégré dans l'EBOX de SuperCam. Nous verrons à la section 9.1.1 que cette modulation est toujours présente sur l'EQM de SuperCam et que son origine exacte a été identifiée, elle n'est pas présente sur le FM.

L'ensemble de ces caractérisations antérieures à l'étalonnage ont permis à l'équipe du LESIA de sélectionner les détecteurs qui équipent les modèles d'IRS, notamment les tests de niveau de bruit et de courant d'obscurité. Les photodiodes sont fournies par l'entreprise américaine Teledyne sous la forme d'un lot d'une dizaine d'exemplaires. Chaque photodiode a été caractérisée en niveau de bruit et de courant d'obscurité (à la manière de la figure 8.1), celles présentant les

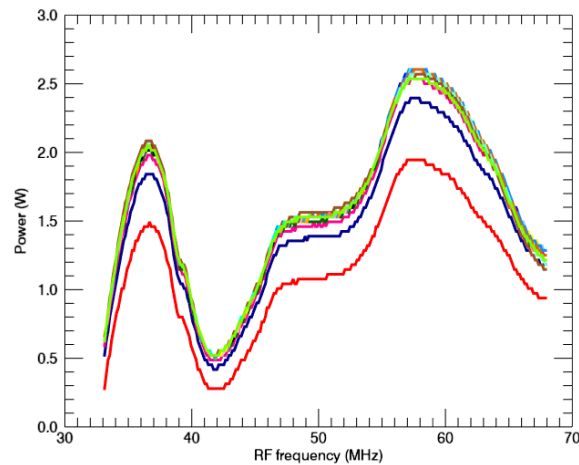


Fig. 8.2 : Mesure de la puissance délivrée par le générateur RF lors des tests de caractérisation effectués au LESIA sur l'EQM d'IRS. Les couleurs correspondent à différentes atténuations.

meilleures performances ont été sélectionnées pour le FM, les suivantes pour le FS (*Flight Spare*) et enfin pour l'EQM. Les tests sur IRS ont également permis de développer un modèle radiométrique de l'instrument, qui me sera utile par la suite pour calculer les séquences d'étalonnage et la durée des mesures. Avant de présenter en détail l'établissement de ces séquences, nous devons étudier plus précisément le fonctionnement d'IRS, ses modes d'acquisition et l'échantillonnage possible de ses paramètres.

8.1.3 Fonctionnement détaillé d'IRS

Comme nous l'avons vu à la section 3.3.1, IRS est un spectromètre proche-infrarouge basé sur la technologie AOTF (décrite section 3.2.3). À la différence du réseau de diffraction, l'AOTF permet d'acquérir un spectre sous la forme de canaux spectraux successifs, avec un échantillonnage spectral et un ordre de mesure arbitraires. Néanmoins, l'ensemble des plages de variation et l'échantillonnage des paramètres d'acquisition d'IRS sont définis à l'avance et non modifiables (résumées dans le tableau 8.2) :

- longueur d'onde du faisceau diffracté par l'AOTF (λ) : elle est définie par un registre de 256 canaux spectraux régulièrement espacés (tous les 15 cm^{-1} environ, ce qui correspond à peu près à l'échantillonnage de Shannon-Nyquist⁵ car la largeur spectrale du faisceau extrait est de 26 cm^{-1}) entre $1,31$ et $2,60 \mu\text{m}$. De ce registre sont extraites 16 tables de canaux spectraux, dites « tables d'accumulations » dont l'échantillonnage spectral est plus faible. Parmi ces tables, on trouve notamment une table contenant les 256 canaux, deux tables de 128 canaux complémentaires (canaux pairs et impairs), deux tables dont l'échantillonnage a été optimisé pour la détection des bandes minérales et atmosphériques et contenant 86 canaux spectraux, une autre légèrement sur échantillonnée à 100 canaux, et enfin plusieurs tables de 3 à 86 canaux centrées sur des bandes minérales et atmosphériques particulières (Tab. 8.1). Plus concrètement, chaque table est définie comme un vecteur de 256 valeurs,

⁵Le théorème de Shannon-Nyquist est un théorème d'échantillonnage d'un signal périodique par un instrument de mesure. Il indique que pour un signal de période donnée, il faut au minimum deux échantillons par période pour l'acquérir sans perte d'information. Réciproquement, pour un instrument dont l'échantillonnage est limité, la période minimale mesurable sera de deux fois la taille des échantillons. Ici, l'AOTF a une largeur de 26 cm^{-1} , il faut donc échantillonner ses spectres idéalement avec un point tous les 13 cm^{-1} .

à tous les canaux « éteints » est attribué un 0 alors que les canaux actifs ont un nombre d'accumulation nominal correspondant au nombre de fois que doit être mesuré le canal spectral lors de la séquence (pour l'instant défini à 1, mais il pourra être modifié lors des opérations). Cette définition en termes de tables d'accumulations permet d'adresser chaque table par un entier à 4 bits, ce qui allège le volume des échanges de données lors des télécommandes ;

Table	Nom	Nombre de canaux
0	Nominale	86
1	Préférée	100
2	Canaux impairs	128
3	Canaux pairs	128
4	Tous les canaux	256
5	BD2p50	3
6	BD2p3	5
7	BD2p30	3
8	BD2p34	3
9	BD1p9 light	3
10	BD1p9 full	6
11	BD1p4_1p5 light	3
12	BD1p4_1p5 full	6
13	Full H ₂ O – OH	19
14	Poussière et glace atmosphériques	8
15	Gaz atmosphériques	86

Tab. 8.1 : Liste des tables d'accumulations définies pour IRS. D'après [Fouchet et al. \(2020\)](#).

- temps d'intégration (t_{int}) : défini par un entier sur 8 bits, le temps d'intégration peut varier de 0 à 255 ms par pas de 1 ms. La valeur 0 correspond au mode d'exposition automatique, l'instrument mesure brièvement, en 124 ms, son courant d'obscurité (dominant dans le flux de données total, voir section 10.2.3) et ajuste le temps d'intégration pour atteindre un signal de 22 600 ADU (sur les 65 535 avant saturation, pour un convertisseur 16 bits) ;
- nombre d'accumulations (ΔN_{acc}) : cette grandeur est définie sous la forme d'accumulations supplémentaires par rapport à l'accumulation nominale des tables de canaux spectraux. Par exemple, $\Delta N_{acc} = 9$ signifie que tous les canaux activés seront mesurés 10 fois. La valeur de ce paramètre est codée sur un entier 8 bits et donc peut varier de 0 à 255 ;
- atténuation de la puissance RF (ΔP_{RF}) : ce paramètre est codé sur un entier 4 bits et sa valeur correspond à un facteur d'atténuation appliqué à la puissance du signal pilotant l'AOTF. Comme nous l'avons vu section 6.1.2, l'efficacité de la diffraction acousto-optique dépend de la puissance du signal acoustique traversant le cristal, mais aussi de la longueur d'onde. La puissance RF injectée dans l'AOTF d'IRS est ainsi optimisée pour maximiser la quantité d'énergie extraite dans chaque canal spectral. Il est néanmoins possible d'abaisser

cette puissance *via* un facteur d'atténuation pouvant varier de 0 à -15 dB, en cas de besoin d'économie de puissance, de diminution des performances de l'instrument par exemple ;

- sélection de la photodiode *det* : IRS possède deux photodiodes collectant chacune un ordre diffracté par l'AOTF (3.10). Mais ces deux photodiodes ne peuvent pas fonctionner simultanément, la présence de ces deux détecteurs correspond à une redondance en cas de dysfonctionnement de l'un d'entre eux. Elles sont réparties en une photodiode nominale, appelée photodiode 1, dont l'étalonnage est prioritaire, et une redondante appelée photodiode 2.
- température des détecteurs T_{ph} : comme nous l'avons vu à la section 3.3.1, chaque photodiode d'IRS est refroidie séparément par un module à effet Peltier triple étage (TEC pour *Thermo-Electric Cooling system*). Ce type de système de refroidissement actif est piloté électriquement pour imposer une différence de température entre sa face chaude, couplée à l'architecture mécanique d'IRS, et sa face froide sur laquelle est collée chaque photodiode. Par construction, la différence maximale de température accessible est 80°C et par sécurité, la face froide est limitée à une température minimale de -90°C. Les TEC sont régulés en boucle fermée pour maintenir constante la température de leur face froide. La consigne de réglage de cette température prend la forme d'un entier 7 bits pour une gamme allant de -110 à +17°C par pas de 1°C, dans les limites précédemment énoncées. Comme les deux détecteurs ne peuvent pas être activés simultanément, leur régulation thermique n'est pas non plus découplée : la procédure de changement de photodiode impose de réchauffer la première avant de refroidir la seconde ;

Paramètre	Bornes	Échantillonnage
λ	1,31 – 2,60 μm	15 cm^{-1}
t_{int}	0 – 255 ms	1 ms
ΔN_{acc}	0 – 255	1
P_{RF}	0 – -15 dB	1 dB
T_{ph}	-110 – +17°C	1°C
<i>det</i>	0 ou 1	N/A

Tab. 8.2 : Liste des paramètres d'acquisition, leurs bornes et leur échantillonnage maximal. La température des photodiodes a deux autres limitations, elle ne peut pas être choisie à une valeur inférieure à 80°C sous la température de l'instrument et ne peut pas être inférieure à -90°C. La consigne peut être donnée à 1°C près, mais la régulation est bien plus précise. Lors d'une mesure, il faut indiquer quel détecteur est utilisé, 0 = photodiode 1, 1 = photodiode 2, les deux ne pouvant pas être allumés en même temps.

L'ensemble du fonctionnement d'IRS repose sur ses deux modes d'acquisition : le mode SCAN et le mode SPECTRUM. Le mode SPECTRUM sélectionne une table d'accumulations, un temps d'intégration, une valeur d'accumulation additionnelle et une valeur d'atténuation en puissance RF. Il est important de noter ici que l'ensemble des canaux spectraux de la table sont mesurés avec le même temps d'intégration et le même nombre d'accumulations, ce qui sera une contrainte forte lors de la définition des séquences d'étalonnage (section 8.1.4). Lors de la mesure, l'instrument acquiert successivement chaque canal spectral autant de fois que l'indique la valeur de l'accumulation. La durée totale d'une mesure est donnée par la formule suivante :

$$t_{SPECTRUM}[\text{ms}] = 124 + 2(t_{int} + 2) + 2N_{actifs}(\Delta N_{acc} + 1)(t_{int} + 2) \quad (8.1)$$

où N_{actifs} est le nombre de canaux spectraux activés.

Le mode SCAN quant à lui fonctionne très différemment : seul un canal spectral est chargé (appelé par son numéro dans le registre, entre $0 = 2,60 \mu\text{m}$ et $255 = 1,31 \mu\text{m}$) avec un temps d'intégration, une valeur d'accumulation et une valeur d'atténuation de la puissance RF. Il s'agit d'un mode de balayage spatial dans lequel le *mast unit* (section 2.2.5) tourne après chaque sous-mesure. Lors d'une mesure, IRS acquiert le canal spectral autant de fois que l'indique l'accumulation au temps d'intégration demandé, attend la rotation du *mast unit*, et recommence. Au total, on obtient un *raster* de 256 points mesurés successivement. Cette valeur pourra être diminuée lors des opérations, mais ce n'est pas le cas pendant l'étalonnage. Concernant ce dernier, le *mast unit* n'est pas rattaché au rover donc le mode SCAN se ramène à $256 \times N_{acc}$ mesures identiques, ce qui est également une contrainte forte pour la définition des séquences d'étalonnage. La durée totale d'une mesure dans ce mode est donnée par :

$$t_{SCAN}[\text{ms}] = 124 + 2(t_{int} + 2) + 2 \times 256 \times N_{acc} \times (t_{int} + 2) \quad (8.2)$$

Ces deux modes de fonctionnement renvoient les données mesurées suivant la même structure : à chaque acquisition, l'instrument réalise une mesure avec l'AOTF « allumé » (*i.e.* alimenté par le signal RF) suivie d'une mesure AOTF « éteint » (*i.e.* sans signal RF, donc sans faisceau diffracté) avec les mêmes paramètres d'acquisition, d'où les facteurs 2 dans les expressions de la durée totale de mesure (Eq. 8.1 et 8.2). Ces deux jeux de données seront respectivement appelés par la suite *Signal* et *Dark* car leur différence permet d'isoler la seule contribution du faisceau diffracté au flux de données. Plus précisément, la valeur d'une mesure brute est due à cinq contributions : le signal optique diffracté par l'AOTF, l'émission thermique de l'instrument, le courant d'obscurité du détecteur, la lumière parasite résiduelle (*straylight*) et un *offset* électronique. Seule la première est présente uniquement lorsque l'AOTF est allumé, les autres sont toujours mesurées. Donc l'opération *Signal* – *Dark* permet de soustraire les contributions parasites et ne conserver que le signal d'intérêt.

La fonction de transfert d'IRS dépend donc des paramètres instrumentaux que nous venons de voir (T_{ph} , λ , ΔP_{RF}), mais aussi des paramètres environnementaux que sont la température de l'instrument (T_{sp}) et le flux lumineux incident (ϕ). Je peux donc établir des séquences de mesures remplissant les objectifs de l'étalonnage en optimisant le temps de mesure et l'exploitation des deux modes de fonctionnement d'IRS.

8.1.4 Définition des séquences de mesure

8.1.4.1 Modèle instrumental et phases de mesure

Je vais à présent exposer les séquences de mesure et la façon dont elles ont été définies pour concilier à la fois les objectifs de l'étalonnage et la durée allouée à celui-ci. Une première hypothèse simplificatrice, mais raisonnable compte tenu de la physique du détecteur, est faite sur la réponse d'IRS : on suppose que le signal mesuré après soustraction du *Dark*, $S - D$ est une fonction affine du temps d'intégration et au flux lumineux :

$$S - D = \phi \times t_{int} \times ITF(T_{sp}, T_{ph}, \lambda, P_{RF}) + \delta(T_{sp}, T_{ph}, \lambda, P_{RF}) \quad (8.3)$$

où δ est un signal résiduel éventuel. Ainsi, la mesure de l'ITF se ramène au calcul de la pente du signal en fonction de l'énergie ($\phi \times t_{int}$), et nous savons que les propriétés de l'AOTF dépendent de nombreux paramètres que sont la fréquence RF ($f_{RF} \Leftrightarrow \lambda$), la température de l'instrument (T_{sp}) et sa puissance d'alimentation (P_{RF}). La température du détecteur (T_{ph}) peut également jouer un rôle dans la fonction de transfert.

Cette hypothèse de linéarité de la réponse impose donc que l'étalonnage se tienne en trois phases, les deux premières ayant pour objectif de vérifier l'hypothèse et la troisième d'acquérir les données nécessaires au calcul de l'ITF : la « linéarité en charge » correspond à la mesure de la linéarité de la capacité intégrant les photo-électrons en fonction du temps d'intégration ; la « linéarité en flux » mesure la linéarité de la chaîne d'intégration vis-à-vis du flux lumineux, sensible par exemple à des courants de fuite à faible flux ; la « radiométrie » est une phase critique, car elle rassemble l'ensemble des mesures qui seront utilisées pour déduire l'ITF, dans toutes les conditions sélectionnées.

Nous verrons plus tard (section 9.2.2) que la réponse de l'instrument n'est en réalité pas linéaire avec le flux lumineux et que cela m'a conduit à revoir le modèle instrumental ainsi que la méthode de détermination de l'ITF (section 9.2.4).

8.1.4.2 Espace des paramètres

Comme énoncé précédemment (section 8.1.1), l'objectif de l'étalonnage est de fournir l'ITF d'IRS dans l'ensemble des conditions qu'il est susceptible de rencontrer lors des opérations sur Mars. Il est temps de définir plus précisément cet espace des paramètres (résumé Fig. 8.4). D'après l'équation 8.3, l'ITF dépend de quatre paramètres (T_{sp} , T_{ph} , λ , P_{RF}) auxquels s'ajoutent les paramètres de validation du modèle et permettant le calcul de la fonction de transfert (ϕ , t_{int}). Le flux radiométrique ϕ étant généré par un corps noir (décrit section 8.2.1.1) et transmis par la fenêtre en saphir de la cuve à vide (section 8.2.3), la loi de Planck indique qu'il y a une relation bijective entre le flux et la température du corps noir (T_{BB}). Je remplacerai ϕ par T_{BB} dans la suite. Je donne ci-après la liste des valeurs retenues pour ces paramètres :

- T_{sp} : la température du spectromètre est susceptible de varier au cours de la journée martienne, car l'instrument n'est pas régulé thermiquement, mais en équilibre avec l'atmosphère. La plage opérationnelle scientifique s'étend de -40 à -5°C et des réchauffeurs de survie maintiennent l'instrument au-dessus de -35°C . Il s'agit du paramètre le plus lent à faire varier, le mécanisme de régulation de la cuve à vide thermique, dans laquelle se trouvera SuperCam lors de l'étalonnage (SimEnOm, voir section 8.2), impose d'attendre plusieurs heures pour atteindre la température de consigne et la stabiliser. Ainsi pour l'étalonnage j'ai retenu trois valeurs de température : -35 , -20 et -5°C , environ une valeur par jour alloué à l'étalonnage ;
- T_{ph} : lors des opérations sur Mars, la température des photodiodes sera régulée au maximum des capacités des TEC, c'est-à-dire de -90 à -85°C sur la gamme opérationnelle de T_{sp} . Cependant, en cas de perte de performance des TEC, la température des détecteurs pourrait être amenée à être plus élevée, il faut donc que l'étalonnage couvre une gamme plus large de températures. Les valeurs ainsi retenues sont -90 , -70 et -50°C . La consigne de température est atteinte en quelques minutes (à raison de $0,5^\circ\text{C/s}$ lors du refroidissement) ce qui en fait un paramètre rapide à changer ;

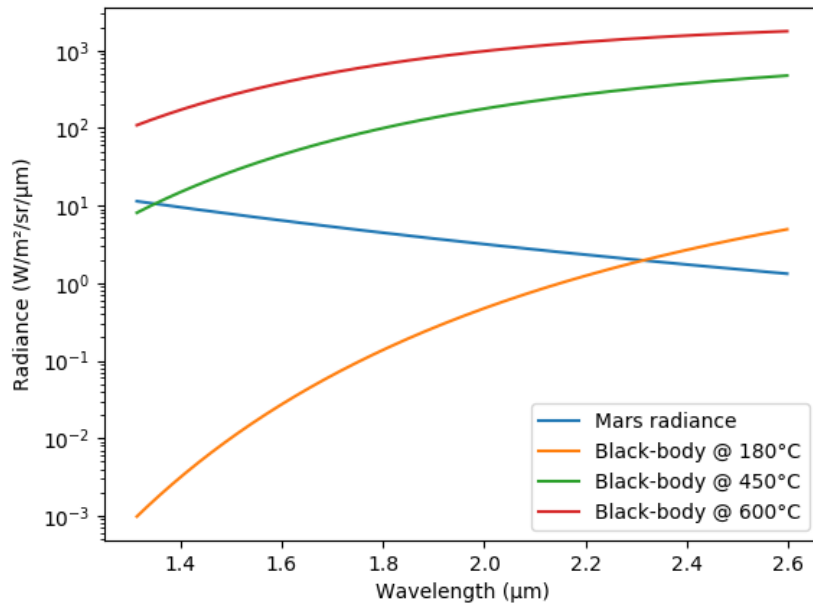


Fig. 8.3 : Spectres en luminance du corps noir aux températures choisies pour l'étalonnage, et spectre de l'illumination martienne moyenne à midi solaire. Ce dernier est calculé à la distance moyenne entre le Soleil et Mars, et à la latitude de *Jezero Crater*.

- T_{BB} : la température du corps noir contrôle directement la quantité d'énergie qui atteint l'instrument, l'objectif ici est de générer une gamme de flux permettant de caractériser son comportement. Pendant les opérations, on s'attend à ce que la luminance générale soit de l'ordre de 1 à 10 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ en fonction de la longueur d'onde à midi solaire (Fig. 8.3), mais le SNR des mesures sera plus élevé en utilisant un flux plus important, ce qui est permis par l'hypothèse de linéarité en flux. Or si en réalité IRS présente une non-linéarité en flux, la gamme d'étalonnage doit être suffisamment couvrante pour la caractériser avec un SNR suffisant. Cependant, le spectre de l'éclairage ambiant sur Mars est très différent ce qu'il est possible de générer avec un corps noir de laboratoire, il s'agit en moyenne d'un spectre de corps noir à environ 5 500°C très fortement atténué par la distance entre le Soleil et Mars. Il n'est pas possible de reproduire ce spectre avec seulement une température de corps noir, tant en termes d'intensité, qu'en termes de forme. La stratégie adoptée est plutôt de segmenter le spectre en plusieurs températures de corps noir : 180°C pour la gamme 1,8 – 2,6 μm (*i.e.* 0,13 – 5,0 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$), 450°C plus adaptée au début de la gamme spectrale, mais mesurée jusqu'à 2,6 μm (gamme de luminances 7.2 – 476 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) et 600°C comme dernière température pour avoir une référence à haut SNR (gamme de luminances 100 – 1 775 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$). Le changement de température de corps noir et sa stabilisation prend quelques minutes à quelques dizaines de minutes suivant la hauteur de l'échelon (section 8.2.2). En revanche son refroidissement est passif et est beaucoup plus long (jusqu'à plusieurs heures). Les paliers de température du corps noir se font donc de façon croissante ;
- t_{int} : la valeur du temps d'intégration permet de régler le taux de remplissage du détecteur. IRS atteint la saturation lorsque la valeur du signal intégré dépasse 65 535 ADU (convertisseur analogique-numérique 16 bits). Afin d'avoir des mesures les plus comparables entre elles possibles, je choisis le temps d'intégration en fonction des conditions pour atteindre une valeur donnée du signal ;
- λ : l'ITF doit être dérivée sur l'ensemble de la gamme spectrale de façon à pouvoir réduire

- un jeu de données acquis avec n'importe quelle table d'accumulations, tous les canaux spectraux seront donc mesurés ;
- P_{RF} : la caractérisation fine de la réponse en fonction de la puissance RF injectée dans l'AOTF ne fait pas partie des objectifs de l'étalonnage, car ce paramètre est fixé à sa valeur nominale lors des opérations, son ajustement se fait par division par un facteur constant (section 8.1.3). Mais même en abaissant le profil de puissance de façon uniforme, l'effet sur l'ITF ne l'est pas (section 9.2.6). Afin de vérifier que l'atténuation nulle est bien optimale, des mesures seront faites à des puissances différentes. Deux atténuations sont ainsi sélectionnées, à -1 et -3 dB, de façon à réaliser le test sans trop impacter la durée totale des mesures ;
 - Photodiodes : les deux photodiodes d'IRS sont en principe identiques et doivent suivre les mêmes tests de caractérisation. Cependant, l'accent doit être mis sur l'étalonnage de la photodiode 1 nominale et les tests la concernant sont prioritaires en cas de manque de temps et d'allègement de la campagne de mesure ;

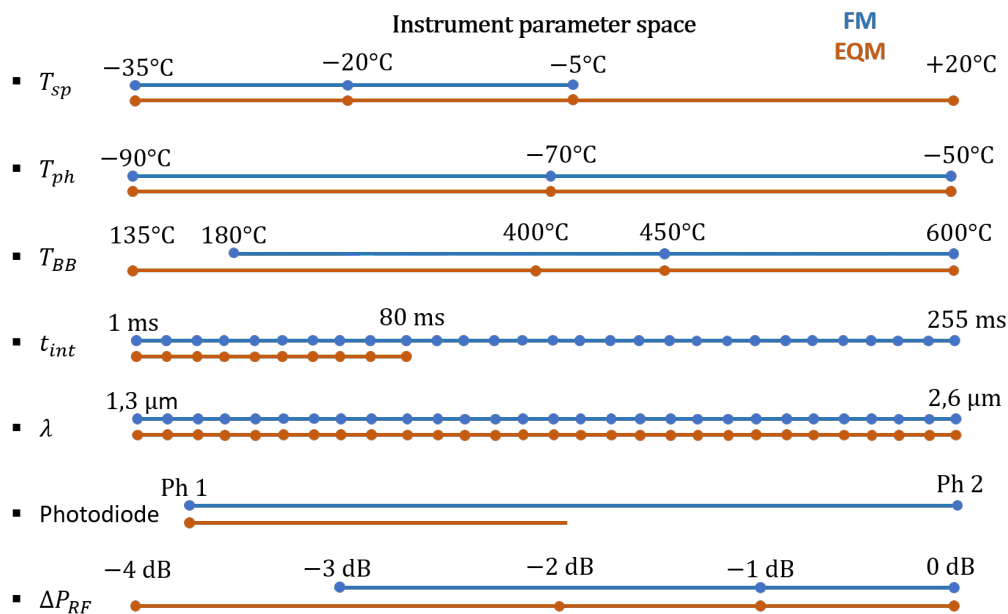


Fig. 8.4 : Espace des paramètres couvert par l'étalonnage. Les paramètres de l'étalonnage d'IRS EQM sont donnés pour comparaison. Les points représentent les points de mesure, sauf pour la longueur d'onde et le temps d'intégration, plus finement échantillonnés que ce que peut représenter la figure.

Cette liste des paramètres et leurs valeurs retenues doit ensuite être organisée en séquences de mesure compatibles avec la durée totale de l'étalonnage. L'enchaînement des séquences que nous proposons dans la section suivante est le fruit de plusieurs mois de développement et de recherche d'un programme d'acquisitions faisant le compromis entre la couverture de l'espace des paramètres et la durée des mesures.

8.1.4.3 Séquences de mesure

Une fois les paramètres sélectionnés, je peux organiser les séquences de mesure en fonction des deux modes d'acquisition permis par l'instrument, afin d'optimiser le temps d'acquisition. Comme nous l'avons évoqué précédemment (section 8.1.3), les modes SPECTRUM et SCAN

ne permettent pas de choisir indépendamment tous les paramètres d'acquisition : le premier applique les mêmes temps d'intégration et nombre d'accumulation à l'ensemble de la table de canaux spectraux, or le flux varie considérablement d'un bout à l'autre du spectre (jusqu'à deux ordres de grandeur à 450°C), il n'est donc pas possible de mesurer un spectre complet avec chaque canal correctement exposé (non saturé et non sous-exposé) dans ce mode. On le réservera donc aux mesures de linéarité en charge, utilisant peu de canaux spectraux. Le mode SCAN en revanche permet de sélectionner indépendamment les conditions d'acquisition de chaque canal spectral, mais impose l'accumulation par multiples de 256. Il est donc flexible, mais beaucoup plus lent que le mode SPECTRUM.

Du côté du SNR, le mode SPECTRUM renvoie la somme des mesures et non les N_{acc} mesures individuelles. Il ne permet pas d'évaluer statistiquement la dispersion des mesures, au contraire du mode SCAN qui renvoie séparément les 256 sommes de N_{acc} mesures. Je l'utiliserai donc pour les mesures de linéarité en flux et de radiométrie, car pour cette dernière, l'évaluation du SNR à l'échelle du canal spectral est primordiale, compte tenu des objectifs de l'étalonnage.

L'optimisation précise de la durée totale des mesures a été permise par l'utilisation d'un modèle radiométrique de l'instrument, fourni par le LESIA lors de la préparation de l'étalonnage. Grâce à ce modèle, j'ai pu simuler les mesures, calculer leur SNR et leur durée totale (Eq. 8.1 et 8.2) et ainsi estimer le nombre d'accumulations nécessaires pour atteindre l'objectif de précision tout en respectant la durée allouée à l'étalonnage, de 4 jours pour le FM et 6 jours pour l'EQM.

Plus précisément, la durée des mesures dépend principalement du temps d'intégration et du nombre d'accumulations, qui sont eux-mêmes des paramètres de haut niveau, dépendant de l'ensemble des autres paramètres instrumentaux et donc des phases de mesures. Le nombre d'accumulations est calculé pour atteindre l'objectif de SNR des mesures, mais à faible flux ou à haute température de spectromètre et de détecteur, le bruit est plus élevé et donc le nombre d'accumulations risque de fortement augmenter la durée des mesures. Le compromis que je choisis est de mettre un seuil d'accumulation maximal de 1 024, même si le SNR qui en résulte ne remplit pas l'objectif de l'étalonnage, et de limiter les mesures à faible flux aux grandes longueurs d'onde de la gamme spectrale (1,8 – 2,6 μm).

Le temps d'intégration, quant à lui, est calculé pour atteindre une valeur cible du signal (variable en fonction de la séquence). Il dépend donc du niveau de signal dû au corps noir, mais aussi du fond thermique, du courant d'obscurité, de l'atténuation RF et de la longueur d'onde du faisceau diffracté. Ainsi par exemple, la durée d'une mesure de radiométrie (en mode SCAN, tous les canaux spectraux mesurés) est d'environ 70 minutes à $(T_{sp}, T_{BB}, T_{ph}) = (-35, 450, -90)^\circ\text{C}$ et de 15 minutes à $(T_{sp}, T_{BB}, T_{ph}) = (-5, 600, -70)^\circ\text{C}$. L'effet des variations de flux est donc très fort et constitue un levier possible de réduction du temps total de mesure en cas d'impossibilité imprévue d'effectuer toutes les mesures. De plus il ne peut être réglé qu'avec un nombre entier de millisecondes, ce qui peut limiter l'échantillonnage lors des mesures à fort flux (Fig. 8.6).

L'ensemble de ces développements sur les séquences d'étalonnage ont fait l'objet de rapports internes : SCAM-21330-LESIA-PR-01204 pour l'EQM et SCAM-21330-LESIA-PR-01882 pour le FM.

En définitive, les trois phases de l'étalonnage sont définies de la manière suivante et résumées dans le tableau 8.3 :

1. Linéarité en charge : cette propriété est *a priori* indépendante de la longueur d'onde des photons convertis en électrons par la photodiode, il s'agit d'une caractéristique de la chaîne d'intégration qui se résume à un comptage de photo-électrons. Elle est donc étudiée avec un nombre réduit de canaux spectraux : 9 canaux issus des tables d'accumulations 5, 9 et 11, répartis sur l'ensemble de la gamme spectrale. La linéarité en charge est mesurée

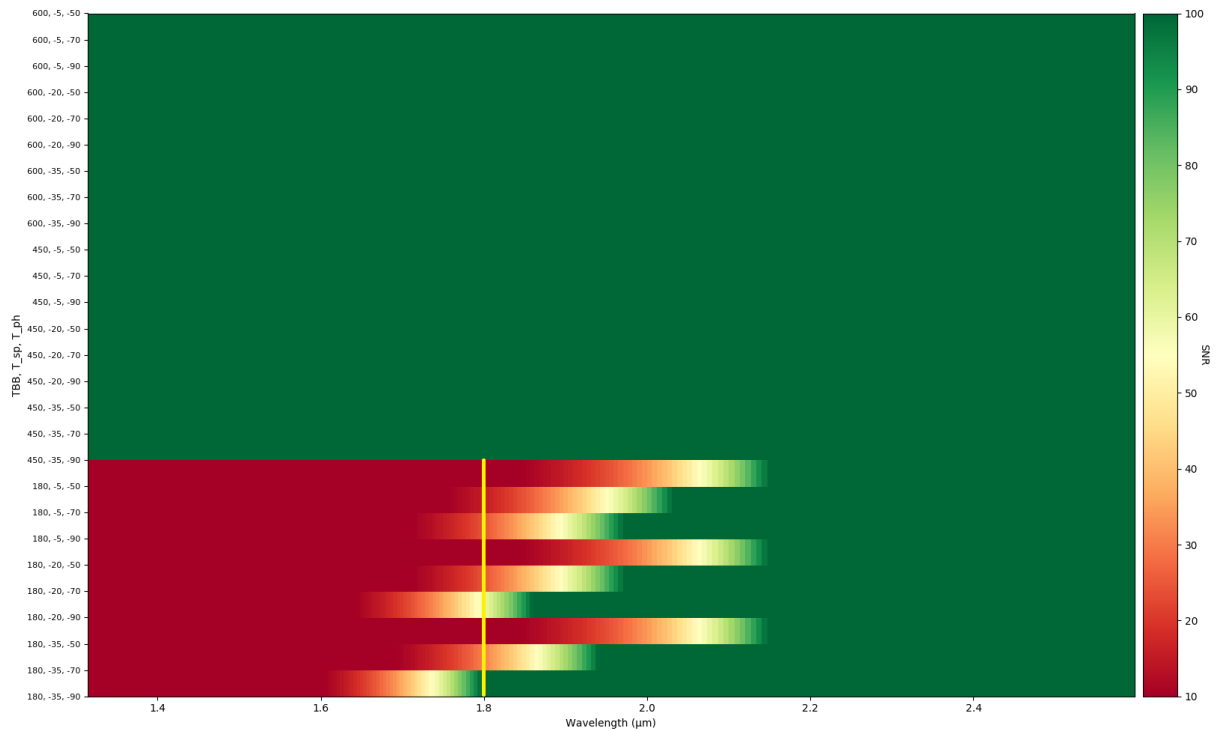


Fig. 8.5 : Cartographie du SNR attendu par les mesures de radiométrie, en mode SCAN, en fonction des conditions de mesures (axe vertical) et de la longueur d'onde (axe horizontal). La ligne jaune indique la limite des mesures à $T_{BB} = 180^{\circ}\text{C}$, qui concernent les grandes longueurs d'onde de la gamme spectrale. La couleur représente le SNR, de 10 en rouge à 100 en vert.

en exposant le spectromètre à un flux lumineux constant et en ne faisant varier que le temps d'intégration pour atteindre des valeurs de dynamique couvrant l'ensemble des valeurs possibles, de 5 000 ADU à la saturation, par pas de 5 kADU. Les mesures doivent s'enchaîner rapidement afin de maintenir l'instrument dans le même état, d'où l'utilisation du mode SPECTRUM. Ces mesures servent également à vérifier qu'il n'y a pas de dérive instrumentale lors des mesures de radiométrie (plus longues), donc on les réalisera avant et après chaque radiométrie, dans les mêmes conditions que celles-ci en termes de T_{sp} , T_{ph} et T_{BB} , à la différence d'un nombre plus réduit de canaux spectraux (9 au lieu de 256). La linéarité en charge est également faite à puissance RF nominale ;

2. Linéarité en flux : *a priori* aussi indépendante de la longueur d'onde son objectif est de faire des acquisitions successives où seule varie la température du corps noir illuminant l'instrument. Les mesures sont faites à deux longueurs d'onde, de façon à couvrir deux gammes de flux différentes (1,8 et 2,3 μm) et en mode SCAN, car il n'existe pas de table d'accumulation possédant seulement deux longueurs d'onde suffisamment éloignées dans la gamme spectrale d'IRS. le temps d'intégration des mesures est unique et réglé au cas par cas pour intégrer un signal de 10 kADU. Ces mesures sont réalisées par paliers successifs (Tab. 8.3) lors des changements de température du corps noir, en deux séries : la première lors du passage de 180 à 450°C et la deuxième lors de l'échelon 450 – 600°C. De plus, seule la température de photodiode la plus froide accessible est utilisée afin d'éviter un trop grand nombre de cyclages thermiques aux détecteurs, déjà qu'ils sont activés successivement à chaque palier et qu'ils ne peuvent être refroidis que lorsque le deuxième est revenu à température ambiante (section 8.1.3) ;

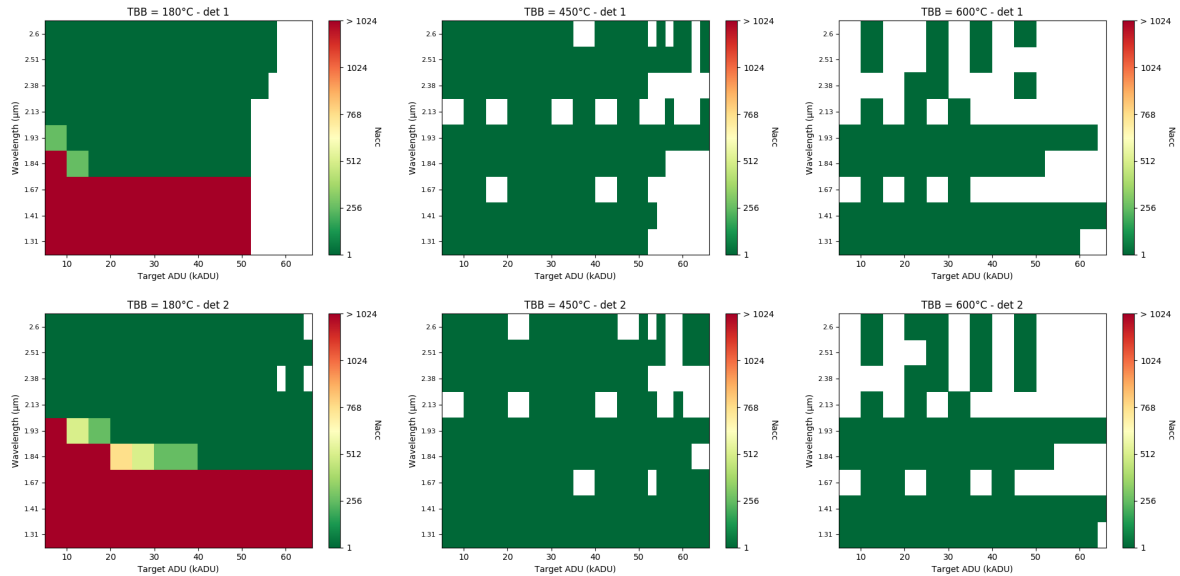


Fig. 8.6 : Cartographies du nombre d'accumulations nécessaires pour atteindre l'objectif de SNR pour les mesures de linéarité en charge, en mode SPECTRUM et à $(T_{sp}, T_{ph}) = (-20, -90)^\circ\text{C}$, pour la photodiode 1. La couleur indique le nombre d'accumulations, du vert = 1, au rouge = 1 024, les cases vides correspondent aux points inaccessibles à cause de l'échantillonnage minimal de 1 ms et la limite de temps d'intégration maximal de 255 ms. L'effet du flux sur la réduction de l'échantillonnage est bien visible sur les mesures à haute température de corps noir.

3. Radiométrie : cette phase est la plus longue, il s'agit d'acquisitions de spectres sous plusieurs flux lumineux, plusieurs temps d'intégration (pour atteindre 10 et 30 kADU), dans toutes les configurations thermiques sélectionnées, sur l'ensemble de la gamme spectrale et avec un haut SNR. Le mode SCAN permet de régler les paramètres d'acquisition individuellement pour chaque canal spectral et son nombre d'accumulations, pouvant être très élevé (plafonné à 1 024 pour l'étalonnage, donc $N_{acc} = 4$), facilite l'obtention d'un haut SNR. Cependant lors des mesures à fort flux de corps noir, ce nombre élevé d'accumulations est un obstacle, car il rallonge considérablement, et inutilement, la durée des mesures. Un compromis fait pour compenser cet allongement est de réduire l'échantillonnage des mesures à temps d'intégration plus élevé (celui visant 30 kADU, Tab. 8.3) et de celles à puissance RF non nominale (-1 et -3 dB). De plus, afin de caractériser une éventuelle dérive des paramètres instrumentaux lors de ces longues mesures, deux canaux spectraux ($56 = 2,13 \mu\text{m}$ et $0 = 2,60 \mu\text{m}$) seront mesurés à intervalle régulier, environ tous les 10 canaux spectraux.

À ces séquences s'ajoute une dernière mesure de radiométrie ne faisant pas partie des jeux de données servant à déterminer l'ITF. Elle a pour objectif de vérifier l'interpolation de la fonction de transfert à un point en dehors de la grille de paramètres utilisée (section 9.2.5.4). Cette mesure additionnelle est faite à $T_{sp} = -30^\circ\text{C}$ et $T_{ph} = -80^\circ\text{C}$, sous un corps noir à $T_{BB} = 450^\circ\text{C}$ de façon à garder un SNR élevé sur l'ensemble de la gamme spectrale.

L'ensemble de ces séquences sont enfin écrites dans des fichiers de paramètres pour IRS, indiquant le mode d'acquisition et la valeur de chaque paramètre de mesure. Nous nous retrouvons donc avec une collection de 166 fichiers d'entrée pour l'interface de pilotage de l'instrument.

	Paramètre	Valeurs	Commentaires	
Linéarité en charge SPECTRUM	T_{sp}	[-35, -20, -5]°C		
	T_{ph}	[-90, -70, -50]°C		
	T_{BB}	[180, 450, 600]°C		
	Det	1 et 2		
	ΔP_{RF}	0 dB		
	Table N_{acc}	[5, 9, 11]	11 = [1.31, 1.41, 1.67] μm 9 = [1.84, 1.93, 2.13] μm 5 = [2.38, 2.51, 2.60] μm	
	t_{int}	Calculé	Calculé pour atteindre des valeurs cible du signal : [5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 52, 54, 56, 58, 60, 62, 64, 66] kADU	
	N_{acc}	Calculé	Calculé pour atteindre SNR = 100	
Linéarité en flux SCAN	T_{sp}	[-35, -20, -5]°C		
	T_{ph}	[-90 ou -70 ou -50]°C	Réglé sur la valeur maximale accessible en fonction de T_{sp}	
	T_{BB}	[200, 300, 400, 450, 550, 600]°C		
	Det	1 et 2		
	ΔP_{RF}	0 dB		
	n° canal	114 et 33	Respectivement 1,8 et 2,3 μm	
	t_{int}	Calculé	Calculé pour atteindre 10 kADU	
	N_{acc}	Calculé	Calculé pour atteindre SNR = 100	
Radiométrie SCAN	Plein échantillonnage (10 kADU)	T_{sp}	[-35, -20, -5]°C	
		T_{ph}	[-90, -70, -50]°C	
		T_{BB}	[180, 450, 600]°C	
		Det	1 et 2	
		ΔP_{RF}	0 dB	
		n° canal	[0, 256] [0, 116]	$T_{BB} = 450^\circ\text{C}$ et 600°C $T_{BB} = 180^\circ\text{C}$, gamme 1,8 - 2,6 μm
		t_{int}	Calculé	Calculé pour atteindre 10 kADU
		Echantillonnage partiel (30 kADU)	T_{sp}	[-35, -20, -5]°C
	T_{ph}		[-90, -70, -50]°C	
	T_{BB}		[180, 450, 600]°C	
	Det		1 et 2	
	ΔP_{RF}		0 dB	
	n° canal		[0, 255], 1 sur 8 [0, 140], 1 sur 8	Radiométrie partielle à 33 canaux, $T_{BB} = 450^\circ\text{C}$ and 600°C Radiométrie partielle à 33 canaux, $T_{BB} = 180^\circ\text{C}$, gamme 1,8 - 2,6 μm
	t_{int}		Calculé	Calculé pour atteindre 30 kADU
	Echantillonnage partiel (puissance)		T_{sp}	-20°C
		T_{ph}	-70°C	
T_{BB}		450°C		
Det		1		
ΔP_{RF}		-1 et -3 dB	Simulation d'une perte de performance AOTF	
n° canal		[0, 255], 1 sur 4	Radiométrie partielle à 65 canaux	
t_{int}		Calculé	Calculé pour atteindre 10 kADU	
N_{acc}		Calculé	Calculé pour atteindre SNR = 100	

Tab. 8.3 : Synthèse des phases de l'étalonnage, des modes d'acquisition utilisés et des valeurs des paramètres choisis.

8.1.1.4.4 Ajustement des séquences

Comme nous l'avons vu précédemment, les séquences d'étalonnage sont construites à l'aide d'un modèle radiométrique d'IRS, lui-même basé sur les caractérisations des sous-systèmes de l'instrument. Mais s'il apparaît que ce modèle ne décrit pas parfaitement le comportement d'IRS, une partie des mesures risque d'être saturée ou sous-exposée, or il est nécessaire qu'elles soient toutes réalisées à un niveau similaire de la dynamique du détecteur. C'est pourquoi un algorithme de correction et régénération des fichiers d'entrée a été écrit et accompagné d'une interface graphique pour une visualisation rapide des données. Il fonctionne de la manière suivante : un fichier de paramètres contenant une version simplifiée d'une mesure de linéarité (une seule table,

trois temps d'intégration) est exécuté, les mesures sont extraites et un traitement rapide, calcul de la pente et de l'ordonnée à l'origine du *Signal* et du *Dark* en fonction du temps d'intégration, leur est appliqué, et elles sont comparées aux mêmes mesures simulées. On calcule ensuite les paramètres de la régression linéaire : si l'écart est supérieur à quelques pour cent, on régénère les fichiers de paramètre en utilisant les pente et ordonnée à l'origine calculées, sinon on poursuit la campagne d'étalonnage.

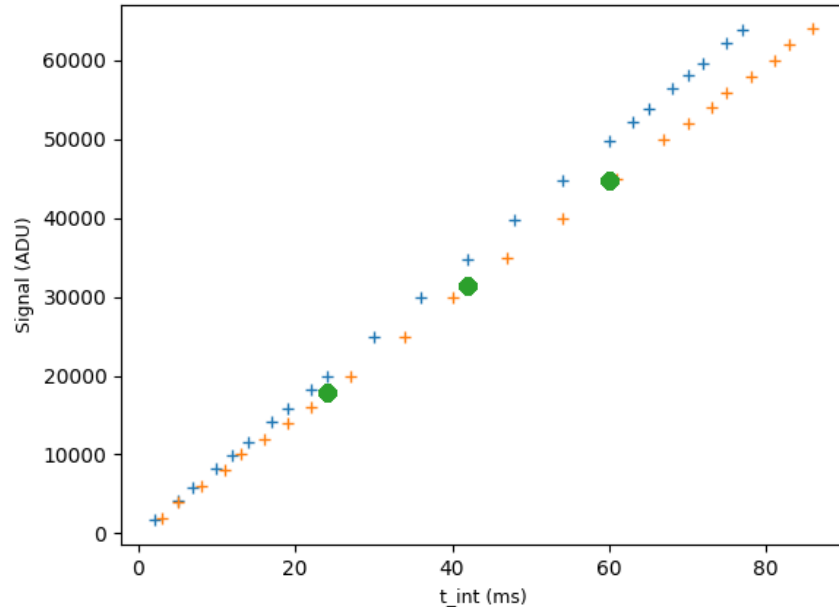


Fig. 8.7 : Exemple d'application de l'algorithme de correction des données, sur une mesure de signal en fonction du temps d'intégration. La mesure prévue par le modèle est en bleu, les points orange sont ceux de la nouvelle séquence après application de l'algorithme en temps réel et les points mesurés sont en vert.

Cette procédure de correction est utilisée avant chaque mesure de linéarité, pour les deux photodiodes. Elle a permis de mettre en évidence d'importants écarts d'ordonnée à l'origine (*offset* à t_{int} nul, très difficile à modéliser, voir section 9.1.3.3) lors des campagnes EQM et FM.

8.2 Développement et validation du banc d'étalonnage PATATOR

Je vais dans cette section présenter l'environnement de test dans lequel a été réalisé l'étalonnage d'IRS, FM et EQM. On peut diviser l'installation en deux entités : la cuve à vide thermique SimEnOm (pour Simulateur d'Environnement pour OMEGA, initialement mise en place pour l'étalonnage de l'instrument OMEGA au LESIA), dans laquelle se trouve l'instrument et en assurant la régulation thermique (contrôle de T_{sp}), et le banc PATATOR (pour *Pressurized And Thermostated Anhydrous Tank for Optical Radiometry*), fourni par l'IAS, qui génère le flux radiométrique de référence.

8.2.1 Concept général du banc et ses sous-systèmes

Le banc PATATOR est le système optique responsable de la génération du flux lumineux à l'entrée de SuperCam. Il a pour objectif de produire un flux radiométrique précis et stable com-

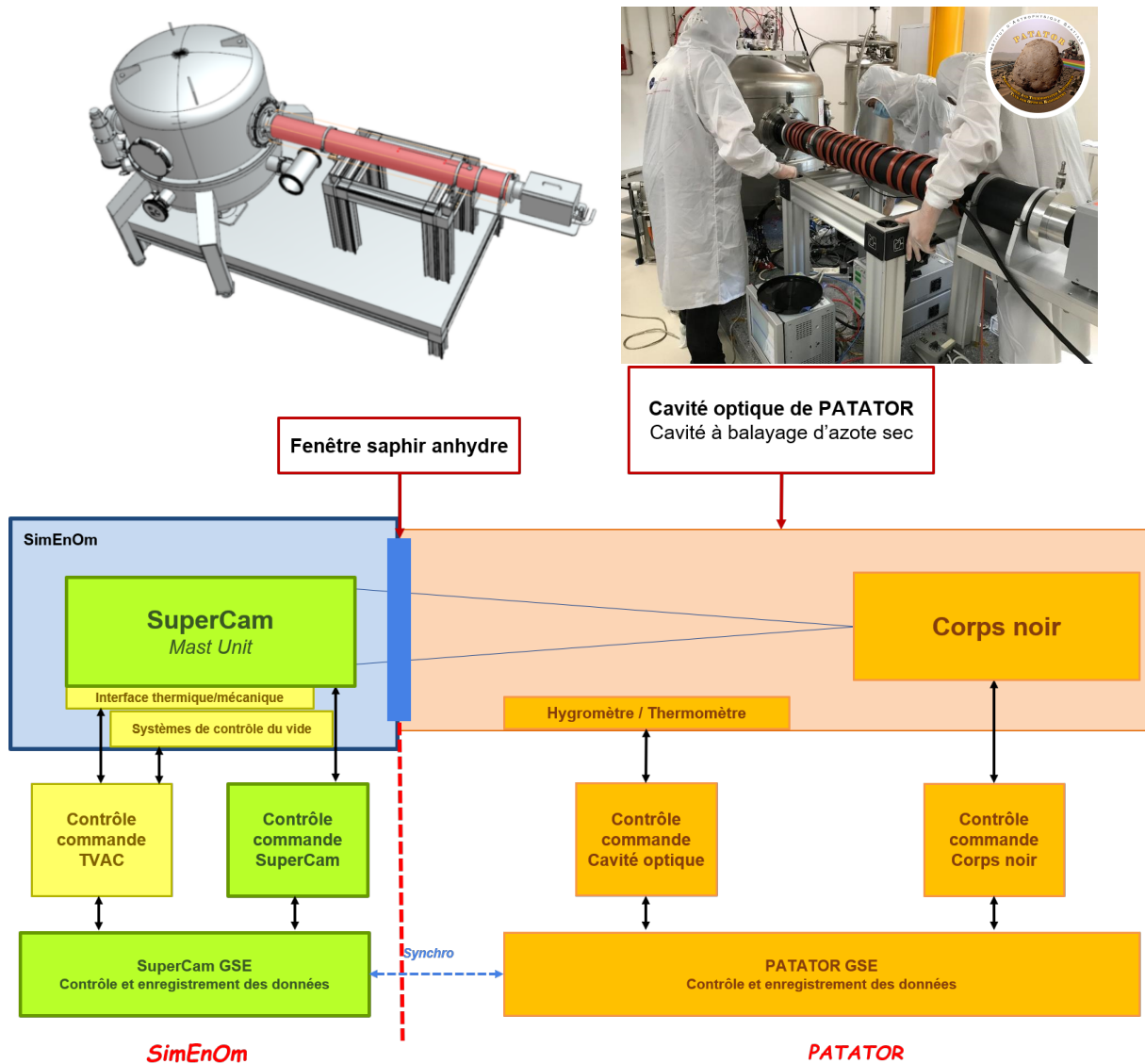


Fig. 8.8 : En haut à gauche : schéma de la cuve SimEnOm et du banc PATATOR. Le tube optique est représenté en rouge et le corps noir est à l'extrémité droite du tube. En haut à droite : photographie de l'alignement du banc PATATOR sur la cuve SimEnOm, lors de la campagne d'étalonnage FM. En bas : diagramme indiquant les principales composantes du système d'étalonnage.

patible avec le budget d'erreur de l'étalonnage et la durée des mesures, le spectre lumineux doit être également exempt de bandes d'absorption, comme celles de l'eau ou du CO_2 , et permettre l'alignement de la source avec SuperCam à travers la paroi de SimEnOm.

Le banc est donc réparti en deux ensembles appelés OGSE et EGSE (pour *Optical/Electrical Ground Support Equipment*). L'OGSE contient les sous-systèmes optiques du banc : le corps noir, le tube optique et la fenêtre assurant la transmission du faisceau à SuperCam ; tandis que l'EGSE concerne le pilotage du banc et les interfaces logicielles (Fig. 8.8). Le corps noir (section 8.2.2) et la fenêtre (section 8.2.3) ont tous deux été caractérisés dans le cadre de cette thèse afin de valider les performances du banc. Je vais revenir sur ces différents éléments dans les sous-sections suivantes.

8.2.1.1 Caractéristiques du corps noir

Principale composante du banc, le corps noir est une source lumineuse absolue et étalonnée par son fabricant émettant un faisceau dont la luminance est donnée par la loi de Planck :

$$u(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (8.4)$$

où h , k et c sont respectivement la constante de Planck, la constante de Boltzmann et la célérité de la lumière.

Le modèle de corps noir sélectionné pour l'étalonnage est le CI Systems SR-200-32 dont les caractéristiques sont réunies dans le tableau suivant (Tab. 8.4). Sa cavité optique prend la forme d'un cône autour duquel se trouve la cartouche chauffante (chauffage annulaire), alors que la sonde de température est au fond de la cavité. La température est mesurée chaque seconde et la valeur est enregistrée dans un fichier *logbook* avec la date de la mesure.

Ouverture	25,4 mm
Gamme	50 – 1 000°C
Précision	± 2°C
Stabilité	Court terme (< 1 heure) : ± 0,25°C
	Long terme (> 1 heure) : ± 0,4°C
Uniformité	± 4°C @ 800 °C
Émissivité	0,99 ± 0,01

Tab. 8.4 : Caractéristiques du corps noir CI Systems SR-200-32 utilisé lors de l'étalonnage de SuperCam.

Cette stabilité de la température, à la fois temporelle et spatiale, me conduit à la prendre en compte dans le budget d'erreur de l'étalonnage. La fluctuation de la température, et donc du flux, se fait sur une échelle de temps nécessairement grande devant la durée d'acquisition des canaux spectraux, son impact sur les mesures serait donc à basse fréquence et compterait dans l'incertitude absolue. Compte tenu des valeurs données dans le tableau 8.4, j'envisagerai une incertitude maximale sur la température de 2,5°C (précision et stabilité long terme). Il en résulte une incertitude absolue sur le flux en fonction de la température cible (Fig. 8.9.) qui reste malgré tout inférieure à 10 %.

Les performances de ce corps noir ont été caractérisées indépendamment des mesures du constructeur, à travers des mesures de vitesse de convergence de sa température et d'uniformité de cette convergence (section 8.2.2).

8.2.1.2 Interface avec la cuve SimEnOm

L'interface entre le corps noir générant le flux lumineux nécessaire à l'étalonnage, et la cuve à vide thermique où se trouve SuperCam est assurée par le tube optique de PATATOR et la fenêtre en saphir. Ces deux sous-systèmes répondent au double besoin de positionner le corps noir à la distance focale de SuperCam pour que son faisceau couvre l'ouverture de l'instrument,

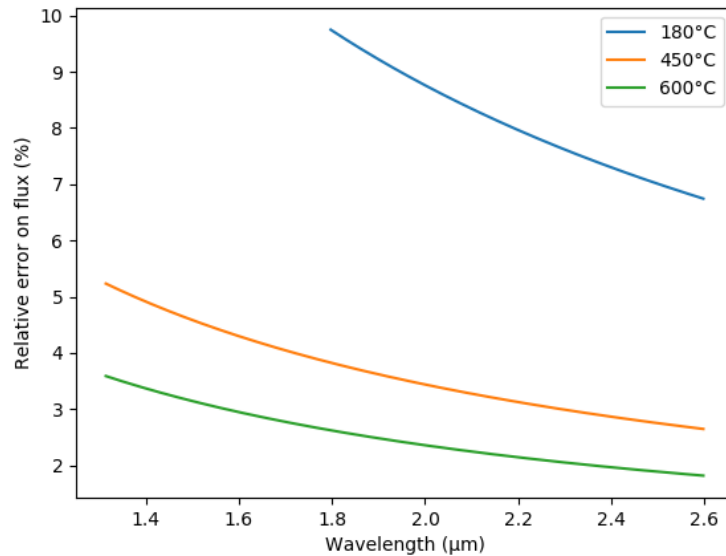


Fig. 8.9 : Erreur relative sur la luminance pour une incertitude sur la température de $2,5^{\circ}\text{C}$, pour l'ensemble des trois températures de corps noir et leur gamme spectrale respective. Cette erreur est à prendre dans le budget d'incertitude absolu, car il s'agit d'un phénomène à variation lente, là où nous avons défini l'incertitude relative comme la variation du signal à l'échelle de deux canaux spectraux contigus.

et conduire le flux lumineux jusqu'à l'instrument sans ajouter de perturbation photométrique (réflexions, lumière parasite) et spectrale (absorption par les gaz et l'eau adsorbée).

Le tube optique en lui-même se présente comme un cylindre en aluminium anodisé noir d'une longueur de 1600 mm afin que l'ouverture du télescope de SuperCam se trouve à 2171 mm de celle du corps noir. Dans cette configuration, le champ de vue d'IRS, de 1,15 mrad (Tab. 2.1), couvre une région de 2,5 mm de diamètre au niveau de la cavité du corps noir, ce qui permet également de limiter les effets d'une éventuelle non-uniformité de la température. La longueur du tube permet également au cône d'éclairement du corps noir de couvrir l'ouverture de SuperCam sans être intercepté par les parois du tube, ce qui limite les réflexions conduisant à de la lumière parasite.

L'humidité de l'air dans le tube optique du banc PATATOR est un paramètre qu'il est primordial de contrôler, car l'eau gazeuse est très active dans le proche infrarouge à travers des raies d'absorption à 1,4, 1,9 et 2,6 μm . La présence de ces raies serait visible sur les spectres mesurés avec IRS, donc se retrouveraient dans l'ITF, puis dans les données des opérations martiennes après réduction. Le seul moyen d'éliminer efficacement l'eau atmosphérique ainsi que celle adsorbée sur la face intérieure du tube et sur la vitre est de balayer continuellement le tube avec de l'azote sec (issu de l'évaporation de l'azote liquide du refroidissement de SimEnOm dans notre cas), injecté et évacué par des valves. Afin d'accélérer la désorption, une résistance chauffante est également enroulée autour du tube du banc PATATOR. Le besoin en humidité relative résiduelle maximale est évalué à 0,5 %rh, car cette valeur correspond à une erreur relative sur le flux lumineux (contribution haute fréquence des bandes d'absorption de l'eau) inférieure à 1 % sur l'ensemble de la gamme spectrale d'IRS. Cette grandeur est mesurée par un hygromètre de précision, Rotronic HC2-SH, placé à l'intérieur du tube, il mesure l'hygrométrie avec une précision de 0,5 %rh et un seuil de détection à 0,1 %rh. Un test de validation des performances du balayage a été réalisé avant l'étalonnage (section 8.2.4).

Enfin, l'interface entre le tube optique et la cuve SimEnOm est faite par un hublot en saphir (verre de Al_2O_3). Ce matériau présente l'avantage d'avoir une transmission élevée dans la gamme proche-infrarouge et de ne pas avoir de bandes d'absorption structurales. La fenêtre mesure de 136 mm de diamètre et 4 mm d'épaisseur, elle est montée dans une bride assurant l'étanchéité de la cuve et la résistance à la surpression externe, par rapport au vide à l'intérieur de SimEnOm (Fig. 8.10).

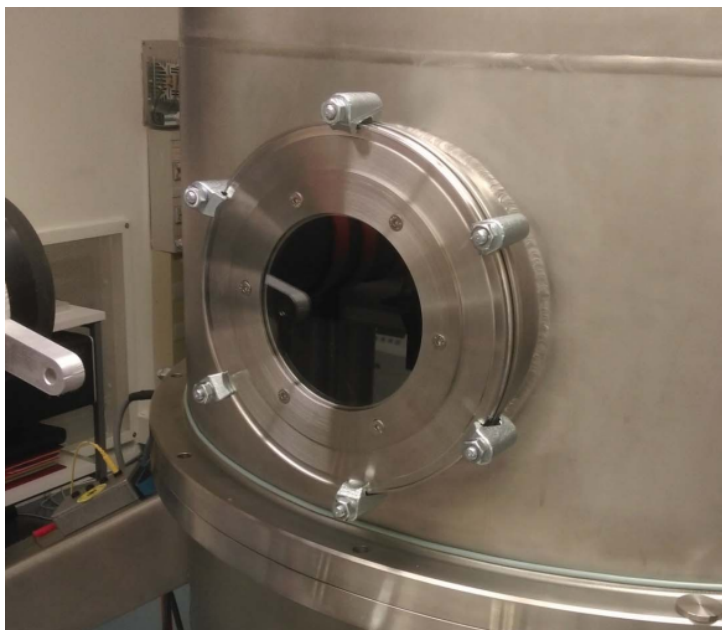


Fig. 8.10 : Image de la fenêtre en saphir permettant de transmettre le flux lumineux à Super-Cam à travers la paroi de la cuve SimEnOm.

8.2.2 Validation des performances du corps noir

Les mesures de performances du corps noir en termes de stabilité du flux émis et de vitesse de convergence ont pour objectif d'évaluer plus finement son impact sur le budget d'erreur et sa responsabilité dans une éventuelle dérive des mesures. J'ai pour cela utilisé un banc optique simple constitué d'un détecteur Sofradir Neptune (matrice HgCdTe 256×256 px², refroidie à 110 K, issue du modèle FS de MicrOmega/ExoMars, [Bibring et al. 2017b](#)) et d'une lentille de 100 mm de distance focale formant l'image de l'ouverture du corps noir à travers un miroir de renvoi doré et un filtre interférentiel à $1,5 \mu\text{m}$. J'obtiens ainsi une résolution spatiale de l'ouverture du corps noir de 0,15 mm/px.

La procédure de test est définie de la manière suivante : partant d'une température initiale donnée, on règle une consigne de température supérieure et on acquiert des images du flux émis par le corps noir à intervalle de temps régulier (toutes les 10 secondes). Lorsque la température de consigne est atteinte à 1°C près (résolution de la sonde de température du corps noir), le boîtier de pilotage du corps noir émet une brève alarme et enregistre la date dans le *logbook*. À partir de cette alarme, je continue d'acquérir des images pendant une heure supplémentaire.

En résultat, on observe que bien que la sonde de température du corps noir indique une variation monotone de la température tout au long de la chauffe, le flux moyen sur le champ de vue équivalent d'IRS, mesuré par le détecteur, présente un dépassement maximal de plus de 40 % par rapport à sa valeur finale et d'environ 15 % au moment de l'atteinte de la consigne, pour un échelon de température de 50 à 450°C (Fig. 8.11). En revanche, la stabilité du flux émis

à 1 % près est atteinte environ 20 minutes après la notification d'atteinte de la consigne.

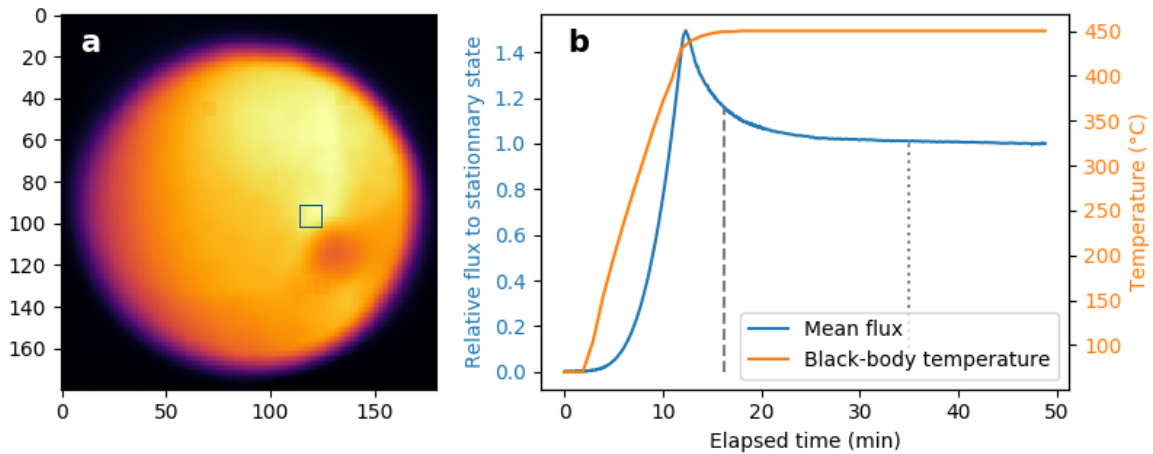


Fig. 8.11 : **a** : carte de flux de l'ouverture du corps noir au moment où la consigne $T_{BB} = 450^{\circ}\text{C}$ a été atteinte, la couleur indique l'intensité lumineuse, du violet au blanc. Certaines aberrations géométriques telles que des réflexions et des défauts de transmission du filtre sont visibles. Les coordonnées de l'image (découpée pour centrer la vue sur l'ouverture du corps noir) sont en pixels. Le carré bleu ($16 \times 16 \text{ px}^2 = 2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$) représente le champ de vue d'IRS au centre de la cavité (non parfaitement alignée avec le détecteur Sofradir), sur lequel a été calculée la variation du flux en fonction du temps. **b** : évolution de la température mesurée par la sonde interne au corps noir (courbe orange) et évolution du flux sur le champ de vue équivalent d'IRS, en relatif par rapport à sa valeur finale. La ligne pointillée large indique l'instant où la consigne de température a été atteinte alors que la fine indique que le flux radiométrique est stable à 1 % de sa valeur finale près, environ 20 minutes plus tard.

Ce dépassement est certainement dû à la distance séparant la cartouche chauffante et la sonde de température : la mesure de la température est retardée par l'inertie thermique de la cavité, ce qui entraîne un dépassement de la consigne autour du centre. Une erreur de 1°C à 450°C correspond à une incertitude de 2 % sur la valeur du flux à $1,5 \mu\text{m}$ (d'après la loi de Planck). L'écart plus important observé ici est probablement lié au fait que la zone où est faite la moyenne du flux n'est pas exactement au centre de la cavité.

La figure 8.12, montre qu'il existe effectivement un gradient de durée de stabilisation à 1 % en flux à mesure qu'on s'éloigne du centre de la cavité. Les durées de convergence s'échelonnent de quelques minutes à plus d'une demi-heure en fonction d'où on calcule le flux émergent de la cavité. L'étude a également été réalisée pour un échelon de température plus faible, de 450 à 600°C , et les durées de convergence sont plus faibles (Tab. 8.5). Comme on pouvait s'y attendre, la vitesse de convergence du flux est plus élevée pour un échelon de température plus faible.

Ces résultats montrent qu'il est néanmoins préférable d'attendre quelques minutes après l'alarme d'atteinte de la consigne du corps noir avant de démarrer des mesures. Dans le cas de l'étalonnage, aucun échelon de température ne dépasse 100°C et le champ de vue d'IRS dans la cavité du corps noir mesure environ 3 mm de diamètre. Par précaution, avec l'équipe de l'étalonnage, nous avons choisi d'attendre 10 minutes après l'alarme, mais cela a eu pour conséquence de diminuer le nombre de points prévus pour la linéarité en flux, passant d'un point tous les 50°C à un point tous les 100°C . Cette diminution de l'échantillonnage complique la compréhension de la non-linéarité en flux que j'ai observée lors de la campagne FM (section 9.2.2).

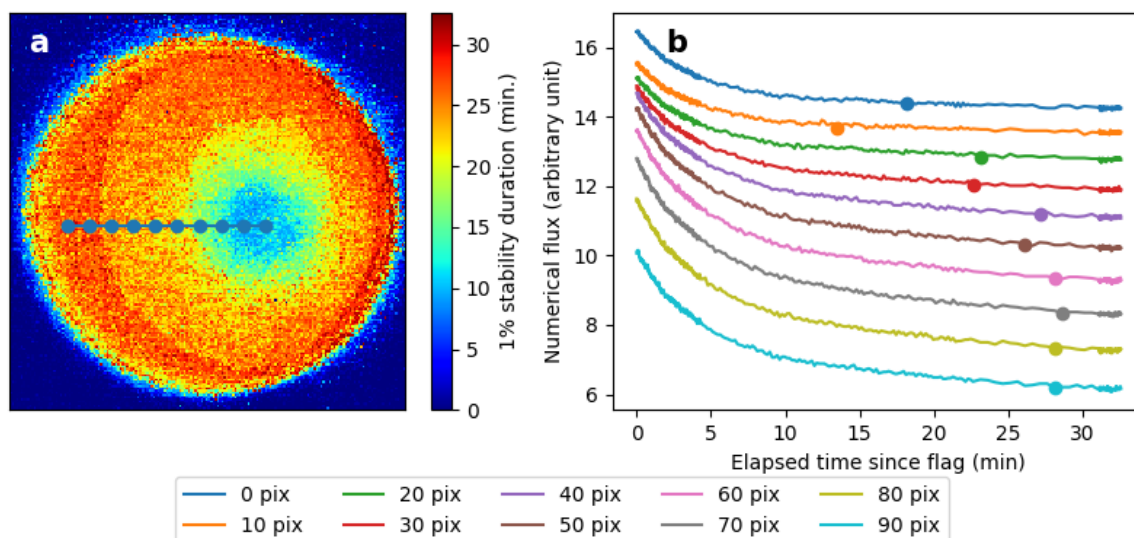


Fig. 8.12 : **a** : carte de durée de convergence du flux à $\pm 1\%$ de sa valeur finale, après l'atteinte de la consigne, pour un échelon de 50 à 450°C. Le motif circulaire centré sur la zone bleue est dû à des réflexions sur les optiques de la chaîne d'acquisition. **b** : profil de flux depuis l'atteinte de la consigne de température à différentes distances du centre (points sur l'image). Le point coloré sur chaque graphe représente l'instant où la stabilité à 1 % est atteinte.

Champ de vue équivalent	Durée de stabilisation à 1 %	
	50 – 450°C	450 – 600°C
1 mm	18,8 min.	0 min.
6 mm	21,6 min.	2,5 min.

Tab. 8.5 : Durées de convergence du flux radiométrique à 1 % près, après l'alarme d'atteinte de la consigne de température, pour deux échelons de température et deux tailles de champ de vue équivalent, au centre de la cavité.

8.2.3 Caractérisation de la transmission de la fenêtre de SimEnOm

Les éventuelles irrégularités de la transmission pourraient affecter les mesures et compter dans le budget d'erreur, absolu comme relatif. C'est pourquoi cette fenêtre doit être finement caractérisée en homogénéité et en reproductibilité des mesures.

La mesure de la transmission du hublot a été faite à l'IAS avec un spectromètre de laboratoire FTIR (*Fourier Transform IR*) de la marque Perkin-Elmer. Elles ont consisté en deux campagnes : la reproductibilité des mesures et l'homogénéité de la vitre. La mesure a été faite en un point de la fenêtre en réalisant des mesures successives avec et sans fenêtre, espacées de 10 minutes, et son homogénéité a été mesurée une semaine plus tard en acquérant le spectre en transmission en 6 points de sa surface. Le traitement des mesures a simplement consisté en la division de chaque mesure par la référence, sans fenêtre.

Les mesures de reproductibilité sont réunies dans la figure 8.13. Les mesures montrent que la transmission moyenne de la fenêtre est autour de 86 % ce qui correspond bien à ce qu'on attend du saphir dans cette gamme de longueurs d'ondes. La variation du continuum est attribuée à

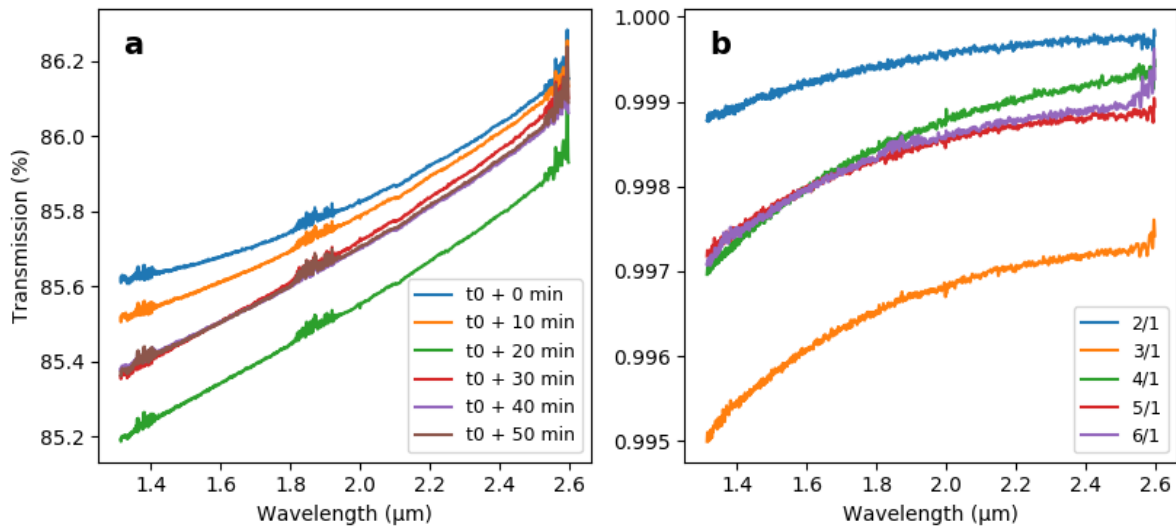


Fig. 8.13 : **a** : spectres en transmission de la fenêtre mesurés à intervalles réguliers. **b** : spectres en transmission divisés par le premier de la série.

un effet géométrique due à la position de la fenêtre dans la cavité, qui a été enlevée puis remise successivement pour les mesures de référence. Les raies d'absorption de l'eau sont bien visibles vers 1,4, 1,9 et 2,6 μm , et le fait qu'elles soient dirigées vers le haut est simplement dû au fait que leur présence est principalement liée à l'eau atmosphérique. En mettant le hublot dans la cavité, une fraction du faisceau du spectromètre est réfléchi par sa surface, ce qui entraîne donc une diminution de la profondeur des raies d'absorption en comparaison de la référence.

En comparant les spectres les uns aux autres (Fig. 8.13b), on observe que les bandes de l'eau se simplifient par division (sauf vers 2,6 μm où elles sont naturellement plus intenses), montrant leur stabilité sur la durée de l'expérience. La variation basse fréquence observée n'est pas attribuée à la géométrie, mais à la stabilité de la lampe du spectromètre, qui peut légèrement fluctuer pendant l'heure qu'a duré la mesure. J'obtiens en définitive une reproductibilité absolue des mesures meilleure que 0,5 %.

L'homogénéité de la vitre est importante, car le faisceau généré par le corps noir mesure une centaine de millimètres à son niveau (pour atteindre 110 mm à l'entrée du télescope de SuperCam). Il intégrerait donc toute irrégularité de transmission lors d'une mesure avec IRS. Cette propriété a été évaluée en mesurant 6 points de la fenêtre disposés en hexagone autour du centre. Les résultats sont réunis dans la figure 8.14. De même que pour les mesures de reproductibilité, la position du continuum varie d'une mesure à l'autre, là encore attribué à l'irrégularité du positionnement du hublot et les raies de l'eau sont bien visibles. En comparant deux à deux les spectres, on observe que l'instabilité basse fréquence a une amplitude plus faible que lors des mesures précédentes (moins de 0,2 % en absolu), ce qui correspond à la plus faible durée de cette mesure (environ 8 minutes). Cependant, les raies d'absorption de l'eau sont toujours présentes après division, ce qui suggère des variations dans la teneur en eau de l'atmosphère au cours des mesures.

La synthèse de ces mesures permet de déduire le spectre en transmission du hublot, convolué à la largeur de l'AOTF d'IRS (Fig. 8.15a) et d'évaluer la dispersion relative des mesures de reproductibilité et d'homogénéité (Fig. 8.15b). La tendance générale de cette dernière courbe correspond à l'incertitude sur la position du continuum du spectre de la fenêtre, donc entre dans le budget d'erreur absolu de l'étalonnage. En revanche, les variations locales de cette courbe

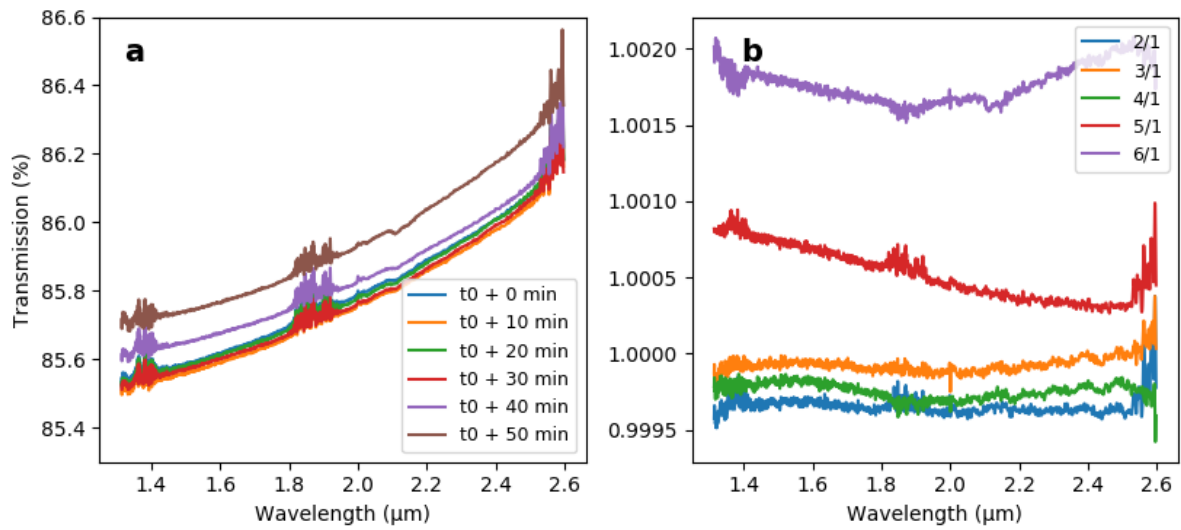


Fig. 8.14 : **a** : spectres en transmission de la fenêtre mesurés à des positions différentes sur la vitre. **b** : spectres en transmission divisés par le premier de la série.

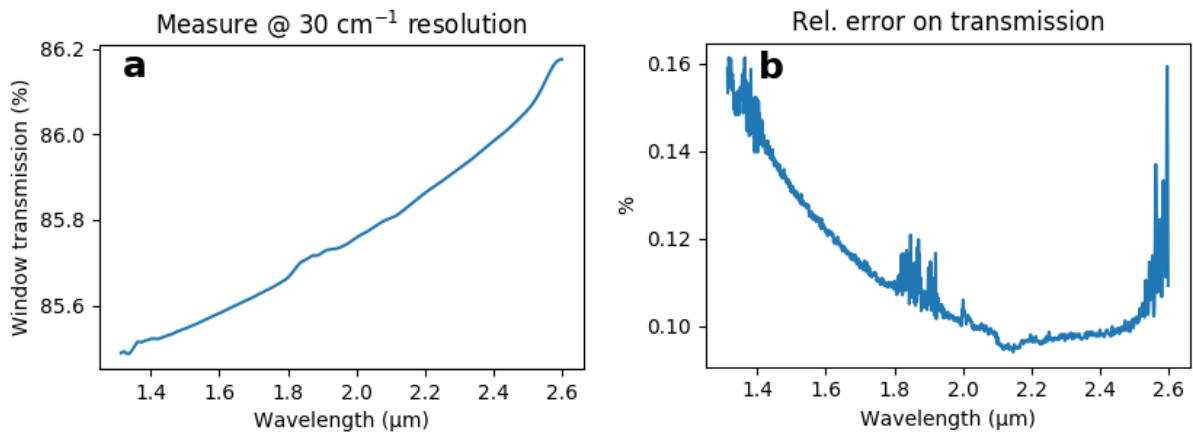


Fig. 8.15 : **a** : spectres en transmission de la fenêtre obtenu par moyenne de l'ensemble des mesures de reproductibilité et d'homogénéité, convolué à la largeur de l'AOTF (26 cm⁻¹). **b** : écart-type des mesures en fonction de la longueur d'onde, ce qui permet d'estimer l'incertitude relative sur le spectre de la fenêtre.

illustrent le comportement haute fréquence de la mesure et donc participent au budget d'erreur relatif. J'obtiens ainsi une incertitude absolue maximale de 0,16 %, et relative de 0,013 % au niveau des raies de l'eau vers 2,6 μm et bien plus faible sur le reste du spectre, au plus 0,008 %. En conclusion, la présence du hublot sur le chemin optique comptera pour une fraction très faible dans le budget d'erreur total, lorsque que je multiplierai le spectre du corps noir par la transmission de la fenêtre lors de la réduction des données de l'étalonnage.

8.2.4 Validation des performances du balayage à l'azote

Avant la campagne d'étalonnage EQM, un test de balayage du tube de PATATOR a été réalisé afin de valider ses performances en termes d'humidité résiduelle et de vitesse de séchage. Ce test a été mené à l'IAS avec le tube fermé à ses extrémités, dans une configuration d'étanchéité

similaire à celle de l'étalonnage. Le résultat de cette mesure est donné dans la figure 8.16.

La conclusion de ce test est que le seuil d'hygrométrie de 0,5 %rh est atteint en environ 20 minutes de balayage et que l'humidité relative se maintient à une valeur plus faible que le seuil de détection (0 %rh sur l'affichage de l'hygromètre) pendant toute la durée du test. On pourra donc considérer que l'eau gazeuse et adsorbée est totalement absente dans le tube lors de la campagne d'étalonnage, dans les limites du budget d'erreur que nous nous sommes fixé.

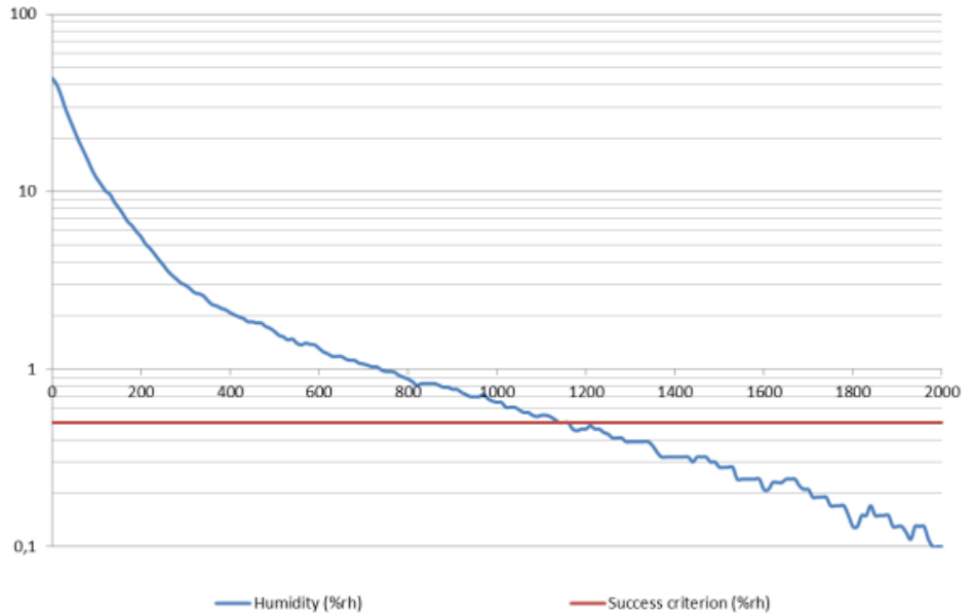


Fig. 8.16 : Évolution de l'hygrométrie en fonction du temps (en secondes) à partir du début du balayage du tube optique à l'azote sec. La ligne rouge horizontale est le critère de succès de l'élimination de l'eau, fixé à 0,5 %.

8.3 Conclusion de la préparation de l'étalonnage

Pour le modèle de qualification comme pour le modèle de vol de SuperCam, je suis parvenu à définir une campagne de mesures cohérente et couvrant l'ensemble de l'espace des paramètres nécessaire au calcul de leur fonction de transfert instrumentale. Ces séquences de mesures ont chacune fait l'objet d'une TRR (*Test Readiness Review*) avec les membres du projet SuperCam, qu'elles ont franchie avec succès.

Le banc d'étalonnage, de son côté, a des performances compatibles avec le budget d'erreur de l'étalonnage et le besoin en termes de flux lumineux et de stabilité temporelle.

Évaluation des performances d'IRS : résultats de la campagne d'étalonnage FM

9

9.1	Bilan des campagnes EQM et FM	200
9.1.1	Retour d'expérience de la campagne EQM	200
9.1.1.1	Mitigation de l'allongement du temps de mesure	200
9.1.1.2	Régulation thermique des détecteurs	201
9.1.1.3	L'effet EMC	201
9.1.2	La campagne d'étalonnage FM : mise en forme et traitement des données	202
9.1.3	Bilan des mesures effectuées	203
9.1.3.1	Mitigation de l'allongement du temps de mesure	204
9.1.3.2	Évolution de la température lors des mesures	204
9.1.3.3	L'offset négatif de l'intégration	205
9.1.3.4	L'annulation du <i>Dark</i> et sa modélisation	207
9.2	Résultats de la campagne d'étalonnage FM et performances d'IRS	209
9.2.1	Linéarité en charge	210
9.2.2	Linéarité en flux	210
9.2.3	Rapport signal sur bruit	211
9.2.4	Changement de modèle instrumental	212
9.2.5	Détermination de la fonction de transfert instrumentale	214
9.2.5.1	L'algorithme de détermination	214
9.2.5.2	Résultat de la modélisation : les paramètres de l'ITF	218
9.2.5.3	Variabilité des paramètres avec les conditions thermiques	220
9.2.5.4	Évaluation de la justesse du modèle	220
9.2.6	Comportement de l'instrument en fonction de la puissance RF injectée	223
9.3	Conclusion de la campagne d'étalonnage FM	224
9.3.1	Validation des objectifs de l'étalonnage	224
9.3.2	Tests sur cibles en réflectance	225
9.3.2.1	Bilan des tests EQM au <i>Los Alamos National Laboratory</i>	225
9.3.2.2	Bilan des tests FM au <i>Jet Propulsion Laboratory</i>	226
9.3.3	Recommandations pour les opérations	231

Les étalonnages de l'EQM et du FM de SuperCam ont eu lieu respectivement fin février 2018 et fin mai 2019, dans la cuve à vide thermique SimEnOm du LESIA. Chaque campagne de mesures a fait l'objet d'une préparation dont le but fut d'optimiser les séquences de mesures de façon à remplir les objectifs de l'étalonnage tout en respectant les contraintes opérationnelles de l'instrument et la durée allouée à chaque campagne (voir chapitre 8). Au cours de ce chapitre, je vais faire le bilan des campagnes d'étalonnage de SuperCam EQM et FM avant de présenter l'ensemble des résultats de la campagne FM et évaluer les performances d'IRS.

9.1 Bilan des campagnes EQM et FM

9.1.1 Retour d'expérience de la campagne EQM

L'étalonnage de l'EQM de Supercam constitue un bon entraînement pour une première approche de l'étalonnage d'un spectromètre infrarouge, et une première prise en main de l'instrument, dans l'objectif de préparer la campagne FM. La préparation de sa campagne d'étalonnage a d'ailleurs été le premier travail de ma thèse. Elle s'est déroulée du 26 février au 3 mars 2018, au LESIA avec le dispositif décrit à la section 8.2 du chapitre précédent.

De manière générale, la campagne d'étalonnage de l'EQM a permis de valider et améliorer la philosophie des séquences d'étalonnage (utilisation des modes d'acquisition d'IRS, phases de mesures, etc. voir section 8.1.4), préparer la méthode de traitement des données pour extraire l'ITF, en vue de la campagne FM, et montré que le dispositif d'étalonnage remplit complètement son rôle en produisant un flux lumineux stable et exempt de signatures atmosphériques. L'analyse des données de cette campagne a motivé plusieurs améliorations des séquences d'étalonnage : l'ajout de mesures de linéarité en flux, absentes initialement, mais nécessaires pour identifier une éventuelle non-linéarité de l'instrument ; la température de corps noir basse a été changée, passant de 135 à 180°C, pour des raisons de SNR ; enfin, quelques changements dans l'échantillonnage de l'espace des paramètres (Fig. 8.4) ont été effectués.

Cependant, plusieurs problèmes sont apparus lors de la campagne, perturbant une partie des mesures. Certains ont été résolus en direct ou *a posteriori* lors du traitement des données, mais d'autres sont restés ouverts et ont eu un impact sur la conception du modèle de vol et de sa campagne d'étalonnage.

9.1.1.1 Mitigation de l'allongement du temps de mesure

Lors de la campagne d'étalonnage, plusieurs événements ont eu pour conséquence une réduction du nombre de mesures effectuées, soit par allongement des mesures elles-mêmes, indépendamment des équations 8.1 et 8.2, soit à cause d'autres imprévus. Je donne ci-après la liste de ces événements ainsi que la façon dont ils ont été corrigés et leurs conséquences sur la campagne FM.

- Le premier jour de l'étalonnage a été consacré à la correction du format des fichiers de paramètres, jamais testés auparavant, qui n'était pas compatible avec le logiciel de pilotage de SuperCam. Une session d'entraînement spécifique sera programmée pour la campagne FM afin que tout l'environnement logiciel soit prêt dès le début de la campagne d'étalonnage ;
- La durée propre des mesures était sensiblement plus longue que prévu, environ 15 secondes par itération, ce qui conduisait à un allongement total de près de 2 à 3 heures par jour de mesure. Cet allongement du temps de mesure était dû à des temporisations de plusieurs secondes de l'interface de pilotage pour permettre à son opérateur de vérifier le bon déroulement des séquences, lors des tests fonctionnels. Les temporisations ont été éliminées le troisième jour de l'étalonnage par reprogrammation du logiciel ;
- Lors du fonctionnement de l'instrument, la température de l'EBOX augmente rapidement jusqu'à son seuil de sécurité de 63°C, à cause d'une résistance électrique alimentée en même temps que l'instrument. Lors des tests fonctionnels de l'instrument, cet effet n'est pas problématique, car les mesures sont courtes et l'électronique a le temps de refroidir entre les séquences. Mais pendant l'étalonnage, les mesures peuvent durer plusieurs heures et conduire à une surchauffe de l'EBOX. En conséquence, des phases de refroidissement

ont été ajoutées, ce qui a allongé de 2 à 3 heures par jour la durée des séquences et a potentiellement introduit un biais pour comparer des mesures avant et après refroidissement. Plusieurs palliatifs ont été appliqués pour la campagne FM : la résistance de l'EBOX n'est alimentée que pendant les mesures pour en limiter la chauffe, et la température de régulation du « CameraBar », l'interface froide de SimEnOm a été abaissée.

9.1.1.2 Régulation thermique des détecteurs

Certaines mesures n'ont pas pu être effectuées à cause d'une limitation imprévue de l'amplitude de refroidissement du TEC de la photodiode 1. En effet, il est apparu que la régulation de la température du détecteur ne parvenait pas à le refroidir à -90°C lorsque l'instrument était à -20°C . Aucune solution à ce problème n'a été trouvée pendant l'étalonnage et les mesures en question ont été simplement abandonnées. Pour la campagne FM, le seuil de puissance de refroidissement des TEC a été réévalué pour assurer la descente à -90°C et atteindre le $\Delta T = 80^{\circ}\text{C}$.

9.1.1.3 L'effet EMC

La conséquence majeure de l'étalonnage de l'EQM est la correction d'un effet de parasitage du signal, d'origine électromagnétique, appelé « effet EMC ». Ce phénomène se manifeste sous la forme d'une chute de signal entre 1,3 et 1,6 μm , similaire à une bande d'absorption (Fig. 9.1). Il correspond à un flux négatif de l'ordre de -3 ADU/ms, c'est pourquoi il est particulièrement visible à faible flux.

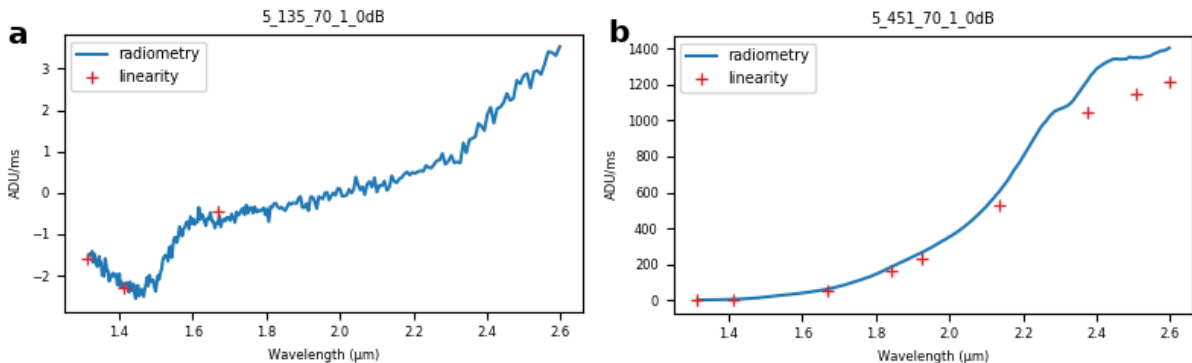


Fig. 9.1 : Mesures de radiométrie de la campagne EQM, corrigées du *Dark* et normalisées en temps d'intégration. Les croix rouges sont les mesures de linéarité en charge, superposées aux radiométries de façon à mettre en évidence une dérive de l'instrument entre les deux séries de mesures. **a** : mesure à faible flux ($T_{BB} = 135^{\circ}\text{C}$) mettant en évidence l'effet EMC. **b** : mesure à fort flux ($T_{BB} = 450^{\circ}\text{C}$), l'effet EMC n'est pas présent, car trop faible.

Il trouve son explication dans la chronologie des actions réalisées par l'instrument lors d'une mesure. Plus précisément, il s'agit d'un parasitage de la mesure de la température de la face froide du TEC lors de la boucle de régulation thermique du détecteur. Cette mesure se produit lorsque l'AOTF est allumé, entre la mesure de *Signal* et la mesure de *Dark*. Le rayonnement électromagnétique produit par l'électronique générant le signal RF est perçu par le capteur thermique comme un refroidissement du détecteur. Le système de régulation envoie donc une commande de réchauffement (Fig. 9.2), ce qui augmente le courant d'obscurité lors de la mesure de *Dark* uniquement. D'où le flux négatif lors de la soustraction. Ce phénomène ne se produit

qu'à certaines valeurs de la fréquence RF, ce qui va dans le sens d'une origine de contamination électromagnétique.

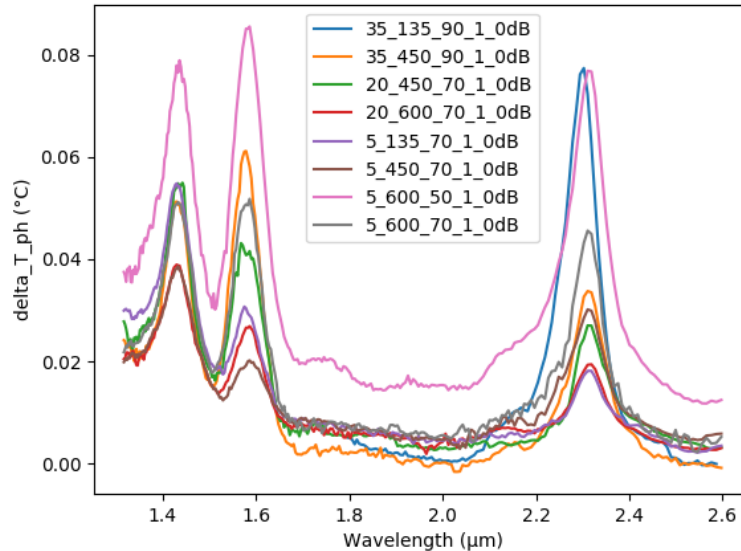


Fig. 9.2 : Évolution de la température de la face froide du TEC, comparée à sa valeur de consigne, lors des mesures de radiométrie de la campagne EQM. Les sauts de température se produisant à des longueurs d'onde précises sont dues à l'effet EMC.

Cet effet EMC a été corrigé chez le modèle de vol d'IRS non pas en éteignant le générateur RF lors des mesures de *Dark*, dont l'oscillateur reste en permanence actif, mais en appliquant une atténuation de 15 dB, ce qui correspond à une diminution de son amplitude d'oscillation d'un facteur 32. Cette procédure est suffisante pour éliminer la contribution de l'effet aux mesures.

9.1.2 La campagne d'étalonnage FM : mise en forme et traitement des données

Les données de l'étalonnage de SuperCam sont acquises par l'instrument et écrites dans leur format binaire dans des fichiers *logbook* journaliers. L'ensemble de ces *logbooks* seront à terme accessibles dans un dossier de la plateforme PDS (*Planetary Data System*) de la NASA.

Comme nous l'avons vu section 8.1.3, IRS acquiert les spectres en mesurant successivement le *Signal* et le *Dark*, c'est-à-dire AOTF alimenté ou non. Ces deux jeux de données sont enregistrés séparément, ainsi que l'ensemble des paramètres de l'acquisition (t_{int} , table d'accumulations, N_{acc} , ΔP_{RF} , T_{ph} de réglage, photodiode activée) et quelques *House Keepings*, les HK, telles que la température de l'AOTF au début et à la fin de la mesure, la température des faces froide et chaude du TEC ou l'état de la boucle d'asservissement de la température TEC. Pour les résultats de l'étalonnage, cela représente 120 séquences de mesures, environ 10 000 spectres et autant de HK qu'il faut extraire des *logbooks* et mettre en forme pour leur traitement.

Le traitement des données a été fait en utilisant des codes originaux écrits dans le langage libre Python 3. L'ensemble des résultats des traitements est décrit dans la section, 9.2 mais je vais d'abord faire un rapide bilan des mesures brutes et des imprévus rencontrés lors de la campagne d'étalonnage FM.

9.1.3 Bilan des mesures effectuées

La campagne d'étalonnage du modèle de vol de SuperCam s'est tenue au LESIA du 17 au 22 mai 2019, en deux shifts de 8 heures, en exécutant les séquences de mesures précédemment décrites (section 8.1.4) et enrichies de l'expérience de la campagne d'étalonnage de l'EQM (section 9.1.1). De manière générale, la plupart des mesures se sont déroulées comme prévu (Tab. 9.1) et les mécanismes de régulation, pilotage du banc se sont comportés de manière conforme à nos attentes. Nous avons ainsi obtenu des données de bonne qualité qui me permettront de déterminer le comportement de l'instrument et de sa fonction de transfert sur la majeure partie de sa gamme opérationnelle de températures (section 9.2).

Cependant, certains imprévus sont apparus lors de la campagne, nous obligeant à abandonner certaines mesures ou trouver des palliatifs lors du traitement des données, au prix d'une réduction de l'espace de détermination de l'ITF pour l'un et de perte de précision pour l'autre. Je donne la liste de ces imprévus dans les sections suivantes.

	-35°C	-30°C	-20°C	-5°C
-90°C, ph1	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰		Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰ Lin ₆₀₀ ^{SCAN}	
-90°C, ph2	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰		Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰	
-80°C, ph1		Rad ₄₅₀ ⁰		
-70°C, ph1	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ LinFlux _{200...450} Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ LinFlux _{450...600} Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰		Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ LinFlux _{200...450} Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Rad ₄₅₀ ¹ Rad ₄₅₀ ³ LinFlux _{450...600} Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ LinFlux _{200...450} Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ LinFlux _{450...600} Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰
-70°C, ph2	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ LinFlux _{200...450} Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ LinFlux _{450...600} Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰		Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ LinFlux _{200...450} Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ LinFlux _{450...600} Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ LinFlux _{200...450} Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ LinFlux _{450...600} Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰
-50°C, ph1	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰		Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰
-50°C, ph2	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰		Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰	Lin ₁₈₀ Rad ₁₈₀ ⁰ Lin ₄₅₀ Rad ₄₅₀ ⁰ Lin ₆₀₀ Rad ₆₀₀ ⁰

Tab. 9.1 : Tableau récapitulatif des mesures de la campagne d'étalonnage FM, les colonnes correspondent à T_{sp} , les lignes à T_{ph} et à la photodiode sélectionnée. Les mesures sont nommées suivant la nomenclature suivante : « Lin », « LinFlux » et « Rad » sont les phases de la séquence de mesures, les nombres en indice sont la température du corps noir, les exposants sont l'atténuation de la puissance RF pour les radiométries. La mesure « Lin₆₀₀^{SCAN} » est une mesure de linéarité en charge effectuée avec le mode SCAN, car au cours de la campagne, on a soupçonné l'instrument de se comporter différemment en fonction du mode d'acquisition. Les mesures écrites en vert sont celles effectivement réalisées, les noires ont été abandonnées par manque de temps.

9.1.3.1 Mitigation de l'allongement du temps de mesure

De la même manière que pour la campagne EQM, mais pour des raisons différentes, durant la campagne FM la durée des mesures s'est retrouvée plus longue de prévu, d'un facteur 2 à 3, malgré leur calcul précis et leur optimisation en amont de l'étalonnage. Cette optimisation était nécessaire pour faire tenir l'ensemble des mesures dans le calendrier très contraint que nous avons (section 8.1.4). En conséquence, beaucoup de mesures ont été annulées, surtout pour la photodiode 2 et une demi-journée d'étalonnage supplémentaire a été ajoutée. Au total, la campagne de mesure aura duré environ 43 heures, avec des journées de tests s'étendant de 7 h à 23 h, en comparaison des un peu moins de 25 initialement prévues. Le bilan de l'ensemble des mesures finalement réalisées et du calendrier effectué est donné dans les tableaux 9.1 et 9.2.

Cet allongement imprévu du temps de mesure n'est pas sans conséquence sur la détermination de fonction de transfert d'IRS. Pour la photodiode 1, les mesures à $T_{ph} = -50^\circ\text{C}$ se révèlent incomplètes pour déterminer l'ITF dans ces conditions (section 9.2.5), il en résulte que la fonction de transfert devra être extrapolée aux conditions où le détecteur est plus chaud que $T_{ph} = -70^\circ\text{C}$ (Fig. 9.12). De même, et de façon plus importante, le tableau 9.1 montre que la plupart des mesures de linéarité et radiométrie, notamment à bas flux, pour la photodiode 2 ont été annulées. Ceci conduit à une très incomplète détermination de la fonction de transfert de ce détecteur, surtout liée à notre incapacité à lui appliquer le modèle de réponse au flux en loi de puissance, comme nous le verrons section 9.2.4, par manque de données. Pour cette raison, j'énoncerai section 9.3.3 quelques recommandations de mesures complémentaires à faire lors des opérations sur Mars afin d'affiner le calcul de l'ITF et d'en étendre le domaine de validité, pour chaque photodiode.

9.1.3.2 Évolution de la température lors des mesures

La température en différents points de SuperCam est mesurée tout au long de l'étalonnage, aussi bien par l'instrument lui-même que par les sondes de la cuve SimEnOm. Elles permettent de s'assurer de la bonne conduite de la régulation thermique des différents sous-systèmes de l'instrument. Dans sa configuration d'étalonnage, SuperCam est relié à SimEnOm par une interface froide appelée « CameraBar », régulée à une température très basse, de l'ordre de -100°C , *via* des supports en titane. L'essentiel de l'échange thermique entre l'instrument et la cuve se fait donc par rayonnement.

La température d'IRS est mesurée par plusieurs sondes positionnées sur ses différents sous-systèmes ainsi que sur l'OBOX et l'EBOX. Lors d'une mesure, plusieurs sous-systèmes dissipent de l'énergie, principalement l'EBOX, relativement découplée thermiquement de l'OBOX, mais aussi l'AOTF et la face chaude du TEC, l'OBOX voit donc sa température varier au cours de la mesure (Fig. 9.3).

L'ensemble des trois mesures qui nous intéressent ici (T_{OBOX} , T_{AOTF} et $T_{TEC\ hot}$) suivent de manière remarquable le même profil en fonction du temps, mais que leur variation en absolu est différente. La forme du profil de température en elle-même est attribuée au profil de puissance injecté dans l'AOTF. Comme nous l'avons vu section 8.1.3, la puissance RF n'est pas constante, mais choisie de façon à optimiser l'efficacité de la diffraction acousto-optique en fonction de la longueur d'onde, en la supposant indépendante de la température de l'AOTF en première approximation. Il en résulte une puissance RF dépendant de la longueur d'onde et donc une énergie dissipée dépendant du temps (les canaux spectraux étant joués successivement lors des radiométries). La différence de variation absolue des températures lors des mesures est, quant à elle, liée à la distribution de l'énergie thermique dans l'instrument et au couplage entre les

	T_{sp} (°C)	Det	T_{BB} (°C)	T_{ph} (°C)	Total (h)	
Jour 1	-20	1	180	-90 -70	4,00	7,50
		2	180 → 450	-70	1,5	
		1	450	-90	2,00	
Jour 2	-35	1	180	-90 -70	4,00	12,00
		2	180 → 450	-70	1,50	
		1	450	-90 -70	3,50	
		2	450 → 600	-70	1,00	
		1	600	-50	1,00	
		2	600	-70	1,00	
Jour 3	-35	1	600	-90 -70	3,00	10,00
	-35 → -28				1,00	
	-28	1	450	-80	1,00	
	-28 → -20				1,00	
	-20	1	450	-70	2,00	
Jour 4	-20	2	600	-70 -90	2,00	11,00
	-20	1	450 → 600	-70	1,00	
	-20	2	600	-90 -50	3,00	
	-20 → -5				1,00	
	-5	1	180	-70 -50	1,50	
	-5	2	180 → 450	-70	2,00	
	-5	1	450	-70 -50	1,50	
Jour 5	-5	2	450 → 600	-70	1,00	3,00
		1	600	-70 -50	2,00	

Tab. 9.2 : Calendrier récapitulatif des mesures et de leurs durées. Les lignes orange sont les changements de température d'instrument qui ont dû être faits pendant la journée, et non la nuit comme prévus.

différents sous-systèmes. Comme nous le verrons à la section 10.2.3 lors de la modélisation du *Dark*, la contribution majeure au fond thermique instrumental, décrit par T_{sp} , est due au baffle optique entourant les photodiodes, lui-même couplé thermiquement à l'OBOX. Je considérerai dans la suite que $T_{sp} = T_{OBOX}$

9.1.3.3 L'offset négatif de l'intégration

Les mesures de linéarité en charge montrent que la relation *Signal* ou *Dark* en fonction du temps d'intégration ne passe pas par zéro, mais par une ordonnée à l'origine positive ou négative selon les cas. Cette ordonnée à l'origine contient un *offset* auquel s'ajoute un *Dark* intégré sur une durée additionnelle fixe valant $t_{add} = 2,669\,850$ ms (voir chronogramme de l'acquisition, Fig. 9.4, ce temps additionnel est représenté par « *Tint3ms* » après la phase d'intégration à t_{int}). L'*offset* est attribué à l'électronique de lecture, mais son comportement n'est pas aujourd'hui compris ni modélisé. Les mesures indiquent que sa valeur semble se situer entre $-4\,500$ et $-4\,800$ ADU et qu'elle dépend de T_{ph} et T_{sp} .

De plus, ses caractéristiques diffèrent entre les modes SCAN et SPECTRUM : en mode SPECTRUM l'*offset* mesuré sur le *Dark* ne dépend pas de la longueur d'onde du faisceau extrait par l'AOTF au contraire du mode SCAN. Lors de l'étalonnage, j'ai remarqué que les mesures de

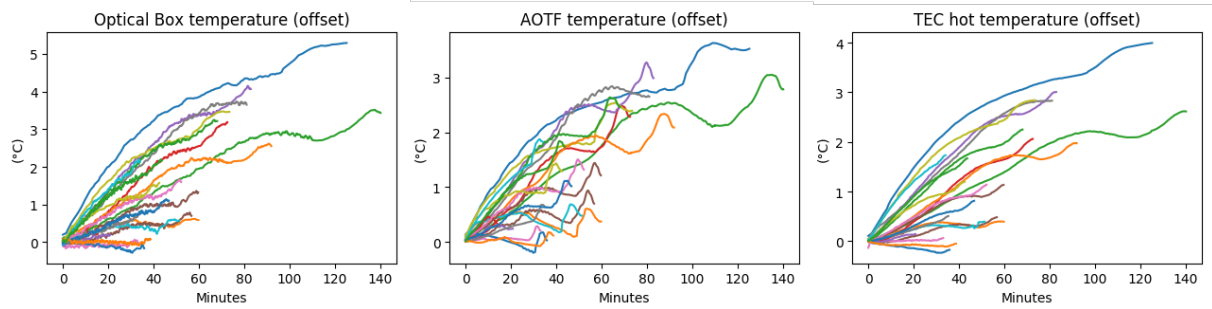


Fig. 9.3 : Évolution des températures de l'OBOX d'IRS, de l'AOTF et de la face chaude du TEC en fonction du temps lors des mesures de radiométrie, relativement à la première mesure de la série. Chaque couleur correspond à une mesure, qui dure plus ou moins longtemps en fonction du niveau de flux de la séquence. Les trois jeux de données semblent corrélés, T_{OBOX} et $T_{TEC\ hot}$ étant des images basse fréquence de T_{AOTF} . Ceci est dû au profil de puissance de l'AOTF, non constant au cours d'une mesure qui balaie l'ensemble des canaux spectraux, donc l'énergie dissipée par celui-ci varie au cours du temps. Ces mesures montrent que les sous-systèmes dans l'OBOX d'IRS sont couplés thermiquement.

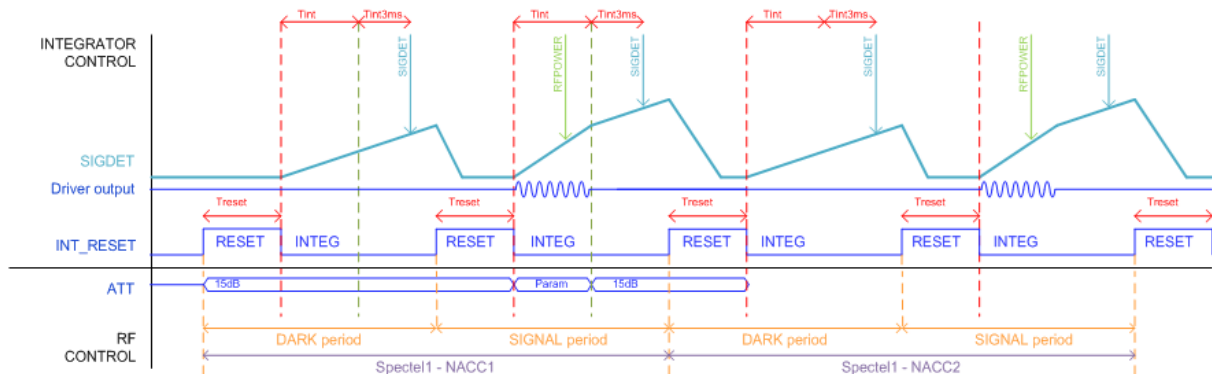


Fig. 9.4 : Chronogramme de deux accumulations successives du même canal spectral. La ligne « SIGDET » représente au signal intégré, « Driver output » est le signal RF qui alimente l'AOTF, activé seulement pendant la phase d'acquisition au temps d'intégration demandé (t_{int}) et « ATT » est l'atténuation de l'amplitude d'oscillation du VCO (*Voltage Controlled Oscillator*), l'instrument générant le signal RF, jamais éteint lors des acquisitions. Les phases de « RESET » de l'intégrateur correspondent à la numérisation du signal acquis.

linéarité en charge ne retombaient pas exactement sur celles de radiométrie alors que les conditions de mesures étaient *a priori* identiques. J'ai alors soupçonné que l'instrument se comportait différemment entre ces deux modes et effectué une mesure de linéarité en charge avec le mode SCAN (mesure « $\text{Lin}_{600}^{\text{SCAN}}$ » du tableau 9.1, effectuée à $T_{sp} = -20^\circ\text{C}$ et $T_{ph} = -90^\circ\text{C}$).

Le résultat de cette mesure est donné dans figure 9.5 : il apparaît que les courbes de linéarité en charge du *Dark* sont parallèles entre elles (pente de 690 ± 1 ADU/ms) en mode SPECTRUM comme en mode SCAN, mais que leur ordonnée à l'origine dépend de la longueur d'onde en mode SCAN (entre -4650 et -5050 ADU) et pas en mode SPECTRUM (vers -4650 ADU). Ces valeurs de l'ordonnée à l'origine sont obtenues en soustrayant la contribution de la durée d'intégration additionnelle valant $t_{add} \times 690 = 1842$ ADU.

Cependant cette valeur de l'*offset* est identique entre les mesures de *Signal* et de *Dark*, donc

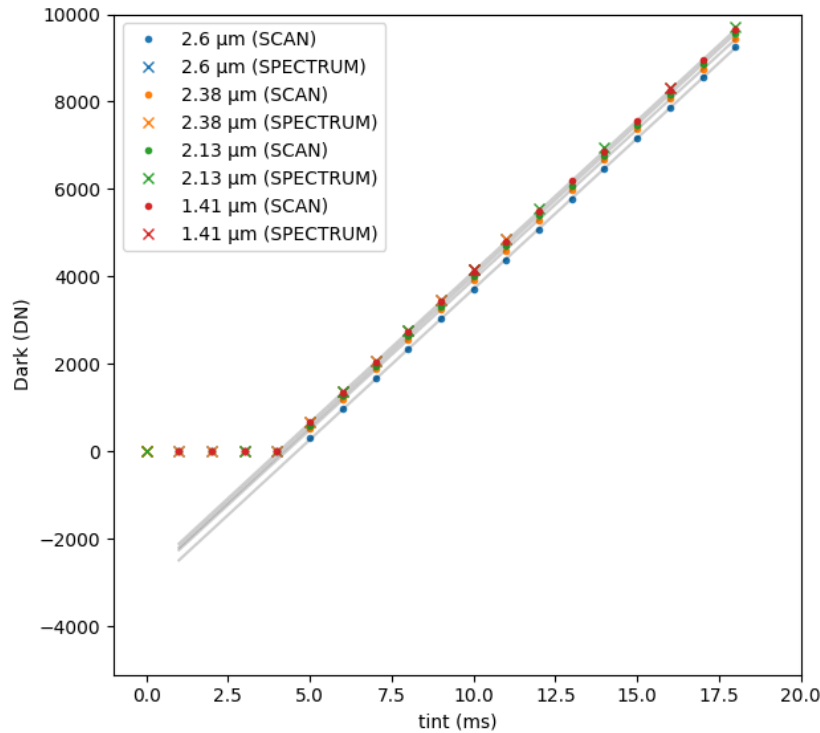


Fig. 9.5 : Tracé du *Dark* mesuré en mode SCAN (points) et en mode SPECTRUM (croix), à différentes longueurs d’onde (couleurs), en fonction du temps d’intégration, dans les mêmes conditions ($[T_{sp}, T_{ph}, T_{BB}] = [-20, -90, 600]^{\circ}\text{C}$). La partie plate de la courbe à faible t_{int} est due à l’annulation du *Dark* lorsque celui-ci est trop faible pour compenser l’*offset* (section 9.1.3.4). Les courbes grises sont les droites d’ajustement linéaire sur les mesures en mode SCAN.

il se simplifie par soustraction. Le fait qu’il est mal compris pose problème pour la modélisation du *Dark* (section 10.2.3) afin de reconstruire les mesures pour lesquelles celui-ci est manquant (section 9.1.3.4).

9.1.3.4 L’annulation du *Dark* et sa modélisation

Lors du premier dépouillement des données de l’étalonnage, j’ai remarqué que certains spectres des séquences de radiométrie, après soustraction du *Dark* et normalisation par le temps d’intégration, n’étaient pas continus, comme on pouvait attendre d’une mesure de spectre de corps noir, mais présentaient un profil en dents de scie (Fig. 9.7 courbe orange). Cette forme particulière est due au fait que le *Dark* prend des valeurs nulles dans certaines conditions.

Après analyse, il est apparu que ces conditions correspondent aux mesures où le flux est fort (haute T_{BB} , donc t_{int} court) et les températures basses (T_{sp} et T_{ph}). Dans ces conditions, le flux de données lié au courant d’obscurité et au fond thermique instrumental est faible, donc pendant le court temps d’intégration imposé par la mesure à fort flux, l’instrument n’intègre pas suffisamment de signal pour compenser l’*offset* négatif de la chaîne d’acquisition, et répond un *Dark* mesuré nul. Dans cet état, les mesures concernées par ce phénomène sont inutilisables pour calculer l’ITF, c’est pourquoi il a fallu reconstruire les mesures manquantes de *Dark* à l’aide d’un modèle développé à partir des mesures de linéarité en charge (Fig. 9.7 courbe bleue).

La présentation détaillée du modèle instrumental est faite à la section 10.2.3 du chapitre suivant. Le *Dark* y est modélisé comme la somme de trois contributions instrumentales : la lumière parasite, le fond thermique autour du détecteur et le courant d'obscurité, dépendant en tout de quatre paramètres libres : la fraction du faisceau d'ordre 0 constituant la lumière parasite k_{stray} , l'émissivité de la cavité optique vue par le détecteur ε_{sp} , et les paramètres de la loi de courant d'obscurité r_0 et r_1 . La détermination de ces paramètres a été effectuée par ajustement du modèle sur les mesures de *Dark* de la phase de linéarité en charge de l'étalonnage (section 9.2.1 et Fig. 9.6).

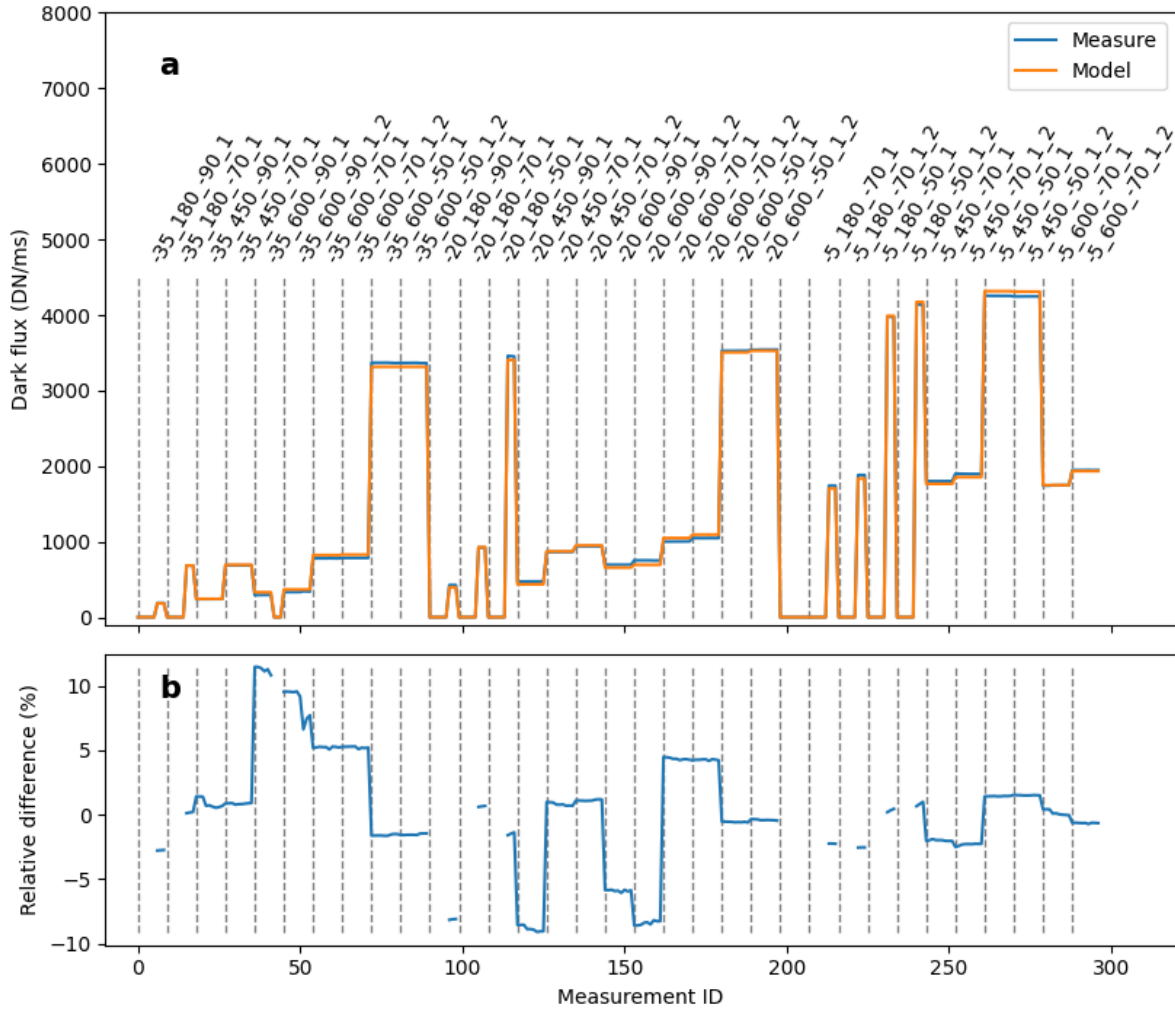


Fig. 9.6 : **a :** données de *Dark* de chaque mesure de linéarité en charge pour la photodiode 1 (courbe bleue) et leur modélisation (courbe orange). Les différentes mesures sont séparées par une ligne pointillée verticale et leurs conditions d'acquisition sont indiquées par les étiquettes au-dessus du graphe, avec la nomenclature $T_{sp_}T_{BB_}T_{ph_}det$. Les mesures comportant en plus un « _2 » sont celles ayant été faites après les séquences de radiométrie.

b : écart relatif entre le modèle et les données.

Les résultats de l'ajustement du modèle sur les données des deux photodiodes sont réunis dans le tableau 9.3, ils permettent une reproduction du *Dark* à mieux que 10 % près, ce qui est suffisant compte tenu des objectifs de précision de l'étalonnage (Tab. 9.4).

Ce procédé de reconstruction *a posteriori* du *Dark* a été appliqué sur l'ensemble des mesures

	Photodiode 1	Photodiode 2
k_{stray}	$4,287 \times 10^{-4}$	$4,469 \times 10^{-4}$
ε_{sp}	0,719	0,681
r_0 [K^{-1}]	$3,658 \times 10^{-2}$	$3,400 \times 10^{-2}$
r_1 [$\ln(A)$]	-15,92	-14,83

Tab. 9.3 : Résultats de l'ajustement des paramètres du modèle de fond instrumental sur les données de linéarité en charge.

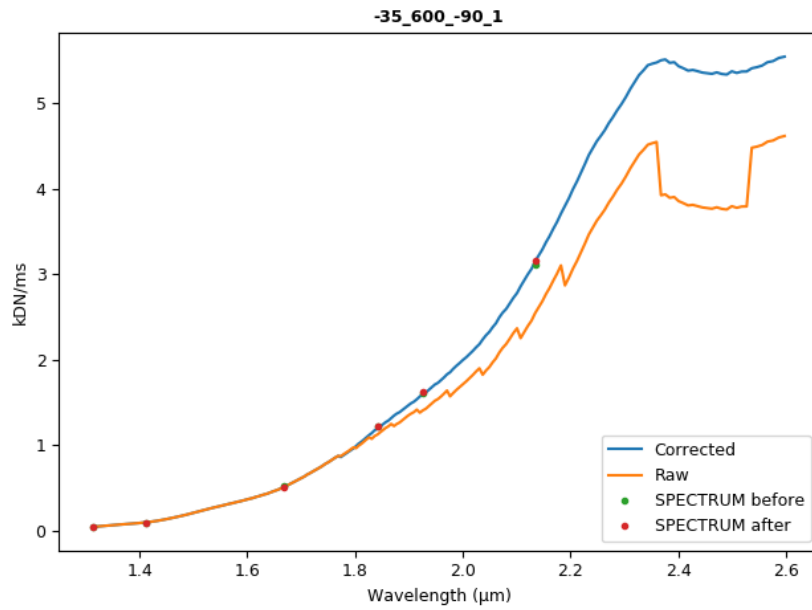


Fig. 9.7 : Mesure de radiométrie à $T_{sp} = -35^{\circ}C$, $T_{ph} = -90^{\circ}C$ et $T_{BB} = 600^{\circ}C$ avec la photodiode 1, montrant l'effet de l'annulation du *Dark*. Le traitement a consisté en la soustraction du *Dark* et la normalisation par le temps d'intégration. La mesure brute est en orange, la bleue est la mesure avec reconstruction du *Dark* et les points représentent les mesures de linéarité en charge faites avant et après la mesure de radiométrie.

affectées par ce phénomène et utilisées pour obtenir l'ITF.

9.2 Résultats de la campagne d'étalonnage FM et performances d'IRS

Je vais à présent exposer l'ensemble des résultats de la campagne d'étalonnage FM, des différentes phases des séquences de mesures, de l'extraction de la fonction de transfert instrumentale ainsi que les performances d'IRS en termes de SNR.

9.2.1 Linéarité en charge

La mesure de la linéarité en charge de l'instrument, c'est-à-dire de la linéarité de sa réponse en fonction du temps d'intégration, est l'une des deux mesures de validation du modèle dans le cadre duquel est dérivée l'ITF (section 8.1.4). Elle sert également de référence aux mesures de radiométrie afin d'évaluer une éventuelle dérive de l'instrument.

Un exemple de mesure de linéarité en charge est donné dans la figure 9.8, l'ensemble des mesures est réuni dans le rapport d'étalonnage d'IRS FM (SCAM-21330-IAS-TR-02709). Dans l'ensemble, la linéarité de la réponse de l'instrument en fonction du temps d'intégration est meilleure que $\pm 0,1 \%$ pour les deux photodiodes, sauf pour quelques cas à très faible temps d'intégration attribués à une diminution du SNR dû au faible signal. Cette valeur de l'incertitude sur la linéarité en charge reste néanmoins compatible avec le 1 % d'incertitude relative alloué à l'étalonnage (section 8.1.1). Même si on suppose que cette linéarité en charge est indépendante de la longueur d'onde, un spectre mesuré par IRS est constitué d'une succession de mesures indépendantes à un temps d'intégration donné. Il faut donc considérer la linéarité en charge canal spectral par canal spectral et non sur l'ensemble de la mesure, c'est pourquoi l'incertitude sur cette linéarité est comptée dans le budget d'erreur relative.

L'ensemble de ces mesures a permis de développer un modèle de *Dark* (section 10.2.3) et extraire des valeurs de l'*offset* dans chaque condition, utilisées par la suite pour reconstruire les mesures de radiométrie, en faisant l'hypothèse que cet *offset* est le même entre la linéarité en charge et la radiométrie.

9.2.2 Linéarité en flux

La linéarité en flux a été mesurée lors des changements de température du corps noir (voir section 8.1.4), elle correspond à la deuxième mesure de validation du modèle instrumental. Lors de leur analyse après l'étalonnage, les mesures ont très rapidement montré une forte non-linéarité inattendue à faible flux, et encore non expliquée aujourd'hui. Après plusieurs tentatives de description, le meilleur modèle que j'ai trouvé est un modèle en loi de puissance (voir section 9.2.4) dont les paramètres dépendent de T_{sp} , T_{ph} mais aussi la longueur d'onde.

Les mesures de linéarité en flux ont été traitées par soustraction du *Dark* et normalisation par la loi de linéarité en charge précédemment obtenue (section 9.2.1). Elles montrent que le modèle en loi de puissance (linéaire en affichage log-log, Fig. 9.9a et b) décrit les données avec une précision d'environ 20 % pour les deux photodiodes (Fig. 9.9c et d). Une précision supérieure aurait pu être atteinte en augmentant le nombre de points de mesure et en étendant la gamme spectrale de test aux courtes longueurs d'onde, où la non-linéarité est plus importante. Cependant ces tests auraient considérablement rallongé la durée de la campagne d'étalonnage et auraient nécessité une connaissance *a priori* de la non-linéarité en flux que nous n'avions pas lors des mesures.

Dans l'état actuel, le jeu de données issu des mesures de linéarité en flux ne permet pas de caractériser pleinement ce phénomène, seulement de le mettre en évidence. Néanmoins, la fonction de transfert instrumentale doit être déterminée en tenant compte de la non-linéarité (à travers un modèle décrit section 9.2.4), c'est-à-dire en ayant des mesures à faible et fort flux sur l'ensemble de la gamme spectrale. Les mesures de radiométrie pour la photodiode 1 contiennent de telles données sur une partie de l'espace des conditions thermiques (Fig. 9.12), et permettent d'obtenir l'ITF avec une précision suffisante, mais pas les mesures de la photodiode 2 pour laquelle seul le modèle linéaire peut être utilisé.

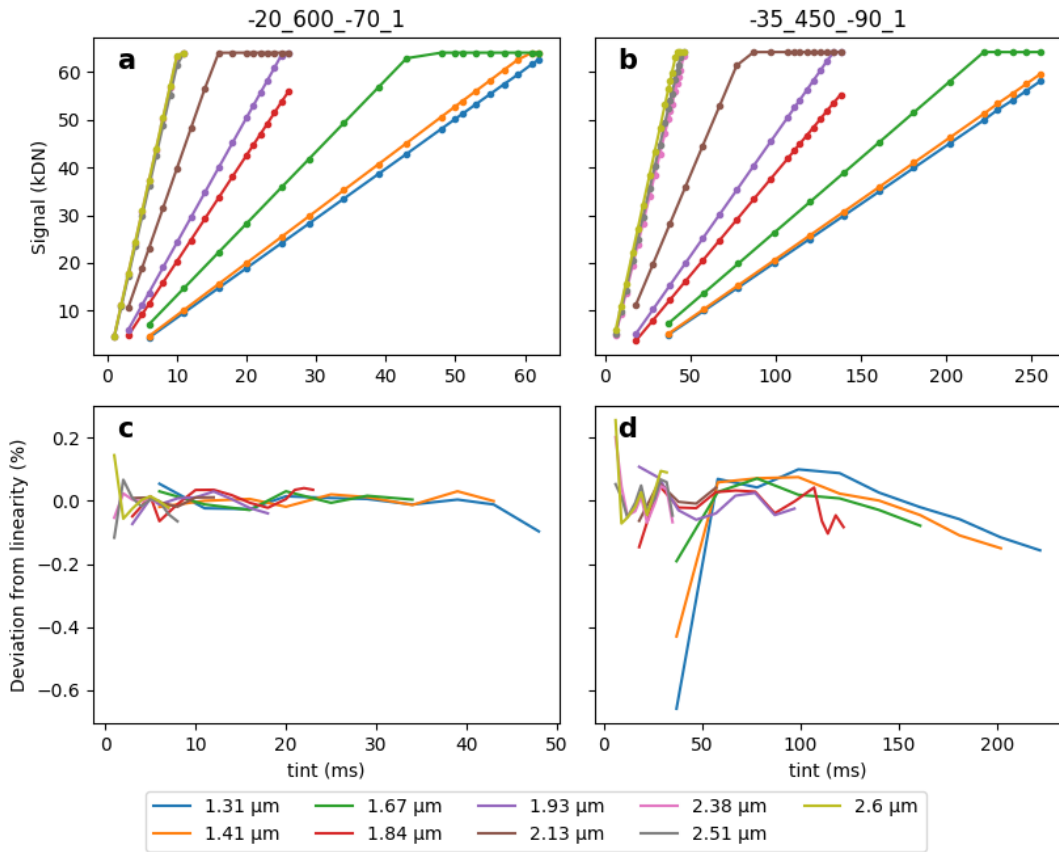


Fig. 9.8 : Mesures de linéarité en charge sur le *Signal* uniquement (**a** et **b**) et d'écart relatif à la linéarité (**c** et **d**) dans deux conditions : $[T_{sp}, T_{ph}, T_{BB}] = [-20, -70, 600]^\circ\text{C}$ (**a** et **c**) et $[T_{sp}, T_{ph}, T_{BB}] = [-35, -90, 450]^\circ\text{C}$ (**b** et **d**), pour la photodiode 1. Les points correspondent aux points de mesure, ils sont indiqués pour mettre en évidence l'échantillonnage.

9.2.3 Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit (SNR) de l'instrument n'est accessible qu'en utilisant le mode SCAN, car en mode SPECTRUM IRS ne renvoie que la somme des N_{acc} accumulations et non les points séparés. J'évalue donc le bruit sur une mesure de *Signal* (σ_S) et de *Dark* (σ_D) lors des radiométries en calculant l'écart-type des 256 points renvoyés par le mode SCAN multiplié par la racine carrée du nombre d'accumulations ($1 \leq N_{acc} \leq 4$ pour les radiométries). La valeur ainsi obtenue correspond au bruit d'une mesure non accumulée, le bruit d'une mesure de spectre avec soustraction du *Dark* est alors calculé *via* :

$$\sigma_{S-D} = \sqrt{N_{acc}} \times \sqrt{\sigma_S^2 + \sigma_D^2} \quad (9.1)$$

Nous pouvons donc évaluer le SNR d'une mesure unique non accumulée par le rapport de la moyenne de *Signal* - *Dark* sur les 256 mesures du mode SCAN et du bruit précédemment calculé :

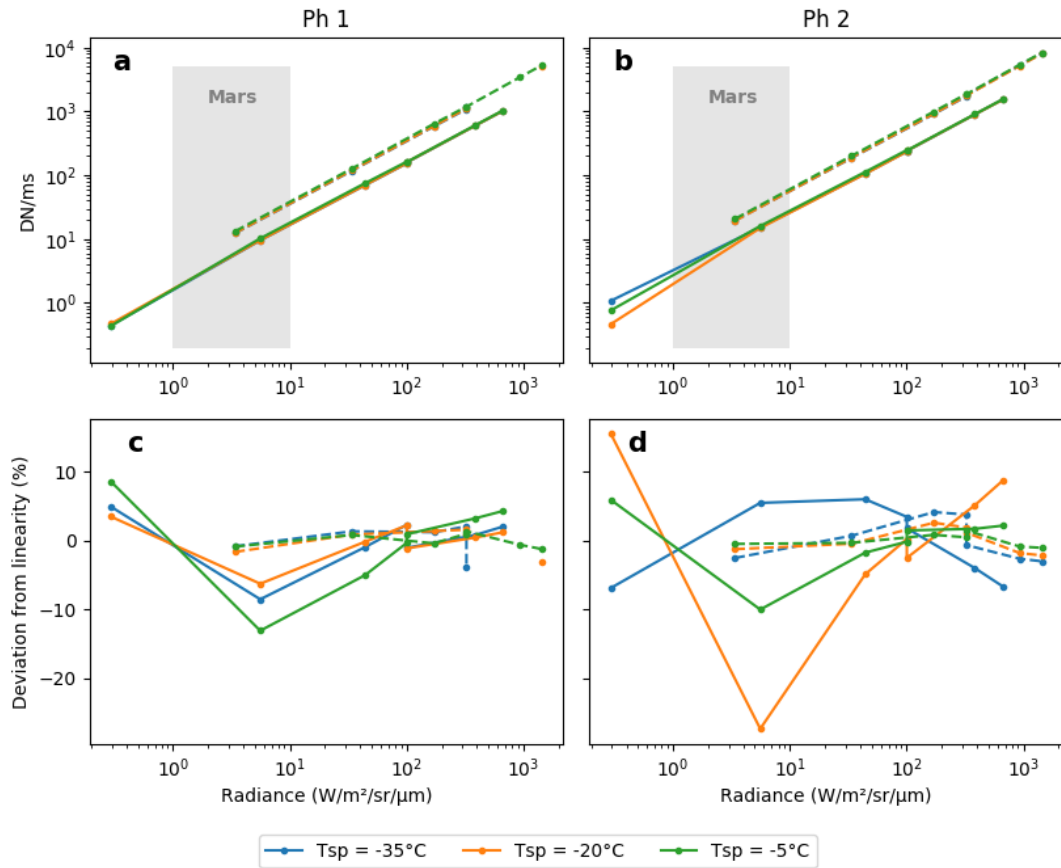


Fig. 9.9 : Mesures de linéarité en flux pour les deux photodiodes tracées en échelle log-log (a et b), et écart relatif au modèle en loi de puissance (c et d). Les surfaces grisées représentent la gamme de flux lumineux attendue sur Mars, entre 1 et 10 $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$.

$$SNR = \frac{\overline{Signal} - \overline{Dark}}{\sigma_{S-D}} \quad (9.2)$$

C'est cette valeur du SNR que j'utiliserai pour estimer les futures performances d'IRS lors des opérations. En revanche, les mesures que j'utilise pour le calcul de l'ITF sont la moyenne des $256 \times N_{acc}$ points acquis avec le mode SCAN, leur SNR propre est plus élevé d'un facteur $\sqrt{256 \times N_{acc}}$ ce qui me permet d'atteindre l'objectif $SNR = 100$. L'ensemble des résultats de calcul de bruit et de SNR des radiométries est donné dans la figure 9.10. La plupart des mesures présentent un SNR supérieur à 100, excepté dans certaines conditions de faible flux (partie gauche des jeux de données à $T_{BB} = 180^\circ\text{C}$) ou lorsque l'instrument est particulièrement chaud ($[T_{sp}, T_{ph}] = [-5, -50]^\circ\text{C}$).

9.2.4 Changement de modèle instrumental

Le modèle initialement supposé pour décrire l'instrument était linéaire en fonction du flux radiométrique et du temps d'intégration (section 8.1.4.1, Eq. 8.3). Cependant, les mesures de linéarité en flux ont montré que le comportement réel de l'instrument est mieux décrit par un

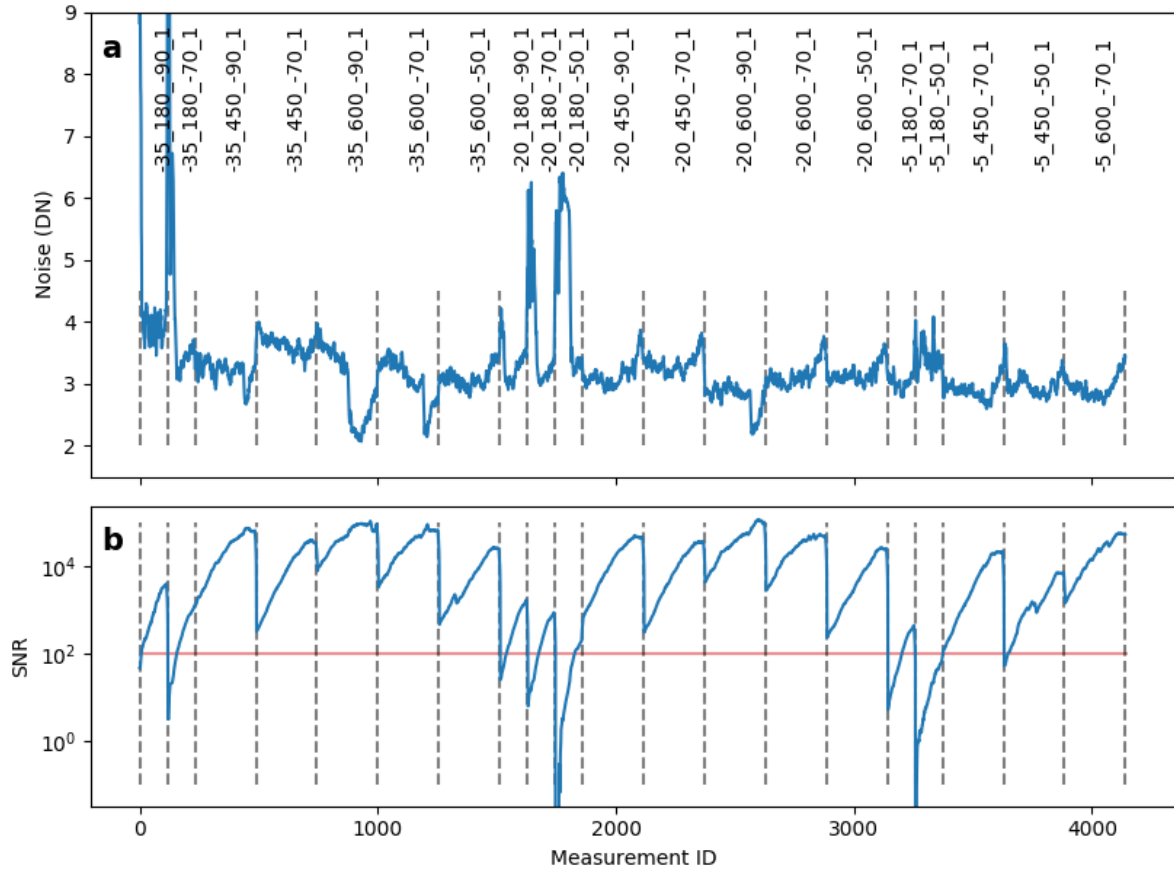


Fig. 9.10 : **a** : évaluation du bruit sur l'ensemble des mesures de radiométrie, calculé par la somme quadratique des écarts-types des mesures de *Signal* et de *Dark*. Les barres verticales pointillées séparent les différents jeux de données et les conditions de mesure sont indiquées au-dessus suivant la nomenclature T_{sp} - T_{BB} - T_{ph} - Det . **b** : SNR calculé à partir de l'évaluation du bruit d'après l'équation 9.2 et par multiplication par $\sqrt{256 \times N_{acc}}$. Les jeux de données sont présentés dans leur ordre d'acquisition, donc pour un même jeu, la longueur d'onde croît de gauche à droite. La forme de la courbe de SNR est donc attribuée au spectre du corps noir. La ligne rouge horizontale indique l'objectif $SNR = 100$ que nous nous sommes donné pour l'étalonnage, les seules mesures n'atteignant pas cet objectif ont été effectuées dans des conditions de faible flux ($T_{BB} = 180^\circ\text{C}$) ou lorsque l'instrument est chaud ($[T_{sp}, T_{ph}] = [-5, -50]^\circ\text{C}$).

modèle en loi de puissance (section 9.2.2). Ceci m'amène à revoir notre modèle instrumental ainsi que la définition de l'ITF, qui comporte désormais deux paramètres : un facteur noté ITF_{fac} et un exposant, ITF_{exp} , dépendant tous les deux des paramètres instrumentaux et environnementaux (T_{sp} , T_{ph} , λ , P_{RF}) :

$$Signal - Dark = ITF_{fac} \times t_{int} \times \phi^{ITF_{exp}} \quad (9.3)$$

Ce modèle calculé sur la différence $Signal - Dark$ afin de ne plus tenir compte d'un éventuel signal résiduel à flux nul et temps d'intégration nul, car j'ai montré à la section 9.1.3.3 que

l'offset est identique entre les mesures de *Signal* et de *Dark*.

À partir de ce modèle, la valeur de la fonction de transfert instrumentale est calculée indépendamment pour chaque canal spectral et chaque condition thermique (T_{sp} , T_{ph}), par ajustement du modèle sur les données tracées en fonction de la « charge radiométrique », c'est-à-dire le produit $\phi \times t_{int}$ (Fig. 9.11). Un jeu de données de radiométrie complet comporte 6 points de mesure : 2 t_{int} et 3 T_{BB} , ce qui est suffisant pour notre modèle.

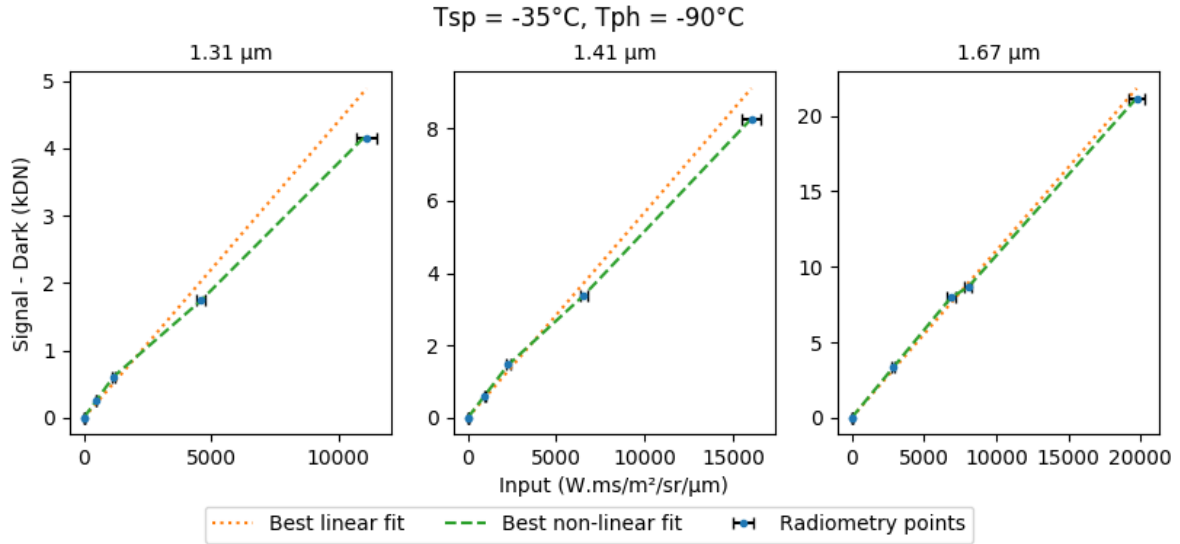


Fig. 9.11 : Mesures de radiométrie pour 3 canaux spectraux (1,31, 1,41 et 1,67 µm) en fonction de la charge radiométrique. Les mesures sont représentées avec des barres d'erreur horizontales correspondant à $\sigma_{T_{BB}} = 2,5$ K. Les résultats des ajustements des deux modèles sont indiqués : le modèle linéaire par la ligne pointillée orange et le non linéaire par le pointillé vert.

Cependant, comme je l'avais discuté à la section 9.1.3.1, l'allongement imprévu de la durée des mesures nous a conduits à en annuler certaines, surtout pour la photodiode 2. En conséquence, l'espace de validité de la détermination de l'ITF de la photodiode 1 est réduit (Fig. 9.12), et pour la photodiode 2, seules les mesures de radiométrie à $T_{BB} = 600^\circ\text{C}$ ont été effectuées, ce qui est insuffisant pour caractériser la non-linéarité en flux de l'instrument. Pour cette dernière, l'ITF est donc caractérisée avec le modèle linéaire :

$$\text{Signal} - \text{Dark} = \text{ITF}_{fac} \times t_{int} \times \phi \quad (9.4)$$

9.2.5 Détermination de la fonction de transfert instrumentale

9.2.5.1 L'algorithme de détermination

La détermination de la fonction de transfert instrumentale est réalisée *via* le modèle précédemment décrit (section 9.2.4) et un algorithme statistique permettant de trouver à la fois les meilleures valeurs pour les paramètres de l'ITF et leurs incertitudes. Cet algorithme contient deux étapes : le calcul de la valeur des paramètres de l'ITF par maximum de vraisemblance, puis de leur incertitude par une méthode MCMC (*Monte-Carlo by Markov Chains*).

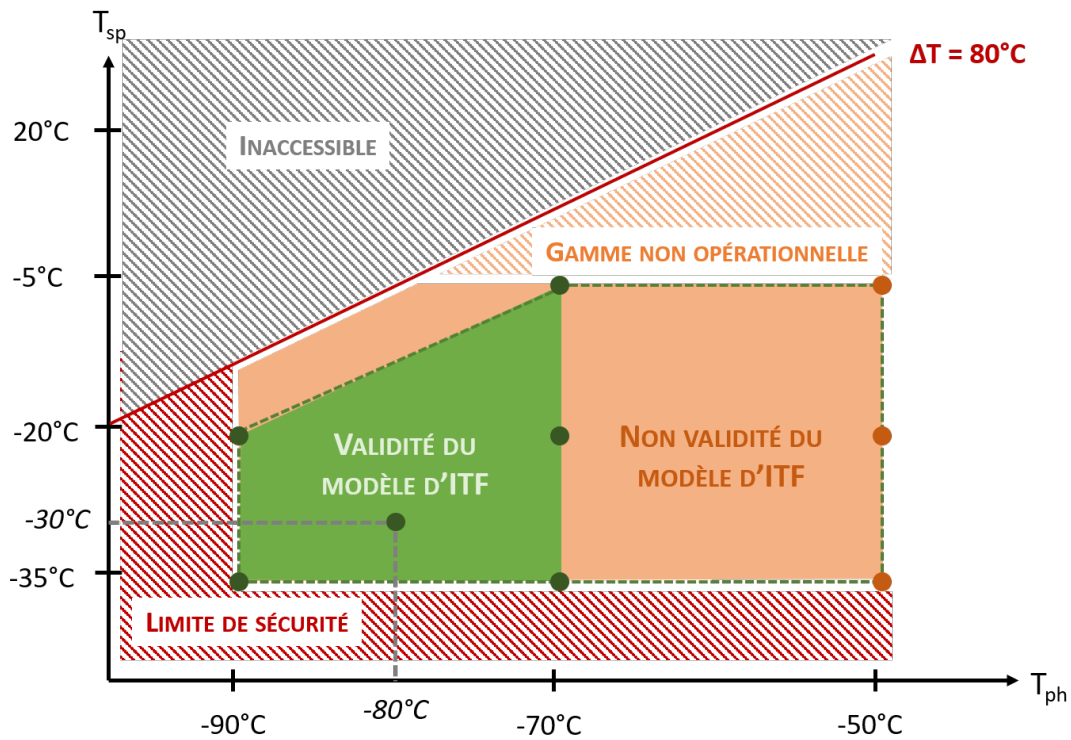


Fig. 9.12 : Espace des paramètres (T_{sp} , T_{ph}) sur lequel est déterminée l'ITF de la photodiode 1. Chaque point représente un couple de températures des séquences d'étalonnage. Les points verts ont été acquis avec toutes les températures de corps noir et donc peuvent être utilisés pour déterminer l'ITF, au contraire des orange. En conséquence, seul le domaine coloré en vert peut être atteint par interpolation des paramètres de l'ITF avec une précision cohérente avec les objectifs de l'étalonnage, le reste est en dehors du domaine de validité du modèle (en orange), l'extrapolation des paramètres de l'ITF à cet espace peut conduire à une plus faible précision voire un comportement non modélisé, ce qui a un impact sur la qualité de la réduction des données (section 9.2.5.4). Des mesures complémentaires sont nécessaires pour étendre le domaine de validité de l'étalonnage (section 9.3.3).

La première étape demande de définir une fonction de vraisemblance, c'est-à-dire une fonction qui quantifie l'écart entre la réponse instrumentale réelle et la modélisée :

$$y = f(x) \quad (9.5)$$

représente la réponse réelle de l'instrument, f est sa fonction de transfert, inconnue, qu'on cherche à modéliser, et x est la charge radiométrique ;

$$\text{Photodiode 1 : } y_{mod} = ITF_{fac} \times t_{int} \times \phi^{ITF_{exp}} \quad (9.6)$$

$$\text{Photodiode 2 : } y_{mod} = ITF_{fac} \times t_{int} \times \phi \quad (9.7)$$

donne la réponse modélisée. La fonction de vraisemblance est alors définie comme le produit des

écarts quadratiques gaussiens sur l'ensemble des n mesures :

$$L = \prod_n \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\phi^2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{y-y_{mod}}{\sigma_\phi}\right)^2} \quad (9.8)$$

avec σ_ϕ l'incertitude sur les points expérimentaux, ici une incertitude sur le flux due à $\sigma_{T_{BB}} = 2,5$ K. Plus cette incertitude est grande, plus la gaussienne est élargie et donc plus on tolérera un écart important entre les données et le modèle, ce qui correspond bien à l'effet d'une incertitude sur les points expérimentaux. Maximiser la vraisemblance revient donc à trouver (ITF_{fac}, ITF_{exp}) tel que $y = y_{mod}$.

La deuxième étape du calcul est quant à elle basée sur la formule de Bayes :

$$p(ITF_{fac}, ITF_{exp}|x, y) = p(ITF_{fac}, ITF_{exp}) \times p(y|x, ITF_{fac}, ITF_{exp}) \quad (9.9)$$

où x est la charge radiométrique, y la réponse de l'instrument et ITF_{fac}, ITF_{exp} les paramètres du modèle décrivant les données. Revenons sur le sens de chacun des termes.

- $p(ITF_{fac}, ITF_{exp})$ est la distribution de probabilité *a priori*. Cette distribution représente l'intervalle sur lequel je chercherai les paramètres du modèle qui décrit les données. Je prends des distributions uniformes pour initialiser l'algorithme ;
- $p(y|x, ITF_{fac}, ITF_{exp})$ est la fonction de vraisemblance dont l'expression est donnée par l'équation 9.8. Elle donne la probabilité que la réponse instrumentale soit correctement décrite par le modèle paramétrique ;
- $p(ITF_{fac}, ITF_{exp}|x, y)$ est la distribution de probabilité *a posteriori*. Elle représente la probabilité qu'un jeu de paramètres donné décrive de façon pertinente les données. C'est cette distribution qui m'intéresse, car sa valeur moyenne correspond aux paramètres décrivant le mieux les données et sa largeur représente l'incertitude sur ces paramètres.

Le déroulé de l'algorithme est le suivant :

1. Initialisation des « marcheurs » sur les valeurs des paramètres calculées à la première étape. Les marcheurs sont des variables aléatoires prenant leur valeur suivant une marche au hasard contrôlée par la distribution *a posteriori*. Les lois de probabilité étant déterministes, il faut les initialiser suivant une distribution de probabilité encadrant le maximum de vraisemblance et non exactement à cette valeur. Je génère ainsi 100 marcheurs pour chaque paramètre, aléatoirement suivant une distribution gaussienne centrée sur le maximum de vraisemblance et de largeur relative 10^{-4} ;
2. L'échantillonneur MCMC réalise un premier pas dans une direction et une amplitude aléatoires, pour chacun des 2×100 marcheurs : si l'amplitude du pas fait sortir le marcheur de l'intervalle de la distribution *a priori*, celui-ci n'est pas pris en compte (probabilité nulle) ; sinon, on calcule la valeur de la fonction de vraisemblance à ce pas, ce qui donne un point de la distribution *a posteriori* ;
3. Les 499 pas suivants sont réalisés de la même manière, leur amplitude décroissant au fur et à mesure de la marche pour que les marcheurs convergent vers le maximum de leur distribution *a posteriori*. Régulièrement, un pas de plus grande amplitude est réalisé pour

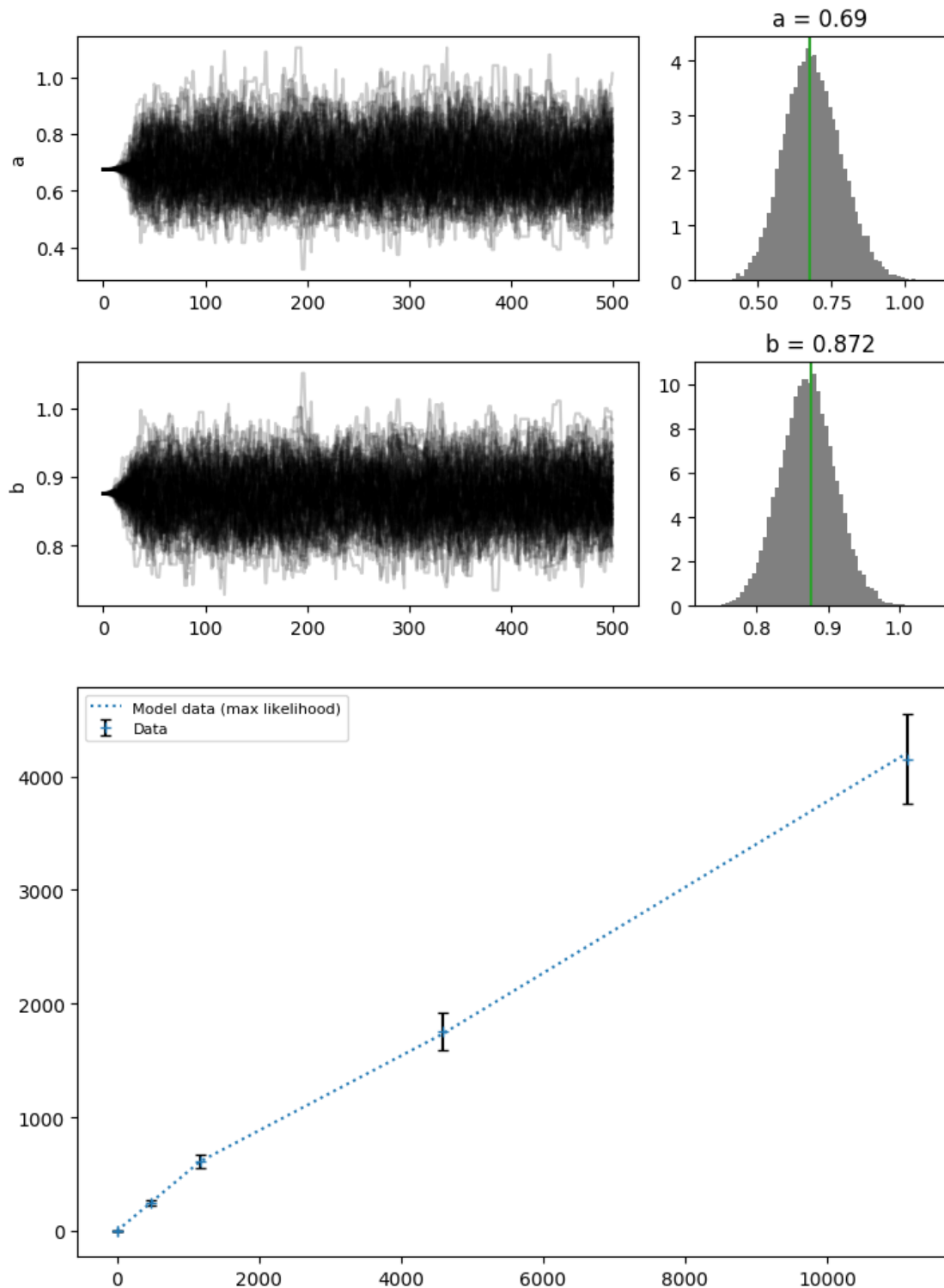


Fig. 9.13 : Exemple de modélisation d'un jeu de données (T_{sp} , T_{ph} , λ donnés). Ici $a = ITF_{fac}$ et $b = ITF_{exp}$, l'ensemble des « pas » des marcheurs et l'histogramme déduit sont donnés dans la moitié haute de la figure, la barre verticale verte est le maximum de vraisemblance. La simulation comporte 100 marcheurs faisant chacun 500 pas. Le graphe du bas illustre le résultat de la modélisation des points expérimentaux (réponse en ADU en fonction de la charge radiométrique en $\text{W.ms/m}^2/\text{sr}/\mu\text{m}$).

« sortir » le système d'un éventuel maximum local ;

4. À la fin de la marche, on trace l'histogramme des 500 pas de tous les marcheurs, les histogrammes obtenus pour chaque paramètre sont alors leur distribution *a posteriori* (Fig. 9.13).

Les histogrammes ainsi obtenus à la fin de l'algorithme contiennent toute l'information statistique sur le comportement des paramètres du modèle de fonction de transfert instrumentale. Leur maximum coïncide avec le maximum de la fonction de vraisemblance, si ce dernier est le maximum global de la distribution *a posteriori*, et leur largeur avec l'incertitude sur les paramètres. Cette incertitude est directement liée au σ_ϕ de la fonction de vraisemblance, elle quantifie statistiquement la sensibilité de chaque paramètre à l'incertitude sur les données.

L'échantillonneur MCMC est fourni par le *package* Python EMCEE⁶ du MIT (*Massachusetts Institute of Technology*), mais l'ensemble de l'algorithme (fonction de vraisemblance, application de la formule de Bayes) sont des développements originaux, inspirés d'autres travaux.

J'ai utilisé cet algorithme de façon itérative, pour chaque jeu $(T_{sp}, T_{ph}, \lambda)$ et ainsi extrait la valeur des paramètres de l'ITF pour chacune des photodiodes.

9.2.5.2 Résultat de la modélisation : les paramètres de l'ITF

L'ensemble des paramètres des ITF extraits à l'aide de l'algorithme MCMC précédemment décrit est donné dans les figures 9.14 pour la photodiode 1 et 9.15 pour la photodiode 2. Le paramètre multiplicatif de la fonction de transfert (ITF_{fac}) représente la sensibilité de l'instrument, c'est-à-dire l'intensité de sa réponse numérique à un flux lumineux donné. Son comportement en fonction de la longueur d'onde contient les contributions de la sensibilité du détecteur (forme générale décroissante, liée à une efficacité quantique spectralement uniforme en moyenne), de la transmission des optiques du *mast unit* et de l'efficacité de diffraction de l'AOTF (modulations basse fréquence) elle-même liée au profil de la transmission électroacoustique des transducteurs (voir section 5.2.3).

En revanche le comportement de l'exposant de l'ITF n'a pas d'explication physique. Il confirme ce qu'on observait sur les mesures, dans le sens où la non-linéarité en flux est plus importante à courte longueur d'onde, exposant vers 0,88 – 0,90 à 1,31 μm , alors qu'il tend vers 1 à plus grande longueur d'onde.

En termes de précision, l'incertitude absolue de la détermination des paramètres de l'ITF est estimée simplement en calculant le rapport de la valeur du paramètre par la largeur de sa distribution *a posteriori* (section 9.2.5.1). Cette largeur est due à l'incertitude sur le flux, estimée à partir de l'incertitude sur la température du corps noir. Il s'agit donc d'un phénomène basse fréquence contribuant au budget d'erreur absolue et non relative. Dans l'ensemble, pour la photodiode 1, cette incertitude absolue est meilleure que 15 % pour le facteur, 5 % pour l'exposant, et pour la photodiode 2, l'incertitude est meilleure que 8 % (Fig. 9.14c et d, et 9.15b). L'étalonnage de la photodiode 1 comportant deux paramètres, il faut combiner leurs incertitudes pour évaluer la précision de la réduction des données. Nous obtenons par différentiation de l'équation 9.3 :

⁶<https://emcee.readthedocs.io/en/stable/>

$$\frac{\sigma_{S-D}}{S-D} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{ITF_{fac}}}{ITF_{fac}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{ITF_{exp}}}{ITF_{exp}}\right)^2} \times \frac{ITF_{exp}^4}{\phi^2} \quad (9.10)$$

Cette incertitude dépend donc du flux avec lequel sont acquises les données. Sous une illumination martienne moyenne, telle que décrite à la figure 8.3, ce calcul donne une incertitude maximale de 14 %, compatible avec les 20 % du budget d'erreur de l'étalonnage.

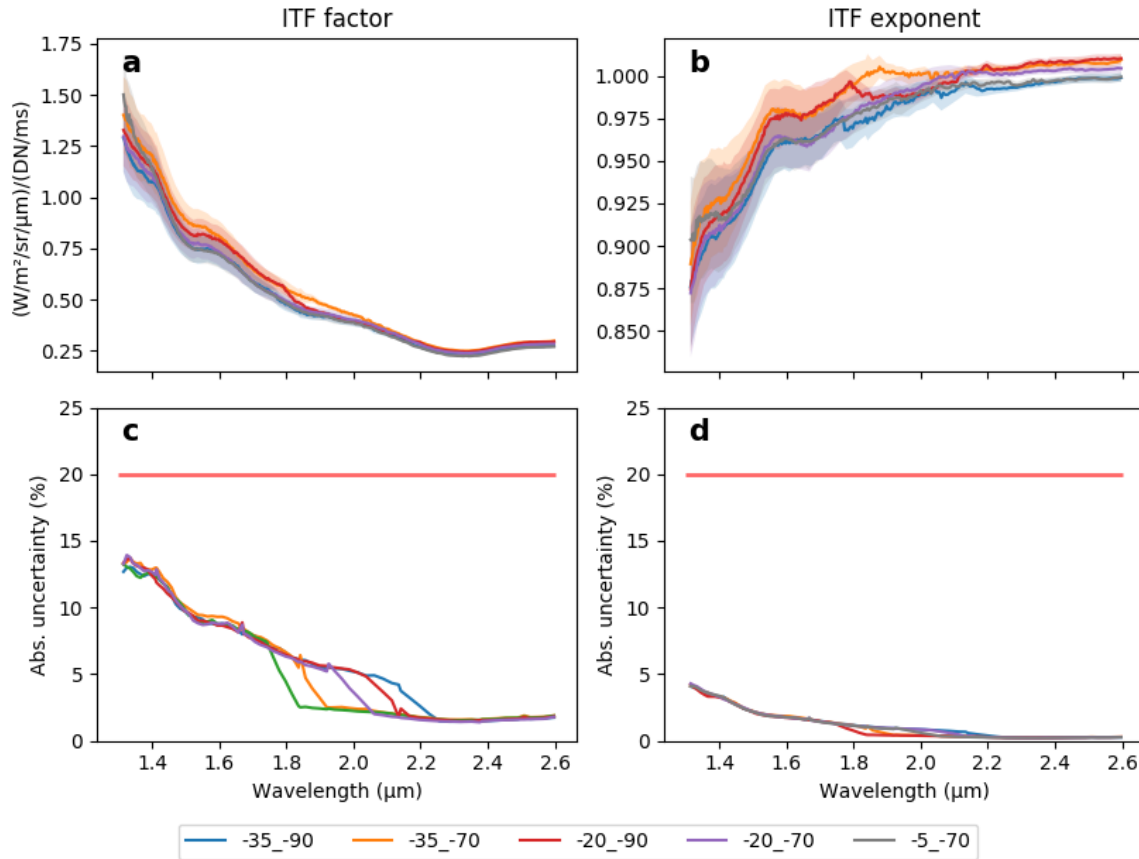


Fig. 9.14 : Paramètres de la fonction de transfert instrumentale de la photodiode 1. **a** : facteur de l'ITF, la zone colorée transparente autour des courbes représente la barre d'erreur sur les points, **b** : exposant, **c** : incertitude relative sur le facteur (mais comptant dans le budget d'erreur absolu), calculée comme le rapport de la largeur de la distribution par la valeur du maximum de vraisemblance et **d** : incertitude relative sur l'exposant (également dans le budget d'erreur absolu), calculée de la même manière.

L'incertitude relative de l'étalonnage est la combinaison du SNR des mesures individuelles ayant servi à déterminer les ITF et des caractéristiques instrumentales à haute fréquence. Je l'évalue en comparant les canaux spectraux deux à deux, sur une mesure simulée grâce aux paramètres d'ITF ainsi extraits. J'obtiens un écart relatif maximal inférieur à 0,8 % pour la photodiode 1, et 0,3 % pour la photodiode 2 (bien que l'ITF soit moins bien calculée pour celle-ci), sur l'ensemble de l'espace des paramètres (T_{sp} , T_{ph} , λ), ce qui est aussi cohérent avec l'objectif de précision de l'étalonnage.

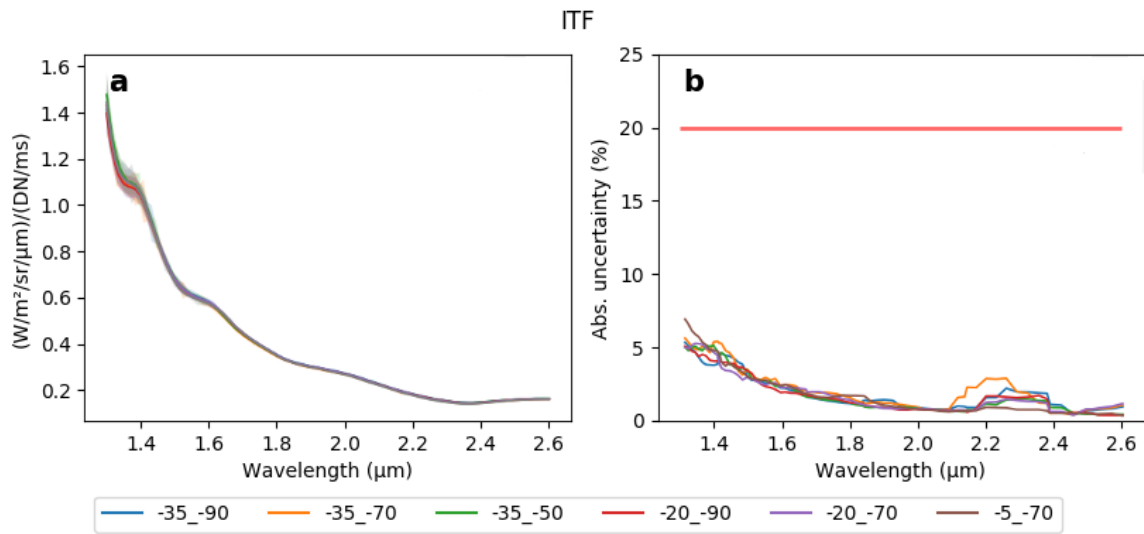


Fig. 9.15 : Paramètres de la fonction de transfert instrumentale de la photodiode 2. **a** : facteur de l'ITF, **b** : incertitude absolue sur le facteur, calculé comme pour la photodiode 1.

9.2.5.3 Variabilité des paramètres avec les conditions thermiques

Nous avons précédemment discuté des caractéristiques spectrales des paramètres de l'ITF, attribuées aux caractéristiques des sous-systèmes d'IRS, à savoir ses photodiodes et l'AOTF. Intéressons-nous maintenant à leur comportement dans l'espace des températures (T_{sp} , T_{ph}), seulement pour la photodiode 1, car le manque de données à plus faible flux de la photodiode 2 ne permet pas d'accéder à cette information (Fig. 9.15, les différentes ITF ne présentent pas de variabilité les unes par rapport aux autres).

Pour la photodiode 1, on observe que la position relative des paramètres varie selon les conditions thermiques, mais aussi en fonction de la longueur d'onde (Fig. 9.14a et b). Dans le cas du facteur, ITF_{fac} , ce comportement peut s'expliquer par la dépendance du couplage électroacoustique à la température de l'AOTF (voir section 5.2.3). Il s'agit de variations basse fréquence spectrale et thermique. En revanche, la variabilité de la réponse avec la température de la photodiode, et le comportement de l'exposant, ITF_{exp} , n'ont pas d'explication physique.

La figure 9.16 illustre le comportement relatif des deux paramètres de l'ITF de la photodiode 1 dans l'espace (T_{sp} , T_{ph}), pour neuf canaux spectraux. Cette visualisation met en évidence le fait que la valeur relative des paramètres varie continûment avec la longueur d'onde et avec une tendance générale, ce qui va dans le sens d'un comportement réel et non pas aléatoire dû à l'incertitude de mesure. Cependant, je ne peux pas ramener ces variations à des propriétés des sous-systèmes.

9.2.5.4 Évaluation de la justesse du modèle

Afin de valider le processus de calcul des paramètres l'ITF, indépendamment des incertitudes absolue et relative sur les paramètres eux-mêmes, un point de mesure supplémentaire a été acquis, dans des conditions différentes de ceux ayant servi à l'obtention de l'ITF (section 8.1.4).

J'ai donc interpolé les paramètres de l'ITF de la photodiode 1 aux conditions ($(T_{sp}, T_{ph}) = (-30, -80)^\circ\text{C}$) et je les ai appliqués à un spectre de corps noir à $T_{BB} = 450^\circ\text{C}$ pour simuler une mesure de ce corps noir, après soustraction du *Dark* et normalisation par le temps d'intégration.

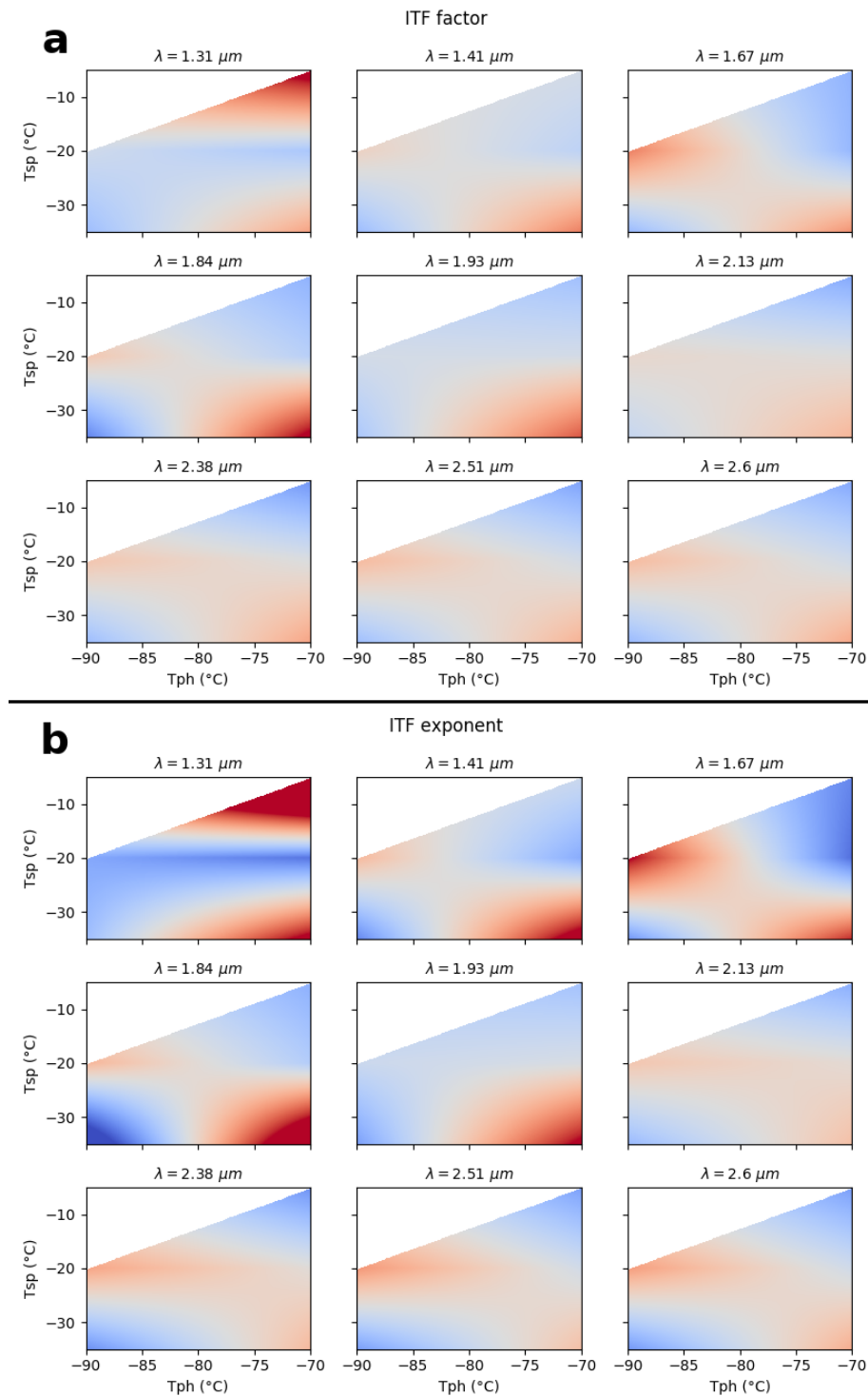


Fig. 9.16 : Distributions de la valeur relative des paramètres de l'ITF de la photodiode 1 (**a** = ITF_{fac} , **b** = ITF_{exp}), dans l'espace (T_{sp}, T_{ph}) couvert par l'étalonnage. Le coin supérieur gauche des images est laissé vide, car il correspond à la limite instrumentale $\Delta T < 80$ K, il n'y a donc pas de mesure telle que $T_{sp} = -5$ °C et $T_{ph} = -90$ °C. Les seuils de visualisation de chaque vignette **a** sont fixés à ± 10 % autour de la moyenne des valeurs du paramètre à la longueur d'onde considérée. Pour les **b**, ce seuil est de ± 1 %, de façon à masquer les fluctuations liées au bruit.

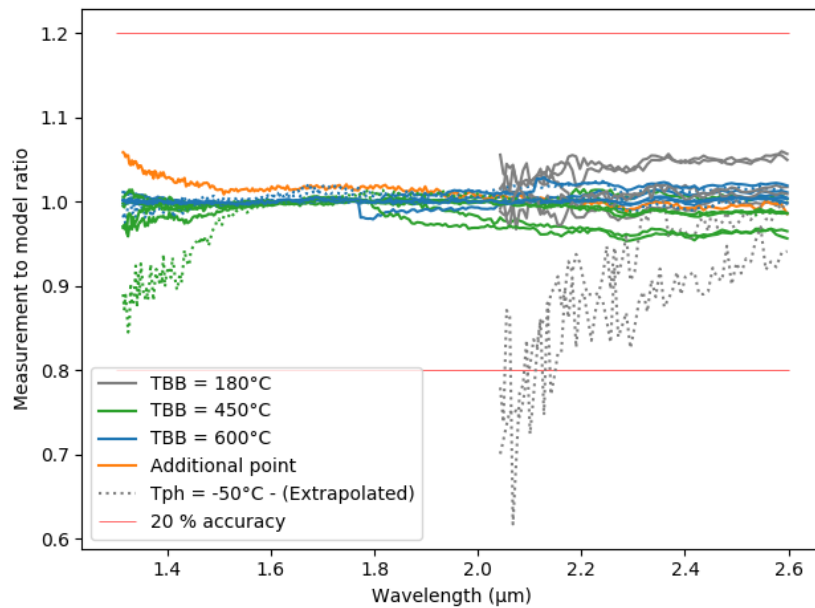


Fig. 9.17 : Rapports des mesures de radiométrie de la photodiode 1 (après soustraction du *Dark* et normalisation par t_{int}), par leur équivalent simulé avec le modèle de fonction de transfert instrumentale, pour illustrer la justesse du modèle. Les couleurs représentent la température du corps noir, la courbe orange est le point de mesure additionnel n'ayant pas servi à déterminer les paramètres de l'ITF ($(T_{sp}, T_{ph}) = (-30, -80)^\circ\text{C}$), les pointillés correspondent aux mesures extrapolées ($T_{ph} = -50^\circ\text{C}$) et les lignes rouges horizontales indiquent l'objectif de précision absolue à 20 %. Les données à $T_{BB} = 180^\circ\text{C}$ ne sont modélisées qu'à partir de $2 \mu\text{m}$, car avant cette valeur le flux lumineux n'est plus représentatif de celui attendu sur Mars (vers $0,5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) et la modélisation diverge.

J'ai finalement calculé le rapport de la mesure réelle par cette simulation pour évaluer la précision du modèle (Fig. 9.17 courbe orange) et j'obtiens une simulation fidèle à mieux que 8 % pour la détermination du continuum. Il peut néanmoins subsister des fluctuations basse fréquence à ce niveau d'amplitude, qu'il s'agira d'identifier et quantifier avec des mesures sur des cibles de référence (section 9.3.3).

De la même manière, toutes les mesures de radiométrie ont été comparées à leur simulation afin d'évaluer la justesse du modèle de fonction de transfert instrumentale (Fig. 9.17). On remarque qu'il apparaît des tendances en fonction de la température du corps noir (erreur positive ou négative à courte longueur d'onde), ce qui signifie que le modèle que j'utilise ne décrit pas exactement le comportement de l'instrument. Il a tendance à sous-estimer la réponse à faible flux et à la surestimer à fort flux. Cependant ce manque de justesse du modèle reste compatible avec les objectifs de l'étalonnage (lignes rouges de la figure 9.17). Excepté pour les points hors de l'espace de validité de l'étalonnage, c'est à dire les points pour lesquels $T_{ph} = -50^\circ\text{C}$. Pour ces derniers, à faible flux, l'ITF n'atteint pas les objectifs de précision et nécessite d'être recalculée avec des mesures complémentaires à cette température de détecteur (section 9.3.3).

Concernant la photodiode 2, il ne serait pas pertinent d'effectuer cette modélisation en raison du faible nombre de points ayant servi à déterminer l'ITF. En effet, avec seulement deux points par longueur d'onde, on obtient une excellente corrélation entre le modèle linéaire et les données qui n'est pas représentative de la justesse réelle du modèle, en réalité bien plus faible.

9.2.6 Comportement de l'instrument en fonction de la puissance RF injectée

L'évaluation du comportement de la fonction de transfert instrumentale en fonction de la puissance RF n'est pas l'un des objectifs de l'étalonnage (section 8.1.4). Néanmoins, j'ai choisi de vérifier que le profil de puissance nominal conduit bien à une efficacité de diffraction optimale sur l'ensemble de la gamme spectrale, pour la photodiode 1 uniquement. La figure 9.18b, montre que l'atténuation nulle conduit bien à un signal diffracté plus intense, indépendamment de la longueur d'onde. Mais l'atténuation du signal RF ne décale pas le signal diffracté de façon uniforme, ce qui implique qu'une caractérisation plus fine est nécessaire si on souhaite déterminer la dépendance de l'ITF à la puissance RF qui alimente l'AOTF.

Les mesures réalisées à atténuation RF non nulle ne permettent pas d'extraire les paramètres d'ITF dans ces conditions, car il est nécessaire d'avoir des mesures à différentes températures de corps noir. Cependant, on peut évaluer grossièrement l'impact de l'atténuation RF sur ITF_{fac} en supposant que les rapports d'atténuation de la figure 9.18b ne dépendent pas de la température (Fig. 9.18c). En revanche, aucune hypothèse ne peut être faite sur la dépendance de l'exposant, ITF_{exp} , à cette atténuation RF.

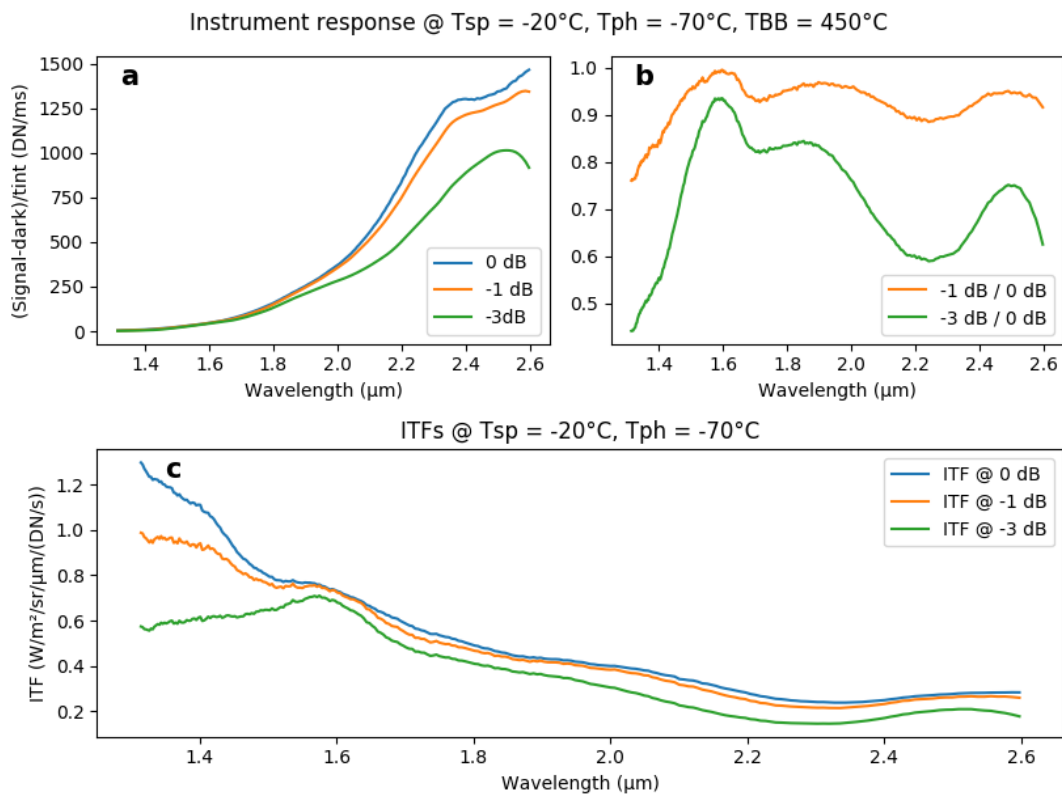


Fig. 9.18 : Évaluation de l'impact d'un changement de la puissance RF sur la réponse de la photodiode 1. **a :** mesures de radiométrie aux trois atténuations testées (0, -1 et -3 dB), dans les conditions indiquées en titre. **b :** rapport des mesures à atténuation non nulle par la mesure à 0 dB pour montrer que l'atténuation nulle est bien la plus efficace sur l'ensemble de la gamme spectrale et retrouver la forme profil de puissance RF injecté (Fig. 8.2). **c :** estimation du profil du paramètre ITF_{fac} à différentes puissances.

9.3 Conclusion de la campagne d'étalonnage FM

9.3.1 Validation des objectifs de l'étalonnage

Les objectifs de l'étalonnage, énoncés à la section 8.1.1, contiennent deux volets : l'obtention de l'ITF sur l'ensemble de la gamme opérationnelle de paramètres instrumentaux et environnementaux, et l'obtention d'une précision absolue de 20 %, et relative de 1 % (2 % au-delà de 2,55 μm), sur la détermination de la fonction de transfert instrumentale.

Du fait du manque de mesures à dans certaines conditions (section 9.1.3.1), et du changement de modèle instrumental (section 9.2.4), les jeux de données disponibles pour la photodiode 1 ne permettent pas d'obtenir sa fonction de transfert sur l'ensemble de l'espace des températures (Fig. 9.12), avec une précision suffisante. Cependant les points de fonctionnement les plus probables en opération ($T_{ph} < -70^\circ\text{C}$) sont couverts par interpolation avec la précision requise.

Source de l'erreur	Incertitude absolue	Incertitude relative
Photodiode 1		
ITF_{fac}	14 %	
ITF_{exp}		
Justesse du modèle	8 %	
Modèle de <i>Dark</i>	10 % ^a	
SNR des mesures		0,8 %
Total	19 %	0,8 %
Photodiode 2		
ITF_{fac}	7 %	
Justesse du modèle	> 150 %	
Modèle de <i>Dark</i>	10 %	
SNR des mesures		0,3 %
Total	> 150 %	0,3 %

Tab. 9.4 : Bilan des incertitudes maximales sur la détermination de la fonction de transfert instrumentale des deux photodiodes, dans le domaine où l'ITF est interpolée. L'extrapolation conduit à une augmentation de l'incertitude. Notons également que les incertitudes absolues présentées sont à chaque fois le pire cas, en général correspondant aux points à faible flux, haute température, ou courte longueur d'onde. En moyenne l'incertitude est plus faible, il faut donc voir ces valeurs comme une borne haute. ^a voir section 10.2.3

Le tableau 9.4 récapitule les sources d'incertitudes de l'ITF des deux photodiodes. Dans l'ensemble, les objectifs de l'étalonnage de la photodiode 1 sont atteints : l'incertitude absolue sur l'ensemble de la gamme spectrale et du domaine d'interpolation de l'ITF est inférieure à 20 %, et l'incertitude relative n'excède jamais 1 %. Ces résultats montrent donc que dans les conditions couvertes par la fonction de transfert instrumentale, nous pourrions obtenir des spectres en réflectance dont le niveau absolu sera connu à mieux que 19 %, en supposant que nous ayons une au moins aussi bonne connaissance de la luminance solaire, et que la procédure

de réduction des données n'introduira pas de bruit supérieur à 1 %.

En revanche, le cas de photodiode 2 est plus mitigé. Le SNR des mesures est très élevé (mesures à $T_{BB} = 600^{\circ}\text{C}$) ce qui conduit à une faible erreur relative sur l'ensemble de la gamme spectrale, mais l'incomplétude des mesures disponibles ne permet pas de développer un modèle non linéaire d'ITF, pourtant nécessaire d'après les mesures de linéarité en flux (section 9.2.2). En conséquence, une description linéaire du comportement de cette photodiode, correcte à fort flux comme le montre l'incertitude sur ITF_{fac} , conduit à une erreur de plus de 150 % à faible flux. Cette valeur de l'incertitude provient du calcul de l'écart à la linéarité des mesures de linéarité en flux, à $\lambda = 1,8 \mu\text{m}$, sachant que la non-linéarité est plus importante à courte longueur d'onde.

9.3.2 Tests sur cibles en réflectance

Après leur étalonnage en France, chaque modèle de SuperCam a été envoyé au *Los Alamos National Laboratory* (LANL) pour être assemblé avec le *body unit*, puis au *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) où le FM a été intégré au rover *Perseverance*. Lors de leur passage dans ces laboratoires, l'EQM et le FM ont subi des tests fonctionnels sur des cibles minérales et ses cibles d'étalonnage (SCCT pour *SuperCam Calibration Targets*). J'ai réduit ces mesures en utilisant les fonctions de transfert que j'ai déterminées lors des étalonnages. Les résultats de ces traitements sont présentés dans les sections suivantes.

9.3.2.1 Bilan des tests EQM au *Los Alamos National Laboratory*

Après l'étalonnage de l'EQM de SuperCam, celui-ci a été couplé aux spectromètres du *body unit* au LANL et une série de mesures sur les cibles d'étalonnage ont été effectuées, le 10 juin 2018. Le dispositif expérimental consistait en une lampe à incandescence générant une illumination similaire à celle d'un corps noir à 2600°C et éclairant les cibles (Fig. 9.19), tandis que SuperCam était régulé à $T_{sp} = -10^{\circ}\text{C}$ et $T_{ph} = -80^{\circ}\text{C}$. Toutes les mesures ont été faites avec les mêmes paramètres d'acquisition : mode SPECTRUM, 256 canaux spectraux (table 4), $t_{int} = 10 \text{ ms}$ et $N_{acc} = 10$.

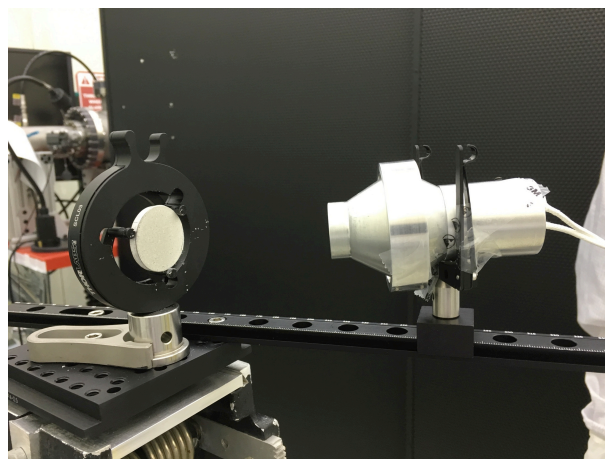


Fig. 9.19 : Image de la partie illumination du banc utilisé lors des tests au LANL. La lampe éclaire les cibles d'étalonnage (ici prises individuellement) qui sont ensuite observées en réflectance diffuse par SuperCam.

Les données acquises avec IRS ont été traitées de trois façons différentes : par simple division par la mesure sur l'AluWhite (Eq. 9.11, Fig. 9.20 gauche), la cible blanche qui constitue

la référence spectrale, par division par l'AluWhite, mais avec soustraction de l'effet EMC (voir section 9.1.1.3) (Eq. 9.12, Fig. 9.20 centre), et par application de la fonction de transfert instrumentale, correction de l'effet EMC et division par le spectre de la lampe déduit de la mesure sur l'AluWhite (Eq. 9.13, Fig. 9.20 droite).

$$Ref_1 = \frac{S_{cib.}}{S_{AW}} \quad (9.11)$$

$$Ref_2 = \frac{S_{cib.}/t_{int} - Off_{EMC}}{S_{AW}/t_{int} - Off_{EMC}} \quad (9.12)$$

$$Ref_3 = \frac{(S_{cib.}/t_{int} - Off_{EMC}) \times ITF}{I_{BB}} \quad (9.13)$$

où $S_{cib./AW}$ est le signal mesuré sur la cible et l'AluWhite avec soustraction du *Dark* et normalisation par le nombre d'accumulations, Off_{EMC} est l'*offset* dû au parasite EMC et I_{BB} est la luminance du corps noir équivalent à la lampe, déduit de la mesure sur l'AluWhite.

Chaque méthode d'étalonnage des données présente ses avantages et inconvénients. La simple division par l'AluWhite permet de s'assurer que la géométrie et le spectre de l'illumination sont bien éliminés des données finales, en faisant l'hypothèse que cette cible ne présente pas de signatures spectrales et qu'elle est lambertienne, ce qui est le cas en première approximation seulement. Mais comme on le voit sur les graphes de la figure 9.20, l'effet du parasite EMC n'est pas corrigé de cette façon et est encore très visible sur les spectres des cibles sombres. De plus le bruit du spectre de réflectance final est la somme quadratique du bruit de la mesure de la cible et de celle de l'AluWhite, ce qui conduit à un SNR plus faible ($SNR = 35$ calculé sur la calcite). La deuxième méthode permet d'éliminer efficacement la contribution de l'effet EMC, mais reste dépendante des caractéristiques de l'AluWhite et de son niveau de bruit ($SNR = 36$). Enfin la troisième méthode est totalement indépendante des cibles, mais elle requiert une très bonne connaissance du spectre de l'illumination. Ce n'était pas le cas lors des mesures sur les cibles effectuées au LANL, nous avons dû déduire ce spectre *via* la modélisation de la réponse de l'AluWhite par un corps noir, ce qui conduit à une moins bonne élimination de l'effet EMC, mais à un meilleur SNR ($SNR = 41$).

En définitive, la caractérisation de l'effet EMC de ce modèle de SuperCam nous permet bien d'en éliminer la contribution aux mesures, mais la mauvaise connaissance de la source de lumière ne permet pas d'évaluer la justesse de la fonction de transfert. Cependant les principales caractéristiques spectrales des cibles sont facilement identifiables avec un SNR satisfaisant compte tenu des limitations de l'EQM (fort niveau de bruit, faible dynamique en raison du fort courant d'obscurité) et des conditions d'opération (faible temps d'intégration et haute température d'instrument).

9.3.2.2 Bilan des tests FM au *Jet Propulsion Laboratory*

Le modèle de vol de SuperCam a été intégré sur le rover *Perseverance* et a subi une série de tests fonctionnels en chambre à vide afin de vérifier le bon fonctionnement de ses instruments en configuration complètement assemblée. Ces tests, effectués le 27 octobre 2019, ont été l'op-

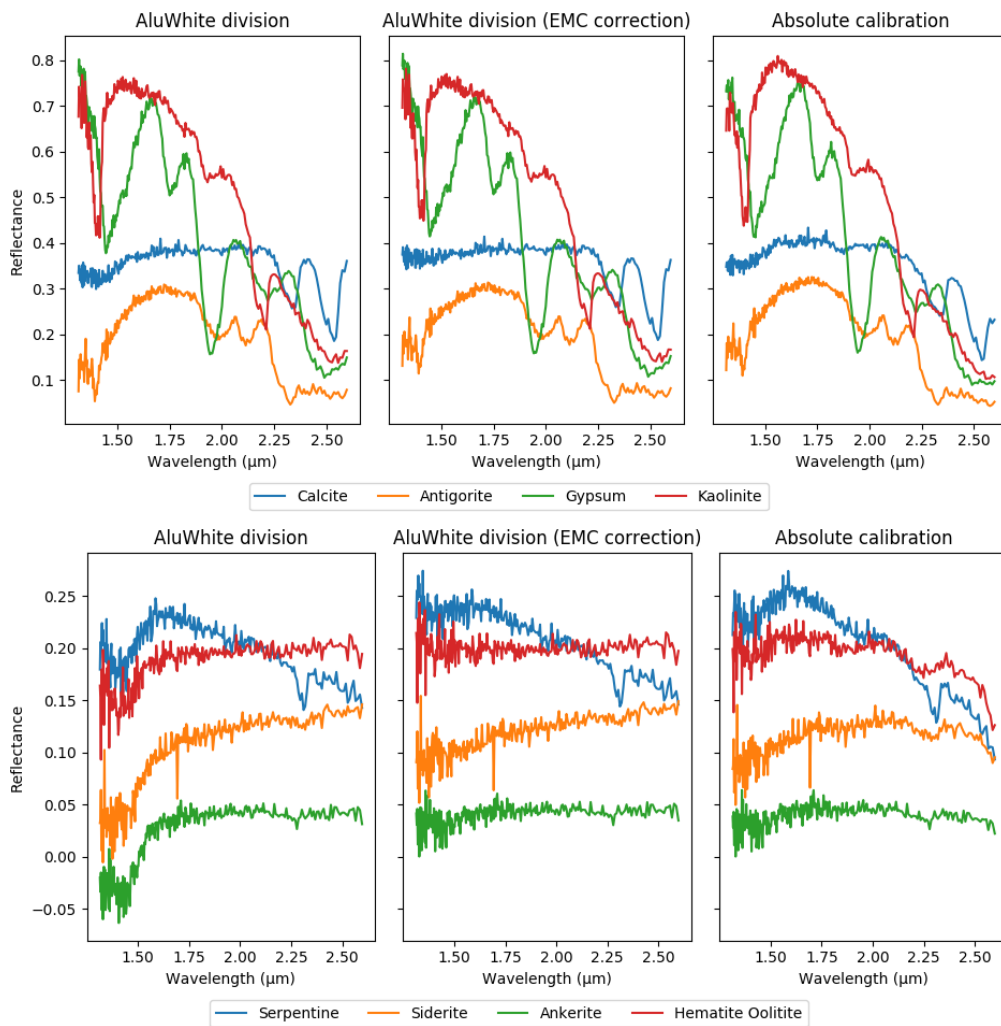


Fig. 9.20 : Résultat des trois méthodes d'étalonnage décrites par les équations 9.11 (gauche), 9.12 (centre) et 9.13 (droite). Les échantillons sombres (ligne du bas) ont été séparés des plus clairs (ligne du haut) pour plus de lisibilité des spectres. Le principal résultat est la très bonne correction de la bande vers 1,4 μm liée à l'effet EMC, par soustraction puis division par l'AluWhite (colonne centrale).

portunité de proposer des mesures spécifiques avec IRS sur des cibles éclairées par un système imitant l'illumination du Soleil sur Mars. Le dispositif de test est le suivant : SuperCam est dans sa configuration d'opérations, c'est-à-dire monté sur le mât du rover et relié à l'ensemble des sous-systèmes de vol, seule l'alimentation en énergie est externe, car le générateur RTG ne sera intégré que juste avant le lancement. Le rover est placé dans une chambre non vide, mais remplie de diazote à la pression de l'atmosphère martienne (vers 6 mbar) et régulée thermiquement à une température d'environ -30°C . L'illumination est assurée par des projecteurs à xénon, générant une puissante lumière blanche et proche-infrarouge (10 projecteurs de 30 kW chacun). Enfin les échantillons sont positionnés sur des plaques au sol et contre la paroi de la chambre.

Au total 9 échantillons ont été mesurés pendant cette campagne d'essais : 4 provenant des cibles d'étalonnage de SuperCam et 5 roches naturelles, dont une fournie par l'IAS (Tab. 9.5 et Fig. 9.21). Les spectres ont été acquis successivement avec le mode SPECTRUM, la table 4, à 256 canaux spectraux, le temps d'intégration était réglé automatiquement (mode *autoexposure* d'IRS, section 8.1.3) et il n'y a pas eu d'accumulation des mesures. La température du TEC

Cible	Composition	t_{int} (ms)	T_{sp} (°C)	T_{ph} (°C)
SCCT_Aluwhite	Référence de réflectance	82	-30,2	-90
SCCT_Black	Référence de réflectance	72	-28,2	-90
SCCT_Ferrosilite	Ferrosilite	67	-27,7	-90
SCCT_Calcite	Calcite	60	-25,6	-90
ClinQzOrth	Clinoptilolite, quartz orthoclase	26	-24,6	-70
IlmHem	Ilménite, hématite	26	-23,6	-70
TcDoClin	Clinochlore	25	-22,5	-70
GypBass	Gypse, bassanite	24	-22,0	-70
LE16_004	Serpentine	23	-21,5	-70

Tab. 9.5 : Liste des échantillons mesurés avec IRS FM lors de la campagne de tests au JPL. Le temps d'intégration a été sélectionné par le mode automatique, sa valeur décroissante est due à l'augmentation de la température de l'instrument au fil des mesures.

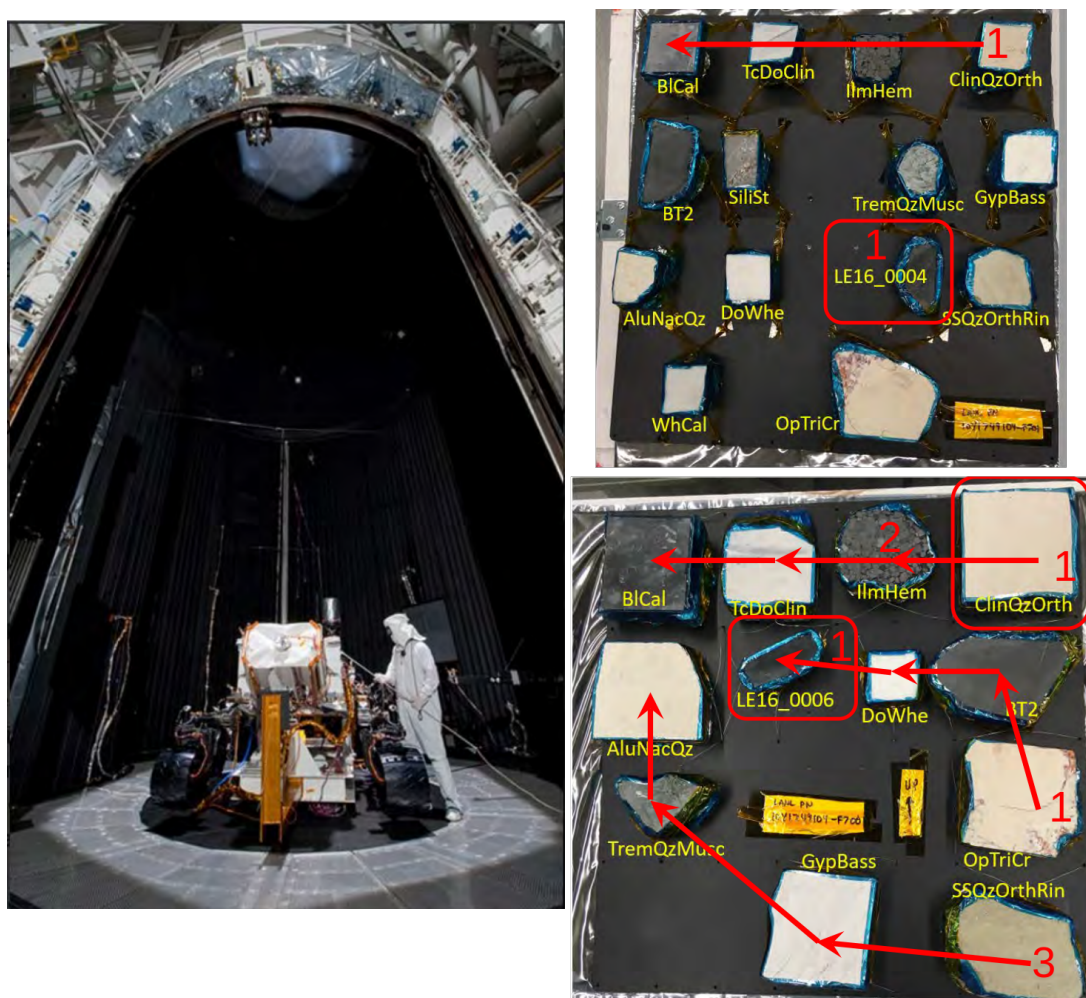


Fig. 9.21 : Gauche : image du rover dans la chambre climatique. Droite : images des plaques d'échantillons naturels. Les flèches rouges indiquent l'ordre des séries de mesures.

était initialement réglée sur -90°C , mais la chauffe de l'instrument due à l'éclairage puissant de la chambre ainsi que son fonctionnement propre, a conduit l'équipe en charge des mesures à augmenter cette température à -70°C au milieu de la séquence de tests.

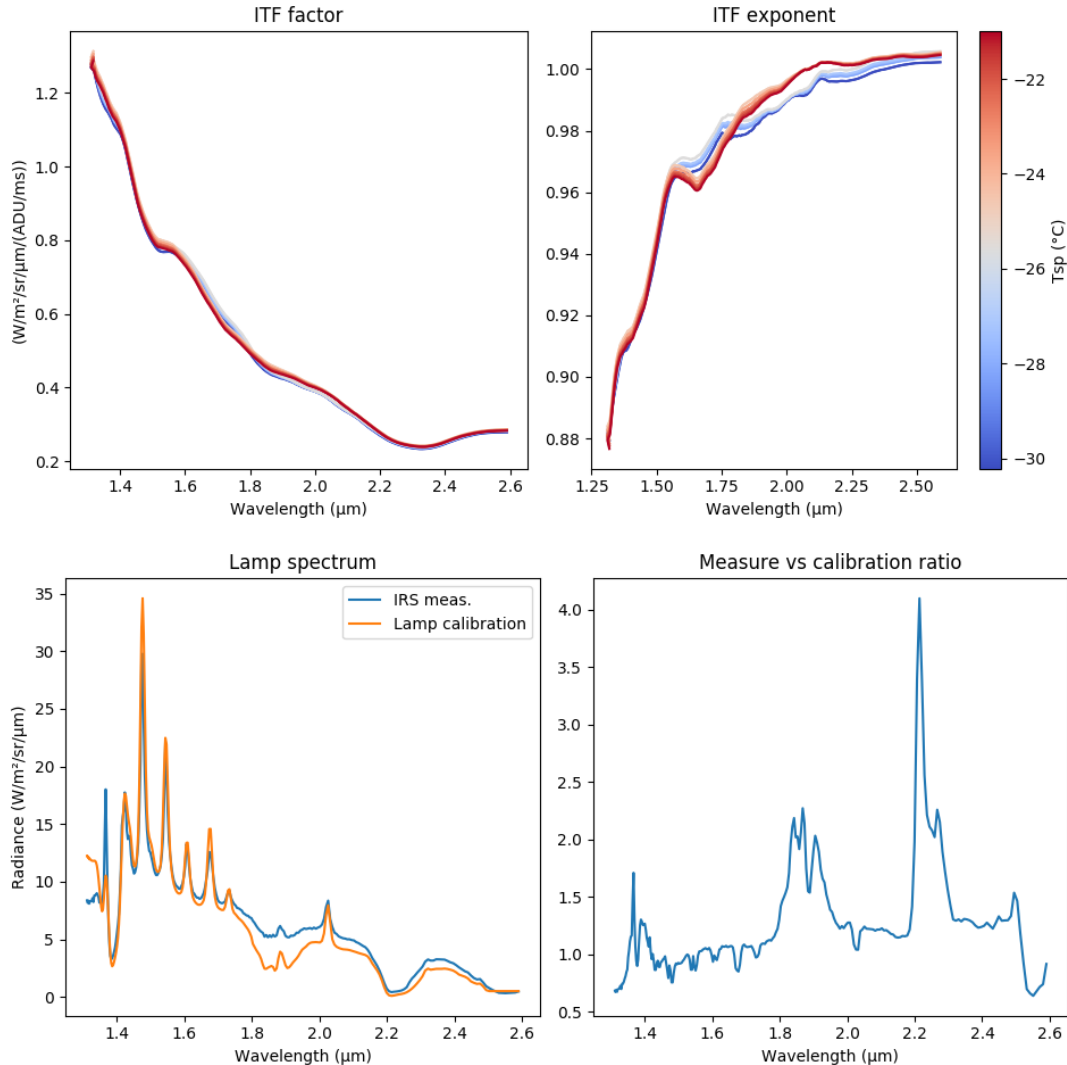


Fig. 9.22 : En haut : paramètres de l'ITF interpolés aux conditions d'acquisition des spectres. Le gradient de couleur du bleu vers le rouge indique la variation de la réponse instrumentale avec la température du spectromètre. En bas à gauche : spectre de l'illuminateur mesuré avec IRS sur l'AluWhite et réduit par l'ITF (courbe bleue) et spectre mesuré par l'équipe technique du JPL (courbe orange). En bas à gauche : rapport des deux spectres précédents montrant leur forte divergence.

Comme pour les tests menés avec l'EQM, la réduction des données a consisté en la soustraction du *Dark* puis la division par le temps d'intégration pour rendre toutes les mesures comparables, en termes de paramètres d'acquisition. Ces données réduites ont ensuite été étalonnées d'un côté par simple division par le spectre de l'AluWhite mesuré pendant la séquence, et d'un autre côté par application de la fonction de transfert instrumentale, déduite de la campagne d'étalonnage (Fig. 9.22 haut), et division par le spectre de la lampe, mesuré par l'équipe du JPL (Fig. 9.22 bas).

L'analyse préliminaire des données de l'AluWhite et l'interpolation des paramètres de l'ITF

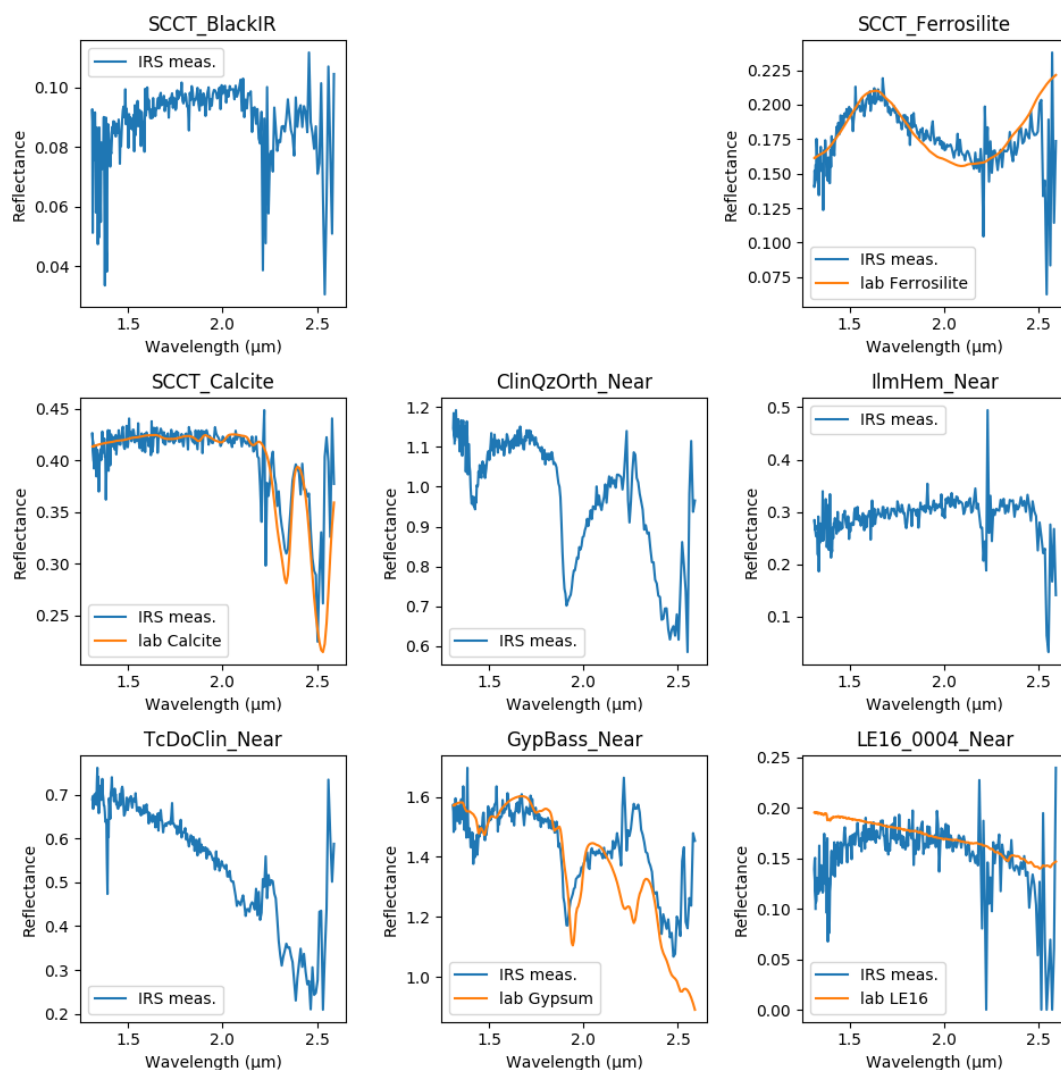


Fig. 9.23 : Spectres des différents échantillons étalonnés par division par le spectre de l’AluWhite (courbes bleues). Pour certains échantillons je disposais des spectres proche-infrarouge mesurés en laboratoire (courbes orange).

aux conditions des mesures (Fig. 9.22) montrent deux limitations à l’interprétation des données une fois converties en réflectance par l’une ou l’autre méthode d’étalonnage. La première est que la fonction de transfert présente une variabilité marquée avec la température du spectromètre, ce qui met en évidence un changement de la réponse instrumentale entre la mesure du spectre d’AluWhite et celle des autres échantillons. Ceci signifie que l’étalonnage des données par division par l’AluWhite conduirait à l’apparition de caractéristiques instrumentales non corrigées. La seconde limitation est que les spectres de l’illuminateur mesurés par le JPL et par IRS ne coïncident pas, ce qui conduit à d’importants résidus de raies d’émission du xénon lorsqu’on divise les données étalonnées par l’ITF par le spectre de référence (Fig. 9.22 bas-droite). Ces données sont donc inexploitables et je ne travaille que sur les mesures étalonnées par l’AluWhite (Fig. 9.23).

De manière générale les spectres en réflectance présentent un niveau de bruit élevé compte tenu de la puissance de l’illumination (de l’ordre de la luminance attendue sur Mars, Fig. 9.22 bas-gauche) et de la température d’opération. En particulier, la région entre 2,2 et 2,3 μm, attribuée à une annulation de l’émission de la source. On observe également une déformation du

continuum, potentiellement due à la variation de la réponse instrumentale avec la température, plus prononcée sur les échantillons sombres tels que la cible noire (spectre normalement plat) et la LE16. L'analyse individuelle des roches pour lesquelles nous avons un spectre de laboratoire révèle que les bandes d'absorption sont correctement localisées et identifiées, excepté pour LE16 qui est très sombre et l'échantillon de gypse-bassanite dont la composition est plus proche de la bassanite que du gypse.

En résumé, cette campagne de test montre que SuperCam est suffisamment sensible pour identifier les principales bandes d'absorption caractéristiques de roches, sous une illumination similaire à ce qui est attendu sur Mars. Cependant, comme pour la campagne avec l'EQM, la mauvaise connaissance du spectre de l'illuminateur ne nous permet pas de valider la méthode de réduction des données que j'ai déduite de l'étalonnage. Le calendrier des opérations sur le rover étant très contraint, il n'a pas été possible d'effectuer une nouvelle série de mesures avant le lancement, la prochaine occasion de valider la fonction de transfert sera donc lors des premiers sols (jours martiens) une fois *Perseverance* arrivé sur Mars.

9.3.3 Recommandations pour les opérations

Au vu des résultats de l'étalonnage et des tests effectués au LANL et au JPL, il est possible de formuler quelques recommandations de mesures à réaliser sur les cibles d'étalonnage de SuperCam lors des opérations qui suivront son atterrissage, ainsi que tout au long de la mission. Ce besoin de mesures lors des premiers sols de la mission correspond à deux impératifs : vérifier la fonction de transfert instrumentale obtenue lors de l'étalonnage et la procédure de réduction des données, dans les conditions à basse température ; acquérir les points de fonctionnement

Vérification de l'étalonnage						
Fréquence	Heure	Cible	T_{sp} (°C)	T_{ph} (°C)	det	Commentaire
Premiers sols	Midi	AluWhite	-30	-90	1	
	Midi	AluWhite	-10	-90	1	Chauffage par mesure LIBS
	Midi	AluWhite	-30	-70	1	
	Midi	SCCT minérale	-30	-90	1	Étalonnage spectral
	Matin	AluWhite	-30	-90	1	
	Matin	AluWhite	-10	-90	1	Chauffage par mesure LIBS
	Matin	AluWhite	-30	-70	1	
	Matin	SCCT minérale	-30	-90	1	Étalonnage spectral
	Midi	AluWhite	-30	-90	2	
	Matin	AluWhite	-30	-90	2	

Tab. 9.6 : Liste des séquences de mesures proposées pour vérifier l'ITF et la procédure de réduction des données, pour les deux photodiodes, une fois le rover arrivé sur Mars. La validation doit être faite à plusieurs températures d'instrument et de détecteur ($T_{sp} = -10^\circ\text{C}$ peut être atteint après une mesure LIBS), et sous plusieurs niveaux d'illumination : maximal à midi solaire, plus faible le matin. L'après-midi l'instrument risque d'être plus chaud et ne pas atteindre $T_{sp} = -30^\circ\text{C}$. Les mesures sur cibles minérales permettent également de vérifier l'étalonnage spectral de l'instrument. SCCT = *SuperCam Calibration Target*.

manquants pour affiner le modèle instrumental aux plus hautes températures ($T_{ph} > -70^{\circ}\text{C}$), à faible flux et un étalonnage complet de la photodiode 2 en cas de dysfonctionnement de la première. Enfin, il sera nécessaire de vérifier la stabilité de la fonction de transfert instrumentale, en effectuant des acquisitions régulièrement tout au long de la mission.

Nous pouvons d'ores et déjà proposer différentes séquences de mesures remplissant ces objectifs en exploitant le fait que la journée martienne fournit naturellement des excursions d'intensité lumineuse et de température couvrant notre besoin. Tous les tests que je propose sont réalisés avec le mode SPECTRUM, la table d'accumulation n°4 à 256 canaux spectraux (Tab. 8.1), le temps d'intégration choisi automatiquement (fonction *autoexposure* d'IRS) et un nombre d'accumulation permettant d'atteindre un SNR voisin de 100, pour rester cohérent avec les données de l'étalonnage. Dans les conditions de température et d'illumination que je propose, la durée typique d'acquisition d'une mesure sans accumulation varie de 20 à 50 s.

Extension de l'espace des paramètres						
Fréquence	Heure	Cible	T_{sp} ($^{\circ}\text{C}$)	T_{ph} ($^{\circ}\text{C}$)	det	Commentaire
	Midi	AluWhite	-30	-50	1	
	Midi	AluWhite	-10	-50	1	Cas TEC dégradé
	Matin	AluWhite	-30	-50	1	
	Matin	AluWhite	-10	-50	1	
Tôt dans la mission, avant que les cibles ne soient couvertes de poussière	Midi	AluWhite	> -5	-90	1	
	Midi	AluWhite	> -5	-70	1	Cas haute T_{sp}
	Matin	AluWhite	> -5	-90	1	
	Matin	AluWhite	> -5	-70	1	
	Midi	AluWhite	-30	-90	1	
	Midi	AluWhite	-10	-70	1	Cas P_{RF} dégradée $\Delta P_{RF} = -1$ et -3 dB
	Matin	AluWhite	-30	-90	1	
	Matin	AluWhite	-10	-70	1	

Tab. 9.7 : Liste des séquences de mesures proposées pour compléter l'espace des paramètres couvert par l'étalonnage. Ces séquences correspondent à l'exploration des points de fonctionnement non échantillonnés par la campagne d'étalonnage par manque de temps ou parce qu'ils étaient hors des objectifs initiaux.

Lors des premiers sols sur Mars, pendant des sessions tests fonctionnels dédiés à SuperCam, il serait utile de réaliser des mesures de la cible d'étalonnage blanche (AluWhite), ainsi que de quelques cibles minérales présentant des bandes d'absorption marquées dans le proche-infrarouge (calcite, gypse par exemple), afin d'évaluer la justesse de notre ITF pour chacune des photodiodes. Je propose donc de faire des acquisitions de ces cibles dans diverses conditions de température et d'illumination (Tab. 9.6). En cas d'écart entre les mesures et le spectre réel des cibles, nous pourrions déterminer des vecteurs de correction de la fonction des paramètres de l'ITF, adaptés aux conditions environnementales. Cette campagne de mesures de validation est primordiale pour confirmer la justesse de l'étalonnage que j'ai effectué. Les tests suivants interviennent dans un second temps, car ils concernent l'extension de l'espace de validité de la fonction de transfert.

L'espace des paramètres couvert par l'étalonnage de la photodiode 1 ne coïncide pas complètement avec la gamme scientifique opérationnelle (Fig. 9.12). Il pourrait être intéressant d'étendre cet espace à l'ensemble de la gamme en réalisant des compléments de mesures correspondant

à un éventuel défaut d'efficacité de refroidissement du TEC, de température de spectromètre particulièrement élevée, ou de puissance RF non nominale (Tab. 9.7). Ces mesures doivent être faites suffisamment tôt après l'atterrissage pour garantir la propreté des cibles d'étalonnage.

Enfin, il est possible que lors des opérations, au fur et à mesure de son utilisation, des cyclages thermiques et du vieillissement de ces composants, la fonction de transfert d'IRS varie sensiblement au point de devoir adapter son étalonnage. Afin de minimiser cet effet et préparer la correction des paramètres de l'ITF, je suggère de réaliser des mesures régulières de la cible d'AluWhite, dans différentes conditions de température et d'illumination, avec la photodiode en usage (Tab. 9.8). De cette façon, il sera possible de surveiller une éventuelle dérive de la réponse instrumentale, la quantifier le cas échéant et déterminer des vecteurs de correction pour éliminer toute contribution instrumentale aux données. En effet, nous avons vu que la réponse d'IRS contient les contributions de la transmission des optiques de SuperCam, mais aussi du profil d'efficacité de diffraction de l'AOTF en fonction de la longueur d'onde. Ces caractéristiques, si elles ne sont pas correctement étalonnées, peuvent conduire à l'apparition de modulations basse fréquence dans le spectre, s'apparentant à des bandes d'absorption larges, voire à des pentes de continuum, d'où l'importance d'entretenir un étalonnage fiable de l'instrument. Cependant, au fil des sols les cibles d'étalonnage peuvent être amenées à se couvrir de poussière, ce qui peut changer leur réponse spectrale et photométrique. Ce phénomène aurait pour conséquence d'intégrer l'effet de la poussière aux vecteurs de correction de l'ITF et donc introduire un biais potentiellement conséquent aux observations. C'est pourquoi la cible d'AluWhite seule ne peut pas servir à directement réduire les données par division. Une solution serait d'utiliser les données scientifiques acquises avant et après une mesure LIBS (qui élimine la poussière), pour évaluer le spectre de la poussière et en éliminer la contribution au spectre de l'AluWhite qui sert à corriger l'ITF.

Vérification de la stabilité de l'ITF/Correction					
Fréquence	Heure	Cible	T_{sp} (°C)	T_{ph} (°C)	det
Régulièrement au cours de la mission	Midi	AluWhite	-30	-90	1/2
	Midi	AluWhite	-10	-90	1/2
	Midi	AluWhite	-30	-70	1/2
	Matin	AluWhite	-30	-90	1/2
	Matin	AluWhite	-10	-90	1/2
	Matin	AluWhite	-30	-70	1/2

Tab. 9.8 : Liste des séquences de mesures proposées pour détecter une éventuelle dérive des paramètres de l'ITF de la photodiode 1 ou 2 selon l'état de la première. Ces mesures, à réaliser régulièrement tout au long de la mission, nous permettraient d'identifier et quantifier l'évolution de la réponse instrumentale ainsi que de déduire des vecteurs de correction, adaptés aux conditions thermiques et d'illumination.

Comme je l'ai expliqué au cours des sections précédentes, les données acquises lors de l'étalonnage ne me permettent pas d'obtenir de façon satisfaisante la fonction de transfert instrumentale pour la photodiode 2. Il est nécessaire que cette photodiode soit correctement étalonnée pour qu'elle puisse pleinement remplir son rôle de détecteur de secours, en cas de dysfonctionnement de la photodiode 1. Je propose donc réaliser cet étalonnage lorsque la photodiode 2 doit être utilisée. L'étalonnage consiste simplement en la mesure de la cible d'AluWhite à différentes températures d'instrument, de détecteur et sous différents flux lumineux (Tab. 9.9). Il s'agit de reproduire les points de fonctionnement explorés lors de la campagne d'étalonnage, afin de

fusionner les deux jeux de données, et d'étendre l'espace des paramètres de la même manière que pour la photodiode 1.

Étalonnage de la photodiode 2					
Heure	Cible	T_{sp} (°C)	T_{ph} (°C)	det	Commentaire
Midi	AluWhite	-30	-90	2	
Midi	AluWhite	-30	-70	2	
Midi	AluWhite	-30	-50	2	
Midi	AluWhite	-20	-90	2	
Midi	AluWhite	-20	-70	2	Étalonnage nominal
Midi	AluWhite	-20	-50	2	
Midi	AluWhite	-5	-90	2	
Midi	AluWhite	-5	-70	2	
Midi	AluWhite	-5	-50	2	
Matin	AluWhite	-30	-90	2	
Matin	AluWhite	-30	-70	2	
Matin	AluWhite	-30	-50	2	
Matin	AluWhite	-20	-90	2	
Matin	AluWhite	-20	-70	2	Étalonnage nominal
Matin	AluWhite	-20	-50	2	
Matin	AluWhite	-5	-90	2	
Matin	AluWhite	-5	-70	2	
Matin	AluWhite	-5	-50	2	
Midi	AluWhite	> -5	-90	2	
Midi	AluWhite	> -5	-70	2	
Matin	AluWhite	> -5	-90	2	Cas haute T_{sp}
Matin	AluWhite	> -5	-70	2	
Midi	AluWhite	-30	-90	2	
Midi	AluWhite	-10	-70	2	Cas P_{RF} dégradée
Matin	AluWhite	-30	-90	2	$\Delta P_{RF} = -1$
Matin	AluWhite	-10	-70	2	et -3 dB

Tab. 9.9 : Liste des séquences proposées pour étalonner la photodiode 2 sur Mars. Ces tests viennent compléter les données d'étalonnage que nous avons à disposition, car ils contiennent des mesures à faibles flux sur l'ensemble de la gamme spectrale, là où l'étalonnage n'a que des mesures à fort flux ($T_{BB} = 600^\circ\text{C}$).

L'ensemble des résultats de l'étalonnage ont permis le développement d'un modèle radiométrique d'IRS intégré dans un simulateur d'observations proche-infrarouge pour les opérations martiennes. Le développement et les premiers résultats d'utilisation de ce simulateur sont décrits dans le chapitre suivant.

Préparation des opérations : développement d'un simulateur d'observations pour IRS/SuperCam

10

10.1	Présentation du simulateur	236
10.1.1	Objectifs généraux	236
10.1.2	Fonctionnement général du simulateur	236
10.2	Composantes du modèle	237
10.2.1	Éphémérides solaires et illumination	237
10.2.2	Modèle atmosphérique	238
10.2.3	Modélisation de l'instrument : les données de l'étalonnage	241
10.2.3.1	Les composantes du signal intégré	241
10.2.3.2	Modèle de bruit	243
10.3	Simulations d'observation de scènes minérales martiennes	245
10.3.1	Critères spectraux et choix des minéraux	245
10.3.2	Observation de scènes minérales	247
10.3.2.1	Seuils de détection en fonction de T_{sp} et de l'heure locale	247
10.3.2.2	L'influence de T_{ph}	250
10.3.2.3	L'influence de l'atmosphère	250
10.4	Conclusion de l'étude du simulateur	252

Le traitement des données de l'étalonnage d'IRS (chapitre 9) m'a permis d'obtenir la fonction de transfert radiométrique de l'instrument, de modéliser son signal de fond thermique et de courant d'obscurité et de déduire un modèle de bruit. À partir des travaux sur le modèle radiométrique d'ExoCam (chapitre 7), je me suis proposé de pousser plus loin le concept d'un modèle radiométrique en réalisant un simulateur instrumental qui pourrait servir d'outil d'anticipation des résultats lors des opérations sur Mars. En plus du comportement intrinsèque de l'instrument, déduit de la campagne d'étalonnage et sa préparation, un tel modèle doit aussi être capable de simuler l'environnement et son influence sur les mesures.

Au cours de ce chapitre, je présenterai les objectifs généraux du simulateur d'observations infrarouge puis nous verrons de façon plus détaillée les composantes du modèle instrumental et environnemental : illumination, atmosphère, intégration du signal, contributions instrumentales. Enfin, je montrerai les résultats des premières simulations d'observations de scènes minérales simples, mais représentatives de ce qui est attendu dans *Jezero Crater*, dans diverses conditions thermiques, d'illumination et de paramètres atmosphériques.

10.1 Présentation du simulateur

10.1.1 Objectifs généraux

Lorsque *Perseverance* arrivera sur Mars, en février 2021, après quelque temps de préparation et divers tests fonctionnels des instruments, le déroulé des opérations scientifiques devra être partagé entre les différents instruments, en fonction de la stratégie d'observation définie en amont, mais aussi de façon tactique selon la configuration de l'environnement du rover. Il faudra donc profiter de chaque fenêtre propice à l'acquisition de données de bonne qualité, ou être capable d'organiser les mouvements du rover afin de se placer dans les meilleures conditions d'observation.

Le simulateur d'observation infrarouge intervient donc dans cette optique de préparation des opérations avec le spectromètre IRS de SuperCam (sections 2.2.5 et 3.3.1). Son objectif est de modéliser une observation d'une scène dont le spectre d'absorption est connu, dans des conditions environnementales et des paramètres instrumentaux donnés (section 10.2), puis d'évaluer la qualité des détections avec des critères spectraux comparant la profondeur de bandes d'absorption minérales caractéristiques à l'amplitude du bruit de la mesure (section 10.3.1). L'objectif final est de déduire les fenêtres d'observation idéales selon le type de scène et les capacités de l'instrument (section 10.3.2).

Enfin, le niveau de développement actuel du modèle permet de simuler les principales contributions au flux de données, mais à un niveau relativement simple (diffusion par les aérosols et absorption par le dioxyde de carbone décorréelées, mélanges minéraux linéaires, surfaces lambertiennes et horizontales). Des pistes d'amélioration sont donc envisageables si leur gain est significatif.

10.1.2 Fonctionnement général du simulateur

De manière générale le simulateur d'observations repose sur l'intégration de plusieurs modèles instrumentaux et environnementaux que je détaillerai par la suite (Fig. 10.1). Il réunit ainsi, au niveau environnemental, un calculateur d'éphémérides solaires qui donne la distance Mars — Soleil et l'angle zénithal du Soleil en fonction de la date et de l'heure de l'observation (section 10.2.1), un modèle de diffusion/absorption des aérosols et du dioxyde de carbone atmosphériques permettant de calculer le spectre de l'illumination au sol à partir de celui atteignant le haut de l'atmosphère (section 10.2.2), un autre modèle de diffusion/absorption de la surface qui génère des spectres d'absorption de mélanges minéraux.

Du côté de l'instrument, le signal enregistré par le détecteur est calculé à partir de la luminance à l'entrée de l'instrument, de la fonction de transfert mesurée lors de l'étalonnage et d'un modèle de *Dark* (fond thermique, courant d'obscurité et lumière parasite) lui aussi déduit des données de l'étalonnage (section 10.2.3). À ce signal intégré est enfin ajoutée une estimation du bruit de l'instrument, ce qui me permet d'évaluer le SNR d'une mesure dans des conditions données.

Enfin, en reproduisant le déroulement d'une acquisition avec IRS (gestion des tables de canaux spectraux, du temps d'exposition, du nombre d'accumulations), le simulateur permet de calculer le temps total d'une mesure, qui constitue, avec le SNR, un élément important de sélection des observations.

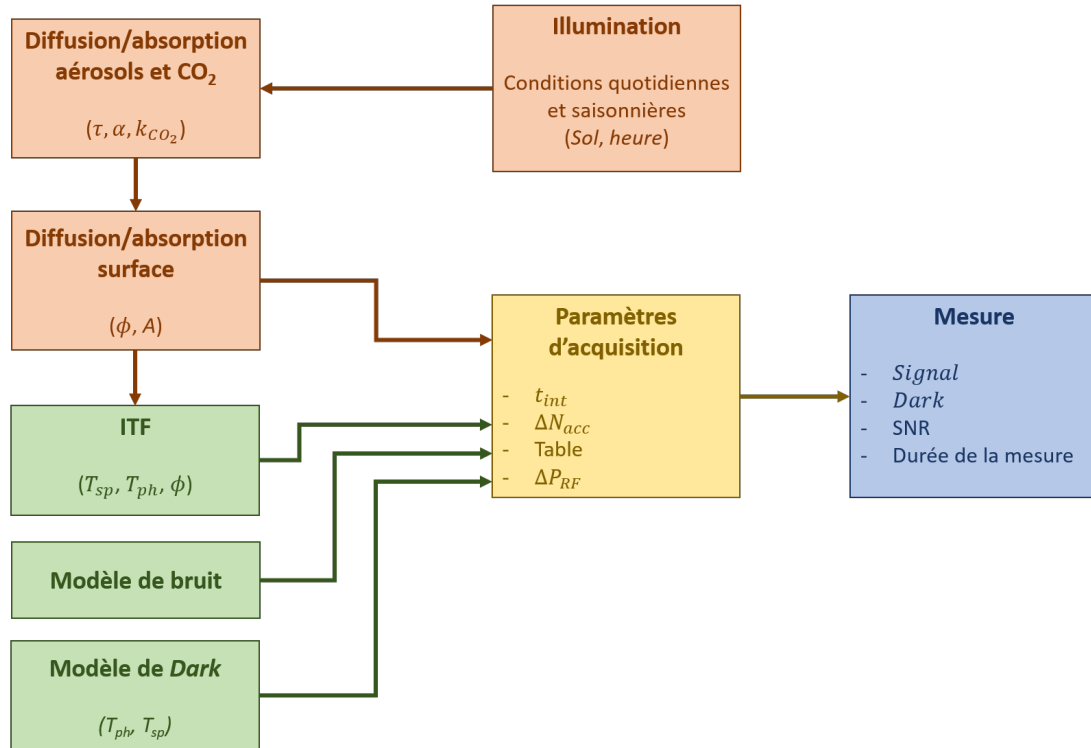


Fig. 10.1 : Schéma-bloc des différentes composantes du simulateur d'observation. Les briques « environnementales » (en orange) permettent de simuler les conditions d'observation tandis que les « instrumentales » (en vert) reproduisent le comportement de l'instrument dans ces conditions. Ensemble, ces composantes sont injectées dans la procédure d'acquisition (case jaune), utilisant les fonctions réelles de l'instrument, ce qui nous donne à la fin, le signal attendu, son SNR et la durée totale de la mesure (case bleue).

10.2 Composantes du modèle

Les composantes du simulateur peuvent être globalement réparties en deux catégories : le modèle environnemental qui simule les conditions d'illumination dans *Jezero Crater* (sections 10.2.1 et 10.2.2), et le modèle instrumental qui traite le transfert de l'énergie dans l'instrument et l'acquisition des données (section 10.2.3). La figure 10.2 représente la situation de l'observation sur Mars et les grandeurs géométriques utiles pour le calcul du transfert de rayonnement.

10.2.1 Éphémérides solaires et illumination

De la même manière que pour le modèle radiométrique d'ExoCam (section 7.2.1), les données sont acquises en observant la réflexion diffuse de la lumière du Soleil par la surface. Mais dans le cas de SuperCam, l'illumination dépend de l'heure de la journée martienne, de la saison et de l'état de l'atmosphère. Calculons pour commencer le flux lumineux arrivant au sommet de l'atmosphère en un point à la verticale du cratère *Jezero* de coordonnées (18,855° N, 77,519° E). Comme pour ExoCam, ce flux spectral (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) est donné par :

$$F_{\odot} = I_{\odot} \Omega_{\odot} \cos(\alpha) \quad (10.1)$$

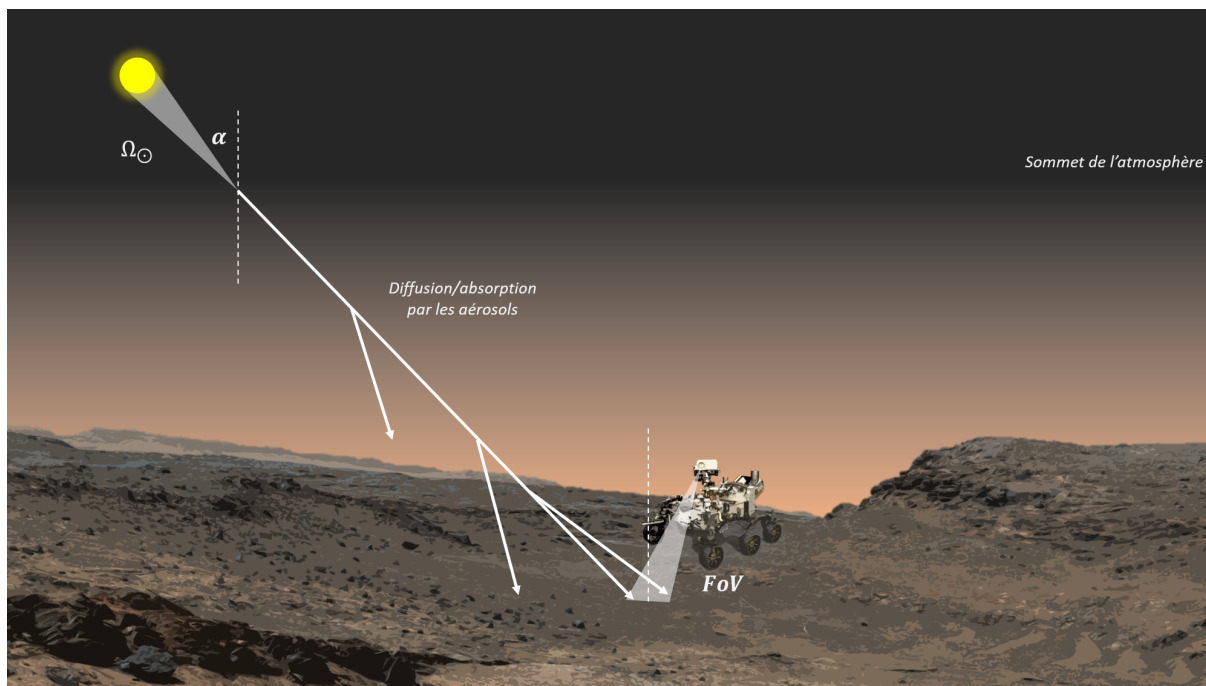


Fig. 10.2 : Schéma de situation du rover observant la surface de Mars éclairée par le Soleil. Les principales grandeurs géométriques utiles sont indiquées.

où $I_{\odot} = \varepsilon_{\odot} u(\lambda, T_{\odot})$ est la luminance solaire (l'émissivité solaire ε_{\odot} est prise égale à 1 et u est la loi de Planck, Eq. 8.4), $\Omega_{\odot} = \pi r_{\odot}^2 / D^2$ est l'angle solide sous lequel est vu le Soleil depuis Mars, avec D la distance Mars — Soleil, r_{\odot} le rayon solaire, et α l'angle zénithal du Soleil au niveau de *Jezero Crater*.

Dans ces conditions, deux paramètres sont inconnus et dépendent de l'heure locale et de la saison : D par le mouvement légèrement excentrique de Mars autour du Soleil et α à cause de la rotation de Mars. Ces deux grandeurs sont données par un calculateur d'éphémérides solaires qui m'a été fourni par Gaetan Lacombe. Il prend en entrée l'heure locale sur Mars ainsi que le sol (jour martien), compté depuis l'atterrissage, et renvoie les paramètres qui nous intéressent.

10.2.2 Modèle atmosphérique

L'atmosphère de Mars n'est pas transparente dans le proche-infrarouge mais présente une transmission variable en fonction de l'épaisseur traversée et de la concentration en gaz et en particules solides, soit principalement les aérosols et le dioxyde de carbone. Le CO_2 est globalement transparent dans le proche-infrarouge excepté autour de $2 \mu\text{m}$, alors que les aérosols impactent la transmission atmosphérique sur l'ensemble de la gamme spectrale d'IRS. Ce comportement est simulé à l'aide d'un modèle d'absorption/diffusion simple qui m'a été fourni par Mathieu Vincendon que j'ai ensuite adapté à mon besoin et traduit en Python (voir [Vincendon et al. 2007](#) pour la description du modèle original). Le changement de langage a été validé par un test comparatif. Il s'agit d'un algorithme itératif basé sur une méthode de Monte-Carlo, et l'atmosphère y est modélisée comme une couche uniforme d'aérosols parallèle au sol et d'épaisseur l_0 . Il prend en entrée l'épaisseur optique, l'angle d'incidence de la lumière et sa longueur d'onde, et il renvoie la fraction des photons atteignant le sol, c'est-à-dire la transmission de l'atmosphère.

Lors du transit dans l'atmosphère, les photons peuvent être soit diffusés, soit absorbés, soit la traverser sans interagir (Fig. 10.3). Prenons l'exemple d'un photon arrivé à la profondeur l_{k-1} ,

avec une incidence i_k après $k - 1$ interactions. La distribution de la probabilité d'interaction avec les aérosols à une profondeur $l_k > l_{k-1}$ de l'atmosphère est donnée par une loi de Beer-Lambert :

$$P = 1 - e^{-\frac{l_k}{\cos i_k} \frac{\tau(\lambda)}{l_0}} \quad (10.2)$$

où τ est l'épaisseur optique, dépendant de la longueur d'onde à travers le profil du coefficient d'extinction des aérosols. Il s'agit donc d'un nombre entre 0 et 1.

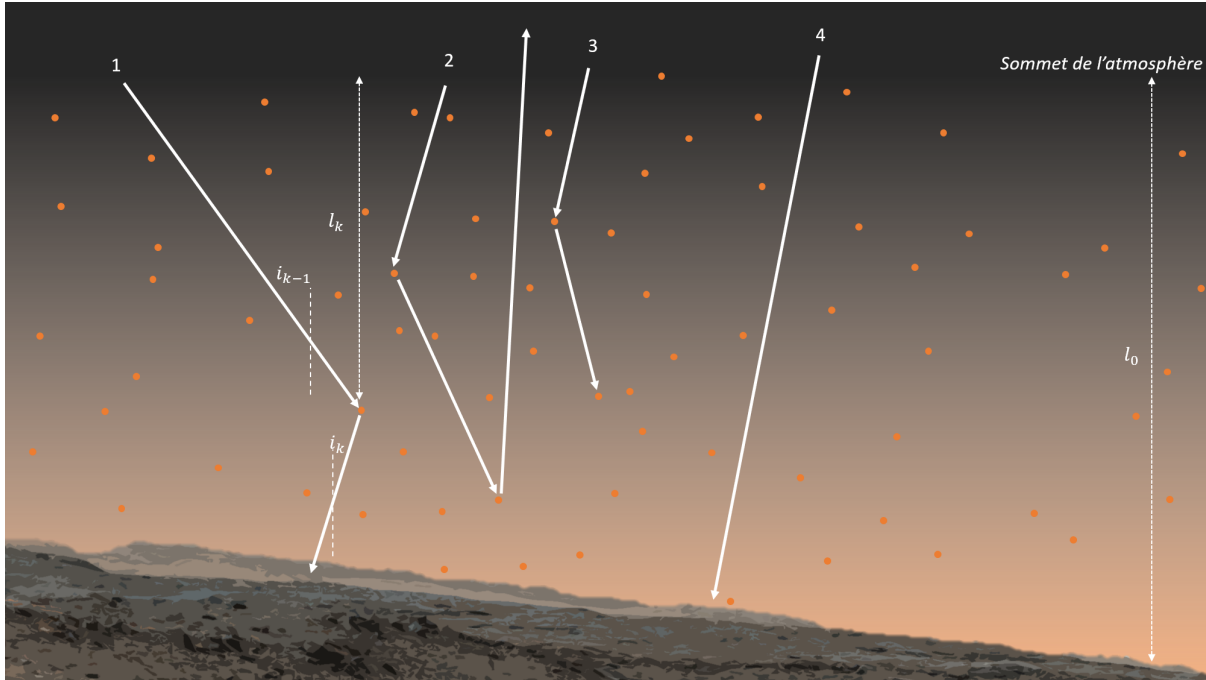


Fig. 10.3 : Schéma du traitement de la diffusion de la lumière par les aérosols de l'atmosphère (points orange). Chaque rayon lumineux est traité indépendamment et de façon itérative à chaque interaction. Plusieurs cas de figure sont possibles lors de la traversée de l'atmosphère : les photons sont diffusés une ou plusieurs fois et atteignent le sol (rayon **1**), ils sont diffusés, mais repartent dans l'espace (rayon **2**), ils sont absorbés par les aérosols (rayon **3**) ou ils traversent l'atmosphère sans être ni diffusés ni absorbés (rayon **4**).

Le déroulé de l'algorithme alors est le suivant. Un ensemble de photons, typiquement un million, est initialisé au sommet de l'atmosphère avec un angle d'incidence donné, dans notre cas α , l'angle zénithal du Soleil. À partir de la loi de Beer-Lambert, en tirant un nombre aléatoire p_1 entre 0 et 1 et en calculant la profondeur d'interaction qui en résulte, deux cas de figure se présentent : si l_k est supérieur à l'épaisseur restante à parcourir ($l_0 - l_{k-1}$) alors le photon traverse le reste de l'atmosphère sans interagir et atteint le sol, sinon il interagit avec un grain d'aérosol. Lors de l'interaction, deux cas sont possibles : la diffusion et l'absorption. La différence entre ces deux situations se fait à partir de l'albédo des aérosols, $A_{aero} = 0,974$ dans notre cas, en tirant un second nombre aléatoire p_2 entre 0 et 1. Si $p_2 \leq A_{aero}$ alors le photon interagissant est diffusé avec un angle lui aussi aléatoire, sinon il est absorbé et retiré du calcul. Après l'interaction, l'algorithme fait une nouvelle itération avec le nouvel angle d'incidence et la profondeur du photon l_k . Les itérations se poursuivent jusqu'à ce que le photon soit sorti de l'atmosphère, par le haut ou le bas, ou ait été absorbé par les aérosols.

Si un photon atteint la surface, il interagit avec le sol, d'albédo moyen \bar{A} , et on tire un dernier nombre aléatoire p_3 . Deux cas de figure sont à nouveau possibles : soit $p_3 \leq \bar{A}$ et le photon est diffusé vers l'atmosphère, soit $p_3 > \bar{A}$ et il est absorbé. De retour dans l'atmosphère, le photon est traité comme dans le paragraphe précédent, il peut alors revenir vers le sol par diffusion ou émerger dans l'espace.

En répétant cette séquence pour chaque photon (en fait ils sont traités simultanément, car Python traite plus efficacement le calcul sur les tableaux), nous obtenons la fraction des photons qui atteignent la surface pour ensuite être diffusés dans toutes les directions, c'est-à-dire la transmission de l'atmosphère.

Le modèle que je vient de décrire ne traite pas la diffusion par les molécules des gaz atmosphériques. Cette modélisation nécessite des développements supplémentaires dépassant le cadre de ma thèse. Néanmoins, je tiens compte de la présence de ce gaz à l'aide d'un modèle simple de transmission où il s'agit de multiplier la transmission obtenue à partir des aérosols par la transmission du gaz atmosphérique martien mesurée par OMEGA entre le pied et le sommet d'*Olympus Mons*. Cette méthode a été développée par Yves Langevin et est présentée en détail dans la thèse de [Jouglet \(2008\)](#). Le spectre mesuré par OMEGA étant dû à l'aller retour de la lumière à travers l'atmosphère, on en prendra la racine carrée pour représenter l'aller simple, puis de petites variations de l'exposant permettent de simuler, au premier ordre, la variation de la concentration en gaz (liée à la pression atmosphérique et aux variations saisonnières).

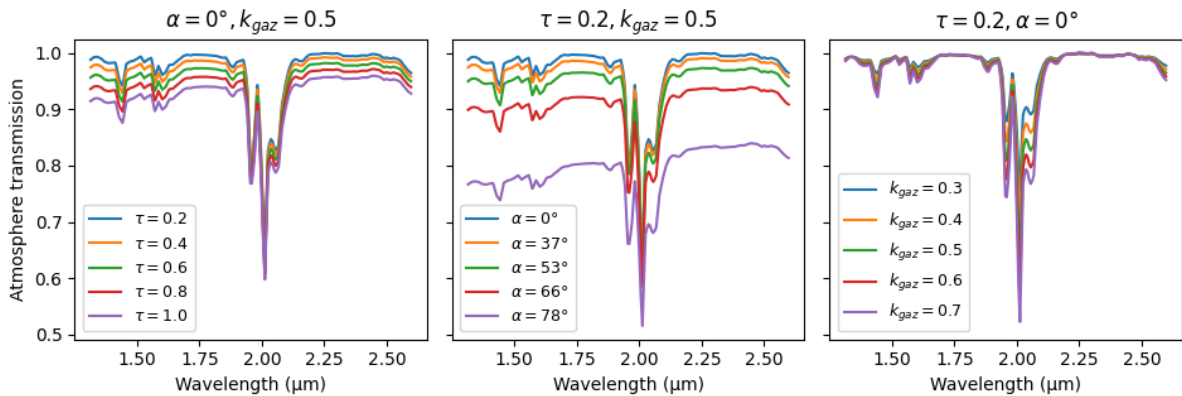


Fig. 10.4 : Simulations du spectre en transmission de l'atmosphère de Mars en fonction de l'épaisseur optique des aérosols, de $\tau = 0,2$ pour une atmosphère claire à 1 pour une tempête de poussière modérée (gauche), de l'angle d'incidence de l'éclairement de $\alpha = 0$ à 78° , la limite du modèle plan-parallèle (centre) et de l'exposant de correction de la transmission du gaz, de $k_{gaz} = 0,3$ à $0,7$ pour simuler des variations de la pression atmosphérique (droite).

Ce modèle ne simule pas non plus le comportement de l'atmosphère entre le sol et l'instrument, qui nécessiterait des développements supplémentaires.

La luminance réfléchiée par la surface est finalement calculée par :

$$I = I_\odot \Omega_\odot \cos(\alpha) t_{aero}(\tau, \alpha, \bar{A}) t_{gaz}^{0.5} A \frac{1}{\pi} \quad (10.3)$$

avec t_{aero} la transmission de l'atmosphère due aux aérosols, t_{gaz} le spectre en transmission du gaz atmosphérique mesuré par OMEGA, pris en racine carrée, A l'albédo de la surface et $1/\pi$

représente le fait qu'on suppose la surface lambertienne. Des développements ultérieurs pourront remplacer ce dernier terme par une fonction de phase plus réaliste du sol, tenant également compte de l'orientation de la surface.

La transmission totale de l'atmosphère a été simulée en fonction des trois principaux paramètres dont elle dépend (τ , α , k_{gaz}) pour des valeurs typiques de ces paramètres (Fig. 10.4). Il en ressort que l'influence des composantes de l'atmosphère sur son spectre en transmission est double : d'une part la présence du gaz domine la réponse relative, surtout vers 1,44 et 2 μm , où se trouvent des bandes d'absorption caractéristiques de l'hydratation (Tab. 3.2) ; d'autre part les aérosols influent le continuum à travers l'ajout d'une pente spectrale positive, un « rougissement », et une diminution globale de la transmission.

À partir de la relation précédente, il est possible de simuler l'éclairement attendu au niveau du cratère *Jezero* en fonction de l'heure locale, de la période de l'année martienne (le sol depuis le début de la mission) et l'épaisseur optique des aérosols (Fig. 10.5). Cette simulation montre que le flux lumineux à la surface de Mars est supérieur à 300 W/m^2 , flux utilisé pour le dimensionnement d'IRS, toute l'année martienne et la majeure partie de la journée.

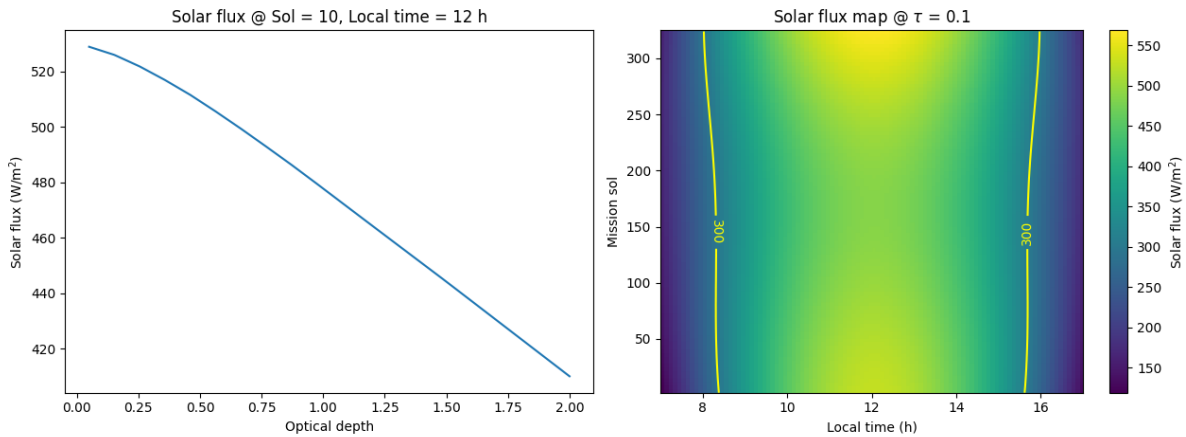


Fig. 10.5 : Simulation du flux solaire attendu dans *Jezero Crater* en fonction de l'épaisseur optique des aérosols (gauche), et de l'heure locale (droite). Le contour correspond aux 300 W/m^2 utilisés pour le dimensionnement d'IRS.

10.2.3 Modélisation de l'instrument : les données de l'étalonnage

10.2.3.1 Les composantes du signal intégré

Traisons à présent l'observation par l'instrument IRS en lui-même. Nous avons précédemment calculé la luminance de la surface, I , à l'aide des modèles de transfert de rayonnement du Soleil à Mars puis à travers l'atmosphère. IRS observe ce rayonnement, contenant les propriétés de la surface, à travers son champ de vue puis le convertit en photocourant *via* sa photodiode. Les résultats de l'étalonnage permettent de réduire la modélisation de la contribution de la scène d'intérêt au signal total à sa simple fonction de transfert instrumentale :

$$i_{sci} = ITF_{fac} \times I^{ITF_{exp}} \times G_{A/ADU} \quad (10.4)$$

où $G_{A/ADU} = 6,26 \text{ fA}/(\text{ADU/s})^7$ est le gain de conversion du photocourant en flux de données numériques. L'émission thermique de la surface de Mars est très faible dans la gamme spectrale d'IRS, elle compte pour environ 10^{-5} du flux de données total à $2,6 \text{ }\mu\text{m}$ et à $T_{Mars} = 0^\circ\text{C}$. Je la négligerai donc dans le bilan des sources de signal. D'autres contributions internes à l'instrument s'ajoutent à i_{sci} : la lumière parasite, i_{stray} , le fond thermique instrumental, i_{BG} , et le courant d'obscurité, i_{DC} . Ces trois composantes du signal ont été modélisées à l'aide des données de l'étalonnage et à partir des propriétés de sous-systèmes de l'instrument.

La lumière parasite est ici considérée comme un résidu du faisceau d'ordre 0 perçu par le détecteur à travers plusieurs réflexions/diffusions à l'intérieur de l'instrument. Elle est donnée par la relation :

$$i_{stray} = k_{stray} S\Omega_{sp} \int_{-\infty}^{+\infty} t_{opt}(\lambda) I(\lambda) S_{det}(\lambda) d\lambda \quad (10.5)$$

avec k_{stray} la fraction du faisceau d'ordre 0 contribuant à la lumière parasite, t_{opt} la transmission des optiques, S_{det} la sensibilité du détecteur (en A/W), et $S\Omega_{sp} = \pi^2 r_{hole}^2 NA^2$ l'étendue optique de l'instrument (r_{hole} est le rayon du trou d'injection de la lumière dans l'instrument et NA son ouverture numérique).

Le fond thermique instrumental, quant à lui, est considéré comme dominé par l'émission du baffle détecteur qui limite son champ de vue aux $1,15 \text{ mrad}$ que nous connaissons. Cet écran n'est pas refroidi par le TEC couplé au détecteur et contribue fortement aux données acquises à travers son émission, assimilée à un corps noir à la température T_{sp} :

$$i_{BG} = \varepsilon_{sp} (2\pi^2 r_{det}^2 - S\Omega_{sp}) \int_{-\infty}^{+\infty} u(\lambda, T_{sp}) S_{det}(\lambda) d\lambda \quad (10.6)$$

où ε_{sp} est l'émissivité du baffle et $r_{det} = 0,5 \text{ mm}$ est le rayon de la surface sensible du détecteur (en bleu sur la figure 10.6 gauche).

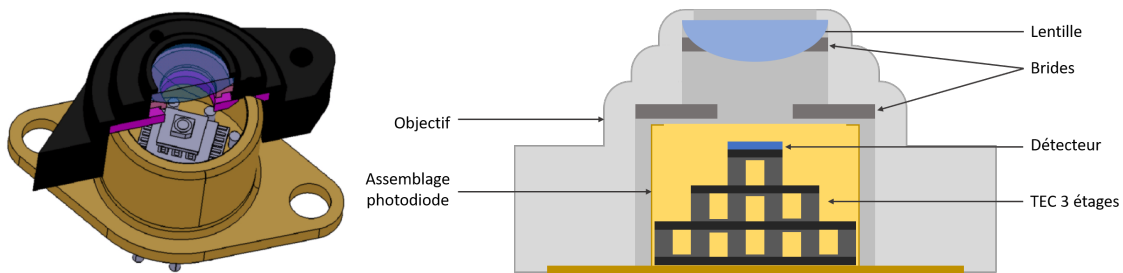


Fig. 10.6 : Gauche : vue CAO de la photodiode 1 avec son barillet optique en coupe (issu du rapport de conception d'IRS : SCAM-21330-LESIA-RP-00352). Droite : schéma en coupe simplifié de l'assemblage de la photodiode 1 et de son barillet optique (la photodiode 2 possède un miroir de renvoi). La surface sensible est représentée par le rectangle bleu surmontant le TEC à trois étages, dont la base est couplée thermiquement à la capsule du détecteur (en doré sur le schéma).

⁷Ce gain est calculé à partir des caractéristiques de la chaîne d'intégration, fournies par le LESIA, à savoir la capacité de l'intégrateur (liée à la taille de la surface photosensible), sa tension de polarisation et la dynamique de l'encodage (16 bits ici). En termes d'électrons, il correspond à un gain d'environ $3,90 \times 10^4 e^-/\text{ADU}$.

Enfin, d'après leur constructeur, le courant d'obscurité des photodiodes suit une loi exponentielle, à deux paramètres r_0 et r_1 :

$$i_{DC} = e^{r_0 T_{ph} + r_1} \quad (10.7)$$

En résumé, le signal intégré lors d'une acquisition se décompose en plusieurs composantes dépendant du temps d'intégration (Fig. 10.7) selon que l'AOTF est alimenté (*Signal*) ou non (*Dark*), auxquelles s'ajoute un *offset* dont le comportement n'est pas modélisé (voir section 9.1.3.3) :

$$Signal = offset + t_{int} (i_{sci} + i_{stray} + i_{BG} + i_{DC}) / G_{A/ADU} \quad (10.8)$$

$$Dark = offset + t_{int} (i_{stray} + i_{BG} + i_{DC}) / G_{A/ADU} \quad (10.9)$$

Ces quatre contributions au photocourant total généré par la photodiode dépendent de 6 paramètres *a priori* inconnus : ITF_{fac} , ITF_{exp} , k_{stray} , ε_{sp} , r_0 , r_1 . L'ensemble de ces paramètres ont été déterminés à partir des données de l'étalonnage (voir sections 9.2.5.2 et 9.1.3.4).

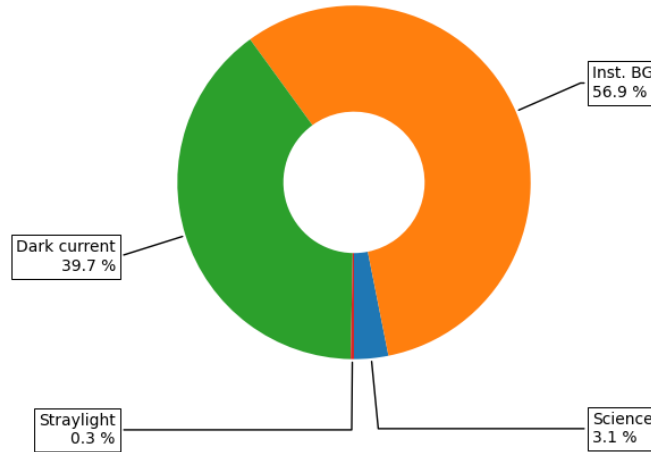


Fig. 10.7 : Répartition du flux de données entre les quatre composantes du signal intégré à $\lambda = 2 \mu\text{m}$, pour une surface d'albédo 0,3 éclairée verticalement, et avec $(T_{sp}, T_{ph}) = (-30, -90)^\circ\text{C}$.

10.2.3.2 Modèle de bruit

Le bruit sur le photocourant délivré par les détecteurs d'IRS comporte plusieurs contributions calculées de la manière suivante :

- Bruits de grenaille : $\sigma_{sci/stray/BG/DC}^2 = 2 e i_{sci/stray/BG/DC} \Delta f$, il s'agit du bruit lié aux signaux photoniques et du courant d'obscurité précédemment décrits. e est la charge élémentaire ;
- Bruit de Johnson : $\sigma_{dyn}^2 = 4 k T_{ph} / R_{load} \Delta f$, ou bruit thermique, est le bruit lié à l'agitation thermique des électrons dans la résistance de charge (R_{load}). k est la constante de Boltzmann et T_{ph} la température du détecteur ;

- Bruit de lecture : $\sigma_{RON}^2 = (20 \times 10^{-15})^2 \Delta f$. Ce bruit représente l'incertitude sur l'intégration du photocourant par la capacité du circuit de lecture. La valeur de $20 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ correspond à sa densité spectrale.

avec $\Delta f = \frac{1}{2t_{int}}$ la bande passante de la mesure. Cette grandeur correspond aux fréquences échantillonnées par la mesure, la convention en électronique étant de ne conserver que les fréquences positives, d'où le facteur 1/2. Le tableau 10.1 suivant donne les densités spectrales typiques des différentes contributions du bruit.

Source	Valeur (fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
σ_{sci}	3,76
σ_{stray}	1,04
σ_{DC}	14,37
σ_{BG}	17,21
σ_{RON}	20,00
σ_{dyn}	25,97

Tab. 10.1 : Densités spectrales des différentes sources de bruit dans les conditions suivantes : $(T_{sp}, T_{ph}) = (-30, -90)^\circ\text{C}$, $A = 0,3$, $\lambda = 2 \mu\text{m}$ et $\alpha = 0^\circ$ (Soleil au zénith). L'écart-type du bruit s'obtient en multipliant ces valeurs par la bande passante de mesure Δf .

Le bruit total d'une mesure avec soustraction du *Dark* est alors obtenu en additionnant les variances exprimées ci-dessus et en tenant compte du nombre d'accumulation N_{acc} . La comparaison de cette modélisation avec les données de l'étalonnage révèle un écart important : le modèle sous-estime le bruit d'un facteur 2,5 et ne parvient pas à reproduire ses variations au cours des mesures (Fig. 10.8).

Les données acquises ne permettent pas de déterminer la ou les composantes du bruit respon-

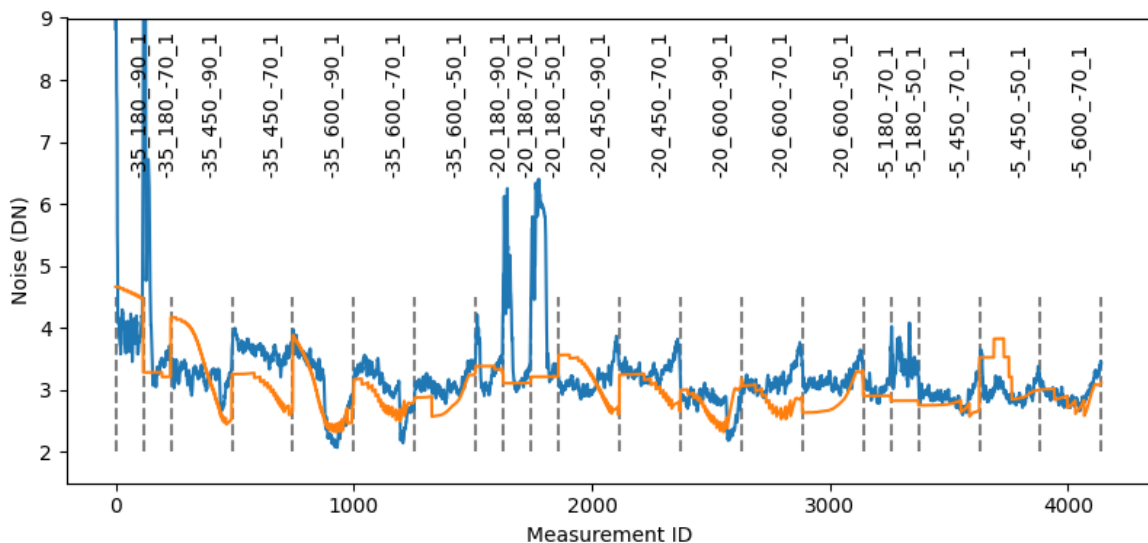


Fig. 10.8 : Comparaison du bruit des mesures de radiométrie (en bleu) et de leur simulation après multiplication par 2,5 (en orange).

sables de cet écart, donc l'approche la plus simple, au premier ordre, est simplement d'augmenter le bruit modélisé :

$$\sigma_{S-D} = 2,5 \times \sqrt{\left(\sigma_{sci}^2 + 2 \sigma_{stray}^2 + 2 \sigma_{BG}^2 + 2 \sigma_{DC}^2 + 2 \sigma_{dyn}^2 + 2 \sigma_{RON}^2\right) \times N_{acc}} \quad (10.10)$$

10.3 Simulations d'observation de scènes minérales martiennes

10.3.1 Critères spectraux et choix des minéraux

La constitution de la scène est faite de manière linéaire (section 3.1.4) à partir d'un substrat composé de plagioclase, de pyroxènes et d'olivines, correspondant à la modélisation de la région entourant *Jezero* avec les données OMEGA (Poulet et al., 2018). À ce substrat sont ajoutées des quantités variables de différents minéraux identifiés autour du cratère : magnésite, nontronite et saponite (Tab. 10.2 et Fig. 10.9). Ces minéraux sont des phyllosilicates de différentes natures, smectites riches en aluminium, en fer/magnésium et un carbonate riche en magnésium. Ils correspondent aux minéraux d'altération aqueuse qui seront recherchés dans le cratère *Jezero* car ils permettront de retracer le passé hydrologique de la région (section 2.2.4). L'enjeu du simulateur est donc de fournir le spectre en réflectance de ces scènes, dans différentes conditions, puis de détecter la présence des signatures minérales à l'aide de critères spectraux. Afin de comparer la réponse des critères spectraux en fonction des concentrations relatives des différents minéraux, les spectres en réflectance de la scène sont normalisés à une valeur constante inférieure à 0,4.

	Minéral	CRISM ID	Abondance ^a
Plagioclase	Labradorite	capl43	60 %
Pyroxène	Augite	c1pp18	16 %
Pyroxène	Pigeonite	c1pp42	9 %
Olivine	Forstérite	c1po50	6 %
Olivine	Fayalite	c1po58	9 %
Carbonate	Magnésite	cacb03	variable
Smectite	Nontronite	cbjb26	variable
Smectite	Saponite	c1sa51	variable

Tab. 10.2 : Liste des minéraux constituant les scènes testées à travers le simulateur d'observation. Le numéro de la banque de données CRISM correspondant à chaque minéral est indiqué pour référence. Les abondances correspondent à la composition de la scène initiale, l'ajout des autres espèces modifiera les concentrations relatives de chaque composé. ^a D'après Poulet et al. (2018).

Pour évaluer la qualité de la détection de bandes d'absorption caractéristiques des espèces minérales, je suis parti de critères spectraux mesurant la profondeur de ces bandes d'absorption relativement au niveau du continuum (inspirés de ceux décrits par Carter (2011)). J'ai ainsi retenu quatre critères pour tracer certaines signatures des minéraux précédemment sélectionnés. Ces critères sont définis dans le tableau suivant (Tab. 10.3).

Les critères spectraux définis ci-dessus sont calculés en prenant la médiane du spectre sur un intervalle spectral. Le nombre de canaux spectraux pris dans la médiane dépend donc de

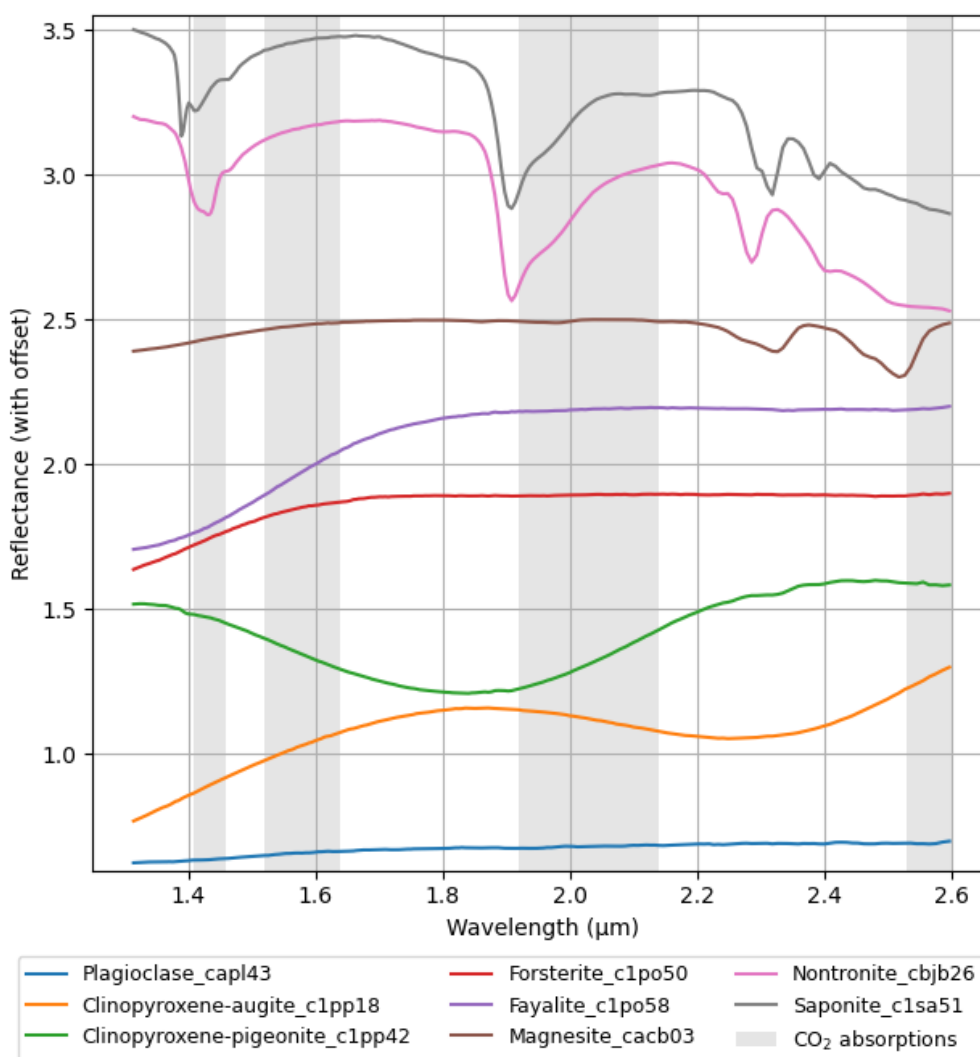


Fig. 10.9 : Spectres en réflectance des minéraux de la banque de données CRISM utilisés pour cette étude. Un décalage vertical est ajouté pour plus de clarté entre les spectres. Les bandes grises en arrière-plan représentent les régions d'absorption du CO₂ atmosphérique.

Hydratation	$BD190 = \left(1 - \frac{R_{1.90-1.94}}{2(R_{1.73-1.85} + R_{2.10-2.16})}\right) \text{SNR}$
Smectites Al, silice hydratée	$BD220 = \left(1 - \frac{R_{2.20-2.25}}{2(R_{2.13-2.17} + R_{2.25-2.29})}\right) \text{SNR}$
Smectites Fe/Mg, chlorites	$BD230 = \left(1 - \frac{R_{2.29-2.33}}{R_{2.15-2.25}}\right) \text{SNR}$
Carbonates, serpentines	$BD250 = \left(1 - \frac{R_{2.45-2.53}}{2(R_{2.37-2.42} + R_{2.58-2.60})}\right) \text{SNR}$

Tab. 10.3 : Critères spectraux utilisés pour identifier et quantifier la présence de certains minéraux. $R_{1.90-1.94}$, par exemple, représente la médiane de la réflectance mesurée entre 1,90 et 1,94 μm . La multiplication par le SNR de la mesure permet de comparer la profondeur de la bande à l'écart-type de bruit. Ainsi, $BD190 = 2$ signifie que la bande à 1,9 μm traduisant l'hydratation est détectée dans le spectre avec une précision de 2σ , donc une confiance de 95,4 %.

la table d'accumulations utilisée. Pour les tests, il s'agit de la table 1 à 100 canaux spectraux (Tab. 8.1), préférée pour les observations. Les critères dépendant également du SNR, il est possible d'amplifier leur réponse en augmentant le nombre d'accumulations N_{acc} des mesures, et donc leur durée totale. J'ai donc choisi de fixer la valeur de l'accumulation à 1 et de considérer que le seuil de détection d'une signature minérale est atteint à 2σ . La durée totale de mesure résultante dépend des conditions thermiques : pour $(T_{sp}, T_{ph}) = (-30, -90)^\circ\text{C}$ et une scène d'albédo 0,3 éclairée verticalement par le Soleil, le temps d'intégration est de 109 ms et la mesure de 100 canaux spectraux prend environ 22,5 s. En revanche, à $(T_{sp}, T_{ph}) = (-10, -90)^\circ\text{C}$, écart de température maximal du TEC, on a $t_{int} = 26$ ms et une durée de mesure de 5,8 s, ce qui permet d'augmenter l'accumulation pour compenser la diminution du SNR.

10.3.2 Observation de scènes minérales

Les scènes minérales que j'étudie ici sont constituées d'une base de minéraux mafiques et plagioclase (Tab. 10.2), à laquelle j'ajoute une quantité variable de carbonate, ou de phyllosilicate, une espèce à la fois, pour simuler l'observation, par exemple, d'une série sédimentaire dans laquelle un minéral peut être localement abondant. L'ensemble des simulations est réalisé à une date correspondant à la deuxième dizaine de sols après l'atterrissage, ce qui est environ la date du début des tests fonctionnels avec SuperCam.

10.3.2.1 Seuils de détection en fonction de T_{sp} et de l'heure locale

L'heure locale et la température de l'instrument sont les deux paramètres variant inévitablement lors des mesures et ils sont de plus corrélés. En effet, l'intensité de l'éclairement de la surface dépend fortement de l'heure de la journée martienne, de même que la température de l'air autour de SuperCam, ce qui influe sur la température de l'instrument en lui-même. De

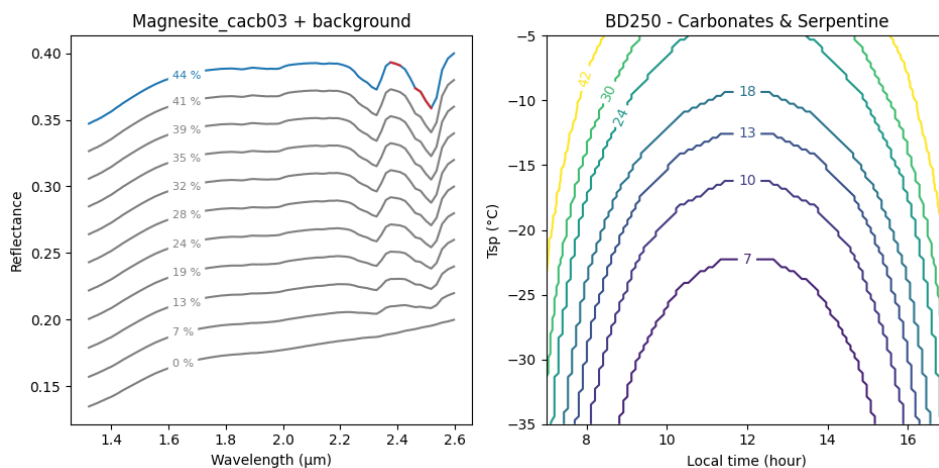


Fig. 10.10 : Gauche : spectres en réflectance de la scène minérale comportant diverses concentrations de magnésite (indiquées sur les courbes). La courbe bleue est à son niveau réel de réflectance alors que les grises sont décalées verticalement pour plus de clarté. Les sections en rouge correspondent aux canaux spectraux utilisés pour le critère BD250. Droite : tracé de l'abondance minimale détectée à 2σ en fonction de la température d'IRS et de l'heure locale. La valeur de l'abondance, en %, est indiquée sur les courbes iso abondances.

plus la température d'IRS dépend de la séquence d'utilisation des autres techniques de Super-Cam. En effet, après une mesure à la LIBS (section 2.2.5), l'importante chauffe du laser peut entraîner une augmentation de T_{sp} jusqu'à une dizaine de degrés. Lors de ces simulations, la température du détecteur est fixée à -90°C et on suppose que la contribution atmosphérique est complètement éliminée des spectres en réflectance. Seule la photodiode 1, nominale, est étudiée ici.

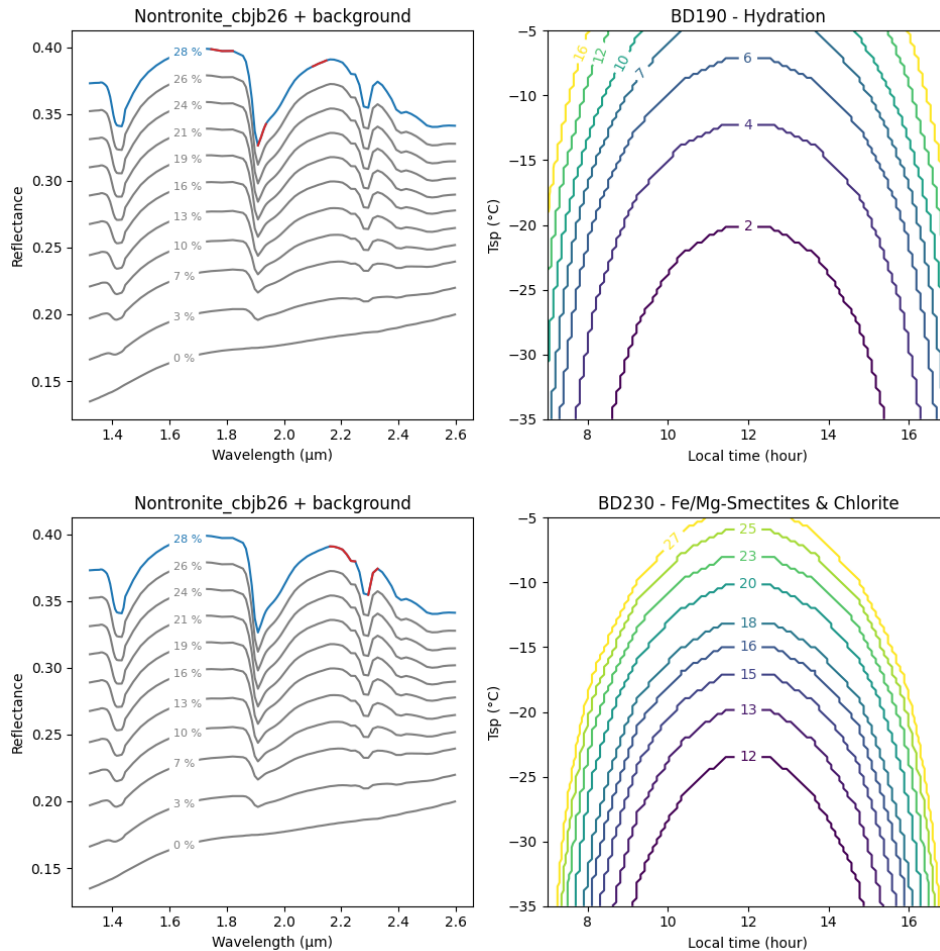


Fig. 10.11 : Réponse des critères spectraux BD190 (ligne du haut) et BD230 (ligne du bas) à une scène minérale comportant une abondance croissante de nontronite, une smectite riche en aluminium et en fer III.

Lors de l'observation d'une scène comportant des carbonates, ici de la magnésite, le seuil de détection est atteint pour une abondance minimale de 7 % dans des conditions froides et lumineuses uniquement, correspondant à une utilisation d'IRS sans mesure LIBS préalable. Mais dès que la température du spectromètre augmente, l'abondance minimale détectable croît rapidement jusqu'à se réduire aux cas de forte concentration en carbonates (Fig. 10.10). Dans cette représentation, par exemple, toutes les scènes comportant plus de 10 % de magnésite présenteront la bande d'absorption à $2,5\ \mu\text{m}$ caractéristique de ce minéral à mieux que 2σ dans une gamme de T_{sp} et d'heure d'observation correspondant à l'intérieur de la région délimitée par l'arc « 10 ». La magnésite est un minéral brillant présentant deux bandes d'absorption intenses dont la détection est possible dans une large fenêtre d'observation et jusqu'à des abondances relativement faibles.

Pour les smectites, deux signatures spectrales caractéristiques peuvent être recherchées : la

bande à 1,9 μm due à la présence d'eau dans l'espace interfoliaire (voir annexe A.2), et les bandes métal – OH à 2,2 (Al) et 2,3 μm (Fe/Mg). Les deux smectites que j'étudie dans le cadre de ces tests sont la nontronite, le pôle ferrique des smectites dioctaédriques (dont les espaces interstitiels sont occupés par des ions Fe^{3+} et Al^{3+}) et la saponite, une smectite riche en Fe^{2+} et Mg^{2+} . Malgré la présence d'aluminium, la nontronite ne possède pas de bande d'absorption à 2,2 μm , mais une bande centrée sur 2,29 μm plus facilement détectée par le critère BD230.

De manière générale, la réponse du critère BD190 traçant la bande d'hydratation est plus forte et permet de détecter des concentrations plus faibles en smectite que le critère BD230 et ce, pour la nontronite comme pour la saponite (Fig. 10.11 et 10.12). Cependant, la présence du CO_2 dans l'atmosphère de Mars introduit des bandes d'absorption importantes, notamment à 1,4 et 2 μm , pouvant perturber le calcul du critère BD190 (Fig. 10.9), comme nous le verrons plus loin. Ainsi, à l'aide du critère BD230, les concentrations minimales détectables pour la saponite et la nontronite sont respectivement de 5 % et 12 %, contre 2 % en se concentrant sur la bande d'hydratation à 1,9 μm .

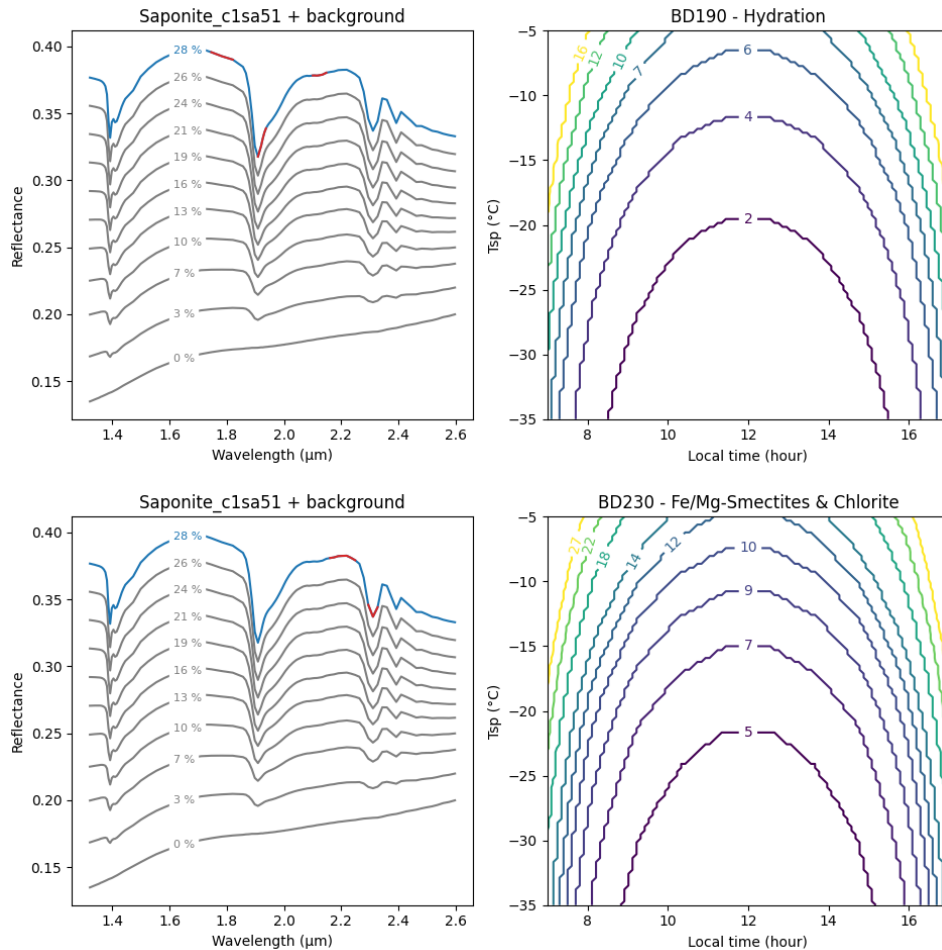


Fig. 10.12 : Réponse des critères spectraux BD190 (ligne du haut) et BD230 (ligne du bas) à une scène minérale comportant une abondance croissante de saponite, une smectite riche en Fer II et en magnésium.

En résumé, les performances d'IRS permettent de détecter des concentrations minimales de quelques pour cent à une dizaine de pour cent des minéraux qui nous intéressent dans le cratère *Jezero*. De plus, les tests effectués ici se limitaient au cas où les acquisitions ne sont pas accumulées. Il est donc possible d'abaisser les seuils de détection en augmentant N_{acc} , au

détriment de la durée totale de la mesure (environ 23 s à $T_{sp} = -30^{\circ}\text{C}$ et 6 s à -10°C pour $N_{acc} = 1$).

10.3.2.2 L'influence de T_{ph}

Le point de fonctionnement de la régulation thermique des détecteurs contrôle directement l'intensité du courant d'obscurité lors de l'intégration. Nous avons vu (Fig. 10.7) que même à la plus basse température autorisée par le TEC, $T_{ph} = -90^{\circ}\text{C}$, ce signal représente près de 40 % du photocourant total émis par le détecteur, ce qui en fait une source importante de bruit et de réduction de la dynamique accessible. La puissance du TEC permet de réguler la température de la photodiode de travail à 80°C en dessous de la température du reste de l'instrument, le minimum est donc accessible jusqu'à $T_{sp} = -10^{\circ}\text{C}$. Mais en cas de limitation de cette puissance de refroidissement, T_{ph} pourrait se retrouver être plus élevée et dégrader les performances d'IRS.

Ceci se retrouve dans l'abondance minimale détectable par le spectromètre : une augmentation de la température de la photodiode conduit à une augmentation du bruit des mesures et donc à une diminution du SNR. Ainsi, la figure 10.13 montre que pour $T_{sp} = -30^{\circ}\text{C}$ et à midi solaire, une température du détecteur plus élevée entraîne une forte augmentation de la fraction minimale détectable de magnésite, passant de 7 % à -90°C , à 17 % à -70°C par exemple.

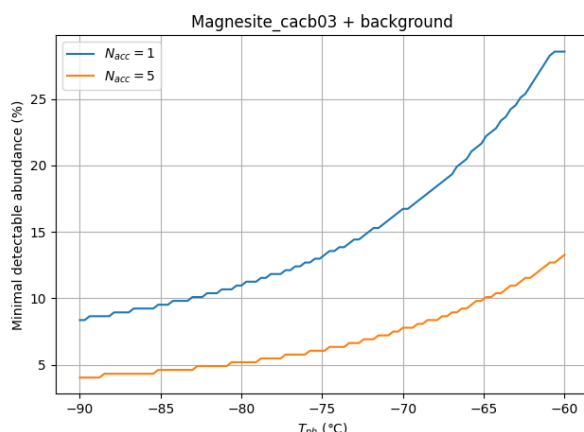


Fig. 10.13 : Abondance minimale détectable de la magnésite, à l'aide du critère BD250, en fonction de la température de la photodiode, pour $T_{sp} = -30^{\circ}\text{C}$ et à midi solaire. Deux valeurs de l'accumulation sont représentées : $N_{acc} = 1$ en bleu et $N_{acc} = 5$ en orange.

Cependant il est possible de compenser cette diminution du SNR en augmentant le nombre d'accumulation (Fig. 10.13 courbe orange). Par exemple, la limite de détection de 7 % atteinte à -90°C et $N_{acc} = 1$ est accessible à -68°C et $N_{acc} = 5$. L'augmentation du nombre d'accumulation se fait cependant au détriment du temps total de mesure (Fig. 10.14).

10.3.2.3 L'influence de l'atmosphère

L'atmosphère a influé de deux manières sur la lumière collectée par IRS : la présence des aérosols diminue sa transmission générale ce qui diminue le SNR des mesures tandis que la présence du CO_2 et de l'eau conduit à l'apparition de bandes d'absorption en plusieurs endroits de la gamme spectrale. Ce dernier effet est dans la pratique corrigé à partir de spectres de référence des gaz atmosphériques martiens, mais on peut s'intéresser aux conséquences d'une

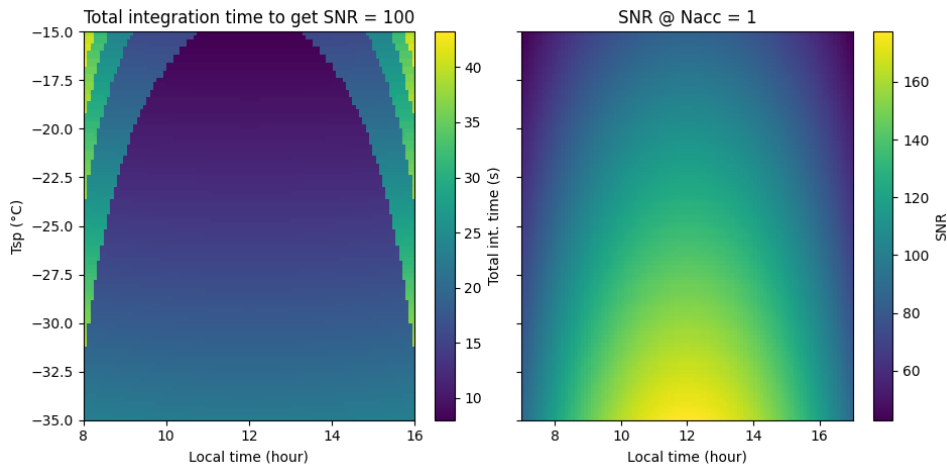


Fig. 10.14 : Gauche : temps d'intégration nécessaire pour obtenir un SNR moyen de 100 (ajustement de N_{acc}) sur une scène ayant un albédo de 0,3, à $T_{ph} = -90^{\circ}\text{C}$. Droite : SNR moyen de la même mesure, mais où $N_{acc} = 1$.

incomplète correction de l'absorption par ces gaz sur les mesures. L'erreur sur la correction des gaz atmosphériques est représentée par la division par t_{gaz} élevé à une puissance comprise entre $-0,2$ et $0,2$ (on suppose ici que la contribution des aérosols est correctement éliminée).

Lors de la modélisation du transfert radiatif entre le Soleil et l'instrument, l'absorption du gaz intervient à deux niveaux : dans l'éclairement de la surface à travers l'atmosphère, et entre l'instrument et la scène qu'il observe. Seule cette première contribution est pour le moment prise en compte par le simulateur d'observations, la deuxième dépendant de la distance entre SuperCam et la scène, négligeable au pied du rover, et certainement sensible lors de l'observation des bords du cratère à plusieurs centaines de mètres par exemple.

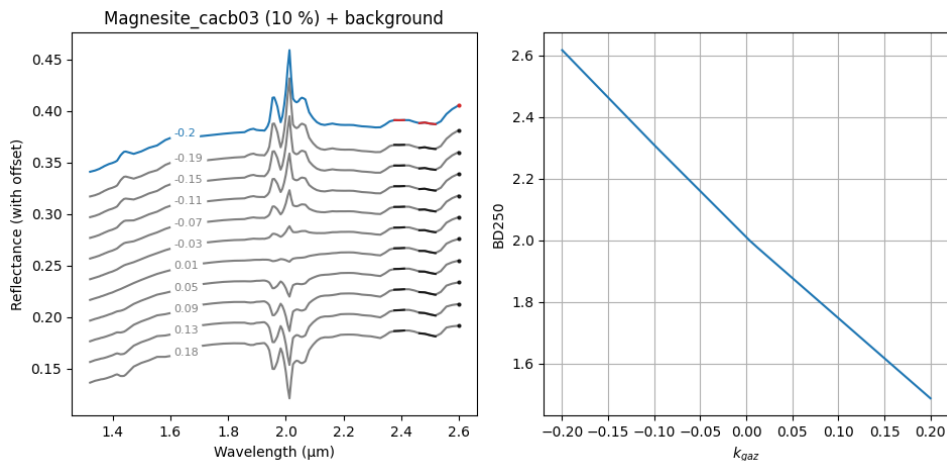


Fig. 10.15 : Gauche : spectre en réflectance de la scène minérale avec 10 % de magnésite, pour différentes valeurs de k_{gaz} , à $(T_{sp}, T_{ph}) = (-20, -90)^{\circ}\text{C}$. Les canaux spectraux utilisés dans le calcul du critère spectral BD250 sont indiqués en rouge et en noir. Droite : valeur du critère BD250 en fonction de k_{gaz} .

Dans le cas de l'observation d'une scène comportant environ 10 % de carbonate, ici la magnésite, la présence des bandes d'absorption de l'atmosphère a pour effet de diminuer la valeur de la réflectance à $2,6 \mu\text{m}$ (à cause de la vapeur d'eau) et donc conduit à une sous-estimation

de la valeur du critère BD250, sensible à la bande à 2,5 μm des carbonates (Fig. 10.15). Dans les conditions choisies ici, $(T_{sp}, T_{ph}) = (-20, -90)^\circ\text{C}$, la magnésite est à la limite de détection ($\text{BD250} \approx 2$), mais la présence du gaz peut conduire à une surestimation de sa présence (exposants négatifs) voire diminuer encore la réponse du critère, conduisant ainsi à un potentiel biais d'identification.

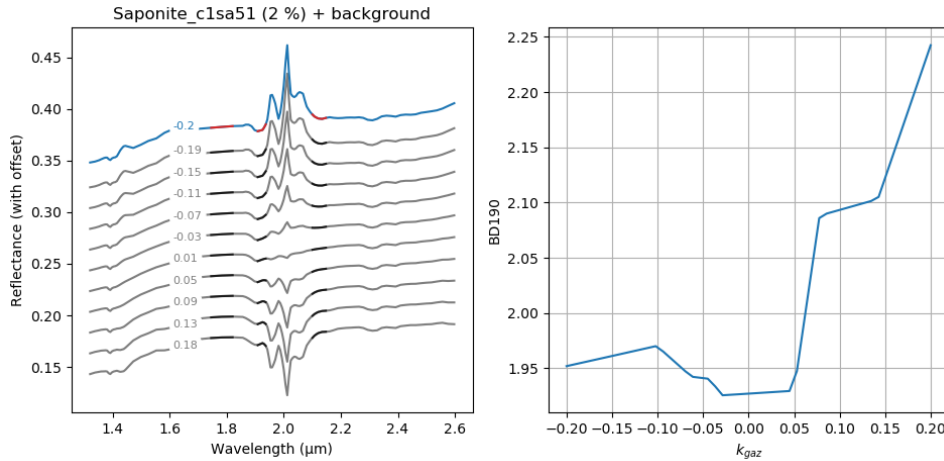


Fig. 10.16 : Gauche : spectre en réflectance de la scène minérale avec 2 % de saponite, pour différentes valeurs de k_{gaz} , à $(T_{sp}, T_{ph}) = (-20, -90)^\circ\text{C}$. Les canaux spectraux utilisés dans le calcul du critère spectral BD190 sont indiqués en rouge et en noir. Droite : valeur du critère BD190 en fonction de k_{gaz} .

Inversement, pour l'observation d'une scène comportant un minéral hydraté en faible concentration, de la saponite à 2 %, les bandes du CO_2 et de l'eau vers 1,9 et 2 μm peuvent augmenter la réponse du critère BD190 et conduire à une détection positive (Fig. 10.16). La caractérisation de l'atmosphère pour en éliminer la contribution aux mesures est donc une étape importante pour abaisser les seuils de détection d'IRS et tirer pleinement parti de sa sensibilité.

10.4 Conclusion de l'étude du simulateur

Dans l'état actuel de son développement, le simulateur d'observations parvient à modéliser l'observation d'une scène minérale éclairée de façon réaliste (sections 10.2.1 et 10.2.2), au premier ordre, en mimant au plus près le fonctionnement de l'instrument. Grâce à l'utilisation des résultats de l'étalonnage radiométrique de SuperCam, les mesures ainsi simulées ont un niveau de signal et un SNR représentatifs du fonctionnement réel d'IRS (section 10.2.3), nous permettant d'estimer le seuil de détection de plusieurs composés d'intérêt attendus dans le cratère *Jezero*, dans différentes conditions d'observation (section 10.3.2).

Plusieurs voies de perfectionnement du modèle sont envisageables pour améliorer sa fidélité aux mesures et affiner la détermination des paramètres optimaux pour identifier des mélanges sans ambiguïté. Ces voies sont par exemple l'incorporation d'un modèle de mélange non linéaire qui prendrait mieux en compte l'observation des mélanges intimes de minéraux, un modèle atmosphérique plus précis, notamment dans le traitement de l'absorption des gaz à partir de la pression atmosphérique et non de manière corrective, la prise en compte de l'inclinaison de la scène, en augmentant le degré de paramétrisation de l'observation, afin de davantage anticiper le besoin en mouvement du rover, ajouter un modèle de phase non lambertien, ou encore une modélisation de l'observation dans l'ombre du rover ou des trous de collecte d'échantillon.

Conclusion et perspectives

L'obtention de données scientifiques de qualité, nécessaires au tracé de l'histoire géologique des surfaces planétaires, passe obligatoirement par le développement d'instruments performants et leur caractérisation rigoureuse. Il s'agit du cœur de ma thèse : comment, à travers les étapes du développement instrumental, aboutir à des données scientifiques précises et non biaisées ? J'ai ainsi eu l'occasion de m'intéresser profondément à deux aspects de ce développement : la caractérisation des performances instrumentales lors d'une campagne de R&T, et l'étalonnage final de l'instrument de vol en vue de réduire les données expérimentales en grandeurs physiques haut niveau.

La campagne de R&T ExoCam a pour objectif d'augmenter le niveau de maturité de la spectro-imagerie à AOTF en démontrant que ce type d'instrument atteint des performances sur table compatibles avec les attentes d'un instrument spatial. Après avoir développé un banc opto-mécanique en accord avec les objectifs scientifiques de la campagne de R&T, j'ai réalisé une série de tests visant à caractériser quantitativement les propriétés spectrales, géométriques et radiométriques du concept.

D'un point de vue spectral, l'AOTF exploite la diffraction acousto-optique pour produire un faisceau monochromatique qu'on observe ensuite avec un détecteur. Ce faisceau a un spectre gaussien, en première approximation, dont la largeur à mi-hauteur découle directement de la longueur du cristal, 20 cm^{-1} dans le cas d'ExoCam. Une telle largeur spectrale est amplement suffisante pour étudier les espèces minérales et organiques composant les surfaces planétaires. De par son pilotage électrique, l'AOTF peut sélectionner n'importe quelle longueur d'onde dans sa gamme spectrale avec une grande souplesse puisque son point de fonctionnement peut être réglé arbitrairement, contrairement au spectromètre à réseau. La relation entre la longueur d'onde extraite par l'AOTF et la fréquence du signal électrique le pilotant est stable dans le champ de vue et peut être étalonnée avec une précision meilleure que 2 nm sur l'ensemble de la gamme spectrale d'ExoCam ($0,95 - 3,6 \mu\text{m}$). La puissance du signal RF alimentant l'AOTF est de même un paramètre important de modulation de l'efficacité de la diffraction : plus la puissance injectée est importante, plus le faisceau diffracté est intense mais à partir d'un certain seuil, dépendant de la longueur d'onde, sa largeur spectrale augmente (effet de saturation de la fonction de transfert spectrale). Cette caractéristique a été peu étudiée au cours de ma thèse par manque de matériels, une étude plus approfondie de cette propriété est cependant nécessaire pour déduire la manière optimale de piloter l'AOTF. La puissance du signal radiofréquence injecté dans l'AOTF contribue également à son échauffement, ce qui a un impact sur l'uniformité du champ diffracté. Cet effet peut néanmoins être étalonné ou minimisé par une régulation thermique efficace à quelques dixièmes de degrés près.

Les caractéristiques géométriques, quant à elles, concernent ce qui a trait à la qualité image du faisceau diffracté et son analyse par le détecteur matriciel. Les tests que j'ai effectués montrent que la diffraction acousto-optique introduit une modulation de l'intensité diffractée due au motif du champ acoustique traversant le cristal, mais que celui-ci s'élimine efficacement par étalonnage. De plus, la qualité d'image générale ne contient pas d'aberration géométrique notable et permet d'atteindre la résolution spatiale limite de l'instrument (limite de diffraction ou de quantification suivant ce qui est atteint en premier). Enfin, la lumière parasite, provenant notamment des

sources lumineuses en dehors du champ de vue de l'instrument, présente un excellent taux de réjection, de l'ordre de 10^{-5} .

La radiométrie est l'étude de la réponse instrumentale en fonction du stimulus lumineux à son entrée. La sensibilité dépend non seulement de l'ouverture de l'instrument mais aussi de sa transmission générale. Dans l'état actuel du savoir faire sur les AOTF, la taille des cristaux est limitée à quelques dizaines de millimètres d'ouverture, ce qui limite également la taille de l'ouverture et du plan focal des spectromètres qui les exploitent. Néanmoins, à ouverture instrumentale égale, un spectromètre équipé d'un AOTF sera plus lumineux qu'un instrument exploitant un réseau en raison de l'absence de fente d'entrée et d'une efficacité de diffraction supérieure. Afin de caractériser la réponse radiométrique du banc de R&T, j'ai réalisé une série de mesures sur un corps noir de référence. Les résultats m'ont permis de déterminer un modèle de fonction de transfert instrumentale simple, utilisable lors de l'étalonnage radiométrique d'un futur instrument de vol. J'ai également montré que dans les conditions ambiantes du laboratoire, les mesures présentent un rapport signal sur bruit compris entre 70 et 95, ce qui est remarquable compte tenu du fort fond thermique induit par les conditions de mesure sur le banc. Lors de tests sur des scènes composées de roches naturelles, ces performances radiométriques m'ont permis d'identifier les signatures spectrales des principaux minéraux les composant (sulfates, carbonates, bandes d'hydratation des phyllosilicates, etc.).

Enfin, à partir des résultats de ces tests de caractérisation du concept ExoCam, j'ai poursuivi le développement du modèle radiométrique de l'instrument, ce qui m'a permis d'extrapoler ses performances au cas d'un vol spatial, avec pour exemple d'application la caractérisation de la surface de Phobos lors de la mission japonaise MMX. J'ai ainsi pu évaluer le temps typique nécessaire à la réalisation d'un cube hyperspectral, ainsi que la qualité de ses données. Le modèle m'a aussi aidé dans la conception d'un illuminateur embarqué, éclairant la surface dans l'ombre du satellite lors des opérations au sol, qui fait le compromis entre la qualité des données produites et les contraintes satellite en termes de puissance et d'énergie disponibles. Cette étude préliminaire pourra être reprise en cas de sélection du concept ExoCam par une mission spatiale.

En résumé, les résultats de la campagne R&T ExoCam montrent que la technologie AOTF permet de construire des spectro-imageurs performants et compacts satisfaisant les spécifications scientifiques d'une mission orbitale. Il faut toutefois garder à l'esprit que le principe même d'un spectro-imageur à AOTF est de réaliser un cube hyperspectral (x, y, λ) en acquérant successivement des images (x, y) à des longueurs d'onde différentes. Pour une application à une mission orbitale, pour laquelle le satellite est continuellement en mouvement par rapport à la surface, la continuité spectrale du cube s'obtient alors en compensant le défilement de la scène (la compensation *along track*), ce qui pose alors le problème de la précision de ce suivi et sa correction en cas de décalage. Il s'agit d'une différence majeure avec les spectromètres à réseau pour lesquels le défilement permet justement de constituer le cube spectral (acquisition *push broom*). En revanche, dans le cas d'une opération sur un lander ou un rover, le problème du défilement ne se pose plus et la compacité offerte par cette technologie est un argument supplémentaire en faveur des AOTF. La spectroscopie à AOTF ne se présente donc pas comme une amélioration de celle à réseau mais bien comme une offre parallèle permettant d'équiper les missions *in situ* en instruments compacts et performants.

Deuxième volet de ma thèse, et étape toute aussi importante du développement instrumental, l'étalonnage radiométrique d'IRS/SuperCam a consisté en la détermination de sa fonction de transfert instrumentale (abrégée en ITF) sur l'ensemble de sa gamme spectrale (1,3 – 2,6 μm). IRS tient une place importante dans la charge scientifique du rover *Perseverance* car il s'agira du premier spectromètre proche-infrarouge opérant depuis la surface de Mars. Cette technique d'observation des surfaces planétaires est un outil-clé permettant d'accéder à leur composition en termes de minéraux, de glaces, de phases d'altération et de matière organique, et ainsi retracer

leur passé géologique et géochimique, en particulier dans le cratère *Jezero*, site d'atterrissage sélectionné pour le rover. Datant du Noachien et situé entre le bassin d'*Isidis* à l'est, et *Syrtis Major* à l'ouest, ce cratère présente une importante richesse minéralogique et géomorphologique. Les instruments OMEGA et CRISM y ont ainsi mis en évidence les signatures spectrales proche-infrarouge de plusieurs phyllosilicates, notamment des smectites riches en fer et en magnésium, de même que de carbonates riches en magnésium et des olivines intermédiaires. D'un point de vue structurel, la cratère présente deux deltas fluviaux au nord et à l'ouest sillonnés de vallées encaissées et inversées, un important dépôt de carbonates sur son bord ouest et se trouve au cœur d'un réseau hydrographique plus vaste l'ayant probablement alimenté en eau. Ces indices morphologiques suggèrent que *Jezero Crater* a connu une évolution complexe lors de sa période d'activité hydrologique, dont la nature et la distribution des minéraux auraient conservé la mémoire. Le site est tout aussi intéressant d'un point de vue astrobiologique, l'environnement lacustre de faible profondeur étant propice à la formation de structures biogéniques, comme les stromatolithes, et de fossiles que les dépôts carbonatés seraient susceptibles de conserver, par analogie avec ce qu'on observe sur Terre. La présence d'IRS au sol de Mars permettra donc de corroborer les observations orbitales, ajouter une nouvelle échelle d'analyse et ainsi comparer les contextes des détections entre le sol et l'orbite, entre l'échelle locale et régionale.

Deux versions de l'instrument IRS ont ainsi été étalonnées : le modèle de qualification (EQM) et le modèle de vol (FM). Après plusieurs mois consacrés à la préparation de l'étalonnage, à travers l'établissement des séquences de mesures optimisées en fonction des contraintes techniques, calendaires et du budget d'erreur, et la validation du banc de tests, l'étalonnage proprement dit s'est tenu au LESIA pendant une semaine pour chaque modèle d'IRS. Les données acquises furent suffisantes pour caractériser complètement la voie nominale de l'instrument, mais pas la voie redondante, en raison d'un allongement significatif et imprévu de la durée des mesures lors de la campagne d'étalonnage et de la pression calendaire très forte sur le projet. Cette dernière devra faire l'objet d'une campagne de mesures dédiée sur Mars en cas de besoin.

IRS présente ainsi une linéarité en fonction du temps d'intégration meilleure que 0,1 % et une réponse au flux lumineux sous la forme d'une loi de puissance, caractérisée avec une précision de 20 % ce qui est acceptable compte tenu de son caractère inattendu et du manque de mesures. Afin d'extraire l'ITF des données, j'ai développé un algorithme basé sur une méthode MCMC déterminant la valeur de chaque paramètre de l'ITF ainsi que son incertitude. Cet algorithme polyvalent a été utilisé en plusieurs autres occasions lors de ma thèse. De cette manière, j'ai déterminé les paramètres de l'ITF de la photodiode 1, nominale, avec une précision compatible avec le budget d'erreur (14 % pour la radiométrie absolue, 0,8 % pour la réponse relative).

Les résultats de l'étalonnage m'ont permis de développer un simulateur d'observations infrarouge pour les opérations à la surface de Mars. Ce simulateur contient un modèle d'éphémérides et de diffusion atmosphérique calculant l'illumination solaire à la surface du cratère *Jezero*, et un modèle instrumental d'IRS donnant la mesure de réflectance d'une scène composée d'un mélange de minéraux identifiés dans le cratère. J'ai ainsi testé différents mélanges de nature et d'abondance variables afin d'évaluer les seuils de sensibilité de l'instrument à l'aide de critères spectraux. IRS apparaît capable d'identifier les signatures proche-infrarouge de l'hydratation, des carbonates et des smectites jusqu'à des abondances de quelques pourcents dans les meilleures conditions. Ces résultats sont encore préliminaires compte tenu du niveau de maturité du simulateur. Plusieurs voies de perfectionnement sont envisageables pour en faire un outil d'optimisation des opérations, comme par exemple un modèle de mélange non-linéaire, un modèle d'absorption des gaz atmosphériques, ou encore un modèle de phase non lambertien de la surface.

Annexes

Éléments de cristallographie



A.1 Les silicates	259
A.2 Les phyllosilicates	260

A.1 Les silicates

La famille minérale la plus abondante à la surface des planètes du Système solaire interne est celle des silicates, des minéraux dont le constituant élémentaire est la silice, SiO_2 , assemblée en tétraèdres SiO_3^{2-} dans les cristaux (le quatrième ion oxyde, O^{2-} , est partagé avec les autres tétraèdres). Ces molécules ioniques se combinent sous différentes variétés allotropiques cristallines (c'est-à-dire que la géométrie de la maille change, mais pas la composition du cristal) ou amorphes, pures ou combinées avec d'autres oxydes métalliques, avec présence ou absence d'ions dans les sites interstitiels, pour former une grande variété de minéraux.

Plusieurs sous-familles de cristaux sont ainsi distinguées suivant leur structure cristalline. J'en présente quelques-unes parmi les plus représentées sur Mars dans les paragraphes suivants. Les inosilicates forment la famille des pyroxènes et des amphiboles, les tétraèdres SiO_3^{2-} sont organisés en chaîne partageant deux sommets sur les quatre. Les chaînes sont reliées entre elles par des cations métalliques dont la nature permet de distinguer les différentes espèces minérales : Mg^{2+} pour l'enstatite, Mg^{2+} et Ca^{2+} mélangés pour la diopside, par exemple. Les pyroxènes se distinguent également par l'agencement général de leurs chaînes : les clinopyroxènes ont une maille élémentaire hexagonale alors que les orthopyroxènes ont une maille rectangulaire. Dans le cas des amphiboles, les chaînes sont liées deux à deux sous la forme d'un ruban.

Chez les néosilicates, les tétraèdres ne sont pas liés entre eux, mais séparés par des cations métalliques autres que le silicium. Il s'agit de la famille dont font partie les olivines. Ces minéraux cristallisent suivant un continuum de compositions entre deux pôles cristallins miscibles : la forstérite pour laquelle les cations sont des ions Mg^{2+} et la fayalite pour le Fe^{2+}

Les tectosilicates atteignent le degré maximal de coordination, tous les ions O^{2-} sont liés à deux ions Si^{4+} . On y compte la forme pure, le quartz α , ainsi que de nombreux autres minéraux différant par le remplacement de certains ions Si^{4+} par un autre métal (aluminium chez les feldspaths par exemple) ou par la nature des ions interstitiels (sodium ou calcium chez les plagioclases).

Enfin, les phyllosilicates forment une famille particulière pour laquelle les tétraèdres sont liés entre eux par trois sommets sur quatre, le quatrième étant lié à une couche d'ions hydroxyde HO^- . Ils adoptent donc une structure générale en feuillets dont l'agencement permet d'en distinguer les sous-familles (voir section suivante).

A.2 Les phyllosilicates

À l'échelle microscopique, les phyllosilicates sont constitués de feuillets de charge globalement négative à nulle séparés par des cations métalliques de nature variable selon la charge des feuillets. Les feuillets en eux-mêmes sont composés de deux types de couches : les couches tétraédriques « T » et les couches octaédriques « O ». Les couches T sont constituées d'un assemblage de paires de tétraèdres $\text{Si}_2\text{O}_5^{2-}$, reliées entre elles par les atomes d'oxygène, les tétraèdres pointant tous dans la même direction (l'oxygène libre est appelé apical). Ces assemblages pavent le plan avec des hexagones réguliers dont les centres sont occupés par des anions hydroxyde HO^- . Nous obtenons donc du côté apical de la couche T un réseau hexagonal d'ions oxyde O^{2-} avec des ions HO^- au centre. Des cations peuvent alors prendre place en face de ce réseau chargé négativement et former une couche O. Suivant la coordinence des cations, ils peuvent soit occuper les 3 sites octaédriques disponibles, ions doublement chargés, Fe^{2+} et Mg^{2+} , formant ainsi un plan O trioctaédrique, soit occuper un site sur deux, pour les ions triplement chargés, Fe^{3+} et Al^{3+} , le plan O est dioctaédrique.

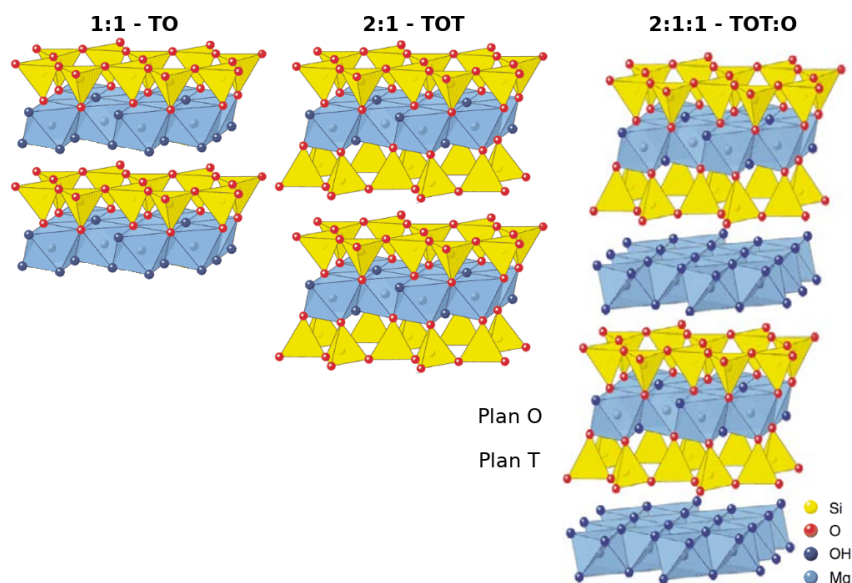


Fig. A.1 : Schéma des trois types de feuillets chez les phyllosilicates, dans le cas d'un plan O trioctaédrique.

On distingue ainsi trois grandes familles de phyllosilicates, suivant la nature de leurs feuillets. Les phyllosilicates de type 1:1 sont constitués de feuillets TO, les 2:1 de feuillets TOT et les 2:1:1 de feuillets TOT:O (Fig. A.1), c'est-à-dire de plans TOT liés et d'un espace interfoliaire dans lequel se trouve un plan O (pour les chlorites uniquement, Fig. A.2). Dans ces familles, les sous-familles diffèrent par leur type de couche O (di ou trioctaédrique) et par la composition de leur espace interfoliaire (Fig. A.2). La cohésion interne du feuillet est assurée par des liaisons partiellement covalentes, plus fortes que les liaisons de Van der Waals de l'espace interfoliaire, c'est pourquoi les argiles ont un aspect feuilleté et friable. L'espace interfoliaire dépend de la charge électrique résiduelle du feuillet, plus cette charge est élevée, plus l'espace interfoliaire attirera des ions fortement chargés. Les argiles à feuillets faiblement chargés (smectites et vermiculites) peuvent être expansibles, elles peuvent absorber l'eau dans leur espace interfoliaire. Ce phénomène est important car il peut pratiquement doubler le volume de la roche. Enfin, le plan T n'est pas nécessairement uniquement composé d'édifices SiO_4 , il existe des substitutions, dites isomorphiques, d'un ion Si^{4+} par un ion Al^{3+} (le plus courant) ou Fe^{3+} .

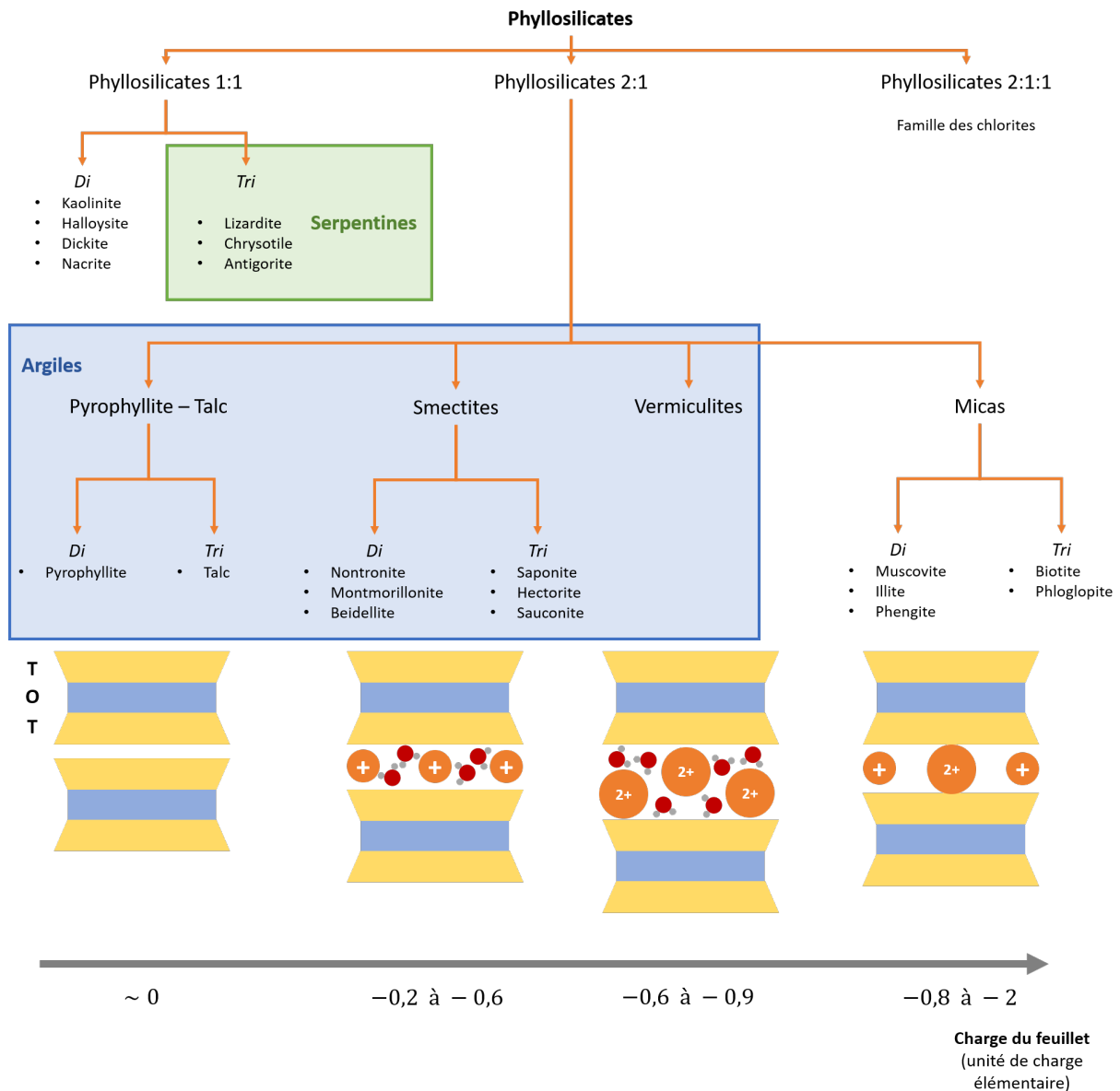


Fig. A.2 : Classification des différentes familles de phyllosilicates avec quelques exemples d'espèces minérales représentatives. Il existe trois niveaux de classification des phyllosilicates : (1) le type de combinaison de plans dans les feuillets (1:1, 2:1 ou 2:1:1), (2) la charge anionique résiduelle du feuillet, qui conditionne la nature de l'espace interfoliaire et (3) le taux d'occupation des sites octaédriques des plans O (di ou tri). La différence entre les sous-familles de phyllosilicates 2:1 est due à la charge du feuillet (bas de la figure), qui conditionne la nature des ions occupant l'espace interfoliaire. Chez le talc et la pyrophyllite, cet espace est vide alors que pour les smectites et les vermiculites, il est occupé par des cations hydratés (respectivement chargés une et deux fois). Enfin les micas ne contiennent pas d'eau dans leur espace interfoliaire.

Liste des publications

B.1 Publications dans des revues à comité de relecture	263
B.2 Abstracts de conférences internationales	263
B.3 Rapports de projets	263

B.1 Publications dans des revues à comité de relecture

- Royer, C., Poulet, F., Reess, J.-M., et al. 2020. Pre-Launch Radiometric Calibration of the Infrared Spectrometer Onboard SuperCam for the Mars2020 Rover, *Review of Scientific Instruments*, 91, 063105

B.2 Abstracts de conférences internationales

- Royer, C. R., Bibring, J.-P., Hamm, V. H., et al. 2019b. The MacrOmega Instrument On-Board MMX, an Ultra-Compact NIR Hyperspectral Imager Based on AOTF Technology : Preliminary Tests on a Breadboard, *LPI Contributions*, 50, 250137, **Poster**
- Royer, C., Poulet, F., Reess, J.-M., et al. 2019a. Preparing the Infrared Observations on Mars Surface : Calibration of the Infrared Spectrometer of SuperCam/Mars2020, *9th International Conference on Mars*, 2089, 6310, **Poster**
- Royer, C., Poulet, F., Reess, J.-M., et al. 2020. The Calibration of the Infrared Spectrometer of SuperCam/Mars2020 : Results and Prediction of the Future Performance on Mars, *LPI Contributions*, 51, 1868, **Poster**

B.3 Rapports de projets

- SCAM-21330-LESIA-TN-01203 : Calibration setup - Design and validation
- SCAM-21330-LESIA-PR-01204 : IRS/EQM Calibration plan and procedures
- SCAM-21330-LESIA-TR-01549 : IRS/EQM Calibration report
- SCAM-21330-LESIA-PR-01882 : IRS/FM Calibration plan and procedures
- SCAM-21330-LESIA-PR-01882 : IRS/FM2 Calibration plan and procedures
- SCAM-21330-IAS-TR-02709 : IRS/FM2 Calibration report
- Bilan de la R&T ExoCam (fourni au CNES et accompagné d'une présentation orale)

Pre-launch radiometric calibration of the infrared spectrometer onboard SuperCam for the Mars2020 rover

Cite as: Rev. Sci. Instrum. 91, 063105 (2020); doi: 10.1063/1.5145390

Submitted: 17 January 2020 • Accepted: 1 June 2020 •

Published Online: 30 June 2020













View Online



Export Citation



CrossMark

Clément Royer,^{1,a)}  F. Poulet,¹  J.-M. Reess,²  C. Pilorget,¹  V. Hamm,¹ T. Fouchet,²  S. Maurice,³  O. Forni,³  P. Bernardi,² F. Montmessin,⁴  L. Lapauw,⁴ J. Parisot,² M. Bonafous,² O. Casnault,³  and R. C. Wiens⁵ 

AFFILIATIONS

¹Université Paris-Saclay, CNRS, Institut d'Astrophysique Spatiale, 91405 Orsay, France

²LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

³Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, CNRS, UMR 5277, 31400 Toulouse, France

⁴LATMOS/IPSL, UVSQ Université Paris-Saclay, Sorbonne Université, CNRS, Guyancourt, France

⁵Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed: clement.royer@ias.u-psud.fr

ABSTRACT

Near-infrared spectroscopy has become a well-known remote sensing technique for the surface characterization of planetary objects. Among them, Mars was observed in the past by three imaging spectrometers from orbit. The Infrared Spectrometer/SuperCam instrument performs near-infrared spectroscopy from the martian surface for the first time, with a 1.15 mrad field of view, in the 1.3 μm –2.6 μm range, enabling the identification of a variety of mafic and altered minerals. Before integration aboard the rover, the spectrometer underwent a calibration campaign. Here, we report the radiometric and linearity responses of the instrument, including the optical and thermal setups used to perform them over its nominal range of operations, in terms of instrument detector temperatures and spectral range. These responses were constrained by accuracy requirements (20% in absolute radiometry, 1% in relative). The derived instrument transfer function fits within these requirements (<15% in absolute and <0.8% in relative) and shall be used to calculate the expected instrumental signal-to-noise ratio for typical observation scenarios of mineral mixtures expected to be found in the Jezero crater, and ultimately to retrieve the spectral properties of the regions of interest observed by the rover.

Published under license by AIP Publishing. <https://doi.org/10.1063/1.5145390>

I. INTRODUCTION

Infrared spectroscopy is a key remote sensing technique in planetary surface exploration for the detection and identification of mineral phases through characteristic absorption features related to electronic processes, vibrational stretching, and/or bending of characteristic molecular bonds. Its powerful capability has already been demonstrated through orbital analyses. Among space applications to Mars exploration, the visible and near-infrared (NIR) imaging spectrometers OMEGA (Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité)/Mars express and CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars)/Mars

Reconnaissance Orbiter (MRO) in the 1.0 μm –2.5 μm range have revealed a high degree of mineralogical diversity on Mars down to a sub-kilometer scale.^{1,2} The detection and mapping of at least four classes of altered minerals (phyllosilicates, sulfates, carbonates, and hydrated silicates) indicate that Mars has likely hosted conditions that favored liquid water to remain stable over long periods of time.^{3–7} The next generation of *in situ* space missions to Mars will carry NIR spectroscopy instruments for the first time. Mars2020/NASA will benefit from the SuperCam suite of instruments whose Infrared Spectrometer (IRS)^{8,9} operates in the 1.3 μm –2.6 μm range with a spatial resolution of a few millimeters at a typical distance of 2 m–3 m.

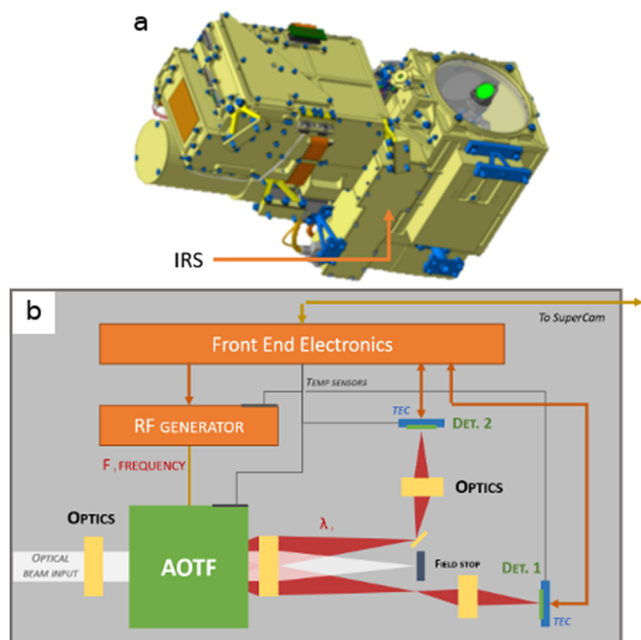


FIG. 1. IRS location in the SuperCam Mast Unit (a) and functional diagram (b). The AOTF splits the incident light into three beams: the zeroth order non-diffracted one (white central beam on the diagram) and two symmetrically diffracted monochromatic beams that are focused on the two photodiodes. The schematic locations of TEC and built-in temperature sensors are indicated.

Two IR point spectrometers will also analyze the Mars' surface in the coming years, onboard the Huoxing-1/CNSA rover, covering the SWIR technique co-boresighted with the MarsCoDe instrument¹⁰ will cover the (0.85 μm –2.4 μm) spectral range. In addition, the Infrared Spectrometer for ExoMars (ISEM),¹¹ onboard the ExoMars/ESA rover will study the Mars surface in the (1.15 μm –3.30 μm) range and at cm-scale spatial resolution.

The IRS is the main part of the visible and infrared (VISIR) technique, one of the four techniques that the SuperCam instrument suite provides. The other co-boresighted techniques consist of Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS), coupled to a microphone, Raman and time-resolved luminescence spectroscopy, and high-resolution color imaging (RMI). Besides the IRS, the VIS portion of VISIR is facilitated by spectrometers in the Body Unit of

SuperCam and covers the 0.4 μm –0.85 μm range at high spectral resolution.¹² The IRS point spectrometer is mounted on the Mast Unit of SuperCam and works in reflectance spectroscopy with a spatial resolution of 2.3 mm at 2 m. The IRS has been developed under the scientific and technical responsibilities of LESIA (Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation Astrophysique) in collaboration with LATMOS (Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales) and IAS (Institut d'Astrophysique Spatiale) for the IRAP-led (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie) consortium in France and the Los Alamos National Laboratory, New Mexico.¹³

The IRS uses an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) as a dispersive system that provides a higher diffraction efficiency than a classical grating and better flexibility.^{14,15} The light is first collected by the telescope and is passed to the IRS via a series of mirrors (periscope); then, it passes through the AOTF and is eventually focused on two photodiodes, one primary and one redundant (see Fig. 1). By tuning the AOTF frequency with the integrated radio frequency (RF) generator, a spectrum is sequentially built channel by channel, with a 15-cm⁻¹ sampling step and with a 26 cm⁻¹ FWHM (5 nm–20 nm over the instrument spectral range). The instrument is able to acquire at most 256 spectral channels with integration times from 1 ms to 255 ms. Each photodiode is cooled by a ThermoElectric Cooling system (TEC). Table I below summarizes the main IRS characteristics and functional temperatures, compared to OMEGA/Mars Express and CRISM/MRO. See Fouchet *et al.*¹⁶ (unpublished) and Reess *et al.*¹⁷ for the IRS design details.

For the IRS, the SuperCam project conducted several calibration activities: (1) at subsystem levels including (a) the characterization of the AOTF performance from which the spectral calibration was derived and (b) the validation/qualification of the detector performance; (2) on the IRS Engineering Qualification Model (EQM), a full radiometric characterization was done to validate and prepare/optimize; and (3) the Flight Model (FM) radiometric calibration. After a description of the calibration objectives, we describe the calibration setup dedicated to the IRS radiometric calibration for both EQM and FM. We then detail the calibration strategy implemented for mitigating the very short duration allocated to the measurement campaign and the specific operative modes of IRS. The retrieval of the instrument response under measurement conditions as well as its extrapolation to any operative thermal configuration is detailed.

The radiometric calibration of IRS consists of the quantitative characterization of its response to a reference stimulus, as a function

TABLE I. IRS main features compared to two orbital spectro-imagers: OMEGA onboard Mars-Express¹ and CRISM from MRO.²

	IRS	OMEGA	CRISM
Spectral range	1.3 μm –2.6 μm	0.36 μm –5.08 μm	0.36 μm –3.9 μm
Spectral resolution	26 cm ⁻¹ (5 nm–20 nm)	7.5 nm–20 nm	7.9 nm–19 nm
Field of view	1.15 mrad	Down to 1 km	Down to 16 m
Spectrometer operating temp.	–35 °C to –5 °C		
Photodiode operating temp.	–90 °C to –50 °C		

of internal and environmental parameters whose values are as similar as possible to those expected during the operations on the martian surface. The ultimate goal is to derive the Instrumental Transfer Function (ITF), which provides the relationship between the measured digital numbers (DN) and incident radiance (in $W/m^2/sr/\mu m$) on the SuperCam telescope aperture. As IRS is a point spectrometer using an AOTF system. The calibration provides the following relationship for a given photodiode:

$$Signal[DN] = F(\text{flux}[W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}], f_{RF}, P_{RF}, T_{ph}, T_{sp}, t_{int}), \quad (1)$$

where f_{RF} is the frequency exciting the AOTF, linked to the wavelength by the spectral calibration (and calibrated at subsystem level),

P_{RF} is the power exciting the AOTF, T_{ph} is the temperature of the detector cooled down by the TEC, T_{sp} is the temperature of the instrument, and t_{int} is the integration time.

The specification for radiometric calibration accuracy has been set at a Mars 2020 project level to 20% or less in absolute, and 1% in relative (namely between contiguous spectral channels) between $1.3 \mu m$ and $2.55 \mu m$ and 2% longward of $2.55 \mu m$. Obtaining such an accuracy requires reaching a signal-to-noise ratio (SNR) greater than 100. Noise is assumed to behave according to Poisson's law (photon noise) so that the SNR objective can be reached by stacking several measurements for a given set of operational parameters. Moreover, the duration allocated to the calibration campaign was four days (64 h of operation), requiring a specific strategy to explore

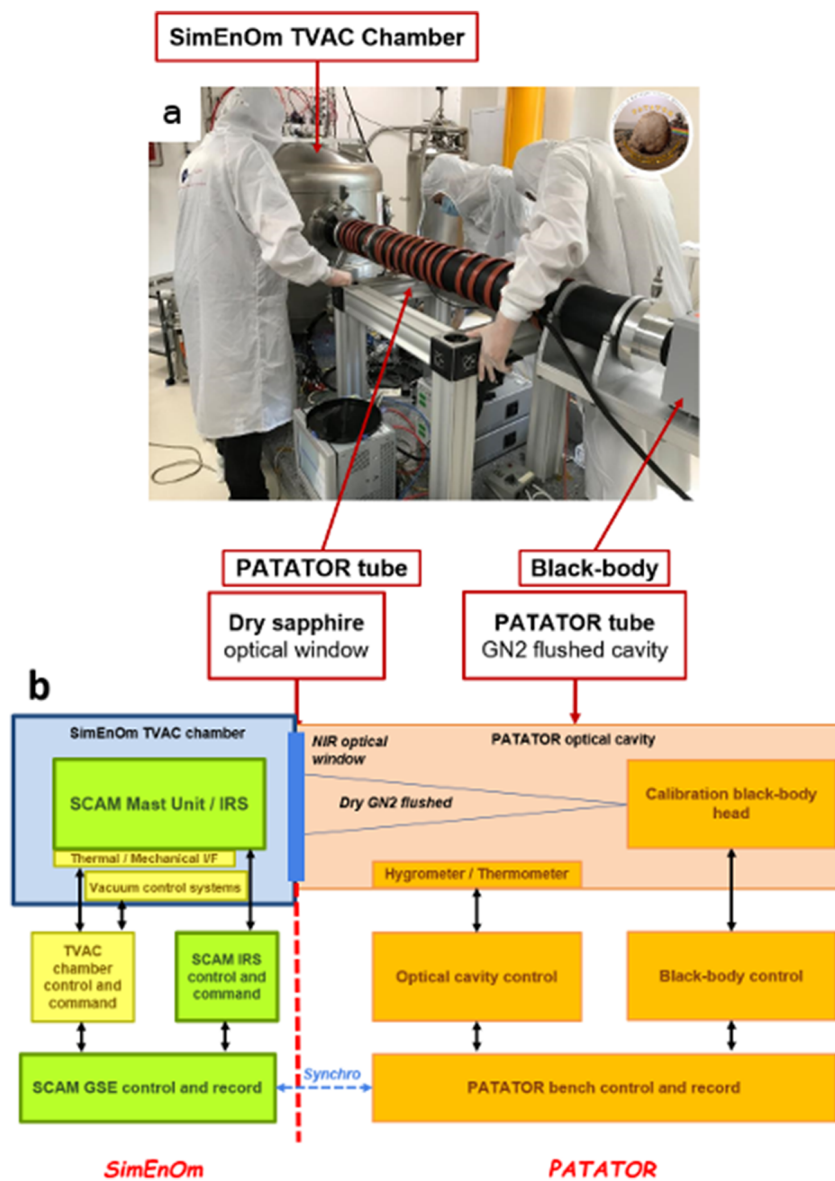


FIG. 2. (a) Calibration setup image taken during the PATATOR alignment. (b) Functional scheme of the IRS radiometric calibration setup.

the parameter space (Fig. 4). Before the calibration of the flight model, the IRS EQM had been calibrated using the same approach as the FM. This EQM calibration allowed us to optimize the FM campaign in terms of the thermal control of the setup, operation modes, and measurement strategy.

II. CALIBRATION SETUP: THE PATATOR OPTICAL BENCH

A. Setup design

The calibration setup, detailed in Fig. 2, uses a part of the common facilities located at the LESIA laboratory. The instrument is mounted inside a thermal-vacuum chamber (TVAC called SimEnOm). The vacuum chamber window is made of sapphire glass of 136 mm diameter, specially manufactured for this calibration. This diameter is fully adapted to the need of the Super-Cam telescope aperture (110 mm diameter), and the window material is essentially transparent in the wavelength range of IRS (Appendix B 2). The Mast Unit telescope is illuminated by a tunable blackbody outside the TVAC, the temperature range of which is 50 °C–1000 °C. The blackbody is mounted on a dry-nitrogen-flushed optical bench. This optical bench (“PATATOR”) is hence designed to minimize atmospheric water and carbon dioxide absorption contributions between the blackbody and the SimEnOm entrance window. The hygrometry in the optical tube is continuously monitored using an internal hygrometer with an accuracy of 0.5%.

Ideally, the calibration should be performed with a variable optical stimulus enabling the simulation of the martian flux for each wavelength of the IRS. This reference flux has been estimated taking a mean surface albedo of 0.3 and an input solar flux of 300 W/m². Thus the reflected irradiance varies from ~12 W/m²/sr/μm to ~2 W/m²/sr/μm between 1.3 μm and 2.6 μm.¹³ However, that approach was out of scope for the campaign duration. It would have required setting at most 256 different blackbody temperatures, while the blackbody takes about 15 min to stabilize to a new temperature setting. We therefore selected three blackbody temperatures as a trade-off between the short duration of the campaign, the acquisition of high SNR measurements, and the requirements to reproduce as much as possible the flux at the martian surface (Fig. 3 and Table II).

The first two cases present the advantage to simulate Mars irradiance on some parts of the IRS spectral range: 180 °C for the longer wavelengths and 450 °C for the shorter ones. Due to the time constraint, we, however, favor high SNR measurements with a high temperature (600 °C) instead of an intermediate blackbody temperature (between 180 °C and 450 °C) that would simulate the martian flux between ~1.6 μm and ~2.1 μm.

B. Setup validation

The performances and the compliance with the calibration requirements of the PATATOR bench were checked for every subsystem: the blackbody temperature stability and accuracy, the water vapor residuals, and the sapphire window transmission. These validations are detailed in Appendix B. The results are summarized in Table III, confirming that the error budget resulting from the calibration setup is significantly within the requirements.

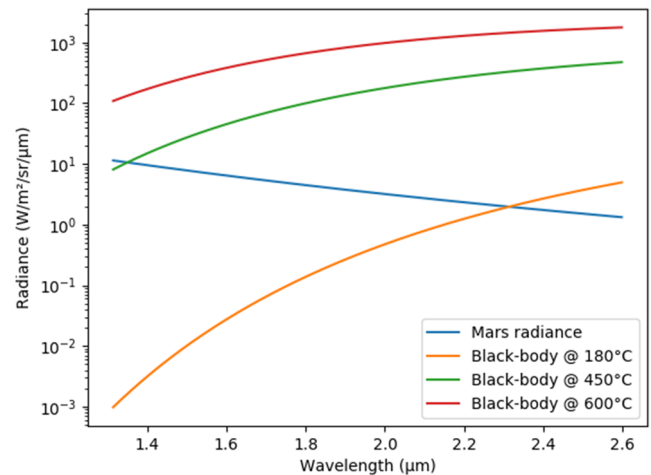


FIG. 3. Irradiance of the different blackbody temperatures used during the calibration vs wavelength compared to the expected irradiance at noon time for a martian surface of albedo 0.3.

TABLE II. Blackbody temperatures and corresponding fluxes. Note that for the 180 °C temperature, the minimum flux is evaluated at 1.8 μm.

Blackbody temp. (°C)	Min. flux (W/m ² /sr/μm)	Max. flux (W/m ² /sr/μm)
180	2.5	5.0
450	1.0	476
600	109	1773

III. CALIBRATION CAMPAIGN

A. Overview

The calibration sequence and parameters were inherited from the IRS EQM calibration campaign. As presented in the Sec. I, they were designed to evaluate the overall performance of the instrument under conditions applicable to Mars, that is, the science operational range. More precisely, for each parameter:

Spectrometer temperature (T_{sp}): the entire science operational range was covered by tests at three temperatures: −35 °C, −20 °C, and −5 °C. The spectrometer temperature was measured by a probe in the optical box of the instrument, close to the AOTF. During a measurement, T_{sp} was considered to be homogeneous throughout the instrument’s subsystems;

Detector temperature (T_{ph}): covered the nominal range (−90 °C < T_{ph} < T_{sp} − 80 °C) and a degraded situation in which the TEC cannot efficiently cool down the photodiode. The resulting selected temperatures were −90 °C, −70 °C, and −50 °C. T_{ph} was independently measured on each photodiode’s TEC hot and cold faces;

Blackbody temperature (T_{BB}): set to 180 °C, 450 °C, and 600 °C. The selected temperatures are explained in Sec. II A;

Integration time (t_{int}): can be set from 1 ms to 255 ms, by 1 ms step. Due to the strong flux variation along the spectral range

TABLE III. Error budgets at the entrance of the SuperCam telescope due to the sub-systems of the calibration setup. Uncertainty estimations are detailed in [Appendix B](#).

Error source	Nominal error	Weight in absolute error budget	Weight in relative error budget
Requirement	N/A	<20%	<1% (2% above 2.55 μm)
Blackbody	Accuracy: 2 $^{\circ}\text{C}$ Short term stab.: 0.25 $^{\circ}\text{C}$ Long term stab. (>1 h): 0.4 $^{\circ}\text{C}$	$\pm 2.5^{\circ}\text{C}$ (worst) leads to: 6.7%–9.6% at 180 $^{\circ}\text{C}$ 2.6%–5.2% at 450 $^{\circ}\text{C}$ 1.8%–3.6% at 180 $^{\circ}\text{C}$	N/A
Window transmission	N/A	<0.16%	<0.028%
Hygrometry	Abs. Hygrometry: 0.5%	N/A	0.033% at 1.4 μm 0.045% at 1.9 μm 0.29% at 2.6 μm

(blackbody’s law), this parameter was set by choosing a list of signal levels: every 5 kDN to saturation during linearity in charge, 10 kDN for linearity in flux, and 10 kDN and 30 kDN for radiometry and calculating the integration time needed to reach them under each condition;

Spectral channel (λ): IRS measure wavelengths using built-in spectral channel tables (16 tables sampling the 1.3 μm –2.6 μm range, either focusing on diagnostic absorption bands, or sampling the whole spectrum evenly). For the calibration, nine channels, distributed evenly over the spectral range, were selected for the linearity in charge; two channels (1.8 μm and 2.3 μm) for the linearity in flux; and the whole 256 channels table for radiometry and the evaluation of the relative radiometric response;

Photodiode selection: as previously explained, the instrument has two photodiodes operated independently but not at the same time. The first photodiode is nominal and the second is redundant in the case of the malfunction of the first one. Both photodiodes were calibrated;

RF power offset (ΔP_{RF}): Because of the AOTF technology, the diffraction efficiency depends on the injected RF power and the wavelength (and on the AOTF temperature to a lesser extent). For a given RF power, the diffraction efficiency varies over the spectral range. Conversely, a wavelength-dependent RF power profile is predefined and stored in the Mast Unit central processing unit (CPU) to keep the diffraction efficiency constant. IRS uses a power profile designed to maximize the extracted energy in the selected spectral channel. This injected power can be tuned by attenuation, by a constant amount (in dB) called power offset. In the frame of the calibration campaign, several RF powers were tested to verify that the 0 dB attenuation is the most efficient one. Thus, we have chosen to test -1 dB, -3 dB, and 0 dB during a dedicated radiometry measurement. The remaining measurements were performed using only 0 dB attenuation.

The corresponding parameter space is summarized in [Fig. 4](#).

B. Detailed procedures

The calibration strategy was designed using the built-in configuration and acquisition commands of the IRS. The

instrument is configured through specific commands: *Configure_Thermal_Control* for the TEC set point, *Configure_IR_Spectrum* for the SPECTRUM acquisition mode settings, and *Configure_IR_Scan* for the SCAN mode settings. These latter acquisition modes were used so as to optimize acquisition speed and flexibility. They are defined as follows:

- SPECTRUM: it is the nominal acquisition mode of IRS. A table containing several spectral channels was measured using one integration time, one RF power, and one accumulation number, which are same for the whole table. The data reply contains the sum of the integrated signal and dark (including background), without any access to individual points, meaning that one cannot calculate noise statistics from several accumulations;
- SCAN: in this mode, only one spectral channel is acquired at the given integration time and RF power, but the accumulation number is a multiple of 256. The 256 measurement pairs, signal and dark, were returned separately, allowing a significant increase in the mean SNR, so the quantification of SNR could be easily determined at each point. Initially,

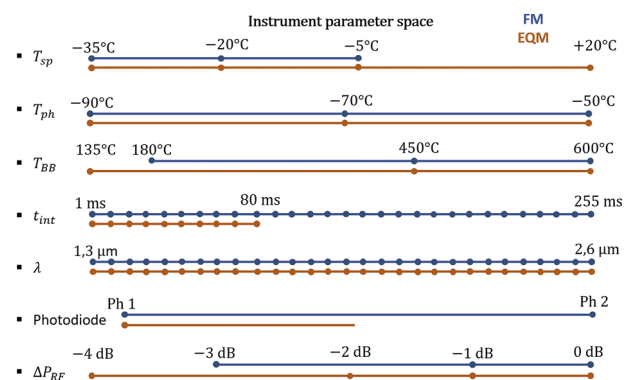


FIG. 4. Parameter space coverage by IRS FM calibration. The EQM grid is given for comparison. Dots show the sampling rate of each parameter.

this mode was developed for a spatial scan at a given wavelength: the rover mast turns slowly during the acquisition. We used this mode with 256 steps; in flight, it is limited to 99 steps.

The SPECTRUM mode is rapid but not flexible, whereas the SCAN mode is flexible but much slower to acquire several spectral channels. The resulting calibration sequence shown in Fig. 5 is a trade-off between total acquisition time and the quality of the measurements.

This sequence was divided into three parts:

- **Linearity in charge:** validation of the linear response of the instrument with respect to integration time. This property of the photodiodes is assumed to be independent of the wavelength, since it is a quantum detector. To check this assumption, nine spectral channels were measured (using three tables of three channels, evenly distributed over the spectral range). For this part of the calibration, we decided to use the SPECTRUM mode, in order to rapidly acquire a few channels at several integration times. 18 integration times were selected to sample the detector's entire dynamic range, from 5 kDN to saturation (65 kDN);
- **Linearity in flux:** validation of the linearity of the instrument with respect to input flux. This property was also supposed to be independent of the wavelength, integration time, and detector temperature; that is why only two channels were acquired (1.8 μm and 2.3 μm), at one integration time set to get 10 kDN of integrated signal and at $T_{ph} = -70^\circ\text{C}$. In order to have the best SNR and short measurement

duration, the SCAN mode was used. The instrument was exposed to several input light fluxes during blackbody temperature changes, from 200°C to 600°C with a 100°C step;

- **Radiometry:** measurement of the instrument response over the whole spectral range, using the 256 available spectral channels, in every thermal configuration and under every blackbody light fluxes. This was the full spectral domain, high spectral resolution, and high SNR part of the calibration. It was divided into two parts: a first run measuring every spectral channel at an integration time calculated to obtain ~ 10 kDN of signal, and a second run measuring 33 spectral channels (1 over 8) and targeting 30 kDN. This plan was designed to optimize (minimize) measurement duration. Moreover, we needed to evaluate the SNR over the whole spectral range, which required multiple collects at each channel. That is why the SCAN mode was the best for radiometry measurements. In this part of the calibration, one additional dataset was acquired beyond the normal set of conditions ($T_{sp} = -30^\circ\text{C}$, $T_{ph} = -80^\circ\text{C}$, Fig. 6) to check the validity of the ITF interpolation (see Sec. IV G).

Due to the TVAC cool down duration, T_{sp} changes were performed from cold to warm. Due to the stringent time constraints and unforeseen delays coming from the calibration setup manipulation and the ground software equipment, we were not in the position to collect data at some blackbody temperatures. Some blackbody temperatures were canceled, resulting in non-optimal sampling of the T_{sp} and T_{ph} phase space (see Fig. 6).

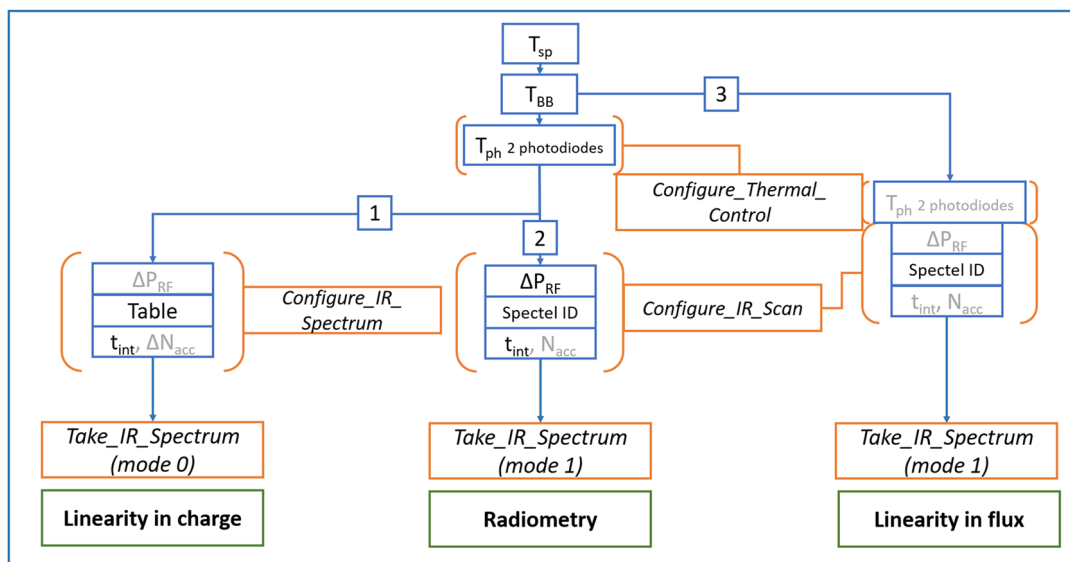


FIG. 5. Calibration sequence: orange brackets are the instrument command parameters (set by the Configure_XX commands). The three phases of the calibration are represented in three branches: 1 = linearity in charge, 2 = radiometry, and 3 = linearity in flux. Parameters in gray were not sampled during the given part of the sequence, they were set to a default/optimized value. Spectrometer and blackbody temperatures (T_{sp} and T_{BB}) are the slowest to change and stabilize, so they are on the top of calibration loops. Then, after having configured the photodiode thermal point (T_{ph}), the acquisition mode parameters were set: power offset (ΔP_{RF}), spectral channel table (SPECTRUM mode) or single spectral channel (SCAN mode), integration time (t_{int}), and accumulation number (N_{acc}).

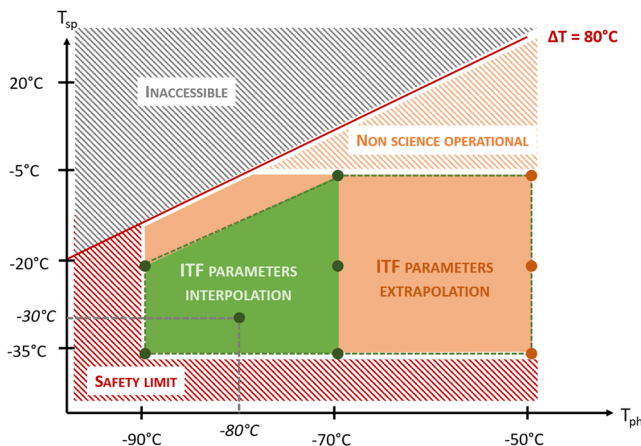


FIG. 6. ITF field of study regarding thermal conditions. Dots define the thermal conditions selected for the calibration campaign: only green ones are suitable for ITF derivation because they have all the blackbody measurements. Thus, the area in green is reachable by the interpolation of the measurements. The region above the red line is inaccessible to the instrument because of the TEC limitation of $\Delta T = 80$ K between cold and hot faces. The safety limit is defined as $T_{sp} > -35^\circ\text{C}$ (safety heaters keep the instrument above this limit) and $T_{ph} > -90^\circ\text{C}$ corresponding to the detectors' qualification range. Above the science operational limit ($T_{sp} = -5^\circ\text{C}$), the thermal background is too intense to make measurements meet the acquisition time–SNR requirement. The dot at $T_{sp} = -30^\circ\text{C}$, $T_{ph} = -80^\circ\text{C}$ is an additional point, not used for ITF derivation but for an ITF interpolation check.

IV. RESULTS

A. Data reduction

Data consist of two quantities for each acquisition: the complete signal reaching the detector (AOTF on), called *Signal* and a dark current + instrument's thermal emission integrated at the same conditions (AOTF off), referred to as *Dark*. These two measurements allowed us to decouple “useful signal,” i.e., radiometric input, from the environment. Studying the dark signal through the various instrumental parameters allowed us to assess separately the dark current behavior (as a function of T_{ph}) and the thermal background evolution (as a function of T_{sp}). Thus, this allowed us to study the specific dependency of the “useful signal” *Signal* – *Dark* as a function of the instrumental parameters T_{sp} and T_{ph} . Data processing, including validation was divided into four steps:

1. Study of the linearity of the instrument with respect to the integration time and to the incoming flux. This preliminary study was critical to validate the linear or non-linear behavior of the ITF (Secs. IV B and IV C).
2. Derivation of the ITF for each condition of the test grid (Fig. 6) and according to the ITF model selected in the first step (Sec. IV E).
3. Interpolation of the previously calculated ITF parameters to every other configuration and extrapolation to conditions out of the calibration parameter range (see Fig. 6 and Sec. IV F).
4. Validation of the interpolation on one additional point out of the measurement grid ($T_{sp} = -30^\circ\text{C}$, $T_{ph} = -80^\circ\text{C}$, similar to nominal operation conditions) and consistency check by simulating grid measurements (Sec. IV G).

B. Linearity in charge

Confirmation of the linearity in charge measurements was performed using the SPECTRUM mode of the IRS, which was the fastest to acquire just a few points. A linear fit of all non-saturated measurements was then performed using a least squares algorithm to evaluate the deviation from linearity. An example of the results is given in Fig. 7; the instrument appears to be linear in charge within 0.1% for both photodiodes, except for a few conditions in which very short integration times with very (non-Martian analogue) high flux led to lower SNR measurements [e.g., blue and orange lines in Fig. 7(d)]. The measured linearity in charge was better than 0.1%, which is compliant with the goal of a 1% relative calibration.

C. Linearity in flux

The linearity in flux aims to check the linearity of the response of the integrator, which “counts” the photoelectrons, with respect to the input flux, driven by the blackbody temperature. The blackbody convergence and stabilization speed depends on the temperature step and the instrument field of view (see Appendix B 1). Under the calibration conditions, 150°C steps and 3 mm field of view (FoV), the convergence to a stable flux within 1% takes a few minutes. We decided to put margin on this result and wait for 10 min before the measurement started. Under these conditions, only six blackbody temperatures and two wavelengths were measured. The data thus consisted of sets of 256 measurements of signal and dark, averaged to increase the SNR, performed at various radiances, wavelengths, and spectrometer temperatures (Fig. 8).

The results show that both photodiodes are non-linear with the flux. The nature of this non-linearity was characterized and the best simple model appeared to be a power law (Fig. 8 plotted in log–log scale to highlight the power-law behavior). Tests of the deviation from linearity [Figs. 8(c) and 8(d)] show that this model describes the instrument behavior with a 10% precision [except for the orange solid line in Fig. 8(d), in which a very low-flux point strongly deviates from linearity]. Further studies on radiometry points (Sec. IV E) show that this non-linearity is also wavelength-dependent and stronger at short wavelengths. The resulting consequences on ITF precision could not be evaluated with this measurement because of the dependence on wavelength and the lack of measurements. This evaluation was performed *a posteriori* during the ITF derivation process presented in Sec. IV E.

D. SNR

Thanks to the use of the SCAN mode, each radiometry point was acquired 256 times and data were returned separately as pairs of *Signals* (total integrated data including science, thermal background, and dark current) and *Darks* (only thermal background and dark current). This allowed us to statistically evaluate the noise on measurements and the SNR. The noise was estimated by calculating the standard deviation of the 256 identical points, on *Signal* – *Dark*, and the SNR is defined as $SNR = (Signal - Dark) / (\sqrt{2} \times noise)$. All noise and SNR evaluations are presented in Fig. 9. The SNR is almost always greater than 100 when the flux exceeds a few $\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}/\mu\text{m}$ and the detector temperature remains below -50°C . A few points are not compliant with this requirement: almost all measurements

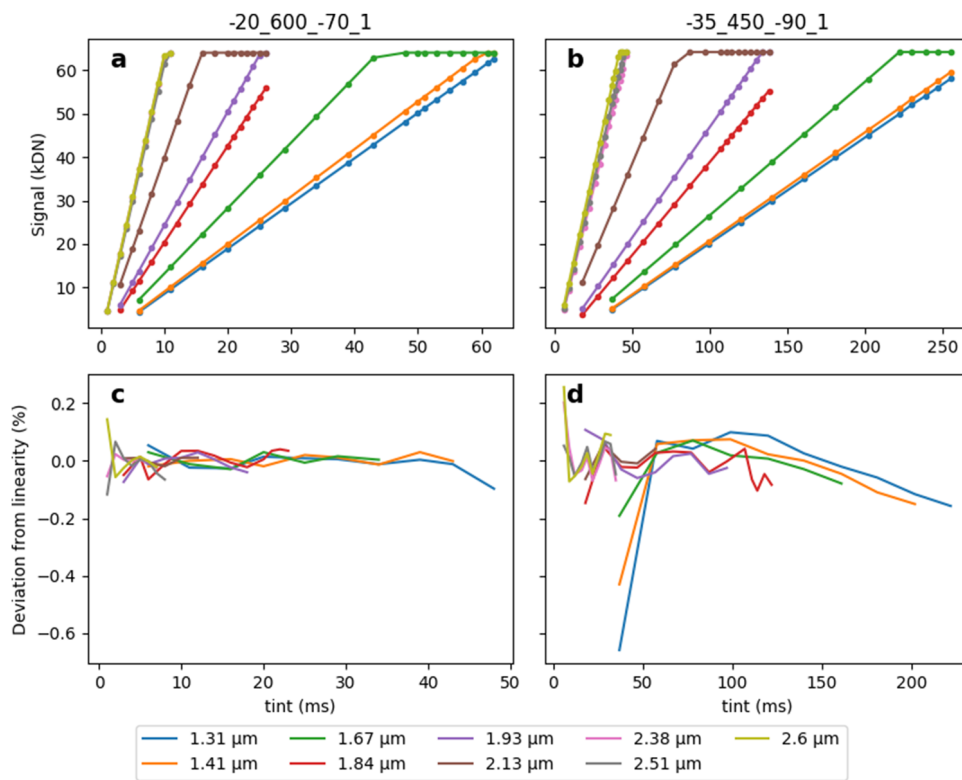


FIG. 7. Linearity in charge data [(a) and (b)] and deviation from the best linear fit [(c) and (d)] exemplified for two datasets of photodiode 1: [(a) and (c)]: $T_{sp} = -20^\circ\text{C}$, $T_{ph} = -70^\circ\text{C}$, $T_{BB} = 600^\circ\text{C}$; [(b) and (d)]: $T_{sp} = -35^\circ\text{C}$, $T_{ph} = -90^\circ\text{C}$, $T_{BB} = 450^\circ\text{C}$. Colors correspond to spectral channels (linearity in charge measurements are performed using nine channels). The linear fit is calculated on non-saturated points ($Signal - Dark < 50 \text{ kDN}$).

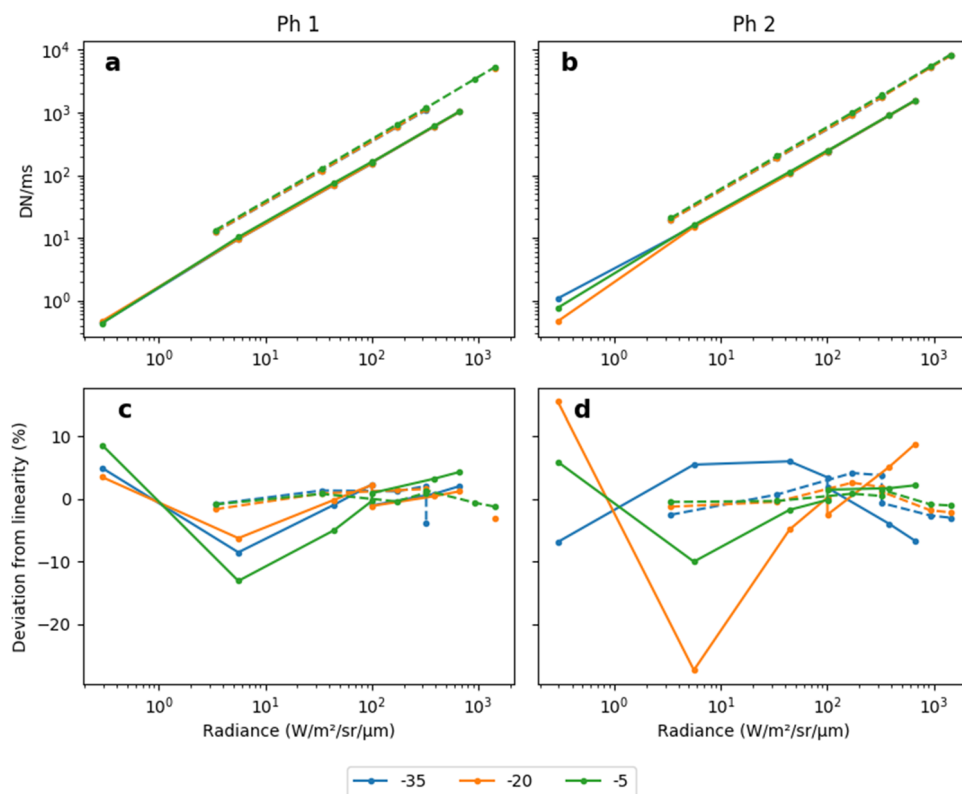


FIG. 8. (a) Linearity in flux points, in log-log scale showing the power-law behavior, for the first photodiode. $1.8 \mu\text{m}$ data are indicated by the solid line, $2.3 \mu\text{m}$ by the dashed line. (c) Deviation from the best power-law fit. [(b) and (d)] Same as above for photodiode 2.

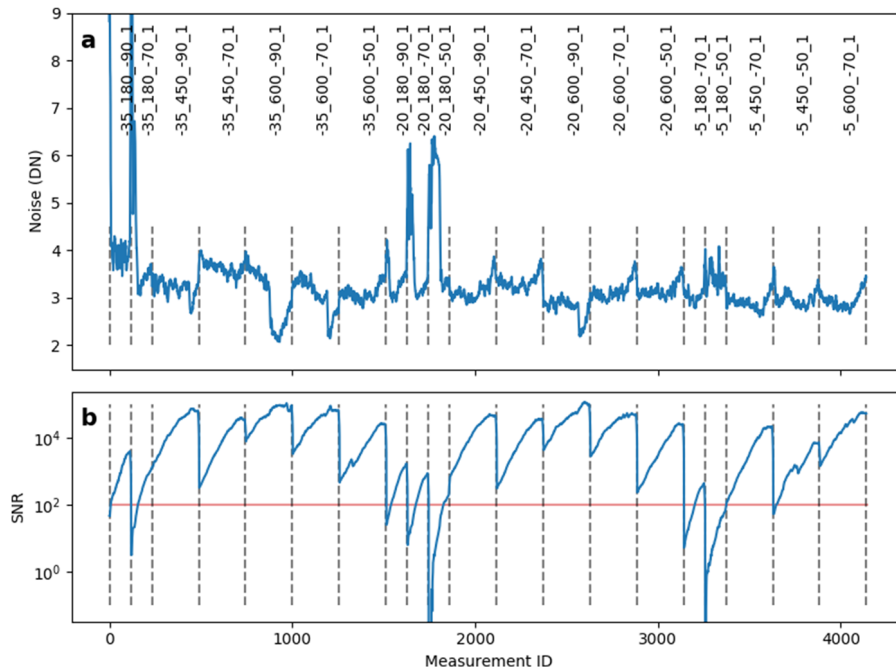


FIG. 9. (a): Noise estimates from photodiode 1 radiometry datasets (data with photodiode 2 is very similar). Dashed gray lines separate each measurement, indicated vertically above with the convention $T_{sp_T_{BB_}T_{ph_}det}$ (i.e., “-5_450_-50_1” means $T_{sp} = -5^{\circ}\text{C}$, $T_{BB} = 450^{\circ}\text{C}$, $T_{ph} = -50^{\circ}\text{C}$ for photodiode 1). The x-axis represents the successive spectral channel measurements. (b): SNR deduced from the noise under the same condition, presented on a log scale. In both plots, the wavelength is swept from low to high. The best SNR is always at the longer wavelengths. The red horizontal line in (b) indicates the SNR = 100 required to meet the desired radiometric accuracy objective.

at $T_{BB} = 180^{\circ}\text{C}$ and the “-5_450_-50_1” measurement, and the left side of the areas between dashed lines (Fig. 9) corresponding to short wavelengths where the science signal is negligible compared to the dark at $T_{ph} = -50^{\circ}\text{C}$. For the expected operation conditions, this is fully compliant with the 1% relative uncertainty required by the calibration objectives. The evolution of SNR vs wavelength is attributed to the blackbody spectrum. In each measurement, spectral channels

were acquired successively; thus, the SNR vs measurement ID graph is similar to a blackbody spectrum.

E. ITF derivation

The ITF derivation was performed using radiometry measurements (Fig. 5), which sampled the whole spectral range at the highest

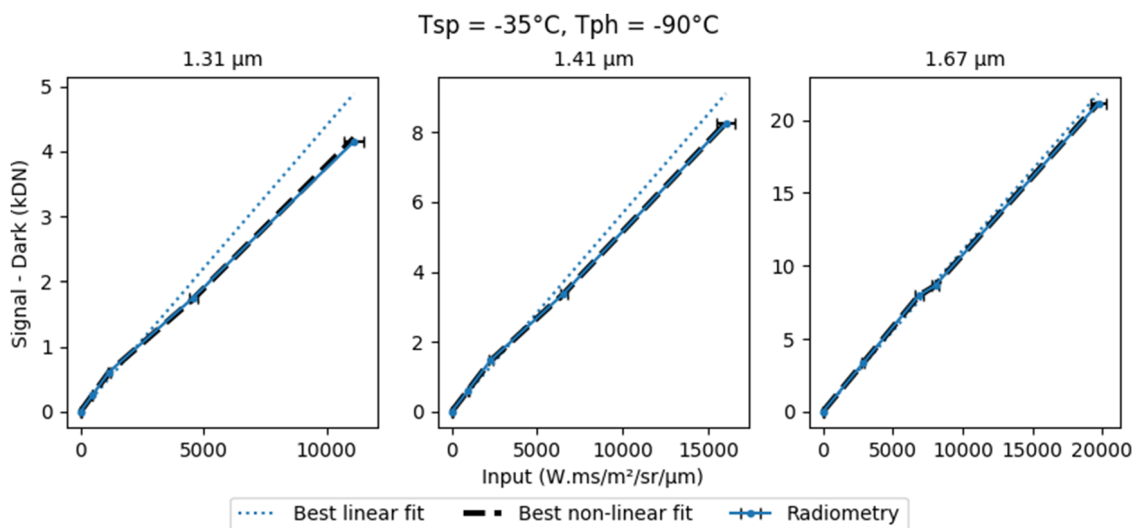


FIG. 10. Example of the dataset in which the MCMC calculation was performed for three short wavelengths (1.31 μm , 1.41 μm , and 1.67 μm), where the non-linearity in the flux is the strongest. For example, at 1.31 μm under these conditions (left pane), the non-linear exponent reaches 0.88, which is a strong deviation from linearity. The error bars on points correspond to the $\sigma_{T_{BB}} = 2.5\text{ K}$ uncertainty.

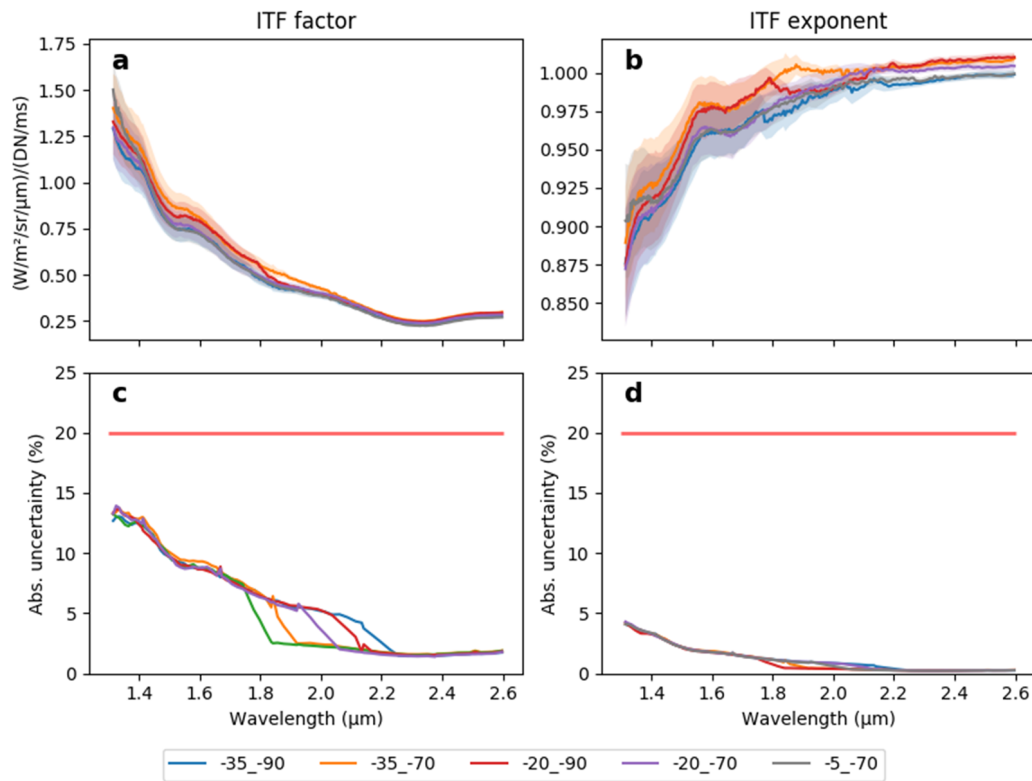


FIG. 11. ITF parameters for photodiode 1. Each color corresponds to a thermal dataset: “-35_-90” means $T_{sp} = -35^{\circ}\text{C}$ and $T_{ph} = -90^{\circ}\text{C}$. (a) Factor of the non-linear transfer function. (b) Exponent of the non-linear transfer function. (c) Absolute uncertainty on the factor. (d) Absolute uncertainty on the exponent.

sampling rate, i.e., 256 channels at a 15 cm^{-1} sampling rate. Some of the data collected for this purpose were affected by an issue that will not occur under real martian conditions: when the blackbody illumination was large, the integration time was short, the initial negative

offset voltage of the photodiodes could not be compensated by the weak dark flux, a situation which resulted in a zero-flux result from the analog electronics for the dark measurement. This issue specifically appeared when the IRS was exposed to the 600°C blackbody

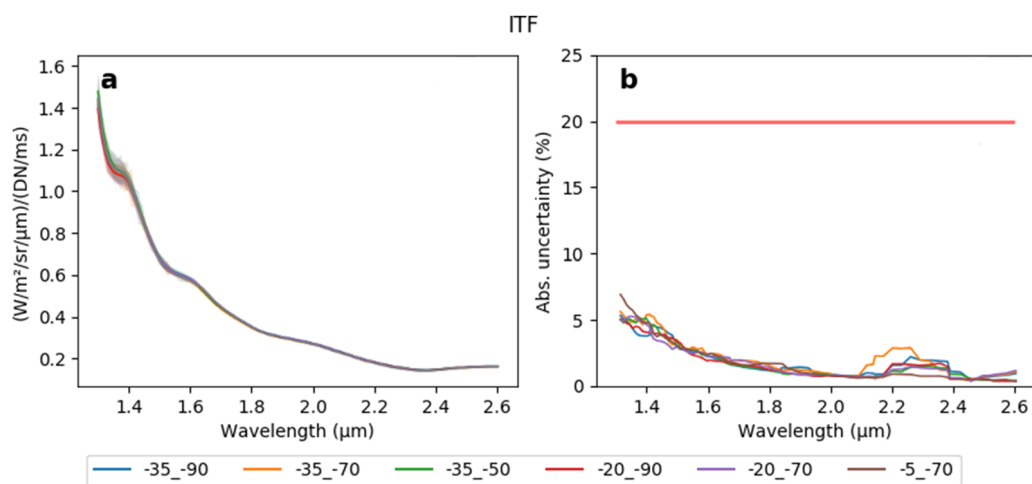


FIG. 12. ITF parameter for photodiode 2. A linear model has been applied. (a) Factor of the linear transfer function. (b) Absolute uncertainty on the factor.

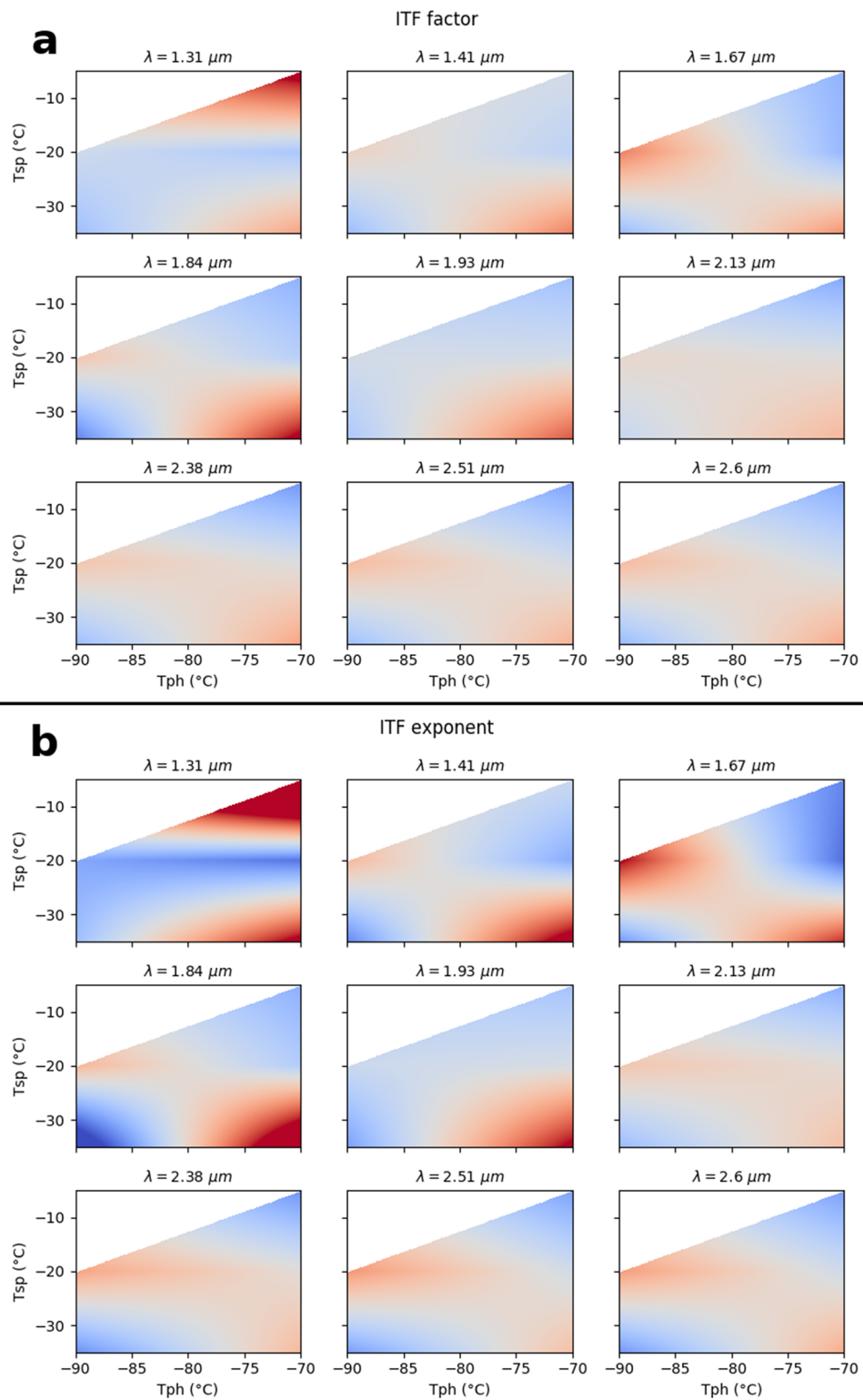


FIG. 13. (a) ITF factor variation with thermal parameters for the first photodiode. Color indicates the value of the parameter (from blue, low variation, to red, high variation); the range has been restricted to $\pm 10\%$ of the mean ITF to highlight the absolute amplitude. (b) Same as for the ITF exponent, restricted to $\pm 1\%$.

flux, a flux that will not be encountered under martian conditions. To address this problem, a dark model of the instrument was developed and the missing dark points were restored from this model with precision better than 10%, which counts in the absolute error budget (Appendix A).

The ITF derivation process relied on the model that best described the instrument. During calibration preparation, this model was supposed to be fully linear with the integration time and flux [Eq. (2)]. The quantum efficiency of the photodiodes and the integrator's counting rate were supposed to be independent of the photon flux.

To reproduce the linearity measurements (Sec. IV C), we introduced a second instrument model that is linear with the integration time, and uses a power-law for input radiance [Eq. (3)]. The non-linear ITF is described by two parameters called ITF_{fac} and ITF_{exp} , whereas the linear model has only one parameter. The characterization of the response to radiometric input was best retrieved using acquisitions with three blackbody fluxes for every spectral channel. Only the photodiode 1 measurements surrounding the green area of Fig. 6, defining the space $(T_{sp}, T_{ph}) \in ([-35^\circ\text{C}, -5^\circ\text{C}], [-90^\circ\text{C}, -70^\circ\text{C}])$, met this requirement. For the remaining part of the (T_{sp}, T_{ph}) space, ITF parameters have to be extrapolated. For photodiode 2, a linear model was applied because only $T_{BB} = 600^\circ\text{C}$ was measured due to time constraints leading to a biased determination of the ITF at low flux and short wavelengths. The two models are given by these equations:

$$S - D = ITF \times t_{int} \times \phi, \quad (2)$$

$$S - D = ITF_{fac} \times t_{int} \times \phi^{ITF_{exp}}. \quad (3)$$

Figure 10 shows an example from the dataset used to calculate the ITF parameters, at $T_{sp} = -30^\circ\text{C}$, $T_{ph} = -90^\circ\text{C}$ for three wavelengths. This plot shows the decreasing difference between linear and non-linear fits at low signal, and a converging ITF exponent toward 1 at longer wavelengths (Fig. 11). The application of this method provides a set of ITF parameters [Figs. 11(a), 11(b), and 12(a)] at every wavelength and thermal configuration.

In both models, the parameters were derived using a curve fitting algorithm based on Monte-Carlo simulation by Markov Chain (MCMC), from the Python 3 EMCEE library. This procedure allowed us to find the value of ITF parameters and their uncertainties by calculating the width of their *a posteriori* distribution. The uncertainty calculation was initialized using an error on the blackbody temperature of $\sigma_{T_{BB}} = 2.5\text{ K}$ (accuracy and stability worst cases, Sec. II B). Thus, the increase in the distribution of the parameters [error bars in Figs. 11(c), 11(d), and 12(b)] is due to the blackbody precision, the variation of which is low in terms of frequency ($>1\text{ h}$) compared to the measurement duration ($\sim 30\text{ min}$). The uncertainty derived with the MCMC algorithm had thus to be counted in the absolute error budget.

The relative precision was evaluated by comparing the radiometric response of two contiguous channels. This error is thus a combination of the ITF parameters' SNR, driven by data noise and instrument's high frequency features. The ITF channel-to-channel uncertainty was calculated to be lower than 0.8% that is compliant with the calibration relative error requirement ($<1\%$).

F. Variation of the ITF parameters with thermal parameters

The ITFs' variation with thermal parameters was also checked since the transfer function contains among other things the AOTF diffraction efficiency that depends on the RF coupling, which is itself AOTF temperature-dependent. Figure 13 shows the ITFs' parameter distribution in the (T_{sp}, T_{ph}) space, for photodiode 1 (showing nine wavelengths for clarity). As expected, the factor and the exponent vary with temperature, but these variations are smooth and low frequency with wavelength, which indicates their non-noisy origin. Concerning photodiode 2, the ITFs are too close to each other to discriminate relative variation from the noise level.

G. Validation

For photodiode 1, the ITFs derived by the non-linear model were used to simulate calibration data of the grid (Fig. 6). Results are shown in Fig. 14. This figure shows the difference between acquired data and data reconstructed by using the ITF and the dark model, in every configuration of T_{sp} , T_{ph} , and T_{BB} . The colors and line styles indicate the acquisition conditions to highlight trends: high flux data are better reconstructed than low flux ones (blue and green lines); out of grid but the interpolated data are reconstructed in accordance with the 20% accuracy requirement (orange line, corresponding to an independent dataset not used to derive ITF parameters, Fig. 6), and the extrapolated data (dotted lines) are the most poorly reconstructed, especially at low flux (gray dotted lines) where the 20% accuracy requirement is not met. These latter extrapolated points correspond to $T_{ph} = -50^\circ\text{C}$, a condition which will *a priori* never be met at Mars (the maximum ΔT is 80°C and the maximal instrument temperature would be around 0°C or less), but in the case

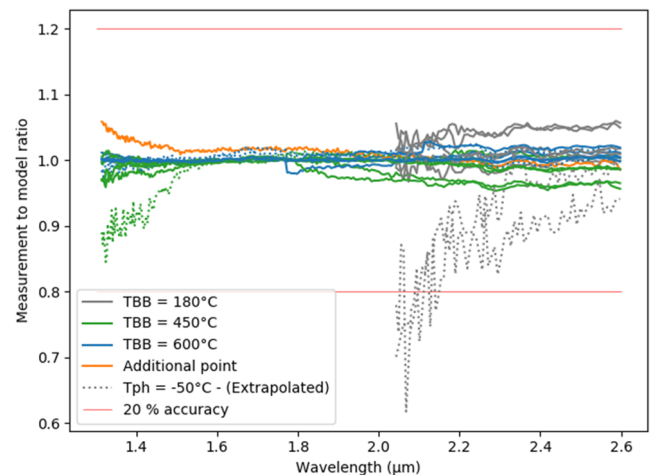


FIG. 14. Ratio of measurement over simulated data for every point of the grid (Fig. 6). Colors indicate the blackbody temperatures used to acquire data: gray for $T_{BB} = 180^\circ\text{C}$, green for $T_{BB} = 450^\circ\text{C}$, and blue for $T_{BB} = 600^\circ\text{C}$. The orange line corresponds to the additional point that was not used to derive ITF parameters. The solid line corresponds to the interpolated ITF parameters; the dotted line is for the extrapolated parameters (points at $T_{ph} = -50^\circ\text{C}$). Gray data are restricted to the range where the radiometric flux is greater than $0.5\text{ W/m}^2/\text{sr}/\mu\text{m}$.

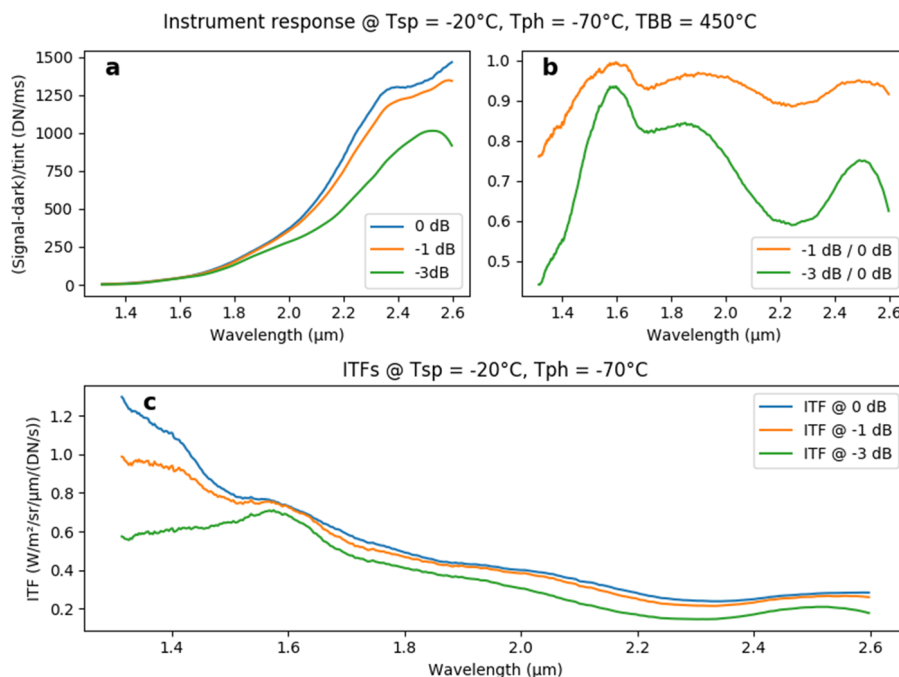


FIG. 15. Comparison of radiometric measurements taken at different power offsets, for $T_{sp} = -20^{\circ}\text{C}$, $T_{ph} = -70^{\circ}\text{C}$ and photodiode 1. (a) (Signal - Dark)/ t_{int} data at 0 dB, -1 dB, and -3 dB showing the variation in the instrument response. (b) Response ratios. Non-0 dB data are divided by the 0 dB dataset. The nominal setting (0 dB power) gives the best efficiency over the whole spectral range. (c) ITF factor derived from power measurements and interpolated to $T_{sp} = -20^{\circ}\text{C}$, $T_{ph} = -70^{\circ}\text{C}$. The non-0 dB ITF is deduced by multiplying the 0 dB one by a factor of (response at -n dB)/(response at 0 dB). AOTF's features are clearly visible on the ITF (at $1.6 \mu\text{m}$ and $2.5 \mu\text{m}$).

of TEC performance degradation, it would be critical to refine the instrument calibration at higher T_{ph} . For photodiode 2, the limited calibration data preclude any similar validation.

H. RF power

Theoretically, the filtering efficiency of an AOTF depends on the energy injected in the crystal via the transducers, which eventually influences the ITF [Eq. (1)]. The efficiency reaches a maximum for a certain value of the RF power and this value depends on the spectral channel, i.e., the RF frequency. For IRS, RF power is set to a theoretical profile that can be tuned by attenuation. A few attenuations were tested to check the effect of this parameter on the spectral response of IRS (Fig. 15). The observed modulations are due to the actual dependency of the efficiency on the RF frequency. The main result of the measurements is that 0 dB attenuation is the best configuration to maximize the AOTF efficiency as expected [Fig. 15(b)]. However, it was out of scope of the calibration campaign to study the ITF as a function of RF [dependency of the ITF factor showed in Fig. 15(c)]. A way to extract the behavior of the AOTF efficiency and to inject it for correcting the AOTF would be to check the efficiency vs RF power, evaluated through characterization at the sub-system level.

V. CONCLUDING REMARKS

The radiometric calibration of an infrared spectrometer is mandatory to derive science results that are not biased by instrumental effects. This is especially true for AOTF-based technology for which the raw transmission spectrum has low frequency features that can be interpreted as mineral signatures. We presented

the calibration campaign of IRS FM, which successfully allowed us to derive the instrumental transfer function of the nominal photodiode over the thermal parameters $(T_{sp}, T_{ph}) \in ([-35^{\circ}\text{C}, -5^{\circ}\text{C}], [-90^{\circ}\text{C}, -70^{\circ}\text{C}])$, with a precision compliant with the calibration requirements. The ITF of photodiode 2 has been also derived, but the lack of data at low flux precludes us from evaluating the non-linear behavior of this detector. We note that the photodiode 2 is a redundant detector, included in case of failure of photodiode 1. Due to the previously mentioned lack of time, many of its characterization measurements were not performed, resulting in an incomplete dataset focused on high flux measurements. These data suggest an apparently better stability of this photodiode's ITF in comparison with that of the photodiode 1, but the restricted data acquired at low flux are insufficient to make that conclusion. During the operations at Mars, if the TEC is not able to nominally cool the detector at temperatures lower than -70°C , the model describing the ITF will have to be extrapolated. To help the extrapolation, a recommendation is to perform a dedicated calibration session of IRS using calibration targets mounted on the rover deck.¹⁸ Specifically, we propose to observe AluWhite and dark targets under less cold and non-nominal conditions ($T_{ph} > -70^{\circ}\text{C}$) to derive correction vectors to the ITF. The second, and redundant, photodiode is less well calibrated and complementary measurements should be performed once on Mars under various conditions of temperature and illumination. For the two photodiodes, any non-nominal use in terms of power offset shall require dedicated calibration sessions to reconstruct the ITF.

All these results have been compiled in an observation simulator. This simulator aims to be an operational and IR performance evaluation tool for the Mars 2020 mission once on Mars. Given illumination conditions (L_s , local time, atmospheric

conditions, aerosols), ground conditions (*a priori* composition, local photometric angles), and instrument parameters (T_{sp} , T_{ph} , acquisition settings), the simulator calculates the ITF, based on the calibration results and the noise of the observation derived using a model fitted on calibration results. Then, the simulator generates a reflectance spectrum representative of the operation-expected one, under the given conditions, allowing one to evaluate the sensitivity of the instrument to a given spectral feature, as a function of environmental conditions. This simulator is still in development, and will help in the determination of the best settings to observe a given scene.

ACKNOWLEDGMENTS

We warmly thank the LESIA team as well as the whole IRAP, LATMOS and LAB scientific and technical teams for their support.

APPENDIX A: DARK MODELING

As mentioned earlier, data consist of two quantities for each acquisition: the complete signal reaching the detector (AOTF on), called *Signal*, and a dark current + instrument's thermal emission integrated under the same conditions (AOTF off), referred to as *Dark*. Some measurements have *Dark* = 0 points due to the simultaneous conditions of a low dark signal and short integration time, leading to an insufficient integrated dark photocurrent to compensate the detector negative voltage offset. Missing dark points thus had to be restored by using a dark model of the instrument. During dark acquisition, the instrument integrates the detector's dark current (i_{DC}), the instrument's thermal emission (i_{BG}), and non-diffracted stray light (i_{Stray}) modeled as follows:

- $i_{DC} = 10^{r_0 \times T_{ph} + r_1}$ (Arrhenius' law)
 1. r_0, r_1 : parameters to be fitted
- $i_{BG} = \epsilon_{sp} \times \Delta S \Omega f u_{\lambda}(T_{sp}) Q E d\lambda$

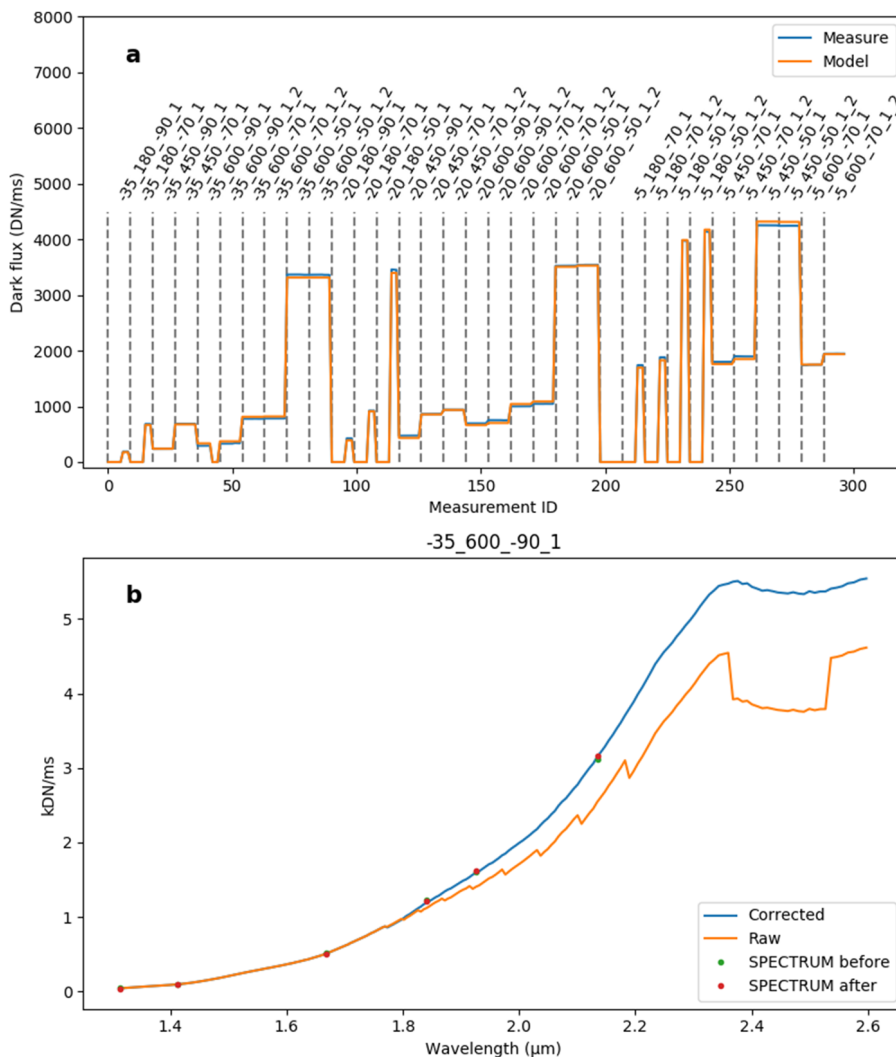


FIG. 16. (a) Dark model fitting (orange line) on linearity measurements on photodiode 1 (blue line). Vertical labels correspond to the various measurements and the x-axis is the consecutive channel measurement (9 per run). The same process was performed for the second photodiode. (b) Example of measurement correction (signal - dark)/tint. The orange line indicates raw data points where *Dark* = 0 leads to discontinuities. The blue line is the reconstructed data which fit linearity points (green and red dots).

1. ϵ_{sp} : emissivity of the instrument (mainly the optical baffle around the detector), to be fitted
 2. $\Delta\Omega$: field of view on the optical baffle
 3. $\int u_{\lambda}(T_{sp})QE d\lambda$: Planck's law integrated on the detector's sensitivity (QE) range
- $i_{Stray} = k_{Stray} \times i_{0^{th}order}(T_{BB})$
 1. k_{Stray} : fraction of zeroth order flux reaching the detector, to be fitted
 2. $i_{0^{th}order}$: photocurrent due to zeroth order signal (T_{BB} dependent)

Dark data finally contain an offset corresponding to the signal level at zero integration time. In this description of the dark, the offset is independent of the integration time and contains the voltage offset and an additional timeout (set to 2.67 ms, required to close the detector's thermal regulation loop when the AOTF is off, in order to avoid electromagnetic interference), which cannot be modeled. The curve fitting was thus performed on the slope of linearity measurements (in DN/ms) using a maximum likelihood/MCMC algorithm similar to the one used for ITF derivation. As an example, the result of dark model fitting is given in Fig. 16. The best fit leads to a dark reconstruction within 10%.

APPENDIX B: CALIBRATION SETUP VALIDATION

1. Blackbody performance checks

Some discrepancies, such as the ITF dispersion or the differences between identical measurements spaced in time, could be explained by the blackbody's inaccuracy and its potential non-stability/non-uniformity. Some tests were performed to verify the performance of this source. The blackbody's cavity is non-uniformly heated, the heating plate being circular around the bottom of the cavity. The blackbody's controller raises a flag when it considers it has reached the set temperature and is stable. The goal of the study was to specifically evaluate the duration required to reach a relative flux within 1% after the stability flag and the size of the region of the blackbody's aperture where this stability is obtained the fastest.

The experimental bench consists of a Neptune Sofradir detector (from MicrOmega/ExoMars Flight Spare) illuminated by the blackbody through an optical bench that imaged the whole aperture of the blackbody (100 mm focal length lens, 1.5 μm interferential filter, and gold-coated folding mirror). Under these conditions, the

blackbody's aperture resolution is 0.15 mm/px. The tests consisted of setting a temperature to the blackbody and taking pictures of its aperture regularly. When the device reached the set temperature, with 1 $^{\circ}\text{C}$ precision, it raised a flag and started the thermal regulation. We noticed that even if the internal sensor reported a monotone evolution of the temperature (Fig. 17), the measured flux showed an overshooting before the flag.

We assumed that the relaxation time would depend on the temperature gradient, so two gradients were tested that mimicked the evolution of the BB temperature: a 400 $^{\circ}\text{C}$ gradient (from 50 $^{\circ}\text{C}$ to 450 $^{\circ}\text{C}$) and a 150 $^{\circ}\text{C}$ gradient (from 450 $^{\circ}\text{C}$ to 600 $^{\circ}\text{C}$). The results are summarized in Fig. 18 and Table IV. The main result is that the 1% stability in a circular region of 40 px = 6 mm diameter around the blackbody's center was reached 19 min after the stability flag for 450 $^{\circ}\text{C}$ and immediately after the flag for 600 $^{\circ}\text{C}$. Figure 18 also illustrates the heating and regulation process of the device; the heating plates were positioned around the blackbody cavity and the regulation thermometer was in the bottom of the cavity, centered in the aperture. During the heating phase, a temperature gradient appeared between the center and the edge of the aperture. Then the heating power decreases and the temperature overshoot the set temperature to heat the center by conduction. For strong gradients, the cavity center would slightly overshoot the set temperature (Fig. 18), but lower gradients gave faster convergence.

The conclusion of this study is summarized in Table IV. The stability convergence was even faster if we set a low temperature gradient and used a detector with a small field of view.

During the calibration, this alignment was performed with a <5 mm precision. Moreover, all measurements were started sometime after the stability flag (at least 10 min for at most a 150 $^{\circ}\text{C}$ step). Therefore, the apparent non-linearity in the flux or dependence on wavelength cannot be explained by a misalignment or non-stability of the blackbody.

2. Optical window calibration

The calibration of the PATATOR optical window was performed under ambient conditions in terms of temperature and hygrometry, using a FTIR (Fourier Transform Infrared) lab spectrometer. Its goal was to determine the transmission spectrum of the window and its spatial homogeneity (Fig. 19); the mean transmission is about 86% that is compliant with the expected Al_2O_3 transmission. The transmission continuum varies between each measurement; this

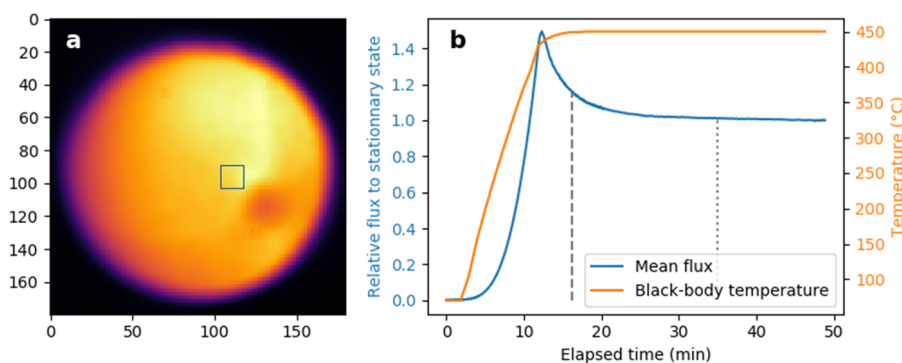


FIG. 17. (a) Flux map of the blackbody's aperture at the stability flag at 450 $^{\circ}\text{C}$ of the control unit. Geometrical aberrations such as reflections and transmission defaults of the filter are visible on the image. (b) Mean flux profile in the central region (blue square, $20 \times 20 \text{ px}^2 = 3 \times 3 \text{ mm}^2$ size) and blackbody temperature as a function of time. The dashed line corresponds to the stability flag occurrence and the dotted line is the 1% flux stability start.

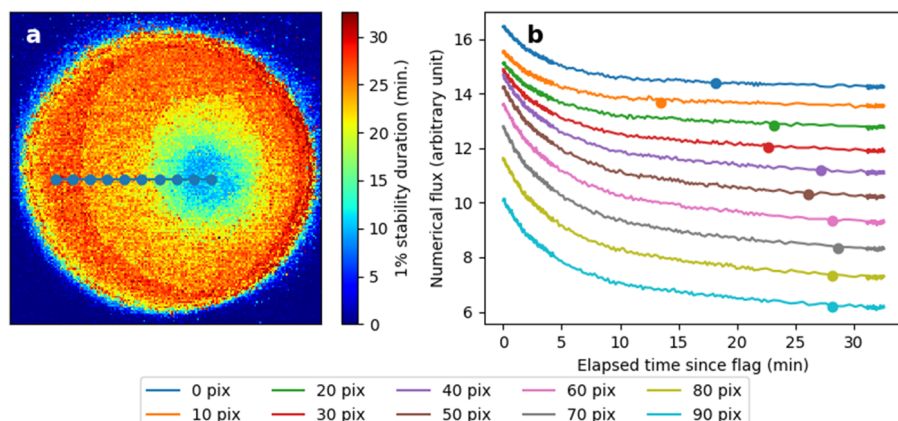


FIG. 18. (a) Map of the time to reach the blackbody stability (in minutes) within 1% in terms of the flux after the temperature stability flag of the blackbody control unit. The temperature was set from 50 °C to 450 °C. The crescent shape on the left part of the image is due to reflections inside the detector and the non-centered fastest convergence area (blue area) is attributed to a misalignment of the detector in the blackbody’s aperture. (b) Flux profiles at different radii from the geometrical center of the blackbody, as a function of time after the temperature stability flag. Dots are the time to reach 1% stability.

TABLE IV. Durations to achieve 1% stability in terms of the flux, calculated from the stability flag, for the two temperature gradients and two sizes of averaged area mimicking an instrument’s FoV.

Size of the averaged area	Duration for a 1% stability after the flag	
	50 °C–450 °C	450 °C–600 °C
1 mm	18.8 min	0 min
6 mm	21.6 min	2.5 min

is probably due to the position of the window in the spectrometer’s cavity. By rotating the window, the incidence angle may change and induce slight continuum shifts. Water absorption band residuals are present in spectra.

The reproducibility of the measurements was also checked (Fig. 20). The same part of the window was measured every

10 min. Continuum variations are attributed to the alternance window/reference measurement where the incidence angle may change and induce slight continuum shifts. Low frequency continuum slope variations are assumed to be due to the stability of the spectrometer’s source [Fig. 20(b)].

The window’s spectrum averaged on the two previous campaigns is given in Fig. 21, with its convolution with a 30 cm⁻¹ width Gaussian, which simulates the AOTF’s response. The convolution smooths the spectrum in water absorption features. The absolute accuracy of the mean transmission has been evaluated [Fig. 21(c)]; thus, the maximal error on absolute transmission is about 0.16% at 1.3 μm, which is much less than accuracy requirements (20% in absolute radiometry). Finally, the relative uncertainty as a function of the wavelength has been evaluated and the results are summarized in Table V. The required relative precision was 1% between 1.3 μm and 2.5 μm and 2% between 2.5 μm and 2.6 μm. These results show that the window transmission is thus known in accordance with these requirements.

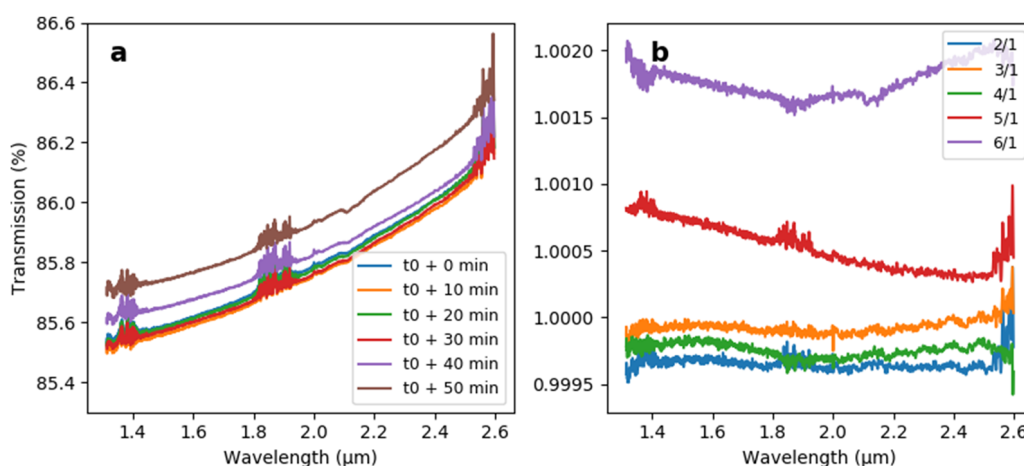


FIG. 19. Spatial homogeneity measurements. (a) Transmission measurements. (b) Transmissions compared to the first one: water absorption residuals have partially disappeared, which shows an inhomogeneous adsorbed water layer.

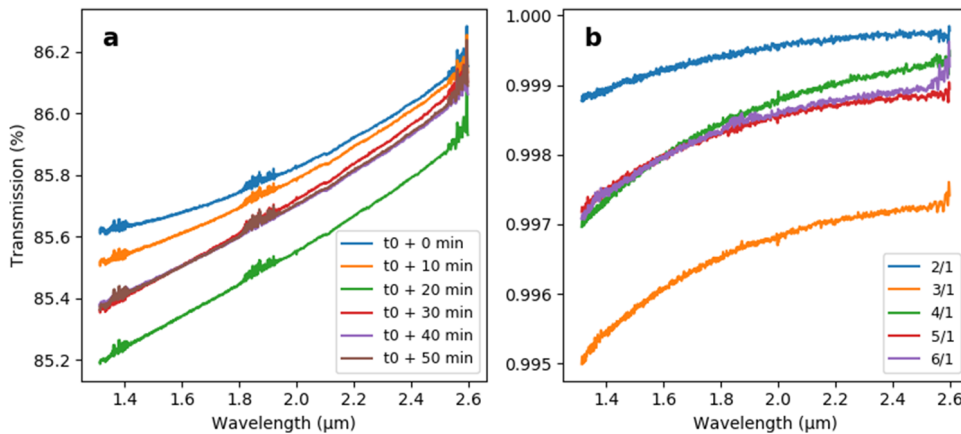


FIG. 20. Reproducibility measurements. (a) Transmission measurements. (b) Transmissions divided by the first acquired measurement: water absorption residuals have disappeared, which shows their stability over time.

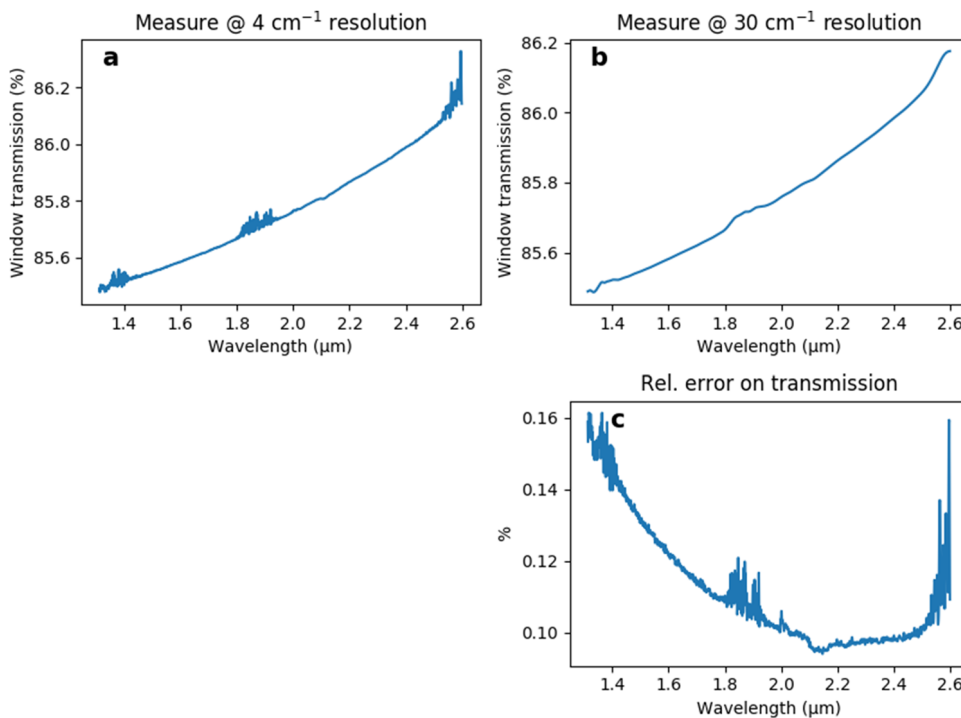


FIG. 21. (a) Mean transmission calculated by averaging all measurements from the two campaigns (12 points); thus, it integrates spatial variations and temporal stability through one week. (b) Mean transmission spectrum convolved with a 30 cm^{-1} width Gaussian. (c) Standard deviation of the different points as a function of wavelength.

TABLE V. Relative accuracy along the mean transmission spectrum (from Fig. 21). The convolution leads to an accuracy that is about a factor of two higher than the raw data.

Spectral range (μm)	Relative error at 30 cm^{-1} (%)	Relative error at 4 cm^{-1} (%)
[1.35, 1.45] (water)	0.0042	0.012
[1.60, 1.80]	0.0018	0.0019
[1.85, 1.95] (water)	0.0077	0.016
[2.10, 2.50]	0.0039	0.0044
[2.55, 2.60] (water)	0.013	0.028

DATA AVAILABILITY

The Instrument Transfer Function parameters and raw calibration data are available at the NASA Planetary Data System (PDS), <https://pds-geosciences.wustl.edu/missions/mars2020/supercam.htm>.

REFERENCES

¹J.-P. Bibring, Y. Langevin, A. Gendrin, B. Gondet, F. Poulet, M. Berthe, A. Soufflot, R. Arvidson, N. Mangold, J. Mustard, P. Drossart, O. Team, S. Erard, O. Forni, M. Combes, T. Encrenaz, T. Fouchet, R. Merchiorri, G. Belluci, F. Altieri, V. Formisano, G. Bonello, F. Capaccioni, P. Cerroni, A. Coradini,

- S. Fonti, V. Kottsov, N. Ignatiev, V. Moroz, D. Titov, L. Zasova, M. Mangold, P. Pinet, S. Doute, B. Schmitt, C. Sotin, E. Hauber, H. Hoffmann, R. Jaumann, U. Keller, T. Duxbury, and F. Forget, "Mars surface diversity as revealed by the OMEGA/Mars express observations," *Science* **307**, 1576 (2005).
- ²S. Murchie, R. Arvidson, P. Bedini, K. Beisser, J.-P. Bibring, J. Bishop, J. Boldt, P. Cavender, T. Choo, R. T. Clancy, E. H. Darlington, D. Des Marais, R. Espiritu, D. Fort, R. Green, E. Guinness, J. Hayes, C. Hash, K. Heffernan, J. Hemmler, G. Heyler, D. Humm, J. Hutcheson, N. Izenberg, R. Lee, J. Lees, D. Lohr, E. Malaret, T. Martin, J. A. McGovern, P. McGuire, R. Morris, J. Mustard, S. Pelkey, E. Rhodes, M. Robinson, T. Roush, E. Schaefer, G. Seagrave, F. Seelos, P. Silverglate, S. Slavney, M. Smith, W.-J. Shyong, K. Strohbahn, H. Taylor, P. Thompson, B. Tossman, M. Wirzbürger, and M. Wolff, "Compact reconnaissance imaging spectrometer for Mars (CRISM) on Mars reconnaissance orbiter (MRO)," *J. Geophys. Res.* **112**, E05S03, <https://doi.org/10.1029/2006je002682> (2007).
- ³A. Gendrin, N. Mangold, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, F. Poulet, G. Bonello, C. Quantin, J. Mustard, R. Arvidson, and S. LeMouélic, "Sulfates in martian layered terrains: The OMEGA/Mars express view," *Science* **307**, 1587–1591 (2005).
- ⁴F. Poulet, J.-P. Bibring, J. F. Mustard, A. Gendrin, N. Mangold, Y. Langevin, R. E. Arvidson, B. Gondet, and C. Gomez, "Phyllosilicates on Mars and implications for early martian climate," *Nature* **438**, 623–627 (2005).
- ⁵B. L. Ehlmann, J. F. Mustard, C. I. Fassett, S. C. Schon, J. W. Head III, D. J. Des Marais, J. A. Grant, and S. L. Murchie, "Clay minerals in delta deposits and organic preservation potential on Mars," *Nat. Geosci.* **1**, 355–358 (2008).
- ⁶R. E. Milliken, G. A. Swayze, R. E. Arvidson, J. L. Bishop, R. N. Clark, B. L. Ehlmann, R. O. Green, J. P. Grotzinger, R. V. Morris, S. L. Murchie, J. F. Mustard, and C. Weitz, "Opaline silica in young deposits on Mars," *Geology* **36**, 847–850 (2008).
- ⁷J. Carter, F. Poulet, J.-P. Bibring, N. Mangold, and S. Murchie, "Hydrous minerals on Mars as seen by the CRISM and OMEGA imaging spectrometers: Updated global view," *J. Geophys. Res.: Planets* **118**, 831–858, <https://doi.org/10.1029/2012je004145> (2013).
- ⁸R. C. Wiens, S. Maurice, K. McCabe, P. Cais, R. B. Anderson, O. Beyssac, L. Bonal, S. M. Clegg, L. Deflores, G. Dromart, W. W. Fischer, O. Forni, O. Gasnault, J. P. Grotzinger, J. R. Johnson, J. Martinez-Frias, N. Mangold, S. M. McLennan, F. Montmessin, F. Rull, S. K. Sharma, V. Sautter, E. Lewin, E. Cloutis, F. Poulet, S. Bernard, T. McConnochie, N. Lanza, H. Newsom, A. Ollila, R. Leveille, S. Le Mouélic, J. Lasue, N. Melikechi, P.-Y. Meslin, A. Misra, O. Grasset, S. M. Angel, T. Fouchet, P. Beck, N. Bridges, B. Bousquet, C. Fabre, P. Pinet, K. Benzerara, and G. Montagnac, "The SuperCam remote sensing instrument suite for Mars 2020," *LPI Contributions* **47**, 1322(2016).
- ⁹T. Fouchet, F. Montmessin, O. Forni, S. Maurice, R. C. Wiens, J. R. Johnson, S. M. Clegg, P. Beck, F. Poulet, O. Gasnault, P.-Y. Meslin, and T. SuperCam Team, "The infrared investigation on the SuperCam instrument for the Mars2020 rover," in *LPI Contributions* **46**, 1736 (2015).
- ¹⁰X. Ren, T. N. Cai, D. W. Liu, J. J. Liu, H. B. Zhang, Q. Fu, Z. B. Zhang, and W. M. Xu, "Preliminary scientific exploration programs for Mars surface composition detection package of China's first Mars exploration," *European Planetary Science Congress Abstracts* **12**, 2 (2018).
- ¹¹O. I. Korabev, Y. Dobrolensky, N. Evdokimova, A. A. Fedorova, R. O. Kuzmin, S. N. Mantsevich, E. A. Cloutis, J. Carter, F. Poulet, J. Flahaut, A. Griffiths, M. Gunn, N. Schmitz, J. Martín-Torres, M.-P. Zorzano, D. S. Rodionov, J. L. Vago, A. V. Stepanov, A. Y. Titov, N. A. Vyazovetsky, A. Y. Trokhimovskiy, A. G. Saggir, Y. K. Kalinnikov, Y. S. Ivanov, A. A. Shapkin, and A. Y. Ivanov, "Infrared spectrometer for ExoMars: A mast-mounted instrument for the rover," *Astrobiology* **17**, 542 (2017).
- ¹²R. C. Wiens, S. Maurice, and F. Perez, "The SuperCam remote sensing instrument suite for the Mars 2020 rover: A preview," *Spectroscopy* **32**, 50–55 (2017).
- ¹³J.-M. Reess, M. Bonafous, L. Lapauw, O. Humeau, T. Fouchet, P. Bernardi, P. Cais, M. Deleuze, O. Forni, S. Maurice, S. Robinson, and R. C. Wiens, "The SuperCam infrared instrument on the NASA MARS2020 mission: Performance and qualification results," *Proc. SPIE* **11180**, 1118037 (2019).
- ¹⁴R. Tawalbeh, D. Voelz, D. Glenar, X. Xiao, N. Chanover, R. Hull, and D. Kuehn, "Infrared acousto-optic tunable filter point spectrometer for detection of organics on mineral surfaces," *Opt. Eng.* **52**, 063604 (2013).
- ¹⁵Z.-P. He, B.-Y. Wang, G. Lü, C.-L. Li, L.-Y. Yuan, R. Xu, B. Liu, K. Chen, and J.-Y. Wang, "Operating principles and detection characteristics of the visible and near-infrared imaging spectrometer in the chang'e-3," *Res. Astron. Astrophys.* **14**, 1567–1577 (2014).
- ¹⁶T. Fouchet, J.-M. Reess, F. Montmessin, R. Hassen-Khodja, N. Nguyen-Tuong, O. Humeau, S. Jacquino, L. Lapauw, J. Parisot, M. Bonafous, P. Bernardi, F. Chapron, A. Jeanneau, C. Collin, D. Zeganadin, P. Nibert, S. Abbaki, C. Montaron, C. Blanchard, V. Arslanyan, O. Achelhi, C. Colon, C. Royer, V. Hamm, M. Beuzit, F. Poulet, C. Pilorget, O. Forni, O. Gasnault, P. Pilleri, C. Quantin, P. Beck, O. Beyssac, S. Maurice, and R. Wiens, "The SuperCam infrared spectrometer for the perseverance rover of the Mars2020 mission" (to be published) (2020).
- ¹⁷J.-M. Reess, T. Fouchet, M. Deleuze, R. Pérez, R. C. Wiens, P. Bernardi, L. Lapauw, F. Montmessin, P. Cais, and S. Maurice, "The SuperCam infrared instrument on the NASA Mars2020 mission: Optical design and performance," *Proc. SPIE* **10562**, 246 (2017).
- ¹⁸F. Rull, J. A. Manrique, G. Lopez, J. A. Sanz, M. Veneranda, J. Saiz, J. Medina, J. Rodriguez, A. Moral, J. M. Madariaga, G. Arana, S. Maurice, A. Cousin, R. Wiens, M. Madsen, V. Garcia, C. Castro, C. Ortega, I. Sard, and A. Fernandez, "SuperCam calibration target general design," *LPI Contrib.* **2089**, 6326 (2019).

Activités effectuées dans le cadre de la thèse



C.1 Enseignement	283
C.2 Vulgarisation scientifique	283
C.3 Formations suivies et école d'été	283
C.4 Autres activités	284

C.1 Enseignement

Au cours de ma thèse, j'ai pu bénéficier d'une mission complémentaire d'enseignement à l'Université Paris-Sud. J'ai effectué un service total de 197 heures équivalent-TD sur 3 ans.

- TP doublage de fréquence et TP effet Brossel, M1 (152 heures ETD);
- Cours-TD Phys137 : Évolution des conceptions de l'Univers, L1 (45 heures ETD).

C.2 Vulgarisation scientifique

J'ai profité des événements scientifiques se produisant pendant ma thèse pour animer des ateliers de vulgarisation.

- Fête de la science 2017 : atelier de réalité virtuelle sur la visite de *Mawrth Vallis*;
- Fête de la science 2018 : atelier de réalité virtuelle sur l'atterrissage de Philae sur la comète *67P/Tchourioumov-Guerassimenko*;
- Fête de la science 2019 : atelier de réalité virtuelle sur l'atterrissage de Philae;
- Fête des 80 ans du CNRS (2019) : présentation de l'instrument MicrOmega/ExoMars et atelier de réalité virtuelle sur l'atterrissage de Philae;
- Forum du CNRS 2019 : atelier de réalité virtuelle sur l'atterrissage de Philae.

C.3 Formations suivies et école d'été

Dans le cadre de la formation doctorale de l'ED127, j'ai suivi les modules de formation suivants au cours de ma thèse :

- Formation aux nouveaux doctorants enseignants (8 heures);
- Formation à l'éthique (4 heures);
- École d'été Alpbach 2018 : *Sample Return Mission from a Small Solar System Body* (10 jours), *prix de la compétitivité obtenu*.

C.4 Autres activités

- Membre doctorant au conseil de l'OSUPS de 2017 à 2019 ;
- Encadrement d'un stage de L3 de 6 semaines en 2019.

Bibliographie

- Allwood, A. C., Wade, L. A., & Hurowitz, J. A. 2016. PIXL Investigation on the Mars 2020 Rover, 1980, 4138
- Allwood, A. C., Walter, M. R., Burch, I. W., & Kamber, B. S. 2007. 3.43 Billion-Year-Old Stromatolite Reef from the Pilbara Craton of Western Australia : Ecosystem-Scale Insights to Early Life on Earth, *Precambrian Research*, 158, 198
- Bandfield, J. L., Hamilton, V. E., & Christensen, P. R. 2000. A Global View of Martian Surface Compositions from MGS-TES, *Science*, 287, 1626
- Baratoux, D., Toplis, M. J., Monnereau, M., & Gasnault, O. 2011. Thermal History of Mars Inferred from Orbital Geochemistry of Volcanic Provinces, *Nature*, 472, 338
- Barnes, J. W., Brown, R. H., Soderblom, L., et al. 2007. Global-Scale Surface Spectral Variations on Titan Seen from Cassini/VIMS, *Icarus*, 186, 242
- Bartoli, F., Allen, R., Esterowitz, L., & Kruer, M. 1974. Auger-limited Carrier Lifetimes in HgCdTe at High Excess Carrier Concentrations, *Journal of Applied Physics*, 45, 2150
- Beegle, L. W., Bhartia, R., DeFlores, L., et al. 2016. SHERLOC : An Investigation for Mars 2020, 1912, 2022
- Bell, J. F., Maki, J. N., Mehall, G. L., et al. 2016. Mastcam-Z : Designing a Geologic, Stereoscopic, and Multispectral Pair of Zoom Cameras for the NASA Mars 2020 Rover, 1980, 4126
- Benner, S. A., Devine, K. G., Matveeva, L. N., & Powell, D. H. 2000. The Missing Organic Molecules on Mars, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 97, 2425
- Beyssac, O., Ollila, A. M., Arana, G., et al. 2020. SuperCam Raman Onboard Mars 2020 Rover : Overview and Test Data, 51, 1419
- Bibring, J.-P., Combes, M., Langevin, Y., et al. 1989. Results from the ISM Experiment, *Nature*, 341, 591
- Bibring, J.-P., Hamm, V., Langevin, Y., et al. 2017a. The MicrOmega Investigation Onboard Hayabusa2, *Space Science Reviews*, 208, 401
- Bibring, J.-P., Hamm, V., Pilorget, C., Vago, J. L., & the MicrOmega Team. 2017b. The MicrOmega Investigation Onboard ExoMars, *Astrobiology*, 17, 621
- Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gendrin, A., et al. 2005. Mars Surface Diversity as Revealed by the OMEGA/Mars Express Observations, *Science*, 307, 1576
- Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J. F., et al. 2006. Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data, *Science*, 312, 400
- Bibring, J.-P., Soufflot, A., Berthé, M., et al. 2004. OMEGA : Observatoire Pour La Minéralogie, l'Eau, Les Glaces et l'Activité, 1240, 37

- Biemann, K., Oro, J., Toulmin, P., et al. 1977. The Search for Organic Substances and Inorganic Volatile Compounds in the Surface of Mars, *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 82, 4641
- Bishop, J. L., Dobreá, E. Z. N., McKeown, N. K., et al. 2008. Phyllosilicate Diversity and Past Aqueous Activity Revealed at Mawrth Vallis, Mars, *Science*, 321, 830
- Bishop, J. L., Fairén, A. G., Michalski, J. R., et al. 2018. Surface Clay Formation during Short-Term Warmer and Wetter Conditions on a Largely Cold Ancient Mars, *Nature Astronomy*, 2, 206
- Bishop, J. L., Gates, W. P., Makarewicz, H. D., McKeown, N. K., & Hiroi, T. 2011. Reflectance Spectroscopy of Beidellites and Their Importance for Mars, *Clays and Clay Minerals*, 59, 378
- Bishop, J. L., Loizeau, D., McKeown, N. K., et al. 2013a. What the Ancient Phyllosilicates at Mawrth Vallis Can Tell Us about Possible Habitability on Early Mars, *Planetary and Space Science*, 86, 130
- Bishop, J. L., Perry, K. A., Dyar, M. D., et al. 2013b. Coordinated Spectral and XRD Analyses of Magnesite-Nontronite-Forsterite Mixtures and Implications for Carbonates on Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118, 635
- Booth, M. C. & Kieffer, H. H. 1978. Carbonate Formation in Marslike Environments, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 83, 1809
- Bosak, T., Knoll, A. H., & Petroff, A. P. 2013. The Meaning of Stromatolites, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 41, 21
- Brown, A. J., Viviano, C. E., & Goudge, T. A. 2020. Olivine-Carbonate Mineralogy of the Jezero Crater Region, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125, e2019JE006011
- Bultel, B., Viennet, J.-C., Poulet, F., Carter, J., & Werner, S. C. 2019. Detection of Carbonates in Martian Weathering Profiles, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 124, 989
- Cady, S. L., Farmer, J. D., Grotzinger, J. P., Schopf, J. W., & Steele, A. 2003. Morphological Biosignatures and the Search for Life on Mars, *Astrobiology*, 3, 351
- Capaccioni, F., Coradini, A., Cerroni, P., & Amici, S. 1998. Imaging Spectroscopy of Saturn and Its Satellites : Vims-v Onboard Cassini, *Planetary and Space Science*, 46, 1263
- Capaccioni, F., Coradini, A., Filacchione, G., et al. 2015. The Organic-Rich Surface of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko as Seen by VIRTIS/Rosetta, *Science*, 347
- Carr, M. H. 1996. Water on Mars, *New York : Oxford University Press, |c1996*
- Carr, M. H. & Head, J. W. 2003. Oceans on Mars : An Assessment of the Observational Evidence and Possible Fate, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108
- Carrier, B. L., Abbey, W. J., Beegle, L. W., Bhartia, R., & Liu, Y. 2019. Attenuation of Ultraviolet Radiation in Rocks and Minerals : Implications for Mars Science, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 124, 2599
- Carrier, B. L. & Kounaves, S. P. 2015. The Origins of Perchlorate in the Martian Soil, *Geophysical Research Letters*, 42, 3739
- Carter, J. 2011, PhD Thesis, Université Paris-Sud

- Carter, J., Loizeau, D., Mangold, N., Poulet, F., & Bibring, J.-P. 2015. Widespread Surface Weathering on Early Mars : A Case for a Warmer and Wetter Climate, *Icarus*, 248, 373
- Carter, J. & Poulet, F. 2012. Orbital Identification of Clays and Carbonates in Gusev Crater, *Icarus*, 219, 250
- Carter, J., Poulet, F., Bibring, J.-P., Mangold, N., & Murchie, S. 2013. Hydrous Minerals on Mars as Seen by the CRISM and OMEGA Imaging Spectrometers : Updated Global View, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118, 831
- Carter, J., Poulet, F., Bibring, J.-P., & Murchie, S. 2010. Detection of Hydrated Silicates in Crustal Outcrops in the Northern Plains of Mars, *Science*, 328, 1682
- Chambers, J. E. 2009. Planetary Migration : What Does It Mean for Planet Formation ?, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37, 321
- Chevrier, V., Poulet, F., & Bibring, J.-P. 2007. Early Geochemical Environment of Mars as Determined from Thermodynamics of Phyllosilicates, *Nature*, 448, 60
- Christensen, P. R. 2004. Initial Results from the Mini-TES Experiment in Gusev Crater from the Spirit Rover, *Science*, 305, 837
- Christensen, P. R., Bandfield, J. L., Smith, M. D., Hamilton, V. E., & Clark, R. N. 2000. Identification of a Basaltic Component on the Martian Surface from Thermal Emission Spectrometer Data, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 105, 9609
- Clark, R. N. 1983. Spectral Properties of Mixtures of Montmorillonite and Dark Carbon Grains : Implications for Remote Sensing Minerals Containing Chemically and Physically Adsorbed Water, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 88, 10635
- Clark, R. N., King, T. V. V., Klejwa, M., Swayze, G. A., & Vergo, N. 1990. High Spectral Resolution Reflectance Spectroscopy of Minerals, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95, 12653
- Clark, R. N., Swayze, G. A., & Gallagher, A. J. 1993, The U. S. Geological Survey, Digital Spectral Library : Version 1 : 0.2 to 3.0 Microns, Tech. rep., U.S. Geological Survey
- Cloutis, E. A. 2002. Pyroxene Reflectance Spectra : Minor Absorption Bands and Effects of Elemental Substitutions, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107, 6
- Cloutis, E. A., Hawthorne, F. C., Mertzman, S. A., et al. 2006. Detection and Discrimination of Sulfate Minerals Using Reflectance Spectroscopy, *Icarus*, 184, 121
- Comer, R. P., Solomon, S. C., & Head, J. W. 1985. Mars : Thickness of the Lithosphere from the Tectonic Response to Volcanic Loads, *Reviews of Geophysics*, 23, 61
- Coradini, A., Capaccioni, F., Drossart, P., et al. 2007. Virtis : An Imaging Spectrometer for the Rosetta Mission, *Space Science Reviews*, 128, 529
- COSPAR. 2017. COSPAR's Planetary Protection Policy, *Space Research Today*, 200, 12
- Costard, F., Séjourné, A., Lagain, A., et al. 2019. The Lomonosov Crater Impact Event : A Possible Mega-Tsunami Source on Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 124, 1840
- Craddock, R. A. & Howard, A. D. 2002. The Case for Rainfall on a Warm, Wet Early Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107, 21

- Crumpler, L. S., Arvidson, R. E., Bell, J., et al. 2015. Context of Ancient Aqueous Environments on Mars from in Situ Geologic Mapping at Endeavour Crater, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 120, 538
- Dehouck, E., Mangold, N., Le Mouélic, S., Ansan, V., & Poulet, F. 2010. Ismenius Cavus, Mars : A Deep Paleolake with Phyllosilicate Deposits, *Planetary and Space Science*, 58, 941
- Edwards, C. S., Bandfield, J. L., Christensen, P. R., & Fergason, R. L. 2009. Global Distribution of Bedrock Exposures on Mars Using THEMIS High-Resolution Thermal Inertia, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114
- Edwards, C. S., Bandfield, J. L., Christensen, P. R., & Rogers, A. D. 2014. The Formation of Infilled Craters on Mars : Evidence for Widespread Impact Induced Decompression of the Early Martian Mantle ?, *Icarus*, 228, 149
- Ehlmann, B. L. & Edwards, C. S. 2014. Mineralogy of the Martian Surface, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 42, 291
- Ehlmann, B. L., Mustard, J. F., Fassett, C. I., et al. 2008a. Clay Minerals in Delta Deposits and Organic Preservation Potential on Mars, *Nature Geoscience*, 1, 355
- Ehlmann, B. L., Mustard, J. F., Murchie, S. L., et al. 2011. Subsurface Water and Clay Mineral Formation during the Early History of Mars, *Nature*, 479, 53
- Ehlmann, B. L., Mustard, J. F., Murchie, S. L., et al. 2008b. Orbital Identification of Carbonate-Bearing Rocks on Mars, *Science*, 322, 1828
- Ehlmann, B. L., Mustard, J. F., Swayze, G. A., et al. 2009. Identification of Hydrated Silicate Minerals on Mars Using MRO-CRISM : Geologic Context near Nili Fossae and Implications for Aqueous Alteration, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114, E00D08
- Eigenbrode, J. L., Summons, R. E., Steele, A., et al. 2018. Organic Matter Preserved in 3-Billion-Year-Old Mudstones at Gale Crater, Mars, *Science*, 360, 1096
- Fairén, A. G., Fernández-Remolar, D., Dohm, J. M., Baker, V. R., & Amils, R. 2004. Inhibition of Carbonate Synthesis in Acidic Oceans on Early Mars, *Nature*, 431, 423
- Farmer, J. D. & des Marais, D. J. 1999. Exploring for a Record of Ancient Martian Life, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 104, 26977
- Fassett, C. I. & Head, J. W. 2008. The Timing of Martian Valley Network Activity : Constraints from Buffered Crater Counting, *Icarus*, 195, 61
- Fassett, C. I. & Head, J. W. 2011. Sequence and Timing of Conditions on Early Mars, *Icarus*, 211, 1204
- Fassett, C. I. & Head, III, J. W. 2005. New Evidence for Fluvial Sedimentary Deposits on Mars : Deltas Formed in a Crater Lake in the Nili Fossae Region, 36
- Fouchet, T., Montmessin, F., Forni, O., et al. 2015. The Infrared Investigation on the SuperCam Instrument for the Mars2020 Rover, *LPI Contributions*, 46, 1736
- Fouchet, T., Reess, J.-M., Montmessin, F., et al. 2020. The SuperCam Infrared Spectrometer for the Perseverance Rover of the Mars2020 Mission (in Preparation), 23

- Fox, A. C., Eigenbrode, J. L., & Freeman, K. H. 2019. Radiolysis of Macromolecular Organic Material in Mars-Relevant Mineral Matrices, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 124, 3257
- François, P., Szopa, C., Buch, A., et al. 2016. Magnesium Sulfate as a Key Mineral for the Detection of Organic Molecules on Mars Using Pyrolysis, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121, 61
- Franzson, H., Zierenberg, R., & Schiffman, P. 2008. Chemical Transport in Geothermal Systems in Iceland : Evidence from Hydrothermal Alteration, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 173, 217
- Freissinet, C., Glavin, D. P., Mahaffy, P. R., et al. 2015. Organic Molecules in the Sheepbed Mudstone, Gale Crater, Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 120, 495
- Freud, S. 1917. Une difficulté de la psychanalyse, *Essais de psychanalyse appliquée*, 137
- Gaidos, E. & Marion, G. 2003. Geological and Geochemical Legacy of a Cold Early Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108
- Gasnault, O., Maurice, S., Wiens, R. C., et al. 2015. SuperCam Remote Micro-Imager on Mars 2020, 46, 2990
- Gaudin, A., Dehouck, E., Grauby, O., & Mangold, N. 2018. Formation of Clay Minerals on Mars : Insights from Long-Term Experimental Weathering of Olivine, *Icarus*, 311, 210
- Golombek, M., Balaram, J., Maki, J., et al. 2020. Mars Helicopter on the 2020 Rover Mission, 51, 2096
- Goudge, T. A., Aureli, K. L., Head, J. W., Fassett, C. I., & Mustard, J. F. 2015a. Classification and Analysis of Candidate Impact Crater-Hosted Closed-Basin Lakes on Mars, *Icarus*, 260, 346
- Goudge, T. A., Head, J. W., Mustard, J. F., & Fassett, C. I. 2012. An Analysis of Open-Basin Lake Deposits on Mars : Evidence for the Nature of Associated Lacustrine Deposits and Post-Lacustrine Modification Processes, *Icarus*, 219, 211
- Goudge, T. A., Milliken, R. E., Head, J. W., Mustard, J. F., & Fassett, C. I. 2017. Sedimentological Evidence for a Deltaic Origin of the Western Fan Deposit in Jezero Crater, Mars and Implications for Future Exploration, *Earth and Planetary Science Letters*, 458, 357
- Goudge, T. A., Mohrig, D., Cardenas, B. T., Hughes, C. M., & Fassett, C. I. 2018. Stratigraphy and Paleohydrology of Delta Channel Deposits, Jezero Crater, Mars, *Icarus*, 301, 58
- Goudge, T. A., Mustard, J. F., Head, J. W., Fassett, C. I., & Wiseman, S. M. 2015b. Assessing the Mineralogy of the Watershed and Fan Deposits of the Jezero Crater Paleolake System, Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 120, 775
- Grant, J. A., Irwin, R. P., Grotzinger, J. P., et al. 2008. HiRISE Imaging of Impact Megabreccia and Sub-Meter Aqueous Strata in Holden Crater, Mars, *Geology*, 36, 195
- Griffith, L. L. & Shock, E. L. 1997. Hydrothermal Hydration of Martian Crust : Illustration via Geochemical Model Calculations, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 102, 9135
- Hamran, S.-E., Amundsen, H. E. F., Asak, L., et al. 2016. The RIMFAX GPR Instrument Development for the Mars 2020 Rover Mission, 1980, 4031

- Hapke, B. 1981. Bidirectional Reflectance Spectroscopy : 1. Theory, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 86, 3039
- Hartmann, W. K. & Neukum, G. 2001. Cratering Chronology and the Evolution of Mars, *Space Science Reviews*, 96, 165
- Hayes, J. M. & Biemann, K. 1968. High Resolution Mass Spectrometric Investigations of the Organic Constituents of the Murray and Holbrook Chondrites, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 32, 239
- He, Z.-P., Wang, B.-Y., Lü, G., et al. 2014. Operating Principles and Detection Characteristics of the Visible and Near-Infrared Imaging Spectrometer in the Chang'e-3, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 14, 1567
- Head, J. W., Kreslavsky, M. A., & Pratt, S. 2002. Northern Lowlands of Mars : Evidence for Widespread Volcanic Flooding and Tectonic Deformation in the Hesperian Period, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107, 3
- Hecht, M. H., Hoffman, J. A., & Moxie Team. 2016. The Mars Oxygen ISRU Experiment (MOXIE) on the Mars 2020 Rover, 1980, 4130
- Hoefen, T. M., Clark, R. N., Bandfield, J. L., et al. 2003. Discovery of Olivine in the Nili Fossae Region of Mars, *Science*, 302, 627
- Hoehler, T. M. 2007. An Energy Balance Concept for Habitability, *Astrobiology*, 7, 824
- Horgan, B. H. N., Anderson, R. B., Dromart, G., Amador, E. S., & Rice, M. S. 2020. The Mineral Diversity of Jezero Crater : Evidence for Possible Lacustrine Carbonates on Mars, *Icarus*, 339, 113526
- iMOST. 2018, The Potential Science and Engineering Value of Samples Delivered to Earth by Mars Sample Return, Tech. rep.
- Irwin, R. P., Maxwell, T. A., Howard, A. D., Craddock, R. A., & Leverington, D. W. 2002. A Large Paleolake Basin at the Head of Ma'adim Vallis, Mars, *Science*, 296, 2209
- Jakosky, B. M., Slipski, M., Benna, M., et al. 2017. Mars' Atmospheric History Derived from Upper-Atmosphere Measurements of $^{38}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$, *Science*, 355, 1408
- Johansen, A., Low, M.-M. M., Lacerda, P., & Bizzarro, M. 2015. Growth of Asteroids, Planetary Embryos, and Kuiper Belt Objects by Chondrule Accretion, *Science Advances*, 1, e1500109
- Jouglet, D. 2008, PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI
- Karunatillake, S., Squyres, S. W., Taylor, G. J., et al. 2006. Composition of Northern Low-Albedo Regions of Mars : Insights from the Mars Odyssey Gamma Ray Spectrometer, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111
- King, T. V. V. & Ridley, W. I. 1987. Relation of the Spectroscopic Reflectance of Olivine to Mineral Chemistry and Some Remote Sensing Implications, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 92, 11457
- Koeppen, W. C. & Hamilton, V. E. 2008. Global Distribution, Composition, and Abundance of Olivine on the Surface of Mars from Thermal Infrared Data, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 113

- Korablev, O., Bertaux, J.-L., Fedorova, A., et al. 2006. SPICAM IR Acousto-Optic Spectrometer Experiment on Mars Express, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111
- Korablev, O., Fedorova, A., Bertaux, J.-L., et al. 2012. SPICAV IR Acousto-Optic Spectrometer Experiment on Venus Express, *Planetary and Space Science*, 65, 38
- Korablev, O. I., Dobrolensky, Y., Evdokimova, N., et al. 2017. Infrared Spectrometer for Exo-Mars : A Mast-Mounted Instrument for the Rover, *Astrobiology*, 17, 542
- Kuzmin, R. O. & Zabalueva, E. V. 2003. The Temperature Regime of the Surface Layer of the Phobos Regolith in the Region of the Potential Fobos–Grunt Space Station Landing Site, *Solar System Research*, 37, 480
- Lawless, J. 1986. Clay-Organic Interactions and the Origin of Life., *Clay Minerals and the Origin of Life*, 135
- Levin, G. V. & Straat, P. A. 1976. Viking Labeled Release Biology Experiment : Interim Results, *Science*, 194, 1322
- Lewis, J. M., Najorka, J., Watson, J. S., & Sephton, M. A. 2018. The Search for Hesperian Organic Matter on Mars : Pyrolysis Studies of Sediments Rich in Sulfur and Iron, *Astrobiology*, 18, 454
- Lillis, R. J., Frey, H. V., & Manga, M. 2008. Rapid Decrease in Martian Crustal Magnetization in the Noachian Era : Implications for the Dynamo and Climate of Early Mars, *Geophysical Research Letters*, 35
- Lin-Vien, D., Colthup, N. B., Fateley, W. G., & Grasselli, J. G. 1991, *The Handbook of Infrared and Raman Characteristic Frequencies of Organic Molecules*, Academic Press
- Loizeau, D., Mangold, N., Poulet, F., et al. 2010. Stratigraphy in the Mawrth Vallis Region through OMEGA, HRSC Color Imagery and DTM, *Icarus*, 205, 396
- Lundin, R., Barabash, S., Andersson, H., et al. 2004. Solar Wind-Induced Atmospheric Erosion at Mars : First Results from ASPERA-3 on Mars Express, *Science*, 305, 1933
- Lunine, J. I., Coradini, A., Gautier, D., Owen, T. C., & Wuchterl, G. 2004. The Origin of Jupiter, *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 19
- Mangold, N., Poulet, F., Mustard, J. F., et al. 2007. Mineralogy of the Nili Fossae Region with OMEGA/Mars Express Data : 2. Aqueous Alteration of the Crust, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112, E08S04
- Masset, F. S. & Papaloizou, J. C. B. 2003. Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters, *The Astrophysical Journal*, 588, 494
- Maurice, S., Wiens, R. C., Bernardi, P., et al. 2020a. The SuperCam Instrument Suite on the Mars 2020 Rover : Science Objectives and Mast-Unit Description (in Preparation), 71
- Maurice, S., Wiens, R. C., Bernardi, P., et al. 2020b. SuperCam Baseline Performance Prior to the Launch of Mars 2020, 51, 1950
- Maurice, S., Wiens, R. C., Saccoccio, M., et al. 2012. The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover : Science Objectives and Mast Unit Description, *Space Science Reviews*, 170, 95

- McGuire, A. F. & Hapke, B. W. 1995. An Experimental Study of Light Scattering by Large, Irregular Particles, *Icarus*, 113, 134
- McSween, H. Y., Labotka, T. C., & Viviano-Beck, C. E. 2015. Metamorphism in the Martian Crust, *Meteoritics & Planetary Science*, 50, 590
- McSween, H. Y., Taylor, G. J., & Wyatt, M. B. 2009. Elemental Composition of the Martian Crust, *Science*, 324, 736
- Melosh, H. J. & Vickery, A. M. 1989. Impact Erosion of the Primordial Atmosphere of Mars, *Nature*, 338, 487
- Milliken, R. E., Fischer, W. W., & Hurowitz, J. A. 2009. Missing Salts on Early Mars, *Geophysical Research Letters*, 36
- Milliken, R. E., Swayze, G. A., Arvidson, R. E., et al. 2008. Opaline Silica in Young Deposits on Mars, *Geology*, 36, 847
- Morris, R. V., Lauer, H. V., Lawson, C. A., et al. 1985. Spectral and Other Physicochemical Properties of Submicron Powders of Hematite (α -Fe₂O₃), Maghemite (γ -Fe₂O₃), Magnetite (Fe₃O₄), Goethite (α -FeOOH), and Lepidocrocite (γ -FeOOH), *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 90, 3126
- Morris, R. V., Ruff, S. W., Gellert, R., et al. 2010. Identification of Carbonate-Rich Outcrops on Mars by the Spirit Rover, *Science*, 329, 421
- Murchie, S., Arvidson, R., Bedini, P., et al. 2007. Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars (CRISM) on Mars Reconnaissance Orbiter (MRO), *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112, E05S03
- Murchie, S. L., Mustard, J. F., Ehlmann, B. L., et al. 2009. A Synthesis of Martian Aqueous Mineralogy after 1 Mars Year of Observations from the Mars Reconnaissance Orbiter, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114
- Murdoch, N., Chide, B., Lasue, J., et al. 2019. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Acoustic Testing of the Mars 2020 Microphone, *Planetary and Space Science*, 165, 260
- Mustard, J., Adler, M., Allwood, A., et al. 2013, *Report of the Mars 2020 Science Definition Team*
- Mustard, J. F., Ehlmann, B. L., Murchie, S. L., et al. 2009. Composition, Morphology, and Stratigraphy of Noachian Crust around the Isidis Basin, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114
- Mustard, J. F., Murchie, S. L., Pelkey, S. M., et al. 2008. Hydrated Silicate Minerals on Mars Observed by the Mars Reconnaissance Orbiter CRISM Instrument, *Nature*, 454, 305
- Mustard, J. F., Poulet, F., Gendrin, A., et al. 2005. Olivine and Pyroxene Diversity in the Crust of Mars, *Science*, 307, 1594
- Mustard, J. F., Poulet, F., Head, J. W., et al. 2007. Mineralogy of the Nili Fossae Region with OMEGA/Mars Express Data : 1. Ancient Impact Melt in the Isidis Basin and Implications for the Transition from the Noachian to Hesperian, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112
- National Academies of Sciences, E. 2019, *Planetary Protection Classification of Sample Return Missions from the Martian Moons*

- Neukum, G., Jaumann, R., Hoffmann, H., et al. 2004. Recent and Episodic Volcanic and Glacial Activity on Mars Revealed by the High Resolution Stereo Camera, *Nature*, 432, 971
- Newsom, H. E., Lanza, N. L., Ollila, A. M., et al. 2010. Inverted Channel Deposits on the Floor of Miyamoto Crater, Mars, *Icarus*, 205, 64
- Niles, P. B., Catling, D. C., Berger, G., et al. 2013. Geochemistry of Carbonates on Mars : Implications for Climate History and Nature of Aqueous Environments, *Space Science Reviews*, 174, 301
- Nimmo, F., Hart, S. D., Korycansky, D. G., & Agnor, C. B. 2008. Implications of an Impact Origin for the Martian Hemispheric Dichotomy, *Nature*, 453, 1220
- Ody, A. 2012, PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI
- Ody, A., Poulet, F., Bibring, J.-P., et al. 2013. Global Investigation of Olivine on Mars : Insights into Crust and Mantle Compositions, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118, 234
- Osterloo, M. M., Anderson, F. S., Hamilton, V. E., & Hynek, B. M. 2010. Geologic Context of Proposed Chloride-Bearing Materials on Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 115
- Oyama, V. I. & Berdahl, B. J. 1977. The Viking Gas Exchange Experiment Results from Chryse and Utopia Surface Samples, *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 82, 4669
- Pajola, M., Rossato, S., Carter, J., et al. 2016. Eridania Basin : An Ancient Paleolake Floor as the next Landing Site for the Mars 2020 Rover, *Icarus*, 275, 163
- Palomba, E., Zinzi, A., Cloutis, E. A., et al. 2009. Evidence for Mg-Rich Carbonates on Mars from a 3.9 μ m Absorption Feature, *Icarus*, 203, 58
- Pan, L., Ehlmann, B. L., Carter, J., & Ernst, C. M. 2017. The Stratigraphy and History of Mars' Northern Lowlands through Mineralogy of Impact Craters : A Comprehensive Survey, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 122, 1824
- Perron, J. T., Mitrovica, J. X., Manga, M., Matsuyama, I., & Richards, M. A. 2007. Evidence for an Ancient Martian Ocean in the Topography of Deformed Shorelines, *Nature*, 447, 840
- Pilorget, C. 2012, Thesis, Paris 11
- Pilorget, C. & Bibring, J. P. 2013. NIR Reflectance Hyperspectral Microscopy for Planetary Science : Application to the MicrOmega Instrument, *Planetary and Space Science*, 76, 42
- Poch, O., Istiqomah, I., Quirico, E., et al. 2020. Ammonium Salts Are a Reservoir of Nitrogen on a Cometary Nucleus and Possibly on Some Asteroids, 8
- Pollack, J. B., Kasting, J. F., Richardson, S. M., & Poliakov, K. 1987. The Case for a Wet, Warm Climate on Early Mars, *Icarus*, 71, 203
- Poulet, F., Bibring, J.-P., Mustard, J. F., et al. 2005. Phyllosilicates on Mars and Implications for Early Martian Climate, *Nature*, 438, 623
- Poulet, F., Gomez, C., Bibring, J.-P., et al. 2007. Martian Surface Mineralogy from Observatoire Pour La Minéralogie, l'Eau, Les Glaces et l'Activité on Board the Mars Express Spacecraft (OMEGA/MEx) : Global Mineral Maps, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112, E08S02

- Poulet, F., Mangold, N., Platevoet, B., et al. 2009. Quantitative Compositional Analysis of Martian Mafic Regions Using the MEx/OMEGA Reflectance Data : 2. Petrological Implications, *Icarus*, 201, 84
- Poulet, F., Martinez, A., Carter, J., et al. 2018. Modal Mineralogy of Phyllosilicate- and Carbonate-Bearing Terrains Near Nili Fossae and Implications on Alteration Degrees, 49, 1283
- Quirico, E., Schmitt, B., Bini, R., & Salvi, P. R. 1996. Spectroscopy of Some Ices of Astrophysical Interest : SO₂, N₂ and N₂ : CH₄ Mixtures, *Planetary and Space Science*, 44, 973
- Rampe, E. B., Ming, D. W., Blake, D. F., et al. 2017. Mineralogy of an Ancient Lacustrine Mudstone Succession from the Murray Formation, Gale Crater, Mars, *Earth and Planetary Science Letters*, 471, 172
- Reess, J.-M., Bonafous, M., Lapauw, L., et al. 2019. The SuperCam Infrared Instrument on the NASA MARS2020 Mission : Performance and Qualification Results, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 11180, 1118037
- Reess, J.-M., Fouchet, T., Deleuze, M., et al. 2017. The Supercam Infrared Instrument on the NASA Mars2020 Mission : Optical Design and Performance, in International Conference on Space Optics — ICSO 2016, ed. N. Karafolas, B. Cugny, & Z. Sodnik, Vol. 10562, Biarritz, France : SPIE, 246
- Ren, X., Cai, T. N., Liu, D. W., et al. 2018. Preliminary Scientific Exploration Programs for Mars Surface Composition Detection Package of China's First Mars Exploration, *European Planetary Science Congress Abstracts*, 12, 2
- Riu, L. 2017, PhD Thesis, Université Paris-Sud
- Riu, L., Bibring, J.-P., Pilorget, C., Poulet, F., & Hamm, V. 2018. The On-Ground Calibration Performances of the Hyperspectral Microscope MicrOmega for the Hayabusa-2 Mission, *Planetary and Space Science*, 152, 31
- Rodriguez, J. A. P., Fairén, A. G., Tanaka, K. L., et al. 2016. Tsunami Waves Extensively Resurfaced the Shorelines of an Early Martian Ocean, *Scientific Reports*, 6, 1
- Rodriguez-Manfredi, J. A., de la Torre Juárez, M., Boland, J. S., et al. 2016. MEDA : The Mars Environmental Dynamics Analyzer for Mars 2020, 1980, 4114
- Rogers, A. D., Aharonson, O., & Bandfield, J. L. 2009. Geologic Context of in Situ Rocky Exposures in Mare Serpentis, Mars : Implications for Crust and Regolith Evolution in the Cratered Highlands, *Icarus*, 200, 446
- Rogers, A. D., Christensen, P. R., & Bandfield, J. L. 2005. Compositional Heterogeneity of the Ancient Martian Crust : Analysis of Ares Vallis Bedrock with THEMIS and TES Data, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 110
- Rogers, A. D. & Ferguson, R. L. 2011. Regional-Scale Stratigraphy of Surface Units in Tyrrenia and Iapygia Terrae, Mars : Insights into Highland Crustal Evolution and Alteration History, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 116
- Royle, S. H., Oberlin, E., Watson, J. S., et al. 2018. Perchlorate-Driven Combustion of Organic Matter During Pyrolysis-Gas Chromatography-Mass Spectrometry : Implications for Organic Matter Detection on Earth and Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 123, 1901

- Rull, F., Manrique, J. A., Lopez, G., et al. 2019. SuperCam Calibration Target General Design, *LPI Contributions*, 2089, 6326
- Salama, F., Allamandola, L. J., Witteborn, F. C., et al. 1990. The 2.5–5.0 μm Spectra of Io : Evidence for H₂S and H₂O Frozen in SO₂, *Icarus*, 83, 66
- Schon, S. C., Head, J. W., & Fassett, C. I. 2012. An Overfilled Lacustrine System and Progradational Delta in Jezero Crater, Mars : Implications for Noachian Climate, *Planetary and Space Science*, 67, 28
- Schultz, R. A. & Frey, H. V. 1990. A New Survey of Multiring Impact Basins on Mars, *Journal of Geophysical Research*, 95, 14175
- Serventi, G., Carli, C., Sgavetti, M., et al. 2013. Spectral Variability of Plagioclase–Mafic Mixtures (1) : Effects of Chemistry and Modal Abundance in Reflectance Spectra of Rocks and Mineral Mixtures, *Icarus*, 226, 282
- Shkuratov, Y., Starukhina, L., Hoffmann, H., & Arnold, G. 1999. A Model of Spectral Albedo of Particulate Surfaces : Implications for Optical Properties of the Moon, *Icarus*, 137, 235
- Solomon, S. C., Aharonson, O., Aurnou, J. M., et al. 2005. New Perspectives on Ancient Mars, *Science*, 307, 1214
- Squyres, S. W., Arvidson, R. E., Bell, J. F., et al. 2004a. The Opportunity Rover’s Athena Science Investigation at Meridiani Planum, Mars, *Science*, 306, 1698
- Squyres, S. W., Grotzinger, J. P., Arvidson, R. E., et al. 2004b. In Situ Evidence for an Ancient Aqueous Environment at Meridiani Planum, Mars, *Science*, 306, 1709
- Starr, S. O. & Muscatello, A. C. 2020. Mars in Situ Resource Utilization : A Review, *Planetary and Space Science*, 182, 104824
- Stedham, C., Draper, M., Ward, J., Wachman, E., & Pannell, C. 2008. A Novel Acousto-Optic Tunable Filter for Use in Hyperspectral Imaging Systems, 68891C
- Stepinski, T. F. & Stepinski, A. P. 2005. Morphology of Drainage Basins as an Indicator of Climate on Early Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 110
- Suhre, D. R. & Gupta, N. 2005. Acousto-Optic Tunable Filter Sidelobe Analysis and Reduction with Telecentric Confocal Optics, *Applied Optics*, 44, 5797
- Summons, R. E., Albrecht, P., McDonald, G., & Moldowan, J. M. 2008. Molecular Biosignatures, *Space Science Reviews*, 135, 133
- Tanaka, K. L., Robbins, S. J., Fortezzo, C. M., Skinner, J. A., & Hare, T. M. 2014. The Digital Global Geologic Map of Mars : Chronostratigraphic Ages, Topographic and Crater Morphologic Characteristics, and Updated Resurfacing History, *Planetary and Space Science*, 95, 11
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005. Origin of the Orbital Architecture of the Giant Planets of the Solar System, *Nature*, 435, 459
- Valle, S. 2017, PhD Thesis, University of Glasgow
- Viennet, J.-C., Bultel, B., Riu, L., & Werner, S. C. 2017. Dioctahedral Phyllosilicates Versus Zeolites and Carbonates Versus Zeolites Competitions as Constraints to Understanding Early Mars Alteration Conditions, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 122, 2328

- Villanueva, G. L., Mumma, M. J., Novak, R. E., et al. 2015. Strong Water Isotopic Anomalies in the Martian Atmosphere : Probing Current and Ancient Reservoirs, *Science*, 348, 218
- Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., & Gondet, B. 2007. Recovery of Surface Reflectance Spectra and Evaluation of the Optical Depth of Aerosols in the Near-IR Using a Monte Carlo Approach : Application to the OMEGA Observations of High-Latitude Regions of Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 112
- Viviano, C. E., Moersch, J. E., & McSween, H. Y. 2013. Implications for Early Hydrothermal Environments on Mars through the Spectral Evidence for Carbonation and Chloritization Reactions in the Nili Fossae Region, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 118, 1858
- Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., & Mandell, A. M. 2011. A Low Mass for Mars from Jupiter's Early Gas-Driven Migration, *Nature*, 475, 206
- Warren, A. O., Kite, E. S., Williams, J.-P., & Horgan, B. 2019. Through the Thick and Thin : New Constraints on Mars Paleopressure History 3.8 – 4 Ga from Small Exhumed Craters, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 124, 2793
- Werner, S. C. 2008. The Early Martian Evolution—Constraints from Basin Formation Ages, *Icarus*, 195, 45
- Werner, S. C. 2009. The Global Martian Volcanic Evolutionary History, *Icarus*, 201, 44
- Wichman, R. W. & Schultz, P. H. 1989. Sequence and Mechanisms of Deformation around the Hellas and Isidis Impact Basins on Mars, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 94, 17333
- Wiens, R. C., Maurice, S., Barraclough, B., et al. 2012. The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover : Body Unit and Combined System Tests, *Space Science Reviews*, 170, 167
- Wiens, R. C., Maurice, S., Robinson, S. H., et al. 2020. The SuperCam Instrument Suite on the NASA Mars 2020 Rover : Body Unit and Combined System Tests (in Preparation)
- Wordsworth, R., Kalugina, Y., Lokshtanov, S., et al. 2017. Transient Reducing Greenhouse Warming on Early Mars, *Geophysical Research Letters*, 44, 665
- Wray, J. J., Milliken, R. E., Dundas, C. M., et al. 2011. Columbus Crater and Other Possible Groundwater-Fed Paleolakes of Terra Sirenum, Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 116
- Wray, J. J., Murchie, S. L., Bishop, J. L., et al. 2016. Orbital Evidence for More Widespread Carbonate-Bearing Rocks on Mars, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121, 652
- Wray, J. J., Squyres, S. W., Roach, L. H., et al. 2010. Identification of the Ca-Sulfate Bassanite in Mawrth Vallis, Mars, *Icarus*, 209, 416
- Zimbelman, J. R. & Griffin, L. J. 2010. HiRISE Images of Yardangs and Sinuous Ridges in the Lower Member of the Medusae Fossae Formation, Mars, *Icarus*, 205, 198
- Zolotov, M. Y. & Mironenko, M. V. 2016. Chemical Models for Martian Weathering Profiles : Insights into Formation of Layered Phyllosilicate and Sulfate Deposits, *Icarus*, 275, 203
- Zuber, M. T. 2000. Internal Structure and Early Thermal Evolution of Mars from Mars Global Surveyor Topography and Gravity, *Science*, 287, 1788

Titre: Étude des performances des spectromètres miniatures infrarouge à base d'AOTF

Mots clés: AOTF, Instrumentation, Mars, Minéralogie, Perseverance, Spectroscopie infrarouge

Résumé: Depuis une vingtaine d'années, la spectroscopie de réflectance proche-infrarouge appliquée à la planétologie a révolutionné notre vision des surfaces planétaires, grâce notamment à la découverte de phyllosilicates à la surface de Mars par les instruments OMEGA (Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité) à bord de la sonde européenne Mars Express, et CRISM (Compact Reconnaissance Infrared Spectrometer for Mars) embarqué sur la sonde Mars Reconnaissance Orbiter, en 2005 et 2007. Ces deux missions spatiales ont ouvert la voie à l'étude approfondie de toutes les surfaces planétaires dans le proche-infrarouge (entre 1 et 5 μm), à la recherche de leur composition minéralogique et des processus d'altération passés et présents.

Dans l'optique d'équiper toute sonde interplanétaire, voire même in-situ, avec des spectromètres proche-infrarouge, il est nécessaire de développer une nouvelle génération d'instruments à la fois compacts et performants. L'AOTF (Acousto-Optic Tunable Filter) utilisé en tant que monochromateur est une

technologie-clé sur laquelle pourront s'appuyer ces instruments. Les deux spectromètres au cœur de ma thèse, IRS (Infrared Spectrometer) équipant l'instrument combiné SuperCam à bord du rover Perseverance, et ExoCam, au stade de R&T à l'Institut d'Astrophysique Spatiale, exploitent le potentiel de ce composant pour produire des données scientifiques de haute qualité avec un volume réduit.

Ma thèse a ainsi contenu deux volets principaux : la préparation et la réalisation de l'étalonnage radiométrique des modèles de vol et de qualification de IRS/SuperCam, et le développement d'un simulateur d'observations infrarouge pour les futures opérations du rover Perseverance d'une part ; et l'étude des performances de l'imagerie hyperspectrale proche-infrarouge utilisant l'AOTF en transmission avec le programme de R&T ExoCam, accompagnée du développement d'un modèle radiométrique du banc de R&T permettant de projeter les résultats obtenus sur table à de futures opérations dans l'espace.

Title: Study of the performance of miniaturized IR spectrometers based on AOTF

Keywords: AOTF, Infrared spectroscopy, Instrumentation, Mars, Mineralogy, Perseverance

Abstract: During the past 20 years, reflectance near-infrared spectroscopy applied to planetary exploration has brought a new sight on planetary surfaces, mainly thanks to the discovery of Martian phyllosilicates by OMEGA (*Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité*) on-board the European probe Mars Express, and CRISM (*Compact Reconnaissance Infrared Spectrometer for Mars*) equipping the probe *Mars Reconnaissance Orbiter*, in 2005 and 2007. These two space missions have paved the way to the thorough study of the surface of planetary bodies in the near-infrared (between 1 and 5 μm), searching for their mineral composition and past/present alteration processes.

In order to board a infrared spectrometer in every interplanetary, and even *in-situ* probes, it is necessary to design a new generation of instruments both compact and efficient. The AOTF-based (*Acousto-Optic Tunable Filter*) monochro-

mator is a key technology to fulfill this objective. The two spectrometers studied in the frame of my PhD thesis, IRS (*Infrared Spectrometer*) on-board the SuperCam instrument on *Perseverance* rover, and ExoCam, in R&T at the IAS (*Institut d'Astrophysique Spatiale*), benefit from this subsystem to produce high quality science data with a small volume occupation.

My PhD thesis has been thus divided in two main parts: the preparation and performance of the radiometric calibration of the IRS/SuperCam qualification and flight models, and the design of an infrared observation simulator for the future *Perseverance* operations; the study of the performance of hyperspectral near-infrared imagery using an AOTF in transmission, through the ExoCam R&T program, along with the development of a radiometric model of the R&T breadboard allowing to extrapolate lab results to future space operations.