
Caractérisation expérimentale de l'instrument aéroporté OSIRIS destiné à l'étude des nuages et des poussières atmosphériques

MOHAMED S. DJELLALI

22 juin 2017

Responsables de stage :

FRÉDÉRIC PAROL

FRÉDÉRIQUE AURIOL

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Frédéric Parol, directeur du Laboratoire d'Optique Atmosphérique, de m'avoir accueilli et de m'avoir encadré, ainsi que pour ses précieux conseils.

Je remercie ensuite Frédérique Auriol pour le temps qu'elle m'a consacré, sa disponibilité, ainsi que ses encouragements.

Je remercie également Jean-Marc Nicolas pour son aide précieuse et ses conseils ainsi que Maxime Catalfamo pour son aide à la réalisation des expérimentations.

Un grand merci à Jérôme Riédi pour m'avoir soutenu et orienté.

Mes remerciements vont également à Philippe Dubuisson, directeur des études du M2 Lumière-Matière, pour ses nombreux conseils tout au long de l'année ainsi que pour ses encouragements.

Enfin, je remercie Romain De Filippi et François Thieuleux pour leur accueil chaleureux et leur aide précieuse.

Table des matières

Introduction	2
I Éléments de théorie et outils de caractérisation	3
1 Grandeurs radiatives et physiques	3
1.1 Luminance spectrale	3
1.2 Luminance normalisée	4
1.3 Paramètres de Stokes	4
2 Outil de caractérisation : les sphères intégrantes	4
II Caractéristiques de l'instrument OSIRIS	6
1 Principaux éléments et principe de mesure	6
1.1 Mécanique, composants, et principe de mesure	6
1.2 Bandes spectrales	7
1.3 Mesure de la polarisation	8
2 Modèle radiométrique	8
2.1 MRI : approche simplifiée	8
2.2 MRI : approche avancée	9
III Caractérisation du modèle radiométrique instrumental	9
1 Approche simplifiée	10
1.1 Détermination du courant d'obscurité	10
1.2 Étalonnage en énergie	11
1.2.1 Méthodologie	11
1.2.2 Expérience et résultats	11
1.3 Étalonnage en polarisation	13
1.3.1 Méthodologie	13
1.3.2 Expérience et résultats	13
1.4 Non-uniformité de la réponse de l'instrument	15
2 Approche avancée	16
2.1 Étalonnage en polarisation : position et efficacité des analyseurs	16
2.1.1 Position des analyseurs	16
2.1.2 Efficacité des analyseurs	18
2.2 Non-uniformité de la réponse de l'instrument	19
2.2.1 Méthodologie et définitions	19
2.2.2 Expérience et résultats	20
Conclusion	23
Références	25

Introduction

L'étude des processus radiatifs dans l'atmosphère terrestre est un sujet devenu de plus en plus présent et important au fil des années. Les rayonnements solaires et terrestres, seules sources d'énergie connues pour alimenter la circulation atmosphérique, jouent un rôle important dans la météorologie et le climat. Les progrès réalisés dans ce domaine au cours des dernières années s'expliquent principalement par le succès des satellites d'observation de la terre dans l'étude de la répartition globale des rayonnements observés dans diverses régions du spectre électromagnétique. Les rayonnements électromagnétiques sont les principaux responsables du transfert d'énergie dans l'atmosphère. Leur interaction avec les différents composants de l'atmosphère terrestre a un effet considérable sur le bilan radiatif terrestre. Bien que l'effet des gaz à effet de serre soit connu (effet de réchauffement), les effets des aérosols et des nuages et de leurs interactions représentent une source d'incertitude majeure dans le contexte des changements climatiques[1], d'où l'importance de l'étude de ces derniers. A cet effet, la télédétection a pour but de caractériser les grandeurs radiatives et optiques en jeu. Ainsi, on notera que les radiomètres imageurs ont permis des avancées importantes en télédétection. Ces derniers, montés sur des avions ou des plate-formes satellitaires, recueillent le rayonnement électromagnétique réfléchi ou émis par l'atmosphère terrestre, permettant ainsi la détermination des propriétés radiatives, optiques, et microphysiques des aérosols et des nuages.

OSIRIS est un radiomètre imageur aéroporté basé sur le concept POLDER[2] qui a été développé au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA). L'instrument est un capteur grand champ utilisant l'information multi-angulaire et polarisée combinée à une capacité multispectrale (allant du visible au moyen infrarouge) permettant de restituer les propriétés des aérosols et des nuages au-dessus des terres et des océans.

Le principal objectif de mon stage a été de caractériser la mesure OSIRIS. Pour se faire, un certain nombre d'expériences et tests en laboratoire ont été effectués pour permettre l'étalonnage de l'instrument. La caractérisation de la mesure a été effectuée en plusieurs étapes. Ainsi, nous avons étalonné l'instrument en énergie, puis en polarisation. Pour clôturer les tests, une caractérisation de la non-uniformité de la réponse de l'instrument a été faite. Comme détaillé dans ce rapport, la réponse d'un radiomètre est représentée par le modèle radiométrique instrumental (MRI). L'essentiel de mon travail de stage a porté sur la caractérisation d'OSIRIS en laboratoire et la détermination du MRI de l'instrument et ce, en utilisant deux approches différentes. En fait, j'ai été amené à travailler avec deux MRI différents. Le premier, noté « MRI simplifié » dans ce rapport, était déjà utilisé auparavant pour la caractérisation de la mesure OSIRIS. En plus de ce dernier, j'ai caractérisé l'instrument en utilisant un modèle plus élaboré (noté « MRI avancé ») permettant une étude plus approfondie de la mesure OSIRIS. Ce dernier est très proche de celui utilisé pour caractériser la mesure du futur radiomètre imageur spatial 3MI[3].

Ce rapport se décompose en trois chapitres suivis d'une conclusion. Le premier chapitre est une

approche théorique rappelant les principales définitions des grandeurs physiques d'intérêt pour ce document ainsi qu'une description du fonctionnement des sphères intégrantes car elles sont l'outil principal de caractérisation utilisé dans tous les tests. Le deuxième chapitre présente les principales caractéristiques du radiomètre OSIRIS ainsi que son principe de mesure. Enfin, un dernier chapitre présente les différents tests et résultats qui ont été faits pour caractériser l'instrument OSIRIS ainsi que les différents paramètres du modèle radiométrique instrumental.

Chapitre I

Éléments de théorie et outils de caractérisation

Dans ce chapitre seront définis les principaux éléments théoriques qui sont nécessaires à la présentation de ce document. Nous allons définir les principales grandeurs physiques qui seront rencontrées ainsi que le principe de fonctionnement des sphères intégrantes.

1 Grandeurs radiatives et physiques

1.1 Luminance spectrale

La principale grandeur physique mesurée en télédétection est la luminance. Considérons une énergie radiative élémentaire dW durant un intervalle de temps dt et un intervalle spectral compris entre λ et $\lambda + d\lambda$ traversant un élément de surface dS dans un angle solide élémentaire $d\omega$ orienté d'un angle θ par rapport à la normale à dS (Figure 1).

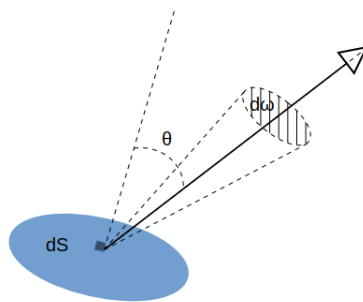


FIGURE 1 – Schéma de principe de l'énergie dW traversant la surface élémentaire dS

L'énergie dW peut s'écrire :

$$dW_\lambda = L_\lambda \cos\theta dS d\omega d\lambda dt \quad (1)$$

Ainsi, on définit la luminance L_λ comme étant :

$$L_\lambda = \frac{dW_\lambda}{\cos\theta dS d\omega d\lambda dt} \text{ (W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}\text{)} \quad (2)$$

La luminance totale se décompose en une luminance non polarisée dite naturelle et une luminance polarisée et on peut écrire : $L_{tot} = L_{nat} + L_p$. Dans la suite de ce rapport, l'indice λ indiquant la dépendance spectrale de la luminance sera omis pour alléger la notation.

1.2 Luminance normalisée

On définit la luminance normalisée comme suit :

$$R = \frac{\pi L_{tot}}{E_s} \quad (3)$$

De la même manière on définit la partie polarisée de la luminance normalisée :

$$R_p = \frac{\pi L_p}{E_s} \quad (4)$$

Dans (3) et (4), E_s représente l'éclairement solaire au sommet de l'atmosphère à la longueur d'onde λ . La luminance normalisée représente ainsi la proportion du rayonnement solaire incident qui serait réfléchi si la luminance L_{tot} ou L_p était isotrope.

1.3 Paramètres de Stokes

Les paramètres de Stokes permettent de décrire l'état de polarisation d'une onde électromagnétique. Ils sont généralement représentés sous une forme vectorielle. On définit le vecteur de Stokes comme suit :

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (5)$$

où $I = L \cos \theta dS$ représente l'intensité lumineuse qui est la somme de la partie naturelle et de la partie polarisée ($I = I_{nat} + I_p$), Q et U décrivent la polarisation linéaire et V la polarisation circulaire. L'intensité du rayonnement polarisé est alors définie par $I_p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$. On définit le taux de polarisation par :

$$P = \frac{I_p}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (6)$$

Dans le cas particulier de l'atmosphère terrestre, la lumière polarise quasiment linéairement[4]. Cette propriété implique une ellipticité négligeable, on pose donc $V = 0$. Par conséquent, le taux de polarisation du rayonnement atmosphérique s'écrit :

$$P = \frac{I_p}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} = \frac{L_p}{L_{tot}} = \frac{R_p}{R} \quad (7)$$

2 Outil de caractérisation : les sphères intégrantes

Les sphères intégrantes sont un outil nécessaire aux méthodes de caractérisation mises en oeuvre durant le stage. Leur principale caractéristique est qu'elles permettent d'intégrer spatialement le flux

lumineux[5]. La théorie des sphères intégrantes étant assez complexe (échanges de rayonnements au sein d’une enceinte à surface diffusante), seule leur application est décrite ici.

L’intérieur d’une sphère intégrante est constitué d’un matériau hautement diffusant. Ceci étant, cela n’est pas la principale caractéristique de ces dernières. En effet, la façon avec laquelle les sphères intégrantes sont conçues leur permet de générer une source de lumière lambertienne.

Dans le cadre de mon stage, j’ai été amené à utiliser des sphères intégrantes dont certaines sont étalonnées. Les sphères sont étalonnées (référence NIST) par le constructeur ce qui permet de savoir précisément quelles luminances spectrales sont observées en sortie de sphère. On utilise aussi des sphères non-étalonnées car ces dernières sont aussi des sources lumineuses stables et homogènes et permettent d’effectuer des tests de caractérisation où la connaissance de l’énergie exacte observée en sortie de sphère n’est pas indispensable. Cela permet entre autre de préserver les sphères étalonnées car ces dernières ont un nombre limité d’heures d’utilisation avant de devoir être étalonnées de nouveau. Un exemple de valeurs de luminances spectrales en sortie d’une des sphères qui ont été utilisées est montré dans la Figure 2.

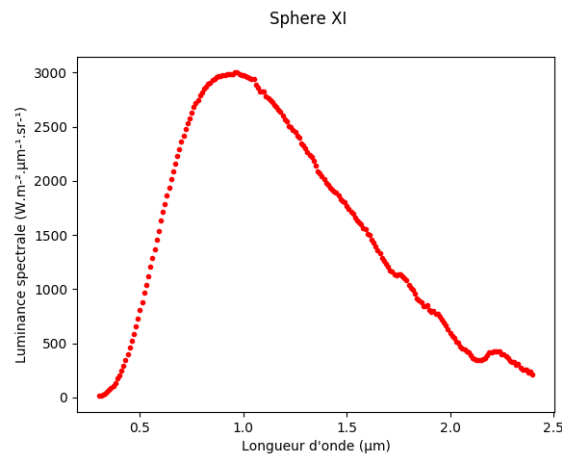


FIGURE 2 – Luminances en sortie de la *Sphère XI* (nom donné à une des sphères disponibles au laboratoire)

Ainsi, grâce aux sphères intégrantes et aux informations qu’elles nous permettent d’acquérir sur la source lumineuse en sortie de ces dernières, on peut étalonner et caractériser différents types d’instruments tels que des photomètres ou dans notre cas, caractériser le radiomètre imageur OSIRIS.

1 Principaux éléments et principe de mesure

1.1 Mécanique, composants, et principe de mesure

OSIRIS (Observing System Including Polarisation in the Solar Infrared Spectrum) est un prototype de radiomètre aéroporté se basant sur le concept POLDER (POLarization and Directionality of the Earth's Reflectances)[2]. L'instrument dispose de deux systèmes optiques pour la gamme visible et proche infrarouge (VIS-NIR) et pour le moyen infrarouge (SWIR), respectivement. La Figure 3 met en évidence les principaux composants du radiomètre.

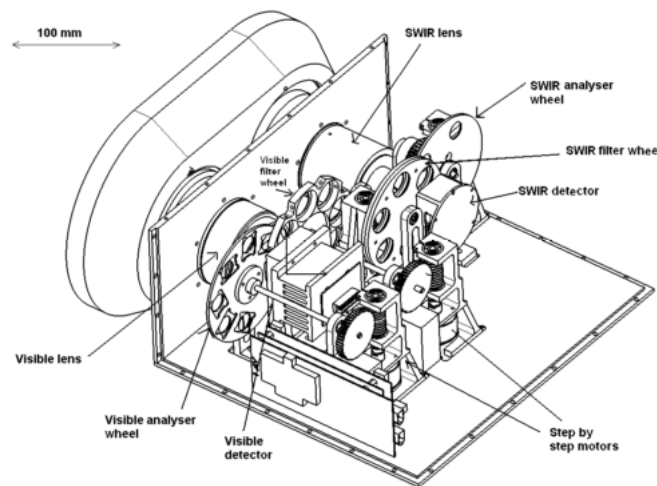


FIGURE 3 – Plan de la mécanique de l'instrument OSIRIS[2]

Devant chaque détecteur se trouvent deux roues portant des filtres interférentiels et des polariseurs, respectivement. Ces dernières tournent grâce à quatre moteurs pas à pas qui permettent d'effectuer différentes combinaisons filtre-polariseur devant le détecteur et sont également équipées d'un obturateur pour l'estimation du courant d'obscurité de ce dernier (on rappelle que le courant d'obscurité est le courant électrique résiduel d'un photodétecteur en l'absence d'éclairement lumineux). Devant chaque couple de roues se trouve un objectif télécentrique grand champ permettant d'assurer la perpendicularité des rayons incidents sur les filtres et les analyseurs[6].

Chaque système optique est composé d'un capteur grand champ avec un champ de vision de 114° pour le VIS-NIR et 105° pour le SWIR. Les capteurs utilisés sont des matrices 2D de détecteurs. La principale propriété qui découle du grand champ de vision de l'instrument et des capteurs matriciels est le fait qu'un point donné peut être observé sous différents angles de visée (Figure 4).

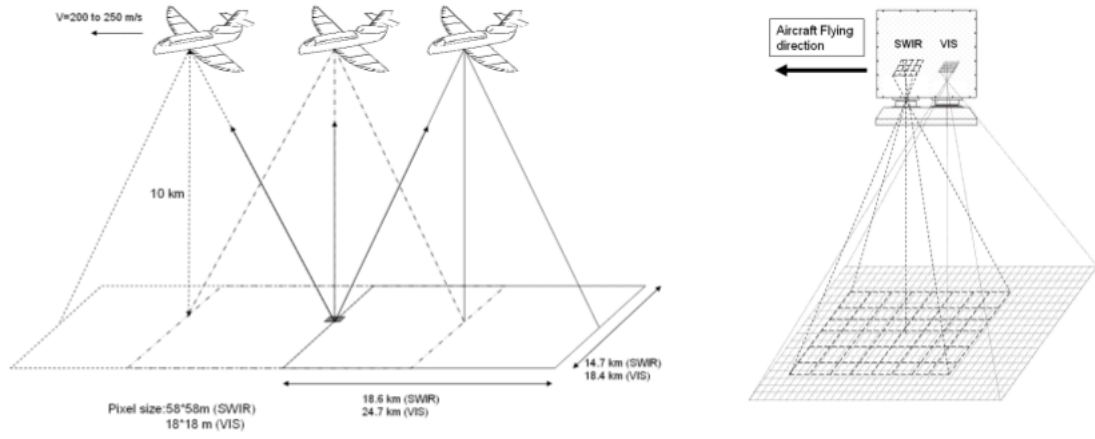


FIGURE 4 – Principe de la mesure multidirectionnelle OSIRIS et fauchée de l'instrument[2]

1.2 Bandes spectrales

OSIRIS est un radiomètre imageur multispectral. Il dispose de 8 bandes spectrales dans le domaine VIS-NIR et 6 dans le SWIR centrées sur des longueurs d'onde allant de 440 à 940 nm et de 940 à 2200 nm, respectivement (Table 1).

	VIS-NIR	SWIR
Longueurs d'ondes centrales (nm)	440,490,670,763, 765,865,910,940	940,1020,1240, 1360,1620,2200

TABLE 1 – Bandes spectrales OSIRIS

La Figure 5 montre les réponses spectrales des différentes bandes ainsi que la transmission atmosphérique pour un trajet aller-retour du rayonnement à travers une atmosphère standard.

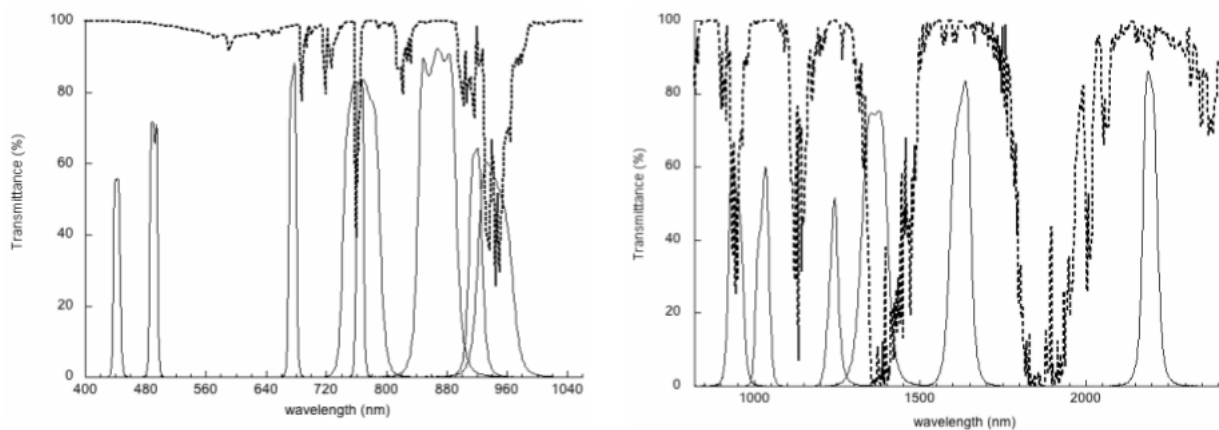


FIGURE 5 – Réponses spectrales des bandes VIS-NIR (gauche) et SWIR (droite). Les pointillés correspondent à la transmission atmosphérique[2]

Les différentes bandes spectrales sont choisies pour permettre de caractériser différentes propriétés de l'atmosphère. La plupart de ces dernières sont situées là où la transmission atmosphérique est proche de 100%. Les bandes à 440 et 490 nm sont utilisées pour la télédétection des aérosols. Celles

à 670 et 865 nm sont utilisées en polarisation et permettent aussi la télédétection des aérosols et des nuages au dessus des surfaces terrestres et océaniques[7]. Les deux bandes à 910 et 940 nm sont situées dans une zone d'absorption par la vapeur d'eau et sont utilisées pour la détermination de la quantité de vapeur d'eau. D'autres bandes sont aussi placées dans des zones d'absorption gazeuses (ex : O_2 à 763 et 765 nm, H_2O à 1360 nm) et permettent d'estimer différents paramètres tels que l'altitude des nuages grâce aux rapports des réflectances entre les deux bandes de l'oxygène (à 763 et 765 nm)[8] ou encore la télédétection des cirrus grâce à la bande à 1360 nm[9]. Il est à noter que la caractérisation des différents filtres du radiomètre fait partie des tests à effectuer dans le cadre de la préparation de l'instrument. Ceci étant, comme cette dernière avait déjà été faite récemment et que la variabilité temporelle de la réponse spectrale des filtres est faible, il n'a pas été nécessaire de la refaire durant mon stage.

1.3 Mesure de la polarisation

De manière similaire à POLDER, la polarisation est mesurée par OSIRIS en combinant trois images acquises successivement avec trois analyseurs dont les axes passants sont à 60° les uns des autres[2, 10]. Les trois mesures (filtre(n)+analyseur(1) ; filtre(n)+analyseur(2) ; filtre(n)+analyseur(3)) permettent d'obtenir la luminance totale, la luminance polarisée et le taux de polarisation[6, 11], et on a :

$$L_{tot} = \frac{(L_{-60^\circ} + L_{0^\circ} + L_{60^\circ})}{3} \quad (8)$$

$$L_p = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(L_{-60^\circ} - L_{0^\circ})^2 + (L_{-60^\circ} - L_{60^\circ})^2 + (L_{0^\circ} - L_{60^\circ})^2} \quad (9)$$

$$P = \frac{L_p}{L_{tot}} \quad (10)$$

Les trois mesures successives sont faites à un intervalle de temps suffisamment court pour que les images acquises soient représentatives de la même scène. Ceci étant, l'hétérogénéité des scènes nuageuses peut impliquer une correction des images obtenues[10].

2 Modèle radiométrique

Le modèle radiométrique instrumental (MRI) permet d'exprimer la réponse d'un capteur à une intensité lumineuse incidente. Il définit la relation entre une luminance incidente et les comptes numériques en sortie de l'instrument.

2.1 MRI : approche simplifiée

La façon la plus simple de représenter le MRI de l'instrument OSIRIS consiste à l'écrire comme suit :

$$R_{ij}^{ka} = \frac{A_{ka}}{G_{ij}^{ka}} \frac{(CN_{ij}^{ka}(t_{exp}^k) - CN_{0,ij}^{ka}(t_{exp}^k))}{t_{exp}^k} \quad (11)$$

où R représente la luminance normalisée, A le coefficient d'étalonnage en énergie déterminé au centre du capteur, G un coefficient permettant d'étendre l'étalonnage à l'ensemble des pixels du détecteur, et t_{exp} le temps d'exposition du capteur (pour plus de détail sur les paramètres A et G cf.

1.2 et 1.4, Chapitre III). CN correspond aux comptes numériques donnés par l'instrument et CN_0 la valeur du courant d'obscurité en CN . Les indices k et a représentent la bande spectrale et l'analyseur considérés, respectivement. Les indices i et j identifient un pixel dans la matrice du détecteur.

Cette forme du MRI est facile à mettre en oeuvre et permet de caractériser l'instrument de manière directe. Ceci étant, cette dernière ne met pas en évidence les paramètres de Stokes et ne permet pas une caractérisation des polariseurs. De plus, ce modèle ne permet pas de discriminer la réponse du détecteur à haute fréquence de celle à basse fréquence. En effet, en plus d'une variation de la réponse du détecteur sur l'ensemble du champ de l'instrument, il existe aussi une variation de la réponse inter-pixel : c'est ce qu'on appellera la réponse à haute fréquence (cf. 2.2, Chapitre III). On notera également que pour obtenir les luminances polarisées, un étalonnage supplémentaire est nécessaire. Ce dernier permet de corriger les valeurs de R_p restituées par OSIRIS en ayant comme référence une source de lumière polarisée contrôlée (cf. 1.3, Chapitre III).

Enfin, on notera que le MRI tel que présenté dans (11) est appelé modèle inverse car il permet de restituer la luminance en fonction des comptes numériques.

2.2 MRI : approche avancée

L'avantage d'une approche simplifiée est de permettre un traitement plus facile et une inversion directe du modèle. C'est à dire être capable de facilement exprimer la luminance connaissant les CN . Malheureusement, cela implique aussi le fait de négliger un certain nombre de paramètres qui ne sont pas directement caractérisés et qui sont présents de manière implicite dans le formalisme défini par l'équation (11). Ainsi, on définit le MRI complet de l'instrument OSIRIS par l'équation (12) :

$$CN_{ij}^{ka} - CN_{0,ij}^{ka} = t_{exp}^k \cdot A_{ka}^{-1} \cdot P_k(\theta_{ij}) \cdot g_{ij}^{ka} * [p_1^{ka}(i, j) \cdot I_{ij}^k + p_2^{ka}(i, j) \cdot Q_{ij}^k + p_3^{ka}(i, j) \cdot U_{ij}^k] \quad (12)$$

On voit apparaître en plus des paramètres A et t_{exp} définis dans (11), les paramètres de Stokes I , Q , et U , deux paramètres $P(\theta)$ et g qui représentent respectivement la partie basse fréquence de la transmission du capteur due à la non-uniformité des optiques, et un facteur de correction pour les moyennes et hautes fréquences, et on a :

$$\begin{cases} p_1^{ka}(i, j) = 1 + \eta^k \cdot \varepsilon^k(\theta_{ij}) \cdot \cos(2(\varphi_{ij} - \alpha_{ka})) \\ p_2^{ka}(i, j) = \varepsilon^k(\theta_{ij}) + \eta^k \cdot \cos(2(\varphi_{ij} - \alpha_{ka})) \\ p_3^{ka}(i, j) = \eta^k \cdot \sin(2(\varphi_{ij} - \alpha_{ka})) \end{cases} \quad (13)$$

où θ , φ , α , η , $\varepsilon(\theta)$, représentent l'angle zénithal de visée, l'angle azimutal de visée, l'orientation (angle) des analyseurs, l'efficacité des analyseurs et la polarisation induite par l'optique, respectivement. Ce MRI est proche de celui utilisé pour caractériser le futur instrument spatial 3MI[3], successeur des instruments POLDER.

On remarquera que le MRI défini dans (12) est un modèle direct : il restitue les CN en fonction d'un ensemble de paramètres caractérisant la source (paramètres de Stokes), les conditions d'observation, et des composants de l'instrument.

Chapitre III

Caractérisation du modèle radiométrique instrumental

La caractérisation instrumentale est sans doute l'une des étapes les plus importantes dans la préparation d'un instrument. Cette dernière permet de relier les comptes numériques mesurés par l'instrument aux grandeurs physiques d'intérêt. Les tests et résultats qui seront présentés par la suite permettent de restituer les différents paramètres du modèle radiométrique de l'instrument OSIRIS défini dans (11) ainsi que quelques paramètres du MRI avancé (cf. (12) et (13)). Nous commencerons par déterminer dans l'ordre, les paramètres CN_0 , A_{ka} , la correction pour les canaux polarisés, et le paramètre G_{ij}^{ka} (pour ce dernier : approche méthodologique uniquement) du MRI simplifié présenté dans (11). Par la suite, nous montrerons quelques résultats qui ont été obtenus pour le MRI avancé et nous essayerons, dans la mesure du possible, de faire le lien entre les résultats obtenus avec les deux approches.

1 Approche simplifiée

1.1 Détermination du courant d'obscurité

Pour retirer le courant d'obscurité du signal total on dispose de deux méthodes différentes, une pour chaque détecteur. Le cas le plus simple concerne le détecteur VIS-NIR dont la valeur de CN_0 est indépendante du temps d'exposition. Ainsi, une seule mesure de ce dernier est suffisante pour retirer la valeur de toutes les images.

Le cas particulier est celui du détecteur SWIR. En effet, la valeur du courant d'obscurité est très variable en fonction du temps d'exposition, et présente aussi une variabilité spatiale (par pixel). Heureusement, la variation de CN_0 est linéaire en fonction du temps d'exposition[12]. Dans ce cas, la méthode de correction consiste à effectuer deux mesures de CN_0 à deux temps d'exposition différents pour pouvoir définir les coefficients de la variation linéaire de ce dernier. On peut donc écrire :

$$CN_{0,ij}(t_{exp}) = a_{ij} \cdot t_{exp} + b_{ij} \quad (14)$$

où les indices i et j identifient un pixel au sein de la matrice.

Comme la notation le laisse suggérer, cette droite sera utilisée pour corriger le courant d'obscurité par pixel et par temps d'exposition. Le but est alors de déterminer a et b pour chaque pixel de la matrice du détecteur. Un autre aspect du courant d'obscurité dans le SWIR est sa variabilité spectrale, principalement due à l'émissivité résiduelle des filtres spectraux[13]. La mesure de CN_0 étant faite uniquement pour la bande spectrale à 1240 nm, la correction est étendue aux autres bandes spectrales grâce à un facteur correctif déduit des rapports des courants d'obscurité. La correction du courant d'obscurité dans le SWIR a un impact relativement important sur les CN restitués. En effet, la valeur de CN_0 peut facilement représenter 70 à 80% du signal total à ces longueurs d'onde.

1.2 Étalonnage en énergie

Objectif : détermination des coefficients A_{ka} .

1.2.1 Méthodologie

Cette méthode de caractérisation a pour but de relier directement une valeur en comptes numériques à la grandeur physique souhaitée (luminance). Pour cela, on fait appel à une sphère intégrante étalonnée. Pour distinguer les différentes sphères mises à disposition, chacune porte un nom. Celle qui a permis la présentation des résultats qui vont suivre est nommée *Sphère XI* (Figure 6).

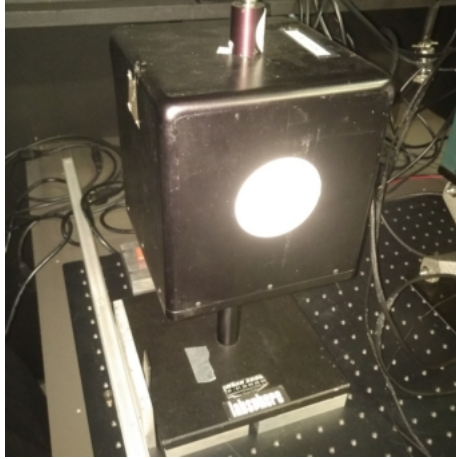


FIGURE 6 – *Sphère XI*

La sphère étant étalonnée, on connaît la luminance observée par l'instrument et ce, à différentes longueurs d'onde. Le coefficient d'étalonnage en énergie A est déterminé à partir de (11) en posant $G_{ij} = 1$:

$$A_{ka} = \frac{R_{ka} \cdot t_{exp}}{CN^{ka}(t_{exp}) - CN_0^{ka}(t_{exp})} \quad (15)$$

Le choix de la valeur de G est justifié par le fait qu'on effectue l'étalonnage sur une zone au centre du détecteur. En effet, le coefficient G permet de compenser la variation de la réponse du capteur due aux optiques en égalisant tous les pixels par rapport à la zone centrale (cf. 1.4, Chapitre III).

La méthode de caractérisation des A_{ka} consiste à effectuer la moyenne des CN sur une zone au centre de la matrice et de la ramener à la valeur de la luminance normalisée R_λ donnée par la sphère intégrante étalonnée, après correction du courant d'obscurité (CN_0) et ce, pour chaque bande spectrale (k) de l'instrument OSIRIS. Il est à noter que chaque bande spectrale possède un temps d'exposition différent qui est choisi de manière à éviter toute saturation (toutes les bandes n'ayant pas la même sensibilité) tout en ayant une bonne dynamique de mesure.

1.2.2 Expérience et résultats

On place OSIRIS devant une sphère intégrante étalonnée (Figure 7) et on procède à une série de mesures avec chaque détecteur, permettant ainsi d'effectuer une moyenne des valeurs de A_{ka} (par longueur d'onde) qui seront calculées.

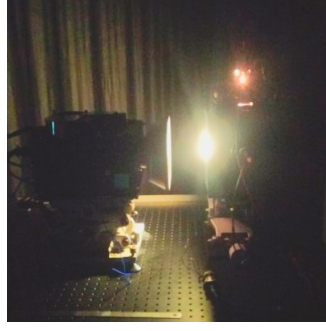


FIGURE 7 – OSIRIS effectuant des mesures devant la *Sphère XI*

Une fois l'acquisition des mesures terminées, on récupère les fichiers de données générés par OSIRIS. Ensuite, pour chaque image obtenue (c-à-d chaque combinaison filtre-analyseur), on sélectionne une zone de pixels au centre de la matrice dont on calcule la valeur moyenne en comptes numériques. On obtient ensuite une valeur de A par combinaison filtre-analyseur en utilisant (15). La Figure 8 montre un exemple d'images acquises par OSIRIS pour les bandes spectrales 440 nm et 940 nm du VIS-NIR et SWIR, respectivement.

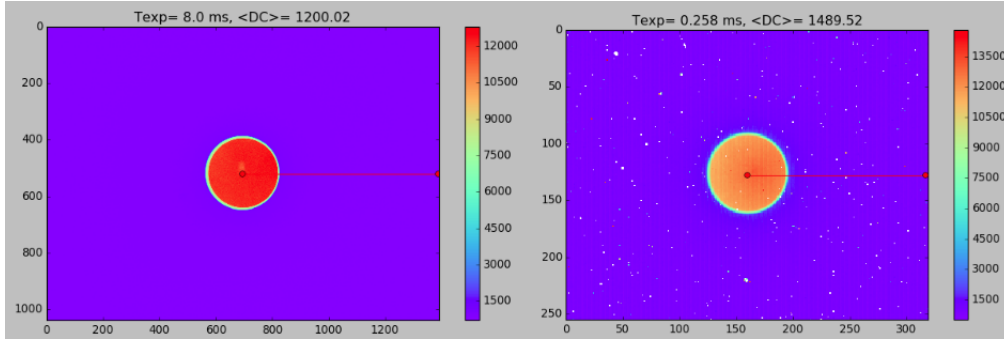


FIGURE 8 – Images OSIRIS VIS-NIR à 440 nm (gauche) et SWIR à 940 nm (droite). T_{exp} et DC représentent le temps d'exposition et le courant d'obscurité, respectivement. Le point rouge au centre permet de visualiser la position du centre de la matrice.

La Table 2 montre les valeurs obtenues à toutes les longueurs d'onde.

Voies (VIS-NIR)	A_λ	$\sigma(\%)$	Voies (SWIR)	A_λ	$\sigma(\%)$
440nm100%	0.00049781	0.08	940nm100%	0.00021796	0.07
440nmB+60	0.00267759	0.16	940nmA+60	0.00043230	0.08
490nm100%	0.00026431	0.04	1020nm100%	0.00021293	0.03
490nmB+60	0.00097316	0.09	1020nmA+60	0.00045179	0.05
670nm100%	0.00023546	0.15	1240nm100%	0.00030860	0.02
670nmB+60	0.00088701	0.21	1240nmA+60	0.00072089	0.03
763nm100%	0.00047278	0.18	1360nm100%	0.00008716	0.03
763nmB+60	0.00117435	0.17	1360nmA+60	0.00020734	0.06
765nm100%	0.00011076	0.19	1620nm100%	0.00012904	0.02
765nmB+60	0.00027584	0.17	1620nmA+60	0.00030390	0.05
870nm100%	0.00024898	0.31	2200nm100%	0.00035486	0.04
870nmH+60	0.00049944	0.21	2200nmA+60	0.00075092	0.09
910nm100%	0.00174043	0.36			
910nmH+60	0.00257247	0.07			
940nm100%	0.00124332	0.39			
940nmH+60	0.00161131	0.18			

TABLE 2 – Valeurs de A_{ka} calculées et écart type σ pour les bandes spectrales VIS-NIR (gauche) et SWIR (droite). Les bandes spectrales non polarisées sont celles contenant « 100% » dans leur nom. Les lettres A, B et H désignent un type d'analyseur, +60 désigne un des trois analyseur d'un même type par sa position en degrés (les deux autres étant notés -60 et -0)

Par souci de synthèse, une seule des trois valeurs avec analyseur est montrée pour chaque bande spectrale, ces dernières étant pratiquement les mêmes pour chaque analyseur d’une même bande. Pour une bande spectrale k donnée, on remarque que les valeurs de A_{ka} des bandes spectrales non-polarisées (notées 100% dans la Table 2) sont plus petites que celles où des polariseurs (notés A, B, ou H) sont présents. Cette différence est due à la transmission de ces derniers. L’utilisation de deux types d’analyseurs dans le VIS-NIR (B et H) est due au fait que celui qui est utilisé pour les plus courtes longueurs d’onde (B) devient moins efficace aux plus grandes longueurs d’onde et inversement.

1.3 Étalonnage en polarisation

Dans cette section nous allons présenter l’étalonnage en polarisation qui permet d’obtenir les bonnes valeurs du taux de polarisation à partir des mesures OSIRIS. Cet étalonnage est directement lié au précédent car on fait appel aux résultats obtenus précédemment (coefficients A_{ka}) pour recombinaison la luminance totale et polarisée.

1.3.1 Méthodologie

Le principe de cette méthode de caractérisation consiste à placer une boîte polarisante entre OSIRIS et une sphère intégrante (la sphère utilisée ici est nommée *Sphère Polar*) (Figure 9).

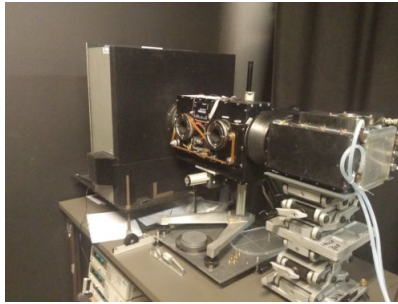


FIGURE 9 – Montage de l’expérience d’étalonnage en polarisation. De droite à gauche : OSIRIS, la boîte polarisante, la *Sphère Polar*.

La boîte polarisante sert ici de référence pour le taux de polarisation. En effet, cette dernière nous permet de contrôler le taux de polarisation avec précision grâce à un système de lames biréfringentes dont on fait varier l’angle par rapport à la verticale[14]. Le taux en sortie de la boîte est alors considéré comme la valeur exacte (valeur théorique) du taux de polarisation. Par la suite, on recombine les images OSIRIS pour obtenir la valeur de la luminance polarisée permettant de calculer le taux de polarisation (cf. 1.3, Chapitre II) que l’on corrige ensuite en fonction du taux en sortie de la boîte.

1.3.2 Expérience et résultats

On commence à un angle de 0° des lames biréfringentes que l’on fait varier progressivement jusqu’à un angle maximum de 65° . A chaque valeur d’angle on effectue 5 séquences de mesures avec OSIRIS dont les valeurs sont moyennées par bande (une séquence étant une série de toutes les combinaisons filtre-polariseur). Par précaution, on refait une séquence à 0° en fin d’expérience pour bien vérifier la cohérence avec la première mesure. Un exemple de variation du taux de polarisation en fonction

de l'angle des lames biréfringentes de la boîte pour la bande spectrale à 865 nm est montré dans la Figure 10.

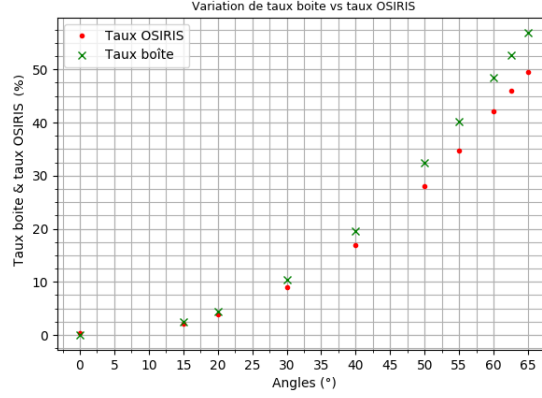


FIGURE 10 – Variation du taux de polarisation en fonction de l'angle des lames biréfringentes de la boîte polarisante. Les points rouges correspondent aux taux recombinés à partir des mesures OSIRIS.

On représente les taux de polarisation déduits d'OSIRIS et fournis par la boîte polarisante (Figure 10) l'un en fonction de l'autre. On effectue par la suite une droite de régression linéaire pour corriger le taux OSIRIS. Ainsi, pour un taux P_{OSIRIS} mesuré à une longueur d'onde λ donnée, on obtient un taux corrigé P_{corr} qui vaut :

$$P_{corr} = a_{\lambda}P_{OSIRIS} + b_{\lambda} \quad (16)$$

Un exemple de droite de régression obtenu pour la bande spectrale centrée à 865 nm est montré dans la Figure 11.

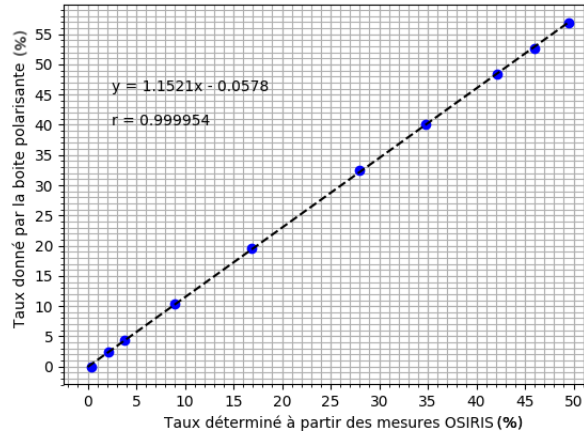


FIGURE 11 – Droite de correction du taux de polarisation OSIRIS pour la bande spectrale 865 nm

Comme on peut le remarquer, OSIRIS restitue à cette longueur d'onde un taux de polarisation en moyenne 15% inférieur à celui donné par la boîte polarisante. La correction peut être très faible comme elle peut être très importante pour certaines bandes spectrales. Cette variabilité est notamment due à la variation spectrale de l'efficacité des analyseurs, pouvant conduire à des taux restitués par OSIRIS bien plus faibles que ceux de la boîte polarisante (exemples : 910 nm et 940 nm dans le VIS-NIR et 2200 nm dans le SWIR). Cette efficacité sera déterminée plus loin (cf. 2.1.2, Chapitre III). Il est à noter que la droite de régression représente un modèle et a donc des défauts. On pourra notamment remarquer que la droite ne passe pas par zéro, et que l'on peut avoir une valeur négative au point

zéro pour certaines bandes spectrales. La Table 3 met en évidence les différentes caractéristiques des droites de régression utilisées pour corriger la polarisation.

λ (nm)	a_λ	$b_\lambda(\%)$	r	λ (nm)	a_λ	$b_\lambda(\%)$	r
440	1.2813	-1.1531	0.999826	940	1.3811	1.0938	0.997908
490	1.0102	-0.1912	0.999970	1020	1.1792	0.8560	0.998863
670	1.0306	0.1015	0.999964	1240	1.0289	0.3952	0.999759
763	1.0188	0.1600	0.999967	1360	1.0201	0.3958	0.999736
765	1.0081	0.1228	0.999976	1620	1.0167	0.1651	0.999956
865	1.1521	-0.0578	0.999954	2200	1.8419	0.2251	0.999909
910	2.3222	-0.6801	0.999311				
940	3.9827	-1.0473	0.999098				

TABLE 3 – Droites de correction de la polarisation OSIRIS pour les bandes spectrales VIS-NIR (gauche) et SWIR (droite). En gras : les bandes spectrales généralement utilisées pour des mesures de la polarisation.

Remarque : il est possible de mesurer la polarisation avec toutes les bandes spectrales OSIRIS (c'est ce qui a été fait lors de ce test). En pratique, on tend à choisir certaines bandes (en gras dans la Table 3) pour leurs applications atmosphériques[6, 10, 11, 15].

1.4 Non-uniformité de la réponse de l'instrument

Le paramètre G présent dans le MRI défini par (11) permet de corriger une réponse non-uniforme de l'instrument à un éclairage uniforme. En effet, lorsque le capteur matriciel est éclairé uniformément, on s'attend à obtenir le même nombre de CN sur l'ensemble de la zone éclairée. Or, on remarque une variabilité spatiale des CN . En particulier, on observe une décroissance de ces derniers lorsqu'on s'éloigne de la zone centrale de la matrice. Pour corriger cela, on divise la valeur en CN de chaque pixel (i,j) par un facteur G_{ij} . Ce dernier est calculé en effectuant le rapport entre la valeur en CN du pixel considéré et la moyenne d'une zone entourant le pixel central. On peut donc écrire, pour un pixel (i,j) :

$$G_{ij} = \frac{CN_{ij}}{CN_{centre}} \quad (17)$$

où CN_{ij} et CN_{centre} représentent la valeur en compte numérique du pixel (i,j) et la valeur moyenne de la zone de pixels entourant le pixel central, respectivement, et on a $G_{ij} \leq 1$ (proche de 1 pour les pixels centraux). Ainsi, ce facteur correctif permet d'étendre l'étalonnage effectué au centre de la matrice du détecteur à l'ensemble des pixels de ce dernier.

Durant mon stage, la détermination des facteurs G_{ij} a été une étape intermédiaire permettant l'obtention des paramètres $P(\theta)$ et $\varepsilon(\theta)$ du MRI avancé (cf. (12) et (13)). Ainsi, cette section ne présente qu'une approche méthodologique et aucun résultat n'y sera présenté. Les résultats obtenus ainsi que les méthodes de caractérisation faisant appel aux G_{ij} seront présentés dans la section 2.2 du Chapitre III.

2 Approche avancée

Le principal avantage d’une approche avancée est de pouvoir aller plus en profondeur dans l’étude de l’instrument. Ainsi, on pourra caractériser des paramètres tels que la position des analyseurs à l’intérieur d’OSIRIS ainsi que leur efficacité, ou encore étudier l’effet de la non-uniformité des optiques sur les comptes numériques, et les grandeurs physiques restituées.

2.1 Étalonnage en polarisation : position et efficacité des analyseurs

Lors de mon arrivée en stage, la première caractérisation que j’ai été amené à faire était celle qui consistait à déterminer la position des analyseurs ainsi que leurs efficacités (paramètres α et η , respectivement, cf. équations (12) et (13)). On va donc présenter de manière concise la méthodologie ainsi que les résultats qui ont été obtenus car ces derniers permettent de faire une comparaison avec l’étalonnage en polarisation (cf. 1.3, Chapitre III).

Pour ce test, on a aussi utilisé la *Sphère Polar* à laquelle on a fixé un polariseur identique à ceux utilisés dans OSIRIS pour les bandes spectrales $\lambda \leq 765$ nm (type HN22). En fin de stage, ce test a été refait avec un polariseur de type HR pour caractériser les bandes SWIR (Figure 12).



FIGURE 12 – Analyseurs de type HN22 (gauche) pour le VIS-NIR et HR (droite) pour le SWIR installés sur la *Sphère Polar*

Le but de ce test est d’étudier la variation des comptes numériques (CN) en fonction de l’angle du polariseur installé sur l’ouverture de la sphère. Pour cela, on procède en faisant tourner le polariseur (Figure 12) ce qui nous permet de faire varier la luminance reçue par le détecteur. Ainsi, on passe par des maxima d’intensité (axe passant du polariseur externe parallèle avec celui d’OSIRIS) et des minima (extinction) et ce, de manière périodique. Comme résultat, on obtient une variation sinusoïdale des comptes numériques en fonction de l’angle du polariseur. Pour caractériser le reste des bandes VIS-NIR ($\lambda > 765$ nm), il aurait fallu refaire le test avec un analyseur de type HN7, cela n’a pas été fait durant le stage par manque de temps.

2.1.1 Position des analyseurs

Pour calculer la position des analyseurs, on commence par sélectionner une zone de pixels entourant le centre de la matrice. On effectue ensuite la moyenne des comptes numériques de la zone considérée puis on étudie la variation de ces derniers en fonction de l’angle du polariseur. Un exemple

de variation des CN pour la bande spectrale 765 nm pour les trois analyseurs est montré dans la Figure 13.

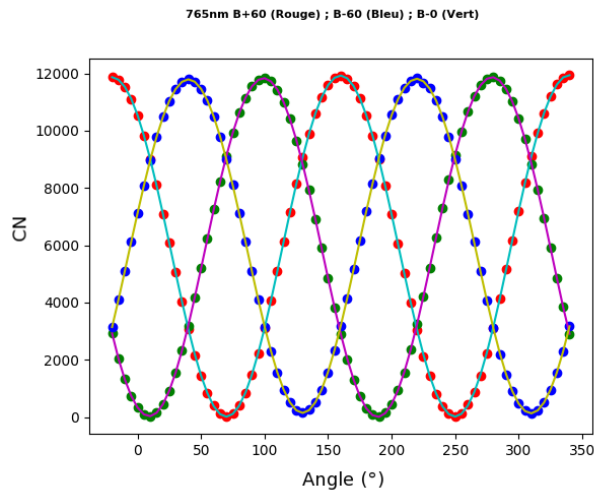


FIGURE 13 – Variation des CN en fonction de l’angle du polariseur pour les analyseurs de la bande spectrale 765 nm. Les lignes continues représentent une régression de type moindre carré.

Pour trouver la position de chaque analyseur d’OSIRIS, il suffit de calculer le déphasage angulaire entre les courbes de CN des analyseurs. Le déphasage est déterminé à partir des amplitudes des sommes deux à deux des courbes normalisées d’une même bande spectrale[3, 16]. Un exemple de résultats est donné dans la Table 4 pour les quelques bandes VIS-NIR qui ont été utilisées ainsi que les bandes SWIR.

Bande spectrale λ (nm)	$\alpha_{12}(^{\circ})$	$\alpha_{13}(^{\circ})$	$\alpha_{23}(^{\circ})$
440	60.18	68.39	57.34
490	61.59	59.02	60.50
670	60.51	61.20	58.52
763	60.31	60.51	59.00
765	60.64	60.28	59.35
940	60.00	59.65	60.00
1020	60.00	59.56	59.99
1240	59.99	60.00	59.51
1360	59.44	59.99	60.00
1620	59.42	59.99	60.00
2200	60.00	59.80	59.99

TABLE 4 – Position des analyseurs (les valeurs sont arrondies à 10^{-2})

Théoriquement, les valeurs devraient être les mêmes et tous les analyseurs devraient être à 60° les uns des autres. Ceci étant, elles diffèrent car les roues sont entraînées par un moteur pas à pas et le positionnement n’est pas toujours parfait selon les séquences. La bande spectrale à 440 nm a donné des valeurs assez différentes lors de ce test, nous ne connaissons pas encore la cause exacte de ces différences.

2.1.2 Efficacité des analyseurs

Dans le cas général où le rayonnement traverse deux polariseurs successivement, le taux de polarisation maximum peut s'écrire $P = \eta \cdot \eta'$ où η et η' sont les efficacités du premier et deuxième polariseur, respectivement. On notera que le taux de polarisation maximum restitué par OSIRIS s'écrit en fonction des CN comme suit :

$$P_{OSIRIS} = \frac{CN_{max} - CN_{min}}{CN_{max} + CN_{min}} \quad (18)$$

où CN_{min} et CN_{max} sont les minima et maxima des valeurs en comptes numériques du détecteur obtenus en faisant varier l'axe de polarisation de l'onde. Pour estimer l'efficacité des analyseurs d'OSIRIS, la procédure est assez directe. En effet, l'analyseur utilisé est identique à ceux utilisés dans OSIRIS lors de ce test. Par conséquent, on déduit la relation suivante entre le taux de polarisation P et l'efficacité η à partir de (18) en posant $\eta' = \eta$:

$$P = \eta \cdot \eta' = \eta^2 = \frac{CN_{max} - CN_{min}}{CN_{max} + CN_{min}} \quad (19)$$

on a donc :

$$\eta = \sqrt{\frac{CN_{max} - CN_{min}}{CN_{max} + CN_{min}}} \quad (20)$$

Comparaison avec l'étalonnage en polarisation

Considérons maintenant le cas de l'étalonnage en polarisation (cf. 1.3, Chapitre III). En posant η' comme étant l'efficacité de la boîte polarisante considérée parfaite, on a $\eta' = 1$. Cette hypothèse nous permet d'écrire que le rapport entre le taux donné par OSIRIS et celui donné par la boîte est en réalité une estimation de l'efficacité des analyseurs d'OSIRIS. En bonne approximation, on peut aussi assimiler le taux exact donné par la boîte polarisante au taux OSIRIS corrigé P_{corr} (cf. (16)). On a donc :

$$\eta = \frac{P_{OSIRIS}}{P_{boite}} = \frac{P_{OSIRIS}}{P_{corr}} \quad (21)$$

Si on néglige le décalage à l'origine de P_{corr} on peut écrire (16) en posant $b_\lambda = 0$:

$$P_{corr} = a_\lambda \cdot P_{OSIRIS} \quad (22)$$

De (21) et (22) on déduit que $\eta = \frac{1}{a_\lambda}$. Ce résultat nous permet ainsi de comparer les résultats obtenus lors des deux différents tests (1.3 et 2.1 du Chapitre III). La Table 5 met en évidence cette comparaison.

Bandes VIS-NIR λ (nm)	η	$1/a_\lambda$	Bandes SWIR λ (nm)	η	$1/a_\lambda$
440	0.940	0.780	940	0.781	0.724
490	0.980	0.990	1020	0.891	0.848
670	0.998	0.970	1240	0.982	0.972
763	0.996	0.982	1360	0.986	0.980
765	0.994	0.992	1620	0.988	0.984
			2200	0.596	0.543

TABLE 5 – Comparaison des efficacités calculées à partir des deux expériences : η et $\frac{1}{a_\lambda}$ sont calculées avec (20) et (16), respectivement.

On remarque que les résultats sont proches, avec des différences de l'ordre de 1% pour le VIS-NIR à l'exception de la bande spectrale à 440 nm et de 1 à 5% pour le SWIR. Ceci étant, on ne peut pas se prononcer sur le résultat obtenu à 440 nm. Nous n'avons à ce jour pas identifié les causes exactes de ces différences. De plus, à 440 nm, le signal est assez faible (on se rapproche de l'UV, cf. Figure 2) et on a un rapport signal sur bruit assez faible. Cela peut éventuellement impliquer des différences non négligeables.

2.2 Non-uniformité de la réponse de l'instrument

Dans cette section nous allons discuter l'influence de la non-uniformité de la réponse de l'instrument et des optiques sur les paramètres restitués. Les deux paramètres supplémentaires du MRI avancé (cf. (12) et (13)) que j'ai été amené à caractériser sont $P(\theta)$ et $\varepsilon(\theta)$. Ces derniers représentent la variation basse fréquence de la réponse du capteur et le taux de polarisation induit par les optiques, respectivement. Nous allons maintenant expliquer un peu plus en détail ce que représentent ces paramètres. Il est à noter que nous allons introduire la notion de réponse à haute fréquence (définie par g_{ij} du MRI avancé) pour permettre de faire le lien entre les deux MRI (simple et avancé).

2.2.1 Méthodologie et définitions

Variation haute et basse fréquence de la transmission : g_{ij} et $P(\theta)$

Pour mieux comprendre ce que sont g_{ij} et $P(\theta)$, nous allons faire le lien avec le facteur G_{ij} défini dans la section 1.4 du Chapitre III. Comme nous l'avons déjà présenté, le facteur G_{ij} permet de compenser la réponse non-uniforme du capteur à un éclairage uniforme, permettant d'étendre l'étalonnage effectué au centre de la matrice du détecteur au reste des pixels de cette dernière. Ceci étant, chaque pixel est en lui-même un détecteur. On parle alors de réponse à haute fréquence, et on définit un facteur g_{ij} qui permet de corriger les variations inter-pixel. On peut écrire G en fonction des deux paramètres P et g tel que :

$$G_{ij} = P(\theta) \cdot g_{ij} \quad (23)$$

Par convention, le pixel central est noté (i=0,j=0), et il correspond à une visée au nadir ($\theta = 0^\circ$). On a donc $P(0) = 1$ et $g_{00} = 1$ (car on normalise par rapport au centre de la matrice). Il est important de noter que le facteur G_{ij} permet de prendre en compte la haute et la basse fréquence. Ainsi, en pratique, la caractérisation de G suffit pour caractériser la non-uniformité de la réponse de l'instrument. Ceci étant, il faut garder à l'esprit qu'il est en réalité la combinaison de deux types de réponses (haute et basse fréquence).

Pour caractériser le paramètre $P(\theta)$, on a étudié la variation de la valeur moyenne en comptes numériques normalisés des pixels situés sur des disques de rayon R centrés sur le pixel central (chaque valeur de R correspond à un angle zénithal de visée). Pour la normalisation, on divise les CN de chaque pixel par la moyenne d'une zone de pixels entourant le pixel central. Quant au paramètre g_{ij} , on obtient une matrice (i,j) de ses valeurs directement à partir de (23) si G_{ij} est connu.

Taux de polarisation induit par l'optique : $\varepsilon(\theta)$

Un autre paramètre important du MRI avancé est celui du taux de polarisation induit par les optiques. En effet, on détecte une polarisation résiduelle sur des images observées en luminance non-polarisée. Ceci est dû au passage du rayonnement dans le système optique du radiomètre. Pour caractériser ce paramètre, on effectue des mesures devant une sphère intégrante. La sphère intégrante génère un éclairage uniforme dont la lumière est non-polarisée. Logiquement, la luminance polarisée que l'on restitue à partir des mesures OSIRIS doit être nulle. Or, on obtient des valeurs non-nulles de la luminance polarisée. La méthode utilisée pour déterminer $\varepsilon(\theta)$ consiste à calculer le taux de polarisation pour une image à une longueur d'onde λ donnée, puis, d'étudier la variation de la moyenne des comptes numériques sur des disques de pixels de différents diamètres, centrés sur le pixel central. Dans la matrice du détecteur, les pixels situés sur un disque de rayon R centré sur le pixel central correspondent à un même angle zénithal de visée. Le pixel central correspond à la visée au nadir ($\theta = 0^\circ$). Ainsi, en étudiant la variation du taux de polarisation sur les disques de différents rayons, on obtient $\varepsilon(\theta)$.

2.2.2 Expérience et résultats

L'objectif de cette caractérisation est de restituer deux paramètres supplémentaires du MRI avancé, $P(\theta)$ et $\varepsilon(\theta)$. Pour cela, une seule et même expérience permet de le faire. On place OSIRIS devant une sphère intégrante (Figure 14). Cette dernière est la plus grande des sphères disponibles, elle a été nommée *Big Sphere*. Le principal avantage d'utiliser une plus grande sphère est que l'on peut couvrir la totalité du champ de vue du radiomètre. On effectue une série de mesures avec OSIRIS et ce, pour chaque capteur séparément.

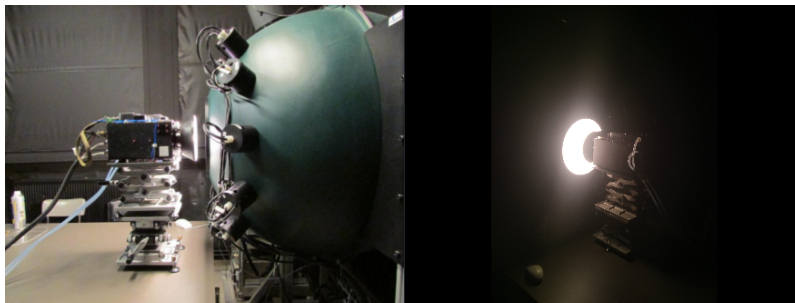


FIGURE 14 – OSIRIS devant la *Big Sphere* (à droite : l'instrument effectue des mesures avec le capteur VIS-NIR)

La sphère utilisée présente un défaut : on peut voir apparaître l'ombre créée par les caches de ses lampes. Cela induit donc une non-uniformité au niveau de l'éclairage et il faut donc négliger ces dernières lors du traitement des données. Un exemple d'image acquise lors de ce test est montré dans la Figure 15.

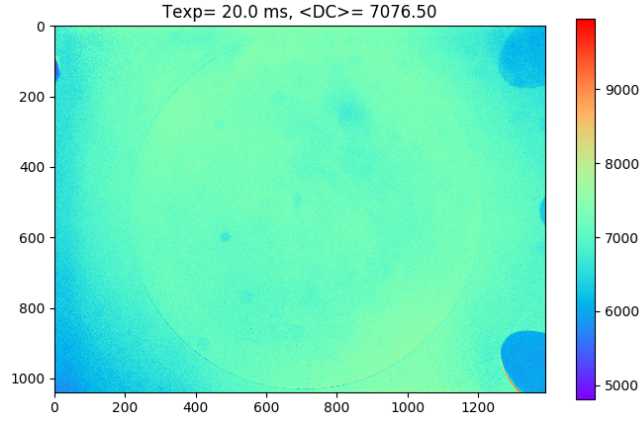


FIGURE 15 – Image OSIRIS à 490 nm obtenue avec la *Big Sphere*. On peut remarquer les zones d’ombre créées par les caches des lampes à droite de l’image.

Pour traiter les données, on doit créer un masque permettant d’ignorer l’effet des lampes. Ensuite, on obtient $P(\theta)$ et $\varepsilon(\theta)$ comme décrit dans la sous-section précédente (2.2.1, Chapitre III).

Un exemple de résultats obtenus pour la bande à 490 nm est montré dans la Figure 16.

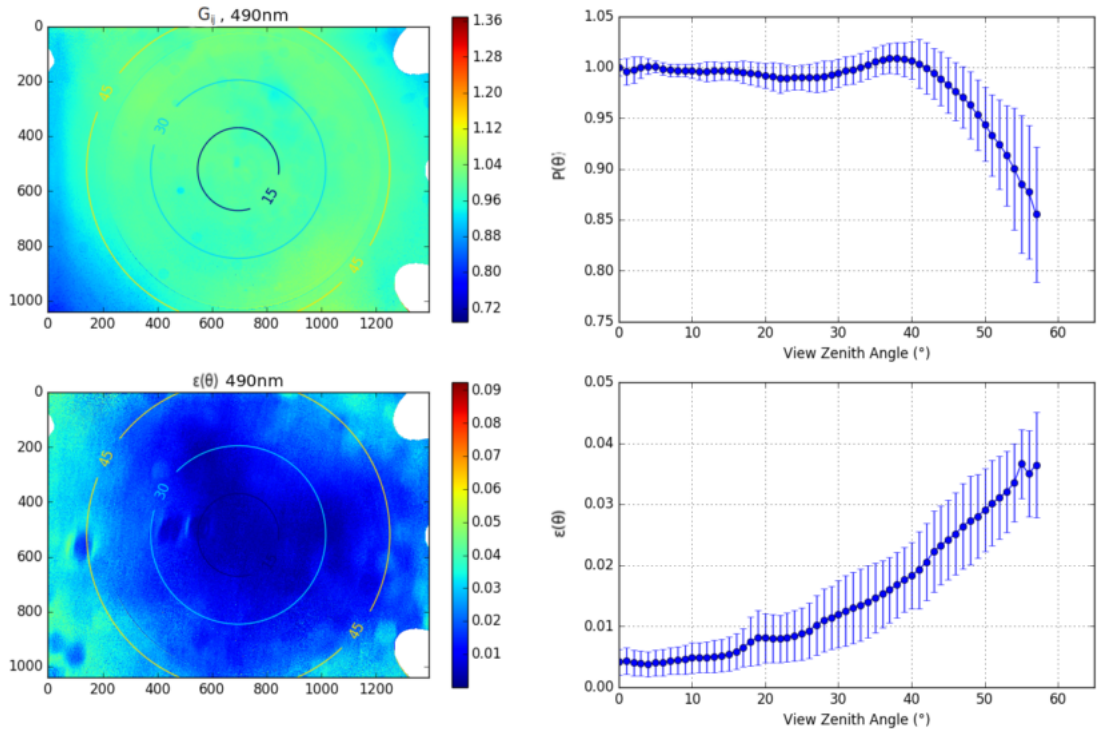


FIGURE 16 – G_{ij} , $P(\theta)$ et $\varepsilon(\theta)$ pour la bande spectrale 490 nm. Sur les images à gauche, les zones en blanc sont les pixels ignorés par le masque. Les cercles de différents rayons représentent des zones iso-angles de visée (angles zénithaux). Les barres verticales dans les graphes situés à droite représentent l’écart type.

Variation basse fréquence : $P(\theta)$

On rappelle que $P(\theta)$ représente une variation basse fréquence de la réponse de l’instrument. De manière similaire au paramètre G_{ij} , on normalise l’image par la moyenne en CN d’une zone de

pixels entourant le centre de la matrice du détecteur. Ainsi, on devrait trouver $P(\theta) = 1$ pour les pixels proches de la zone centrale et avoir une décroissance du paramètre $P(\theta)$ lorsqu'on s'éloigne du centre de la matrice. En observant le graphe (en haut à droite dans la Figure 16), on remarque un comportement similaire à nos attentes. Ceci étant, on peut remarquer une variation inattendue entre $\theta = 30^\circ$ et $\theta = 40^\circ$. En effet, dans cet intervalle, on peut observer une croissance de la valeur de $P(\theta)$ donnant des valeurs pouvant dépasser 1. Ainsi, cela voudrait dire que dans cet intervalle angulaire, le capteur détecte plus de lumière que la zone centrale, or, cela est contraire à nos attentes. Nous n'avons pas eu le temps d'aller plus en détail dans la caractérisation des paramètres du MRI avancé. Donc, nous ne connaissons pas encore la cause exacte de cette variation inhabituelle. On soupçonne une non-uniformité de l'éclairement de la sphère.

Taux de polarisation induit : $\varepsilon(\theta)$

Dans le cas du paramètre $\varepsilon(\theta)$, nous n'avons rien noté de surprenant au niveau des résultats. Comme précédemment expliqué (cf. 2.2.1 du Chapitre III), nous avons déterminé le taux de polarisation induit en recombinaison le taux de polarisation pour les zones de pixels se situant sur un disque de rayon R , chaque valeur du rayon correspondant à un angle zénithal de visée particulier. Ainsi, sur des images en luminance non-polarisée, on obtient tout de même une valeur non-nulle du taux de polarisation. Cette polarisation est induite par les optiques. Ce à quoi on peut s'attendre est que ce taux soit croissant en fonction de l'angle de zénithal de visée (car les angles s'éloignant le plus de la visée au nadir impliquent un trajet optique plus important et donc, une polarisation plus importante par les optiques). En observant le graphe de $\varepsilon(\theta)$, on remarque que cette tendance est respectée. La variation que l'on peut observer aux alentours de $\theta = 20^\circ$ est due à la présence de taches dans l'image en polarisation (en bas à gauche dans la Figure 16). Nous ne connaissons pas encore la cause exacte de ces défauts.

Conclusion

Grâce à sa capacité de mesure multidirectionnelle et multispectrale pouvant aller du visible au moyen infrarouge ainsi que sa capacité à effectuer des mesures en polarisation, le radiomètre aéroporté OSIRIS est un instrument très utile pour l'étude des aérosols et des nuages. Pour permettre l'exploitation des données d'un tel instrument, la caractérisation instrumentale est une étape importante et incontournable. Le modèle radiométrique instrumental (MRI) permet de faire le lien entre la mesure (comptes numériques) et la grandeur physique d'intérêt (luminance). Le stage s'est principalement axé sur la détermination des paramètres du modèle radiométrique instrumental avec pour objectif une caractérisation plus poussée en introduisant un MRI plus élaboré, proche de celui utilisé pour le futur instrument spatial 3MI (ce dernier se basant sur les concepts POLDER et OSIRIS). Les travaux présentés dans ce rapport ont permis de caractériser entièrement le MRI simplifié ainsi qu'une grande partie du modèle plus élaboré (MRI avancé). Les données et résultats présentés dans ce document ont été obtenus grâce à quatre principales expériences. La première qui a été effectuée avait permis de déterminer la position et l'efficacité des analyseurs. Ensuite, l'instrument a été étalonné en énergie puis en polarisation. Enfin, j'ai conclu mon stage par la caractérisation de la non-uniformité de la réponse de l'instrument, ce qui a permis de terminer la caractérisation du MRI simplifié et de déterminer davantage de paramètres du MRI avancé.

L'étalonnage en énergie a permis de restituer le paramètre A présent dans les deux MRI (simplifié et avancé) reliant directement la mesure OSIRIS aux luminances observées. De plus, un étalonnage en polarisation avec une source dont la polarisation est contrôlée a permis de corriger les valeurs de la luminance polarisée restituées à partir des mesures OSIRIS. Une caractérisation plus poussée de l'instrument en luminance polarisée mène à la détermination de la position relative des analyseurs à l'intérieur d'OSIRIS ainsi qu'à leurs efficacités. Les tests effectués ont permis de déterminer les paramètres α et η du MRI avancé qui représentent les positions des analyseurs et leurs efficacités, respectivement. Par la suite, nous avons mené une comparaison entre les efficacités restituées à partir des deux tests effectués en luminance polarisée (cf. 2.1.2, Chapitre III), et nous avons trouvé que les résultats étaient cohérents (différences de 1 à 5% entre les deux tests) à l'exception de la bande spectrale à 440 nm. Cette dernière a présenté des différences au niveau des positions des analyseurs (α) mais aussi au niveau de leurs efficacités (η). Nous ne connaissons pas les causes exactes de ces différences à ce jour, davantage de tests devront être effectués pour les déterminer. La caractérisation du MRI avancé de l'instrument s'est poursuivie en déterminant les paramètres $P(\theta)$ et $\varepsilon(\theta)$ du MRI avancé permettant de tenir compte de la réponse à basse fréquence de l'instrument et de la polarisation induite par les optiques, respectivement. La caractérisation complète de la non-uniformité de la réponse de l'instrument implique aussi la prise en compte de la réponse à haute fréquence qui est définie par le paramètre g_{ij} , ce dernier n'a pas été caractérisé par manque de temps à cause d'une contrainte technique. En effet, les coefficients g_{ij} doivent être obtenus pour chaque pixel et nécessitent donc la caractérisation de toute une image OSIRIS. Or, la grande sphère utilisée présentait un défaut (caches des lampes visibles) ce qui nous a obligé à masquer certaines zones de la matrice de pixels du détecteur. Un test supplémentaire à envisager serait celui de la caractérisation de la non-uniformité

de l'éclairement de la sphère. Ce dernier permettrait de prendre en compte la variabilité spatiale des comptes numériques (CN) qui serait induite par la sphère intégrante (et non par les optiques de l'instrument). Ainsi, on pourrait corriger la variation anormale de $P(\theta)$ qui a été observée (valeur pouvant dépasser 1 alors que l'on normalise par rapport au centre de la matrice). Ceci étant, le paramètre G du MRI simplifié a été déterminé lors des tests et ce dernier prends en compte les deux aspects de la réponse (haute et basse fréquence) et permet donc de caractériser la non-uniformité de la réponse de l'instrument. L'utilisation du MRI avancé étant une approche nouvelle, il sera nécessaire d'aller plus loin dans la caractérisation de ce dernier. On devra notamment tester cette nouvelle approche et la valider sur des mesures en vol ainsi qu'étudier le vieillissement du MRI.

Un autre aspect de la caractérisation instrumentale du radiomètre imageur OSIRIS est celui de la lumière parasite. En effet, les systèmes optiques complexes présents dans l'instrument le rendent sensible aux réflexions se produisant à l'intérieur de ces derniers. Ces réflexions induisent des effets indésirables sur la mesure telles que des tâches lumineuses autour des zones éclairées, des anneaux, ou encore un fond continu. Le développement d'algorithmes de correction de la lumière parasite est relativement complexe et représente aussi un point important dans la caractérisation de la mesure OSIRIS. Durant mon stage, nous avons réalisé des expériences dans le but de traiter le problème de la lumière parasite mais il n'a pas été possible de travailler sur ce point (manque de temps), et ce type de caractérisation s'annonce donc comme un point important à préparer pour de futurs travaux sur OSIRIS. En effet, l'instrument OSIRIS est aussi un simulateur aéroporté pour l'instrument spatial 3MI. Développer des algorithmes de correction de la lumière parasite s'annonce donc comme une des priorités pour les futures méthodes de caractérisation à élaborer.

Le travail que j'ai effectué sur l'instrument OSIRIS m'a permis d'améliorer ma vision sur l'importance des méthodes de caractérisation instrumentales, et leur impact sur l'utilité des mesures restituées grâce à des instruments tels que les radiomètres imageurs. De plus, les différentes expériences en laboratoire auxquelles j'ai participé et le développement d'algorithmes de traitement des données m'ont permis d'acquérir de l'expérience dans ce domaine.

Références

- [1] O. Boucher, D. Randall, P. Artaxo, C. Bretherton, G. Feingold, P. Forster, V.-M. Kerminen, Y. Kondo, H. Liao, U. Lohmann, P. Rasch, S. K. Satheesh, S. Sherwood, B. Stevens, X. Y. Zhang, and X. Y. Zhan, “Clouds and Aerosols,” *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, pp. 571–657, 2013. 2
- [2] F. Auriol, J.-F. Léon, J.-Y. Balois, C. Verwaerde, P. François, J. Riedi, F. Parol, F. Waquet, D. Tanré, and P. Goloub, “Multidirectional visible and shortwave infrared polarimeter for atmospheric aerosol and cloud observation : OSIRIS (Observing System Including Polarisation in the Solar Infrared Spectrum),” vol. 7149, p. 71491D, 2008. 2, 6, 7, 8
- [3] A. Crespín and B. Lafrance, “3MI calibration concept radiometric instrument model and pre-flight characterizations,” tech. rep., 2013. 2, 9, 17
- [4] B. Toubbé, T. Bailleul, J. L. Deuzé, P. Goloub, and O. Hagolle, “In-flight calibration of the POLDER polarized channels using the sun’s glitter,” *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 37, no. 1 II, pp. 513–525, 1999. 4
- [5] Labsphere, “Technical Guide : Integrating Sphere Theory and Applications,” *Manual for Integration Sphere*, pp. 1–19, 2011. 5
- [6] P. Goloub, *Modèle radiométrique du polarimètre grand champ POLDER. Analyses préliminaires des observations en lumière polarisée*. PhD thesis, 1995. 6, 8, 15
- [7] J. L. Deuzé, F. M. Bréon, C. Devaux, P. Goloub, M. Herman, B. Lafrance, F. Maignan, A. Marchand, F. Nadal, G. Perry, and D. Tanré, “Remote sensing of aerosols over land surfaces from POLDER-ADEOS-1 polarized measurements,” *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, vol. 106, no. D5, pp. 4913–4926, 2001. 8
- [8] C. Vanbaucé, J. Buriez, F. Parol, B. Bonnel, G. Seze, and P. Couvert, “Apparent pressure derived from ADEOS-POLDER observations in the oxygen A-band over ocean,” *Geophysical research letters*, vol. 25, no. 16, pp. 3159–3162, 1998. 8
- [9] D. P. Roy, M. A. Wulder, T. R. Loveland, C. E. Woodcock, R. G. Allen, M. C. Anderson, D. Helder, J. R. Irons, D. M. Johnson, R. Kennedy, T. A. Scambos, C. B. Schaaf, J. R. Schott, Y. Sheng, E. F. Vermote, A. S. Belward, R. Bindaschadler, W. B. Cohen, F. Gao, J. D. Hipple, P. Hostert, J. Huntington, C. O. Justice, A. Kilic, V. Kovalsky, Z. P. Lee, L. Lymburner, J. G. Masek, J. Mccorkel, Y. Shuai, R. Trezza, J. Vogelmann, R. H. Wynne, and Z. Zhu, “Landsat-8 : Science and product vision for terrestrial global change research,” *Remote Sensing of Environment*, vol. 145, pp. 154–172, 2014. 8
- [10] P. Goloub, J. L. Deuzé, M. Herman, and Y. Fouquart, “Analysis of the POLDER Polarization Measurements Performed Over Cloud Covers,” *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 32, no. 1, pp. 78–88, 1994. 8, 15
- [11] F. Waquet, *Apport de l’information multispectrale et polarisée pour la caractérisation des aérosols*. PhD thesis, 2005. 8, 15
- [12] F. Auriol, “Bilan OSIRIS pré et post campagne CALIOSIRIS,” tech. rep., 2014. 10
- [13] J.-M. Nicolas, “Note de caractérisation OSIRIS,” tech. rep., 2016. 10
- [14] Z. Li and P. Goloub, “Linear polarization calibration,” tech. rep., 2008. 13
- [15] J. L. Deuzé, F. M. Bréon, P. Y. Deschamps, C. Devaux, M. Herman, A. Podaire, and J. L. Roujean, “Analysis of the POLDER (POLarization and directionality of earth’s reflectances) airborne instrument observations over land surfaces,” *Remote Sensing of Environment*, vol. 45, no. 2, pp. 137–154, 1993. 15
- [16] J.-M. Nicolas, “Calage et efficacité des polariseurs,” tech. rep., 2016. 17