



HAL
open science

Mise en œuvre et exploitation d'un spectromètre imageur pour l'étude sismique et la dynamique atmosphérique des planètes géantes

Didier Gonçalves

► **To cite this version:**

Didier Gonçalves. Mise en œuvre et exploitation d'un spectromètre imageur pour l'étude sismique et la dynamique atmosphérique des planètes géantes. Planétologie. COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), 2018. Français. NNT: 2018AZUR4009 . tel-01865842

HAL Id: tel-01865842

<https://theses.hal.science/tel-01865842>

Submitted on 2 Sep 2018

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.



Mise en œuvre et exploitation d'un spectromètre imageur pour l'étude sismique et la dynamique atmosphérique des planètes géantes

Didier GONÇALVES

Laboratoire Lagrange

**Présentée en vue de l'obtention
du grade de docteur en**

Science de la Planète et de L'Univers
d'Université Côte d'Azur

Dirigée par : François-Xavier Schmider

Soutenue le : 28 mars 2018

Devant le jury, composé de :

Agustin Sánchez-Lavega, Professeur,
Universidad del País Vasco, Bilbao
Bernard Gelly, DR, Obs. Themis, La Laguna
Farrokh Vakili, Astronome, UCA/OCA, Nice
Maud Langlois, CR, CRAL, Lyon
Tristan Guillot, DR, UCA/OCA, Nice
Patrick Gaulme, Dr, Max Planck Institut, Göttingen
François-Xavier Schmider, DR, UCA /OCA, Nice

Résumé

Connaitre précisément la structure interne des corps célestes est indispensable pour, à la fois, comprendre la physique qui régit leur existence et le processus qui leur a donné naissance. La sismologie, d'abord appliquée à la Terre puis au soleil, s'est révélée être un outil très efficace pour sonder leurs intérieurs. Dans les années 70 (Vorontsov et al 1976), des premiers travaux théoriques ont étudié la possibilité d'une sismologie des planètes géantes gazeuses. Les premières tentatives de mesures d'oscillations ont eu lieu à la fin des années 80. La détection des modes d'oscillations de Jupiter s'est avérée une entreprise très délicate en raison de sa rotation rapide. Pour augmenter les chances de détection, un instrument spécifique a été construit au début des années 2000 à l'OCA. Cet instrument, appelé SYMPA, est un spectromètre imageur de type Mach-Zehnder capable de produire une carte de vitesse radiale de Jupiter. Une détection de modes d'oscillations sur Jupiter par cet instrument a été publiée par Gaulme et al en 2011.

Une version améliorée de l'instrument (appelé DSI) a été proposée pour la mission spatiale JUICE à destination de Jupiter, et un nouveau prototype a été construit dans ce but. Par la suite, le projet s'est réorienté vers un programme d'observation depuis le sol sous la forme d'un réseau de trois télescopes répartis en longitude (USA, France, Japon) et financé par l'ANR à partir de 2015 (ANR JOVIAL). L'intérêt de la mise en réseau est d'assurer la continuité des données (météo mise à part). L'instrument étant capable de produire des cartes de vitesse radiales, le projet permet également l'étude de la dynamique atmosphérique des planètes géantes.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le contexte de préparation de JOVIAL, avec pour objectif de caractériser l'instrument en laboratoire et d'identifier les problèmes liés aux conditions réelles d'observation. Les mesures en laboratoires ont montré des performances conformes aux attentes, avec un bruit de mesure propre à l'instrument inférieur au bruit de photon attendu sur Jupiter. Les premières mesures sur le ciel avec un télescope ont mis en évidence une sensibilité de l'instrument au degré de polarisation de la lumière ainsi qu'une dérive de la vitesse mesurée liée aux instabilités de position de la pupille pendant les observations. Le design de l'instrument et de son interface avec le télescope a été revu pour résoudre ces problèmes. Plusieurs campagnes d'observations de Jupiter ont été réalisées, permettant de mettre sur pied une chaîne complète de traitement des données, dont la validité a été vérifiée par des simulations réalistes. Les observations de Jupiter ont donné des résultats scientifiques particulièrement intéressants. L'analyse des données de deux campagnes de 2015 et 2016 a fourni des séquences temporelles de cartes de vitesses radiales de Jupiter. Une première étude a consisté à chercher dans ces cartes la signature des vents zonaux et de les comparer aux mesures réalisées par suivi des nuages sur des images résolues (cloud-tracking). Une telle mesure n'avait jamais été faite par effet Doppler. Le résultat, bien qu'affecté par des biais de mesures identifiés, montre des profils de vents stables d'une année sur l'autre et en cohérence avec les valeurs issues du cloud-tracking, sauf au niveau de la partie nord de la bande équatoriale de Jupiter. La mesure Doppler suggère en effet une vitesse de vent bien inférieure à la vitesse apparente dans cette zone, ce qui a potentiellement des implications sur les modèles de dynamique atmosphérique. Ces résultats sont très importants pour mieux comprendre les mesures de la sonde Juno, actuellement en orbite autour de Jupiter. L'analyse fréquentielle des données temporelles a été abordée en fin de thèse. Les analyses préliminaires ne semblent pas pour l'instant reproduire la détection de SYMPA. Une analyse plus poussée est nécessaire avant de conclure à une absence du signal.

Mots clés : Sismologie ; Jupiter ; spectromètre ; interféromètre ; Mach-Zehnder ; vents zonaux

Title: Development and tests of an imaging interferometer for seismology of the giant planets

Abstract

To know precisely the internal structure of the celestial bodies is essential to both to understand the physics which governs their existence, and the process which gave them birth. First applied to the Earth and then to the sun, seismology has proven to be a very effective tool to sound their interiors. It has become natural and legitimate to question the possibility of seismology of gaseous giant planets. The first theoretical work was carried out in the 1970s (Vorontsov et al. 1976), and the first attempts to measure oscillations at the end of the 1980s. The detection of Jupiter's oscillating modes turned out to be very difficult (reduced flux, small apparent diameter, fast rotation ...). To increase the chances of detection, a specific instrument was built in the early 2000s at the OCA. This instrument, called SYMPA, is a Mach-Zehnder-type imaging spectrometer enable to produce radial velocity maps of Jupiter. A first detection of acoustic modes on Jupiter with this instrument was published by Gaulme et al in 2011.

An improved version of the instrument (called DSI), based on the same principle, was built in the wake, with the primary objective of boarding a spacecraft to Jupiter. The project was finally reoriented towards an observation program from the ground in the form of a network of three telescopes equidistant in longitude (USA, France, Japan) and supported by the ANR fund starting in 2015 (ANR JOVIAL). The interest of the network is to ensure the continuity of data (weather apart). The instrument being able to produce radial velocity maps, the project also aims to study the atmospheric dynamics of giant planets.

This thesis work is part of a preparation for JOVIAL, with the aim of characterizing the instrument and identifying the problems related to real observations conditions. Laboratory measurements showed expected performances with an instrumental noise level (related to thermal fluctuations) lower than expected photon noise on Jupiter. The first measurements on the sky with a telescope showed a sensitivity of the instrument to the degree of polarization of the light as well as drifts of the velocity measurements due the motions of the pupil position. Some adjustments of the design of the instrument and its interface with the telescope were necessary to solve these issues. Several Jupiter observation campaigns were carried out during the thesis, allowing the development of full data processing software. The complete procedure was tested against simulated data and validated. Two observations run in 2015 and 2016 were analyzed to produce time sequences of radial velocity maps of Jupiter, providing very interesting scientific results. First, the maps were analyzed to look for the signature of the zonal winds and to compare them with the measurements made by cloud-tracking. Such measurements by Doppler effect were never made before. The result, albeit affected by measurement biases, showed stable year-to-year wind patterns and coherent results with cloud-tracking measurements, except at the northern part of the Jovian's equatorial band. The Doppler measurement indeed suggests a wind speed well below the apparent speed in this area, which potentially has implications for the theory of atmospheric dynamics and will be helpful to interpret the Juno (a spacecraft presently orbiting Jupiter) measurements. Frequency analysis of temporal data was undertaken at the end of the thesis. The preliminary results do not seem for the moment to reproduce the SYMPA detection. Further analysis is necessary before concluding if the signal is absent or attenuated.

Keywords : Seismology; Jupiter; spectrometer; interferometer; Mach-Zehnder; zonal winds

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de thèse François-Xavier Schmider pour m'avoir donné l'opportunité de travailler sur l'instrument novateur qui fait l'objet de cette thèse, pour sa confiance, son aide et ses nombreux conseils et remarques qui furent fort utiles.

Mes remerciements s'adressent également aux membres du jury qui ont pris la peine de lire attentivement cette thèse, en particulier Bernard Gelly et Sánchez-Lavega Agustin qui ont été les rapporteurs ainsi que Farrokh Vakili qui en fut le président. Merci également à Tristan Guillot, spécialiste des planètes géantes et à Maud Langlois.

Je voudrais également vivement remercier Patrick Gaulme pour son aide plus que précieuse ainsi que pour son accueil chaleureux aux Etats-Unis lors de ma visite de 6 semaines à l'université du Nouveau Mexique et à l'observatoire d'Apache Point.

Un grand merci à toute l'équipe ayant travaillé à la construction et à l'amélioration de DSI, merci notamment à Yves Bresson et à Julien Dejonghe sans qui DSI ne serait pas une réalité tangible. Un grand merci à Frédéric Morand pour son dévouement et son temps passé à réaliser une grande part des outils informatiques indispensables au bon fonctionnement de l'instrument ainsi que ses nombreuses participations aux observations de Jupiter à Calern durant toutes ces années.

Merci enfin à Jean-Pierre Rivet pour nous avoir permis d'accueillir DSI au foyer coudé du télescope Epsilon de C2PU dans des conditions optimales. Une pensée particulière pour tous les observateurs qui se sont relayés durant les nombreuses nuits d'observations (près de 40 nuits au total !) merci notamment à Djamel Mekarnia, Eric Fossat et David Vernet.

Table des matières

Introduction	16
1. Jupiter et la sismologie	20
1.1 Caractéristiques observationnelles	21
1.2 Structure interne et formation	25
1.3 La mission Juno	30
1.3.1 But de la mission	30
1.3.2 Résultats préliminaires.....	30
1.4 La sismologie	32
1.4.1 Généralité	32
1.4.2 Théorie des oscillations.....	33
2. Instrumentation en sismologie, historique et état de l'art	42
2.1 Résonance magnéto-optique	43
2.2 Spectromètre à réseau de diffraction	45
2.3 Spectrométrie interférentielle	46
2.4 L'Instrument SYMPA	51
2.4.1 Concept.....	51
2.4.2 Observation et résultats.....	52
2.5 DSI et JOVIAL	53
3. Description de l'instrument DSI	54
3.1 Généralités	54
3.1.1 Contexte.....	54
3.1.2 Design.....	54
3.1.3 Principe de la mesure.....	58
3.2 Performances théoriques	60
3.2.1 Cas de la quadrature parfaite	60
3.2.2 Cas de la non quadrature.....	62
3.2.3 Optimisation du rapport signal à bruit.....	65
3.2.4 Dispersion chromatique	69
3.2.5 Ordre de grandeur des performances attendues	71
3.2.6 Effet de la PSF sur le contraste des franges	73
3.3 Modélisation du Mach-Zehnder	76
3.3.1 Résultats des interférences monochromatiques en sortie du Mach-Zehnder :	77
3.3.2 Modélisation analytique	81
3.3.3 Modélisation vectorielle	93
3.3.4 Point de stabilité thermique	97
4. Caractérisation en laboratoire	100
4.1 Description de la configuration et du matériel utilisé	100
4.2 Contrôles des optiques du Mach-Zehnder	101
4.2.1 Contrôle du front d'onde	101
4.2.2 Transmission sur les quatre voies	103
4.2.3 Qualité des cubes polariseurs	103

4.3	Calibration de l'instrument	105
4.3.1	Distorsion relative et ajustement des images.....	105
4.3.2	Cartes de phase et de contraste de l'instrument.....	106
4.4	Mesure de la stabilité thermique de l'instrument	107
4.4.1	Stabilité de la phase en laboratoire	108
4.4.2	Dérive des optiques avec la température	113
4.5	Réglages et ajustements du Mach-Zehnder	116
4.5.1	Mesure de la différence de marche	116
4.5.2	Réglage de la lame B3	122
4.5.3	Effets d'un décalage de la pupille	123
4.5.4	Effet de la polarisation	124
4.6	Conclusion et perspectives.....	124
5.	<i>Implementation et Observations au télescope.....</i>	128
5.1	Implémentation.....	128
5.1.1	Implémentation sur le télescope MEO	128
5.1.2	Implémentation sur le télescope Est de C2PU	131
5.2	Caractérisation sur le ciel	132
5.2.1	Procédure de calibration.....	132
5.2.2	Mesure de la rotation de la terre.....	134
5.2.3	Polarisation par le télescope.....	135
5.2.4	Dérive de la pupille	136
5.2.5	Estimation de la transmission du télescope.....	137
5.3	Campagnes d'observations sur Jupiter (et de Saturne).....	137
5.3.1	Campagne de 2014	138
5.3.2	Campagne de 2015	141
5.3.3	Campagne de 2016	142
5.3.4	Campagne de 2017	144
6.	<i>Modélisation de la planète pour l'analyse des mesures de vitesse</i>	147
6.1	Calcul de la vitesse relative de la planète et du télescope	148
6.2	Carte de vitesse radiale d'une planète (cas général).....	148
6.2.1	Configuration physique de la planète	148
6.2.2	Effet Doppler.....	150
6.3	Carte de flux d'une planète dans le cas général	155
6.3.1	Ajout d'une texture atmosphérique	157
6.3.2	Contours de l'ellipsoïde projeté.....	158
6.3.3	Faut-il prendre en compte l'étendue de la source ?.....	158
6.4	Effets pouvant affecter les cartes de vitesses.....	160
6.4.1	L'effet Young	160
6.4.2	Effet de la PSF sur la carte de vitesse.....	161
6.4.3	Effet de la texture photométrique de l'atmosphère de Jupiter.....	162
6.4.4	Effet de l'ombre d'un satellite sur les cartes de vitesse	163
6.4.5	Estimation du biais sur la mesure de la phase des franges.....	164
6.5	Le cas particulier de Saturne	165
7.	<i>Reduction des données</i>	168
7.1	Outils d'analyse et de traitement	168
7.1.1	Nettoyage des images.....	168
7.1.2	Filtrage des franges	169
7.1.3	Outils de manipulation des images.....	169

7.2	Traitement de la Calibration	170
7.2.1	Grille de calibration et extraction des paramètres géométrique des images.....	170
7.2.2	Extraction des cartes de phase, de contraste et de transmission.....	175
7.3	Réduction des données « sciences ».....	178
7.3.1	Prétraitement des données	178
7.3.2	Extraction de la phase.....	182
7.4	Simulations de test	189
7.4.1	Planète synthétique avec vents zonaux.....	189
7.4.2	De la carte de vitesse à la carte de franges.....	191
7.4.3	Création de l'image CCD synthétique	191
8.	Resultats	194
8.1	Analyses préliminaires	194
8.1.1	Evaluation du bruit de mesure.....	194
8.1.2	Polarisation propre de la lumière de Jupiter	195
8.1.3	Vitesse moyenne.....	196
8.2	Analyse des cartes de vents	201
8.2.1	Profil moyen des vents.....	201
8.2.2	Déprojection des cartes de vents.....	209
8.2.3	Conclusion sur les mesures des vents.....	215
8.3	Analyse fréquentielle.....	216
8.3.1	Généralités sur l'analyse temporelle	216
8.3.2	Mesures sur le ciel, recherche des modes solaires.....	219
8.3.3	Mesures sur Jupiter.....	222
	Conclusion	226
	Publications	230
	Annexes.....	274
A.	Outils de transformation d'image basés sur la transformée de Fourier	275
B.	Ajustement par régression linéaire	279
	Bibliographie	281

Liste des tableaux

Tableau 1-1 Principales propriétés de Jupiter.....	21
Tableau 1-2 Premières mesures des moments gravitationnels par Juno	30
Tableau 3-1 Caractéristiques de la caméra science	55
Tableau 3-2 Paramètres de fonctionnement pour DSI.....	72
Tableau 3-3 Coefficients de transmission et de réflexion des surfaces	78
Tableau 3-4. Composants de la surface séparatrice.....	79
Tableau 3-5 Paramètres des pièces optiques du MZ.	91
Tableau 3-6 Coefficients des verres du Mach-Zehnder.....	98
Tableau 4-1 Modules de Young et coefficient de dilatation thermique	112
Tableau 4-2. Mesure de k'	121
Tableau 5-1. Bilan des flux reçus	137
Tableau 5-2. Configuration astronomique de la cible	138
Tableau 5-3. Données relatives aux observations de 2015.....	142
Tableau 5-4. Données relatives aux observations de 2016.....	144
Tableau 7-1. Déphasage relatif entre les voies	177
Tableau 7-2. Exemple de paramètres de transformation	181

Table des figures

1-1	Abondance en éléments lourds.....	22
1-2	Fonction de poids des moments gravitationnels	23
1-3	Vents zonaux en fonction de la latitude	25
1-4	Diagramme de phase de l'hydrogène.....	27
1-5	Modèle de la structure interne de Jupiter	27
1-6	Illustration de la zone de non miscibilité de l'hélium	28
1-7	Estimation des moments gravitationnels.....	31
1-8	Température sous la surface de Jupiter.	31
1-9	Représentation des harmoniques sphériques	35
1-10	Diagramme de propagation pour le soleil	36
1-11	Propagation et points tournants	38
1-12	Spectre des modes solaires pour différente valeur de l.	40
1-13	Spectre synthétique des oscillations de Jupiter	41
2-1	Zone parcourue par les ondes p à l'intérieur de Jupiter	42
2-2	Double raie du sodium utilisé pour les mesures de décalage Doppler.....	44
2-3	Principe de la mesure avec deux cellules de vapeur atomique.....	45
2-4	Principe de la mesure d'un décalage Doppler par spectrométrie de Fourier.	48
2-5	Schéma de principe de l'instrument SYMPA.	51
2-6	Spectre de puissance de la série temporelle des vitesses radiales de Jupiter	53
3-1	Diagramme de fonctionnement de l'instrument DSI.	55
3-2	Schémat de la chambre optique deDSI	56
3-3	Détail de l'acheminement des quatre images sur la caméra science.....	56
3-4	Schéma de principe du Mach-Zehnder.....	57
3-5	Points de mesure du flux des franges par la méthode ABCD.	58
3-6	Illustration des quatre interférogrammes.....	59
3-7	Illustration du bruit de la phase en fonction de U et V	61
3-8	Illustration du biais simulé et son modèle	65
3-9	Zone spectrale sélectionnée par le filtre interférentiel	66
3-10	Exemple du calcul du contraste des franges.....	67
3-11	Zone optimale du spectre solaire.....	68
3-12	Valeur du contraste des franges en fonction de la différence de marche	69
3-13	Spectre centré à 519.34 nm	69
3-14	Evolution du contraste des franges avec et sans dispersion chromatique.	71
3-15	Evolution théorique du contraste des franges avec la FWHM.....	75
3-16	Design optique du Mach-Zehnder.....	76
3-17	Courbe de transmission des lames séparatrices.....	80
3-18	Schéma du Mach-Zehnder à vide en perspective	82
3-19	Schéma de la lame à face parallèle et de la lame vide	83
3-20	Lame parallèle inclinée d'un angle θ	84
3-21	Correspondant à la lame inclinée scindée en deux.....	85
3-22	Lames de Quartz ($e_2 > e_1$)	87
3-23	Différence de marche relative entre les deux polarisations.....	89
3-24	Le parcours des deux rayons a et b dans le Mach-Zehnder à vide.....	89
3-25	Lame scindée en deux	91
3-26	Différence de marche de l'instrument	92

3-27	Ecart de la phase par rapport à un plan dans le champ.	92
3-28	Calcul de l'interférogramme en tenant compte de l'effet chromatique	93
3-29	Illustration des vecteurs intervenants dans le calcul de la réfraction	93
3-30	Rayons lumineux parcourant les deux bras du Mach-Zehnder	95
3-31	Soustraction de la carte de phase des modèles analytique vectoriel.	96
3-32	Simulation vectorielle avec une inclinaison de 24" d'arc	96
3-33	Effet d'une inclinaison sur deux axes de la surface de sortie de K1	97
3-34	Evolution de la différence de marche avec la température	99
3-35	Différence de marche en fonction de la longueur d'onde.	99
4-1	Acheminement des quatre images vers la caméra.....	100
4-2	Front d'ondes pour les deux bras et les deux sorties du Mach-Zehnder.....	102
4-3	Différence de front d'onde entre les bras B1 et B2	102
4-4	Transmission des 4 voies.....	103
4-5	Principe de la mesure du taux de « fuite » du cube polariseur.....	104
4-6	Taux de « fuite » des cubes polariseurs.....	104
4-7	Distorsion relative des images pour les 4 voies	105
4-8	Distorsion absolue des quatre voies	106
4-9	Carte de phase des 4 voies.....	107
4-10	Déphasage relatif des voies	107
4-11	Méthode de la mesure de la phase des franges par le « pic fringe ».....	108
4-12	Evolution de la phase des franges sur une période de 24h.....	109
4-13	Courbes de température.....	110
4-14	Évolution de la phase des quatre voies.....	111
4-15	Vue éclatée du support mécanique de la lame B3.....	112
4-16	Diaphragmes visibles sur les images.....	113
4-17	Dérive au cours du temps du barycentre du diaphragme interne	114
4-18	Dérive au cours du temps du barycentre du diaphragme externe.....	114
4-19	Dérive de la phase pour les quatre voies après correction	115
4-20	Configuration du champ de l'instrument.	117
4-21	Sens de rotation de Jupiter.	119
4-22	Spectre solaire brut et son profil.	120
4-23	Spectre solaire corrigé du flat-field.....	120
4-24	Franges en lumière blanche calibrées par le flat	121
4-25	Interfrange colonne par colonne.....	122
4-26	Dérive de la phase des franges en fonction de la position de la pupille.....	123
4-27	Effet de la polarisation	124
5-1	Foyer coudé du télescope MEO.	129
5-2	La table DSI sur MEO.....	129
5-3	Rotation du champ lors des observations de Jupiter sur MEO (en 2015).....	130
5-4	C2PU et ces deux télescopes Omega (à gauche) et epsilon (à droite)	131
5-5	Foyer coudé sur le télescope Epsilon	131
5-6	Rotation du champ lors des observations de Jupiter sur C2PU (2016).....	132
5-7	Illustration des images de la grille de calibration.....	133
5-8	Evolution de la phase des franges instrumentales sur le ciel	135
5-9	Degré de polarisation linéaire au cours des différentes nuits sur Jupiter	135
5-10	Densité spectral des variations du degré de polarisation.....	136
5-11	Evolution de la hauteur maximale de Jupiter sur le ciel	138
5-12	Élévation de Jupiter.....	139
5-13	Séquence temporelles des acquisitions (2014)	140
5-14	Séquence temporelle du flux moyen (2014)	140

5-15	Image brut de Jupiter et de Saturn par la camera science.	140
5-16	Elévation de Jupiter au cours de la nuit du 01-03-2015	141
5-17	Séquence temporelles des acquisitions (2015).....	141
5-18	Séquence temporelle du flux moyen (2015)	141
5-19	Image brut de la caméra science avec Jupiter	142
5-20	Elévation de Jupiter au cours de la nuit du 12-03-2016	143
5-21	Séquence temporelles des acquisitions (2016).....	143
5-22	Séquence temporelles du flux moyen (2016).....	143
5-23	Image brute de Jupiter par la caméra science (2016).	143
5-24	Elévation de Jupiter pour la nuit du 19-04-2017	145
5-25	Séquence temporelles des acquisitions faites au cours de 2017.....	145
5-26	Séquence temporelle du flux moyen (2017)	145
5-27	Image brut de Jupiter par la caméra science (2017).....	146
6-1	Système de coordonnées utilisé pour le calcul de la carte des vitesses.....	149
6-2	Coupe de l'ellipsoïde	152
6-3	Carte de vitesse Doppler pour Jupiter	155
6-4	Modèle Lambertien de Jupiter.....	157
6-5	Image synthétique de Jupiter avec une texture projetée sur sa surface	157
6-6	Illustration de la zone affectée par une source non ponctuelle.....	159
6-7	Coupe des vitesses radiales sur l'équateur	162
6-8	Carte des fluctuations résiduelles de la carte de vitesse	163
6-9	Simulation de l'ombre d'un satellite Galiléen.....	163
6-10	Différence entre modèles.....	165
6-11	Modèles de cartes de vitesse pour Saturne	166
6-12	Modèle photométrique de Saturne.	167
6-13	Evolution de l'inclinaison des anneaux.....	167
7-1	Détail d'une image de Jupiter affecté par un point chaud résiduelle	168
7-2	Filtrage des franges d'interférence sur l'image de Jupiter.	169
7-3	Les quatre voies de l'instrument avec la grille de calibration.....	170
7-4	Ecart résiduel entre la grille de référence et la grille de la voie 4.	173
7-5	Ajustement polynomial de la carte de distorsion	173
7-6	Distance résiduelle entre la grille de référence et une grille ajustée	174
7-7	Illustration de la distorsion absolue par des vecteurs et par le module	175
7-8	Masque de correction photométrique	175
7-9	Carte de l'angle θ	176
7-10	Carte de contraste de l'instrument.....	177
7-11	Déphasage entre les voies	177
7-12	Courbe d'étalonnage	179
7-13	Exemple de mesure de la FWHM par la méthode de seuillage	179
7-14	Profil du modèle de la PSF.....	180
7-15	Exemple d'une carte de flux relatif.....	182
7-16	Interférogrammes normalisés.	183
7-17	Illustration de Z et Z' pour des images de Jupiter.....	184
7-18	Carte de phase de Jupiter montrant la rotation de la planète.....	185
7-19	Position du photocentre de l'image de la planète.....	186
7-20	Effet d'un passage de satellite sur l'estimation du photocentre	187
7-21	Résidue de la phase pour une image de Jupiter.....	187
7-22	Soustraction du biais de mesure par un ajustement du modèle.....	188
7-23	Carte des vitesses des vents zonaux	190
7-24	Exemple d'une image CCD simulée	192

8-1	Ecart-type de la vitesse de la mesure	195
8-2	Degré de polarisation de la lumière propre à Jupiter.....	196
8-3	Vitesse moyenne mesuré sur le disque de Jupiter	197
8-4	Evolution du biais de la carte de vitesse résiduelle.....	198
8-5	Estimation du facteur d'échelle de l'image.....	199
8-6	Biais moyen sur les cartes résiduelles.	200
8-7	Degré de polarisation et biais des cartes de vitesse résiduelles.....	201
8-8	Somme pondérée des cartes de vitesse résiduelles de Jupiter	202
8-9	Soustraction du biais de mesure de la carte de vitesse résiduelle	203
8-10	Effet de la correction de l'inclinaison de l'axe de rotation	204
8-11	Ajustement des pentes sur la carte résiduelle simulées.....	206
8-12	Ajustement des pentes de la carte résiduelle de Jupiter	207
8-13	Profil des vents mesurés sur Jupiter par DSI.....	208
8-14	Profil de vitesse des vents mesurés sur Jupiter	209
8-15	Image du biais C(X,Y)	211
8-16	Carte de vitesse zonale	212
8-17	Planisphère obtenu pour l'ensemble des images de Jupiter (2015)	213
8-18	Planisphère du flux correspondant (2015).	213
8-19	Planisphère obtenu pour l'ensemble des images de Jupiter (2016)	214
8-20	Plansphère du flux correspondant (2016).....	214
8-21	Propriétés des spectres	218
8-22	Spectre de puissance du signal sur le ciel.	220
8-23	Simulation du spectre sans bruit (2016).....	221
8-24	Simulation du spectre avec bruit (2016)	221
8-25	Spectre de puissance des vitesses radiales obtenu sur Jupiter (2015).....	223
8-27	Spectre de puissance des vitesses radiales obtenu sur Jupiter (2016).....	224
A-1	Résidus après transformation par translation	275
A-2	Résidus après transformation par rotation.....	277
A-3	Résidus après transformation par changement d'échelle.	278

INTRODUCTION

Le succès de l'héliosismologie (et de l'astérosismologie) dans sa capacité à poser des contraintes aux modèles physique de l'intérieur du Soleil (et des étoiles) a naturellement conduit à se poser la question de l'applicabilité de cette méthode aux planètes géantes gazeuse. Les premières études théoriques concernant les oscillations de Jupiter et l'influence de la structure interne sur leurs spectres remontent aux années 70 (Vorontsov et al., 1976) et les premières tentatives d'observations à la fin des années 80 (Deming, 1989) par photométrie dans l'infrarouge. De nombreuses autres tentatives ont suivi, essentiellement par spectrométrie, soit en utilisant des cellules au sodium (Schmider et al., 1991) soit en utilisant un spectromètre à transformée de Fourier (Mosser, 2000; Mosser et al., 1993). Ces premières mesures ont été réalisées sans résolution spatiale. Or la rotation rapide de Jupiter a pour conséquence de dégrader la performance de ce type de mesures en élargissant les raies spectrales. De fait, aucune de ces mesures n'a donné de résultats clairs et définitifs. A ce stade, il était logique de développer un instrument spécifique capable de produire une carte de vitesse de Jupiter avec une bonne résolution spatiale.

Ainsi, au début des années 2000, et après avoir exploré le potentiel de deux concepts d'instruments imageurs très différents (ce fut d'ailleurs le sujet de mon stage de DEA en 1998), un instrument spécifiquement conçu pour la sismologie des planètes géantes a été développé à l'OCA. Cet instrument appelé SYMPA (Seismic Imaging Interferometer for Monitoring Planetary Atmospheres) est un spectromètre imageur utilisant un interféromètre compact de type Mach-Zehnder capable de produire des cartes de vitesse d'un objet étendu. Plusieurs campagnes d'observations de Jupiter ont été réalisées en 2004 et 2005 (Gaulme et al., 2008; Schmider et al., 2007). L'analyse des données (Gaulme et al., 2011) a montré des pics de fréquences entre 0.8mHz et 2.5mHz compatibles avec la théorie des modes propres de Jupiter. Par la suite, une version améliorée de cet instrument (basée sur le même principe) a été étudiée, avec pour objectif une proposition d'instrument dans le cadre de la mission spatiale pour l'étude de Jupiter et des lunes (JUICE). L'idée était de profiter du voyage pour observer Jupiter en continu (la continuité des séquences temporelles étant primordiale pour la qualité de leurs spectres), puis de faire des mesures plus détaillées de la dynamique et de la sismologie locale pendant la phase d'orbite autour de Jupiter. L'étude et la conception optique de ce nouvel instrument a fait l'objet d'une R&T financée par le CNES ainsi que de la thèse de Laurence Soulat (2013), financée par le CNES et Thalès Alenia Space. Entre temps, l'évolution de projet spatial a conduit au retrait de l'instrument DSI de la payload de JUICE. Il devint alors naturel de réorienter le projet pour adapter l'instrument à des observations depuis le sol. Pour assurer la continuité des données il était toutefois nécessaire de dupliquer l'instrument pour les placer dans un réseau d'observatoires aussi uniformément répartis en longitude que possible. En 2014, une première collaboration avec l'Université du Nouveau Mexique a permis le financement (par la NASA) d'une première copie de l'instrument DSI ainsi que l'accès à un site d'observation (à l'observatoire d'Apache Point, au Nouveau Mexique, sur un télescope de 1m). En 2015 le projet JOVIAL (Oscillations en Vitesse radiale par ImAgerie multi Longitudes) a bénéficié du financement par l'ANR permettant la construction d'une seconde copie de DSI dans le cadre d'une collaboration avec le Japon

(observatoire d'Okayama) et ainsi finaliser le projet de mise en réseau de trois instruments (Nouveau Mexique, Japon et France) qui devrait débuter en 2018.

C'est dans ce contexte que mon travail de thèse a débuté en Janvier 2015, avec pour objectif premier de caractériser l'instrument DSI complet en laboratoire et sur le ciel et d'identifier les problèmes pouvant apparaître dans les conditions réelles d'observation. L'idée étant d'apporter d'éventuelles modifications au design des répliques de DSI et à l'interface instrument-télescope avant leur construction définitive. Les observations de Jupiter et le traitement des données ont constitué la seconde partie de ce travail. Bien que le but principal de l'instrument soit la sismologie de Jupiter, celui-ci offre également la possibilité de réaliser des cartes de vitesses « absolues » de sa surface et ainsi d'apporter des informations complémentaires et indépendantes aux estimations faites par la méthode de cloud-tracking sur la dynamique de l'atmosphère et en particulier sur la mesure des vents zonaux. Ce type de résultat étant inédit, une part importante du traitement des données s'est focalisé sur les mesures de vents, plus encore que sur les spectres temporels. Dans le contexte actuel des premiers résultats de Juno, l'apport de données nouvelles et originales sur la dynamique de l'atmosphère de Jupiter revêt une importance particulière.

La première partie du travail de thèse a été consacré à la caractérisation de l'instrument complet en laboratoire et sur le ciel. Un modèle du Mach-Zehnder (constituant l'instrument) a été simulé pour comprendre le comportement du Mach-Zehnder et faciliter les procédures de réglage. Au cours de nombreuses mesures au laboratoire, j'ai évalué la stabilité thermique de DSI afin d'assurer que les fluctuations de vitesses mesurées liées aux variations thermiques restaient inférieures au bruit de photon attendu sur Jupiter, dans la gamme de fréquence théorique des oscillations. La calibration de l'instrument, de nature différente de celle de SYMPA (une lame mobile permettant une modulation de la différence de marche), a nécessité le développement d'outils spécifiques et a permis d'établir des cartes précises et absolues de la réponse instrumentale (cartes de phase, de contraste et de transmission). Les premiers tests derrière un télescope ont eu lieu en observant le ciel diurne, pour caractériser l'instrument avec en entrée le spectre solaire et un champ de vitesse plat, ce qui a permis de vérifier les performances instrumentales en mesurant la vitesse de rotation de la terre durant la journée. Ces mesures ont toutefois mis en évidence un problème inattendu : une sensibilité de la mesure au degré de polarisation de la lumière. Cela a conduit à de nouveaux tests en laboratoire et diverses mesures pour minimiser l'impact de ces variations (changement d'un séparateur de polarisation, introduction d'un dépolariseur dans le faisceau. Les premières observations sur Jupiter ont eu lieu en 2014. Elles ont également mis en évidence divers problèmes, dont une dérive de la pupille au cours de la nuit, due à la rotation de champ au foyer du télescope, avec pour effet une dérive lente des vitesses mesurées. Ce dernier point a été résolu en ajoutant un stabilisateur de pupille en plus du stabilisateur d'image en tip-tilt déjà existant. Plusieurs autres campagnes d'observations de Jupiter ont été réalisées par la suite notamment au cours de l'opposition de 2015 et 2016 avec quatre nuits exploitables en 2015 et 17 nuits exploitables en 2016. Ces nombreuses observations ont produit plus de dix milles images. Le traitement des données a nécessité le développement de nombreux outils et l'obtention d'un modèle réaliste de Jupiter en termes de flux et de carte de vitesse ainsi qu'une modélisation des effets de la PSF sur celles-ci. Les résultats intermédiaires ont montré que les cartes de vitesses étaient affectées par des biais relativement importants mais toujours de basses fréquences temporelles et spatiales. Des filtres ont donc pu être appliqués sans affecter les spectres temporels, l'inconvénient étant que les cartes de vitesse perdent leur caractère absolu. Des simulations complètes des images de Jupiter en sortie de l'instrument (incluant les effets des vents zonaux) ont également été réalisées afin de tester l'ensemble de la chaîne de traitement et d'explorer des hypothèses sur l'origine de ces

biais. Au final, malgré toutes les difficultés rencontrées j'ai pu produire des cartes de vitesse de très bonne qualité, montrant des résultats très originaux et potentiellement intéressants, pour la dynamique de l'atmosphère jovienne. Par ailleurs, le travail sur l'analyse des spectres temporels a été seulement commencé. Il faudra le continuer, notamment avec les données du réseau JOVIAL, qui donneront une meilleure continuité.

Dans ce manuscrit, je décris le contexte et l'état de l'art dans les chapitres 1 et 2. Au chapitre 3, je parle du concept instrumental, de ses performances théoriques et de sa modélisation complète. Ensuite, je décris les tests réalisés au laboratoire, mettant en évidence les problèmes mentionnés plus haut et les évolutions proposées et mises en œuvre. Le chapitre suivant décrit les diverses campagnes d'observations en décrivant le télescope utilisé, l'interface télescope-instrument et le contexte astronomique. Je parle ensuite du développement du traitement des données, ainsi que des simulations aussi réalistes que possible des données acquises pour évaluer à chaque étape l'effet des différents traitements et la meilleure stratégie pour les traiter. Cela a permis également de revenir sur l'acquisition des données, notamment de calibration, ainsi que sur la compréhension de l'origine de certains problèmes et les méthodes pour les éviter par une modification de la configuration instrumentale.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'ensemble des résultats obtenus jusqu'ici à partir des données acquises. Seule une partie des données a pu être traitée entièrement. Il reste encore beaucoup de travail à faire pour exploiter l'existant, notamment pour la recherche de modes propres de Jupiter. En conclusion, je mentionne les perspectives pour la suite du projet, avec les premières observations en réseau à venir au printemps 2018 ainsi que les possibilités d'amélioration des observations, avec l'introduction de l'Optique Adaptative, notamment. A moyen terme, nous prévoyons d'autres observations, de Vénus (certaines données ont déjà été acquises) et de Saturne, qui nécessite un plus grand diamètre collecteur. Pour le futur, la qualité des performances de l'instrument et les limitations actuelles en grande partie liées aux observations depuis le sol démontrent la nécessité d'étendre ce type d'observations à partir de l'espace.

Chapitre 1

JUPITER ET LA SISMOLOGIE

Ce n'est sans doute pas par hasard si durant l'antiquité les babyloniens, les grecs puis les romains réservèrent à cette planète géante le nom de leur plus grande divinité (Marduk, Zeus et Jupiter¹). Une telle considération fut sans doute motivée par sa domination du ciel en termes d'éclat et d'élévation mais cela reste pertinent d'un point de vue astrophysique d'attribuer à cette planète gazeuse une place de choix.

Jupiter rassemble en effet à elle seule 71% de la masse des planètes du système solaire et 62% des moments cinétiques orbitaux. On comprend dès lors aisément le rôle primordial qu'elle a pu exercer lors de la formation du système planétaire et son influence sur la dynamique actuelle des petits corps. Par ailleurs la composition chimique de son atmosphère (86% d'hydrogène, 13.6% d'hélium) qui est proche de celle du soleil suggère que cette planète ait pu garder en son sein la mémoire de la composition chimique du disque protoplanétaire et les processus qui lui ont donné naissance, une « archive » qui ne pourra toutefois être correctement interprétée que si la structure interne de la planète est bien comprise. Une des difficultés auquel on est confronté à ce sujet est liée aux conditions extrêmes de pression et de température qui règne à l'intérieur de Jupiter, des conditions pratiquement impossibles à obtenir en laboratoire, d'où l'importance actuelle des contraintes observationnelles pour tirer les bonnes conclusions.

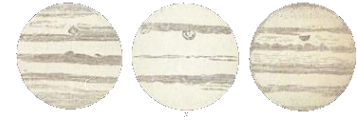
Enfin, à l'aune des nombreuses planètes extrasolaires découvertes depuis ces 20 dernières années (dont beaucoup sont des géantes gazeuses), Jupiter est devenu en quelque sorte un prototype des planètes géantes à l'échelle de l'univers, ce qui renforce encore son intérêt. Notons que le mini système solaire que forme les satellites Galiléens a également un intérêt en rapport avec la genèse des systèmes planétaires (dynamiquement parlant le système Jovien est identique à certains systèmes récemment découvert autour de naines rouges, ces étoiles dont la taille est proche de celle de Jupiter bien que de masse 80 fois supérieure). Ces lunes suscitent également l'intérêt des exobiologistes qui voient dans les océans qui couvrent certaines d'entre elles (Europe et Ganymède) des lieux potentiellement propices à la vie.

Il n'est peut-être pas inutile pour finir de rappeler qu'historiquement Jupiter et ses satellites ont joué bien des fois un rôle fondamental en science, et pas seulement en astronomie. Ces satellites ont notamment permis l'acceptation de l'héliocentrisme, la mesure de la vitesse de la lumière et l'amélioration de la mesure des longitudes terrestre. Plus tard Jupiter contribua à mettre en évidence l'effet Doppler « lumineuse », donna à réfléchir sur l'état de la matière sous très hautes pressions, sur la dynamique atmosphérique à grande échelle, faisant avancer la recherche autant sur le plan théorique qu'expérimental.

Pour toute ces raisons il est impératif d'étudier Jupiter et notamment mieux connaître la composition et la dynamique interne de cette planète et donc de trouver un moyen de sonder ses profondeurs ; ce chapitre a pour but de décrire les différents moyens d'y parvenir.

¹ Les noms des planètes et l'astrolatrie chez les grecs. Franz Cumont

1.1 Caractéristiques observationnelles



L'astronome Cassini, qui avait remarqué la rotation différentielle de Jupiter dès 1690, suggérait déjà que cette planète était essentiellement gazeuse. Pourtant ce n'est qu'au début du XX^{ème} siècle que la faible densité globale de Jupiter fut établie (1.33 g/cm^3 contre 5.5 g/cm^3 pour la terre) et que l'on comprit que sa composition chimique était proche de celle du soleil (avec plus de 87% d'hydrogène et d'hélium). Une autre caractéristique fondamentale est sa rotation rapide sur son axe (moins de 10h), un record dans le système solaire, qui est à l'origine de son fort aplatissement (6.5%).

Tableau 1-1 Principales propriétés de Jupiter

Propriété	Jupiter
Masse (kg)	1.898611×10^{27} ($317 M_{\text{terre}}$)
Masse volumique moyenne (g.cm^{-3})	1.33
Rayon équatorial (km)	71492 ($11.8 R_{\text{terre}}$)
Aplatissement ($(R_e - R_p)/R_e$)	6.5%
Obliquité de l'axe de rotation	3°
Température d'équilibre radiatif (K)	110
Flux émis/Flux absorbé	1.67
Demi grand axe (UA)	5.2
Période orbitale (an)	11.9
Jour sidéral	9h55mn
Excentricité de l'orbite	0.048

Composition chimique de l'atmosphère de Jupiter

Les premières molécules détectées dans l'atmosphère de Jupiter, le Méthane et l'Ammoniac, sont identifiées en 1932 à partir de spectres réalisés dans le visible. Les premiers spectres en infrarouge sont obtenus grâce à de nouveaux détecteurs en 1969 et ont permis de déterminer l'abondance et la diversité des molécules présentes dans l'atmosphère de Jupiter.

Les principales molécules présentes dans la troposphère de Jupiter sont (en fraction molaire) : H_2 (0.86), He (0.136), CH_4 (0.0018), NH_3 (7.10^{-4}), H_2O ($>5.10^{-4}$) et H_2S ($7.7.10^{-5}$).

A la fin des années 70 le survol des premières sondes (Pionner10 et 11 puis Voyager I et II), a montré que la composition chimique de Jupiter n'était pas tout à fait similaire à celui du soleil mais avait une abondance en éléments lourds un peu supérieure. La valeur exacte de cette abondance est une donnée fondamentale pour comprendre la formation de Jupiter et du système solaire.

En 1995 l'orbiteur Galileo envoya une sonde de descente dans l'atmosphère de Jupiter qui réalisa des mesures in situ d'abondance chimique (Figure 1-1) jusqu'à une profondeur de 150 km et une pression de 23 bars. La mesure obtenue pour l'abondance de l'hélium dans

l'atmosphère (23.8%) s'est avéré inférieure à celle du soleil (25%) mais surtout plus faible que la valeur estimée pour la nébuleuse protosolaire (28%). Cette faible valeur est cependant compatible avec des modèles de condensation et de précipitation de l'hélium vers des couches profondes de la planète. Une autre anomalie concerne l'abondance en oxygène (essentiellement contenue dans l'eau). La mesure montre une valeur trois fois inférieure à la valeur attendue, ce déficit semble s'expliquer par le point de chute très particulier de la sonde, une zone dépourvue de nuages (confirmé par des images infrarouges obtenue au même instant depuis la terre). Pour les autres éléments lourds, la sonde de descente a mesuré une abondance moyenne dix fois supérieure à l'abondance protosolaire (notons que l'abondance globale peut être supérieure, elle est estimée entre 3% et 13%, tout dépend de la manière dont se mélangent et se distribuent ces éléments à l'intérieur de la planète). Cette abondance est un indicateur qui favorise le modèle dit de nucléation pour la formation de Jupiter (voir chapitre 1.2).

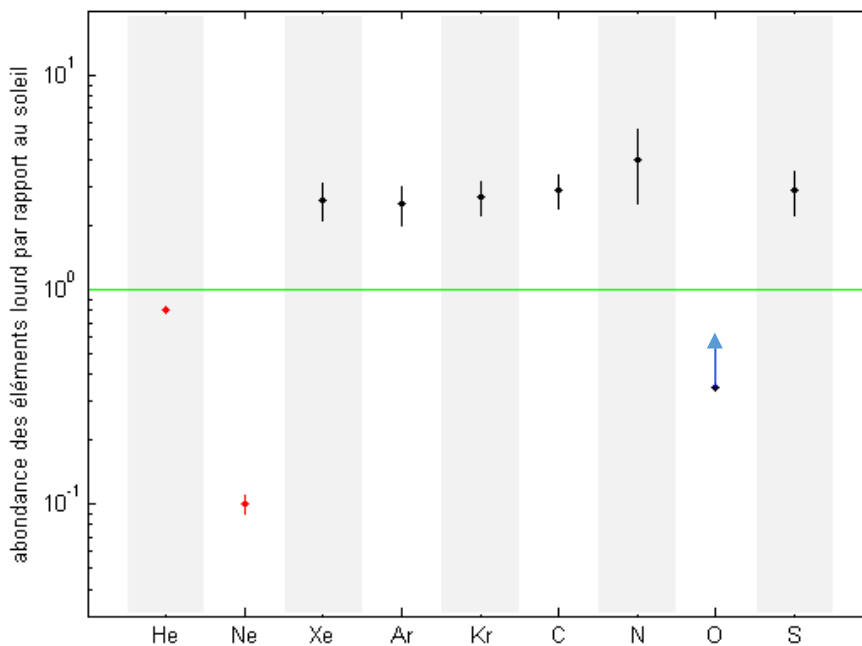


Figure 1-1-Abondance en éléments lourds par rapport à l'abondance protosolaire mesurée dans la troposphère de Jupiter par la sonde de descente de Galiléo. Les éléments en rouge correspondent aux éléments dont le déficit est imputable à des processus internes. Le déficit en oxygène est probablement inhérent aux circonstances météorologiques particulières du point de descente. La ligne verte représente l'abondance du nuage protosolaire. (Atreya et al. 2003)

Champ de gravité

L'étude fine des trajectoires des sondes autour de Jupiter fournit des renseignements précieux sur le champ de gravitation de la planète pouvant apporter des informations sur son profil de densité. Ces informations sont accessibles grâce à la rotation de Jupiter qui rompt la symétrie sphérique de la planète (de forme ellipsoïdale) et donne accès à la valeur des moments gravitationnels.

Jupiter étant essentiellement fluide et ses courants internes essentiellement zonaux (conséquence de sa rotation rapide) et symétrique par rapport au plan équatorial, le potentiel gravitationnel s'écrit sous la forme suivante :

$$V(r, \theta) = -\frac{GM}{r} \left[1 - \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R_{eq}}{r} \right)^{2n} J_{2n} P_{2n}(\cos \theta) \right] \quad (1.1)$$

où G est la constante gravitationnelle, M la masse de la planète, R_e le rayon équatorial, r la distance au centre, θ la colatitude et P_{2n} les polynômes de Legendre.

La mesure précise des trajectoires des sondes autour de Jupiter permet d'évaluer le potentiel de gravité de Jupiter et d'en déduire les valeurs de J_{2n} . Les moments gravitationnels J_{2n} sont aussi liés à l'intégrale du profil de densité théorique de la planète, et s'écrivent :

$$J_{2n} = -\frac{1}{MR_e^{2n}} \int \rho(r) r^{2n} P_{2n}(\cos \theta) d\tau \quad (1.2)$$

L'intégrale est calculée sur le volume τ total de la planète. Du fait de la symétrie équatoriale les J_m avec m impair sont nuls. Les derniers résultats de Juno montrent toutefois que cette symétrie n'est pas exacte. Certains J impairs ont pu être mesurés (Guillot, communication privée).

L'équation (1.1) montre bien que l'estimation du moment gravitationnelle est bien plus sensible aux valeurs de densité de l'enveloppe externe de Jupiter qu'aux régions centrales, cela vient de la pondération introduit par le terme en r^{2n} , la Figure 1-2 illustre les fonctions de poids des moments gravitationnelle de J_2 à J_6 .

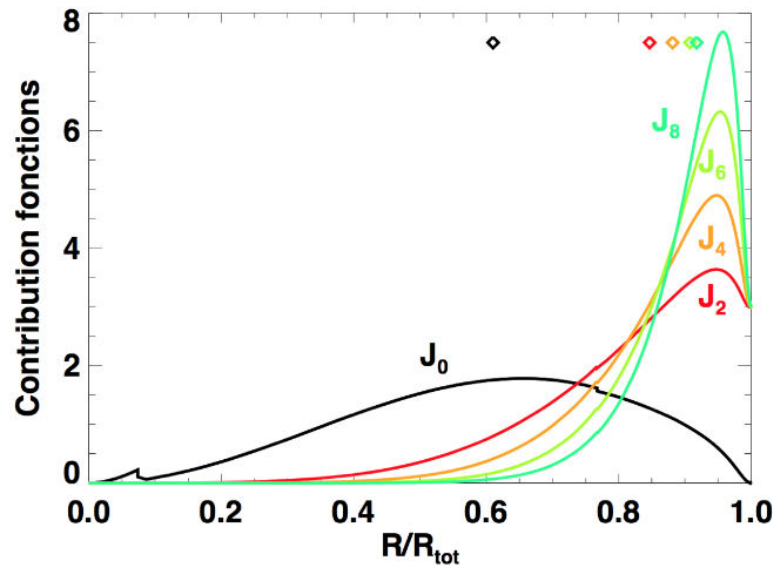


Figure 1-2- Fonction de poids des moments gravitationnels J_2 à J_6 en fonction du rayon normalisé moyen de Jupiter. J_0 correspond à la répartition théorique de la masse de Jupiter avec une discontinuité au niveau du cœur et de la transition de phase de l'hydrogène. Cette figure montre clairement que la mesure du moment gravitationnel est plus sensible à la zone externe de Jupiter qu'à ce qui se passe au cœur (Guillot and Gautier, 2014).

Ainsi, dès les premières mesures de trajectoire de Pionner 10 et 11, il a été possible d'exclure la présence d'un très gros noyau central rocheux au centre de Jupiter. La trajectoire des

différentes sondes qui ont approché Jupiter depuis ont permis de déterminer J2 à 0.01% près, J4 à 1% près et J6 à 65% près. Les tout premiers résultats de la sonde Juno (actuellement en orbite autour de Jupiter), dont un des buts principaux est la mesure de ces moments gravitationnels, montrent des valeurs beaucoup plus précises. Ils sont décrits au chapitre 1.6.

Dynamique de l'atmosphère

Christian Huygens est le premier à observer les bandes caractéristiques de Jupiter en 1659. Cassini a de son côté remarqué la tache rouge et même la rotation différentielle de Jupiter dès 1690. Il estime ainsi la révolution de Jupiter à 9 h 50 mn au niveau de l'équateur et à 9 h 56 mn près des pôles. Cassini mentionne même l'aplatissement de Jupiter au niveau des pôles (qu'il estima à $1/15^{\text{ème}}$) sans toutefois en donner une explication exacte.

L'atmosphère de Jupiter est structurée en bandes claires et sombres, les bandes sombres sont plus profondes et plus chaudes (zone anticyclonique) avec des pressions de l'ordre de 2 bars et des températures de 210K, les bandes claires sont plus élevées en altitude et riche en nuages de glaces d'ammoniac (zone cyclonique) avec des pressions de l'ordre de 0.5 bars et des températures de 140K. Entre ces bandes circulent des courants-jets très stables pouvant atteindre des vitesses de 150m/s.

L'origine de la structure en bande de Jupiter a deux interprétations différentes. La première interprétation dite « *Shallow Models* » (Ingersoll and Cuzzi, 1969) (Williams, 1975), s'apparente aux modèles terrestres de circulation atmosphérique (modèle en couche mince) qui considère que les vents en profondeur sont faibles. Dans ce cas la rotation différentielle est superficielle et résulte de la circulation des vents dans les cellules de convections qui, par la force de Coriolis dû à la rotation de Jupiter, s'incline parallèlement à l'équateur sous forme de vents zonaux soufflant suivant un profil alterné vers l'Est ou vers l'Ouest en fonction de la latitude. Sur terre il existe trois bandes de ce type, sur Jupiter, du fait de la grande vitesse de rotation, ces zones sont plus nombreuses. La seconde interprétation dite « *Deep Model* », très différente de la première, suppose que la rotation différentielle existe à grande échelle, sur une plus grande profondeur de la planète (Busse, 1976) sous la forme de colonnes cylindriques concentriques. Ce modèle s'appuie sur le théorème de Taylor-Proudman qui stipule que la vitesse d'un fluide barotrope en rotation est uniforme le long de toute ligne parallèle à l'axe de rotation. Dans ce cas les différentes bandes observables sur Jupiter résulteraient de l'intersection de ces cylindres avec la surface sphérique de la planète. Ce modèle souffre pour l'instant de l'impossibilité de réaliser des simulations numériques en 3D, même s'il existe des simulations analogiques (Cabanès et al., 2016), et du manque de données sur l'atmosphère profonde de Jupiter.

Les deux modèles ont leurs avantages et inconvénients, le premier a du mal notamment à expliquer la stabilité des vents et le fait que la rotation soit prograde à l'équateur. Le second a lui du mal à produire des bandes larges et à expliquer les variations avec la latitude. Il est probable qu'il faille combiner les deux modèles pour rendre compte de tous les observables.

Jupiter possède également de nombreuses taches de forme ovale, dont la plus fameuse est la grande tache rouge. Ces taches sont des vortex, de gigantesques cyclones ou anticyclones (la grande tache rouge pourrait contenir trois terres). Ces structures semblent se former par cisaillement entre les bandes mais les modèles actuels ont un peu de mal à comprendre certaines de leurs caractéristiques notamment leur stabilité sur plusieurs siècles.

Grace aux images haute définition de Jupiter obtenues par les sondes et le télescope spatial Hubble, il a été possible de mesurer la vitesse apparente des vents soufflant à la surface de Jupiter par la méthode dite du cloud-tracking. Cette méthode consiste à détecter le déplacement des détails visibles sur les nuages à partir de deux images prises à des instants différents. La

Figure 1-3 montre deux profils obtenus par cette méthode pour deux époques, l'une en 1979 par Voyager, l'autre en 2000 par Cassini. Ces profils sont remarquablement stables dans le temps. Des variations importantes en fonction de la longitude existent toutefois dans les latitudes comprises entre 0 et 10° S et à 20° S (García-Melendo et al., 2011).

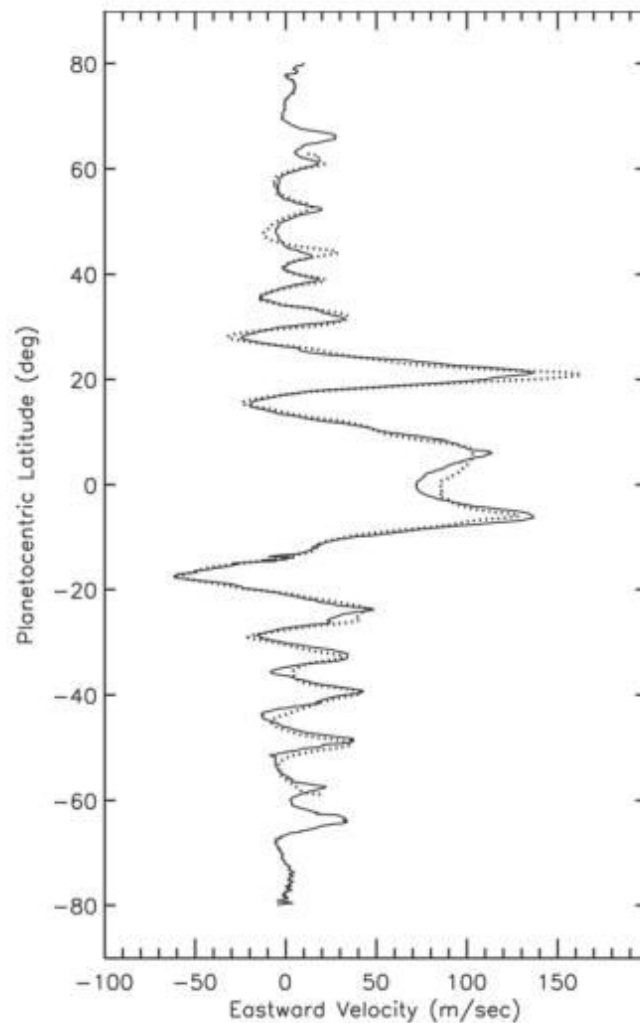


Figure 1-3- Vents zonaux en fonction de la latitude en 1979 par Voyager (pointillé) et en 2000 par Cassini (traits pleins). Figure extraite de (Ingersoll et al., 2004)

1.2 Structure interne et formation

Les premiers radiotélescopes rudimentaires mises au point dans les années 50 détectèrent un fort signal provenant de Jupiter suggérant ainsi l'existence d'un très puissant champ

magnétique autour de la planète, champ bien supérieur à celui généré sur terre. Ce puissant champ magnétique essentiellement bipolaire (qui a été confirmé in-situ par les différentes sondes) est probablement produit par un phénomène de dynamo impliquant un milieu convectif conducteur d'électricité à l'intérieur de Jupiter. Cela donne des indices sur l'état de la matière existant en profondeur. Le fait que le milieu profond soit conducteur d'électricité implique un milieu ionisé.

Les spectres en infrarouge de 1969 ont montré un excès de flux autour de $30 \mu\text{m}$, le bilan radiatif a alors dévoilé que Jupiter émettait 1.7 fois plus d'énergie qu'elle n'en recevait du soleil (ce rapport est de 1.0003 pour la Terre...). On estime la température au centre de Jupiter à 20 000K : une chaleur provenant de la conversion de l'énergie gravitationnelle en chaleur lors de la contraction du gaz étendu à l'origine de sa formation (Jupiter continue d'ailleurs de se contracter de 2 à 3 cm par an). Ce bilan radiatif implique également que l'intérieur de Jupiter est convectif, seule moyen de transférer efficacement la chaleur interne vers sa surface. Par ailleurs la forte température impose que Jupiter est essentiellement fluide et non solide.

Le modèle actuellement retenu pour décrire l'intérieur de Jupiter est celui dit des trois couches (Guillot, 1999), une enveloppe moléculaire, un manteau métallique et un noyau solide.

Equations d'état

L'équation d'état décrit l'ensemble des paramètres physique d'un système à l'équilibre thermodynamique. Or, les équations d'état des constituants de Jupiter, dont l'hydrogène et l'hélium principalement, sont mal connues (aussi bien théoriquement qu'expérimentalement) dans les conditions extrêmes de température et de pression qui règnent à l'intérieur de la planète géante (Figure 1-4). Si l'hydrogène est sous une forme moléculaire (H_2) en surface, il devient rapidement un fluide ionisé sous l'effet de la pression et de la chaleur, un état qui lui confère des propriétés proches d'un métal d'où le nom d'« hydrogène métallique » donné à cette forme particulière pour cet élément. Ceci implique l'existence d'une transition de phase entre hydrogène moléculaire et métallique à une certaine profondeur qui est estimé à 0.8 rayon Jovien. Cette transition correspondrait à une pression de l'ordre de 1 à 2 Mbar et une température de 6500K (

Figure 1-5). Il y a deux hypothèses quant à la nature de cette transition, soit elle est continue (le changement de phase se fait progressivement) soit elle est discontinue, dans ce cas on parle de transition « Plasma Phase Transition » (Wigner and Huntington, 1935). L'enjeu majeur de cette zone de transition est qu'elle peut, si elle est discontinue, former une barrière infranchissable entre la couche externe et interne de Jupiter, une telle barrière affecterait le mélange des éléments chimiques et aurait des répercussions importantes sur l'estimation de l'abondance globale en éléments lourds à partir des abondances chimiques mesurées en surface.

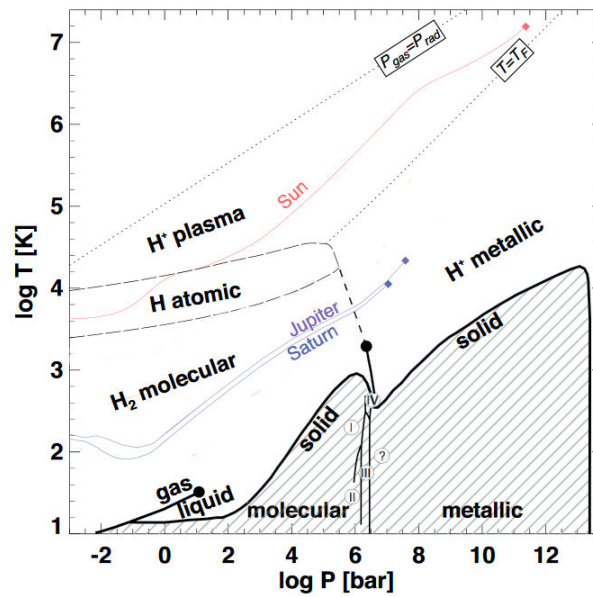


Figure 1-4- Diagramme de phase de l'hydrogène dans le plan pression-température. (Guillot and Gautier, 2014)

L'hélium a une équation d'état qui n'est pas mieux connue que celle de l'hydrogène à ces conditions de pression et de température. Il faut de plus tenir compte de son comportement dans un milieu dominé par l'hydrogène. Il se trouve que l'hélium n'est plus soluble dans l'hydrogène métallique en dessous d'une certaine température critique (Salpeter, 1973) pour une pression donnée. Pour Jupiter, cela implique qu'il existe une zone où l'hélium forme des gouttelettes et précipite vers le fond (Figure 1-5 et Figure 1-6), ce qui a pour conséquence d'appauvrir les couches externes en hélium (d'où le déficit mesuré par la sonde de descente de Galileo).

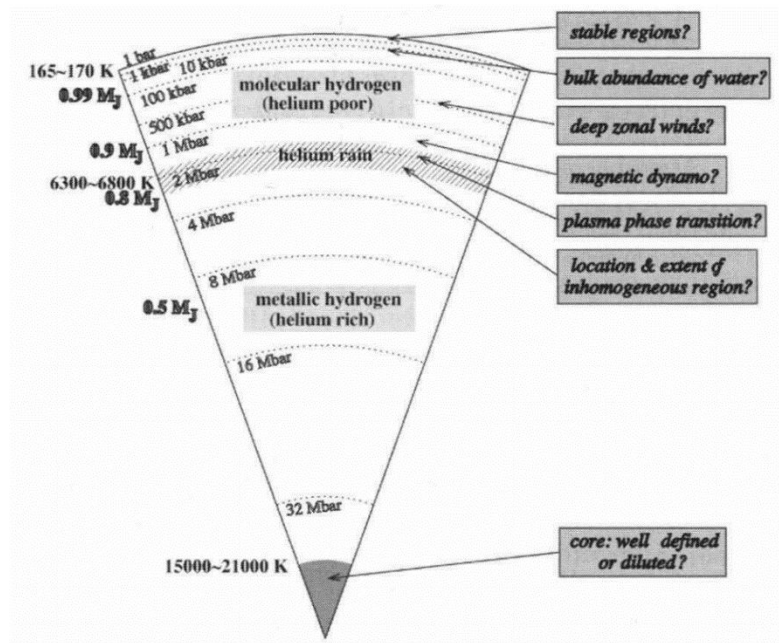


Figure 1-5-Modèle de la structure interne de Jupiter (Guillot et al., 2004)

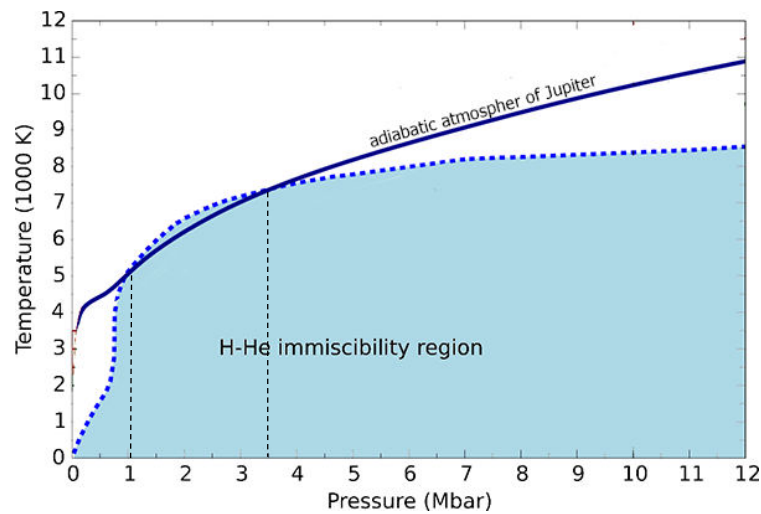


Figure 1-6- Illustration de la zone de non miscibilité de l'hélium dans l'hydrogène (zone bleu clair), la courbe bleu marine représente la température en fonction de la pression régnant dans Jupiter. On constate ici qu'entre 1 Mbar et 3.5 Mbar l'hélium n'est plus miscible dans l'hydrogène métallique. Dans cette zone, des gouttelettes d'hélium liquide précipitent vers le fond (Hubbard and Militzer, 2016).

Enfin, bien que ne représentant qu'environ 5 à 15% de la masse total de Jupiter, les éléments lourds ont un rôle non négligeable dans la structure générale de Jupiter. Nous avons plusieurs cas de figure : soit les éléments lourds sont concentrés dans un noyau central, soit une grande partie est mélangée à l'hydrogène métallique (cœur dilué), soit un cas de figure intermédiaire. Connaître cette répartition donnerait des indices sur certains détails liés au processus d'accrétion lors de la formation de la planète géante, notamment le taux de capture d'élément solide pendant et après la capture du gaz par le noyau protoplanétaire.

Formation de Jupiter et du système solaire

Comme l'avait déjà imaginé Kant et Laplace au XVIII^{ème} siècle, la formation du soleil avec son cortège de planètes est liée à l'effondrement gravitationnelle d'un nuage de gaz et de poussière. Au cœur de ce nuage la température et la pression a progressivement augmenté jusqu'à ce que des réactions de fusion nucléaire puissent se produire, l'effondrement central de la boule de gaz se stabilise alors sous la forme d'une protoétoile. Par ailleurs, le nuage de gaz ayant au départ un moment angulaire non nul (dont l'origine est liée à la rotation galactique ou à la turbulence du milieu interstellaire), les forces centrifuges et la viscosité vont forcer une partie des gaz et des poussières entourant la protoétoile à se concentrer sous la forme d'un disque perpendiculaire à l'axe de rotation de l'ensemble, disque à l'intérieur duquel vont se former les planètes. La vitesse angulaire du soleil montre toutefois que l'essentiel du moment angulaire n'est pas dans l'étoile mais dans le mouvement orbital des planètes qui l'entourent. Ce paradoxe a longtemps valorisé les théories d'origine catastrophique pour expliquer la formation des planètes. En réalité un processus universel est à l'œuvre qui permet d'évacuer efficacement le moment angulaire de la protoétoile. Ce processus fait intervenir le champ magnétique de l'étoile en expulsant une partie importante de la matière ionisée qui continue de tomber sur la protoétoile, cette expulsion se fait le long de son axe de rotation sous forme de jets de matière. Ce sont ces jets (des vents ionisés de forme conique) qui vont emporter une grande part du moment cinétique de la protoétoile.

Au bout de 200 000 ans environ le processus d'accrétion de l'étoile se termine et le disque protoplanétaire se refroidit (~140K à 5 u.a). Le disque, qui contient environ 1% de masse solaire, a une densité qui décroît avec la distance au soleil en $r^{-1.5}$. Le gradient de température et de densité existant au sein du disque va déterminer une bonne partie de l'architecture finale du système solaire. Les grains de poussière interstellaire qui constitue 1 à 2% de la masse du disque commence à s'agglutiner pour former des planetésimaux, ces petits corps de quelques kilomètres vont au grès des collisions finir par produire des planètes. Près du soleil, les éléments les plus volatiles (notamment la glace d'eau) ne participeront pas à cette fabrication. Ce sont essentiellement les silicates et les métaux qui vont former les corps à cet endroit (planètes telluriques). Plus loin du soleil, la glace d'eau est présente en grande quantité et joue un rôle important dans la formation des corps solides. La limite entre les deux zones s'appelle la ligne des glaces. Elle représente un saut dans le profil de densité du disque protoplanétaire. Bien que la circonférence d'une orbite croisse comme r , la densité du disque décroît plus rapidement et on doit s'attendre à voir la masse des planètes diminuer au fur et à mesure que l'on s'éloigne du soleil. Le saut de densité au niveau de la ligne des glaces représente probablement la zone contenant le plus de matière solide disponible et donc l'orbite où devrait se former la plus grosse protoplanète. On estime la position de cette ligne des glaces pour cette période à environ 3.5 u.a.

Les observations faites d'étoiles en formation ont montré que le gaz présent autour des protoétoiles est évacué du système par les vents de l'étoile en à peine un million d'années. Cela pose une contrainte forte sur le temps et donc le processus de formation des planètes géantes qui a nécessairement pris moins de temps.

Deux scénarios ont été proposés pour expliquer la formation rapide de Jupiter, le premier propose que les planètes géantes se sont formées, un peu comme les étoiles, par instabilité gravitationnelle dans la nébuleuse protoplanétaire (Cameron, 1978; Mayer et al., 2002). Ce dernier modèle explique bien une formation rapide mais devrait produire des planètes géantes beaucoup plus massives. Ce n'est donc probablement pas ce qui a conduit la formation de Jupiter.

Le second scénario, dit d'instabilité nucléée (Safronov and Ruskol, 1982), suppose qu'un noyau solide se forme d'abord par accumulation de planetésimaux, puis lorsque celui-ci atteint une certaine masse critique (typiquement quelques masses terrestres) la gravité se charge de capturer le gaz présent dans l'environnement de son orbite et cela jusqu'à ce que tout le gaz du disque soit évacué par l'étoile. C'est ce dernier modèle qui est actuellement privilégié.

Un autre paramètre, apparu plus récemment, doit être pris en compte : celui de la migration planétaire. Les premières découvertes d'exoplanètes ont en effet mis en évidence que les orbites des planètes en formation avaient tendance à migrer de leur position d'origine vers l'intérieur ou vers l'extérieur de du système planétaire à cause d'interactions gravitationnelles avec le disque. Cela est pris en compte dans les derniers modèles de formation du système solaire, le plus connu étant le modèle de Nice (Crida, 2009). Ce modèle situe la formation de Jupiter juste derrière la ligne des glaces puis, du fait des interactions avec le disque, la planète géante migre vers le soleil jusqu'à une distance de 1.5 u.a (la position actuelle de Mars). Saturne qui s'est formé à 4.6 u.a a mis plus de temps pour croître. Lorsque sa masse atteint 60 masses terrestres, elle entame à son tour la même migration que Jupiter. En s'approchant du soleil, l'orbite de Saturne entra en résonance 3 :2 avec celle de Jupiter. La migration des deux planètes vers le soleil est alors stoppée puis les deux font demi-tours en gardant leur résonance jusqu'à leur position actuelle.

Ces modèles semblent relativement cohérents. Il reste toutefois des questions. Il y a par exemple l'énigme de l'abondance de l'azote et de l'argon. La mesure de l'abondance de ces éléments faite par la sonde Galiléo montre qu'elles sont identiques à celle du carbone par exemple, or les mesures en laboratoire montrent que ces éléments ne sont piégés dans la glace qu'à des températures inférieures à 40K, une température que l'on ne trouve qu'à des distances de plusieurs u.a du Soleil. Il semble impossible que Jupiter se soit formé aussi loin du système solaire étant donné le peu de gaz disponible à cette distance.

1.3 La mission Juno

1.3.1 But de la mission

La sonde Juno, qui a débuté sa mission autour de Jupiter en juillet 2016, est la première exclusivement consacrée à la planète Jupiter et non à son système de lunes. Son orbite a la particularité d'être polaire afin d'optimiser les mesures sous toutes les latitudes. Le but principal de Juno est de fournir de nouvelles contraintes aux modèles décrivant l'intérieur de la planète. Pour cela, elle effectuera plusieurs mesures. L'une des plus attendues concerne le champ de gravité de la planète qui sera effectuée avec une précision d'un ordre de grandeur supérieur à toutes les mesures précédentes. Des mesures plus précises du champ magnétique seront également réalisées. Juno est par ailleurs chargé de clarifier la valeur de l'abondance en oxygène trouvée par la sonde de descente de Galiléo, qui s'est avéré peu exploitable étant donné la particularité de son point de chute (zone sans nuages). Contrairement à la sonde Galiléo, la mesure d'abondance en oxygène par Juno va s'effectuer à distance par le biais d'un radiomètre à micro-ondes, avec l'avantage de pouvoir sonder des régions profondes de l'atmosphère plus homogène situées en dessous de la couche nuageuse et où règne des pressions de plusieurs centaines de bar.

1.3.2 Résultats préliminaires

Les récentes mesures des moments gravitationnels J2 à J8 par Juno (Tableau 1-2) ont permis de contraindre un peu plus les modèles de structure de l'intérieur de Jupiter (Figure 1-7). Les valeurs de J4 et J6 sont notamment compatibles avec un modèle de noyau dilué et étendu sur une fraction significative de rayon jovien, le noyau pourrait contenir une quantité d'éléments lourds comprise entre 6 à 25 masses terrestre (Wahl, 2017).

Tableau 1-2 Premières mesures des moments gravitationnels par Juno (Folkner et al., 2017)

Moments gravitationnels	Mesures (10^6)*
J2	14696.514 \pm 0.720
J4	-586.623 \pm 0.363
J6	34.244 \pm 0.236
J8	-2.502 \pm 0.311

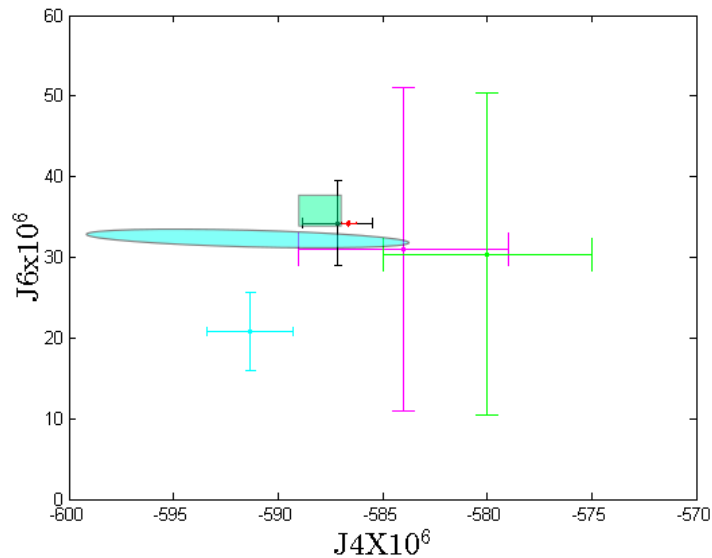


Figure 1-7- Estimation des moments gravitationnels J_4 et J_6 avec leur barre d'erreur obtenues à partir de la trajectoire des sondes voyageur et Pionner (Campbell and Synnott, 1985) en mauve, avec une correction qui prend en compte la rotation différentielle (Guillot, 1999) en vert, ainsi que d'autres estimations incluant des solutions orbitales différentes : JUP230 en noir et JUP30 en cyan. Le résultat de deux modèles de structure interne de Jupiter sont représentés ici par les surfaces colorées : le modèle de Nettelmann (Nettelmann et al., 2012) en vert et le modèle de (Miguel et al., 2016) en cyan, dont l'abondance en éléments lourds profonds est croissante de gauche à droite.

Des mesures de température de la surface de Jupiter par la sonde Juno (Figure 1-8) montrent des courants ascendants de gaz chaud dans la région équatoriale entre 0° et 5° de latitude et un courant descendant entre 6° et 15° de latitude. Ces mesures démontrent qu'il y a une certaine asymétrie dans l'atmosphère Jovienne autour de 10° de latitude nord.

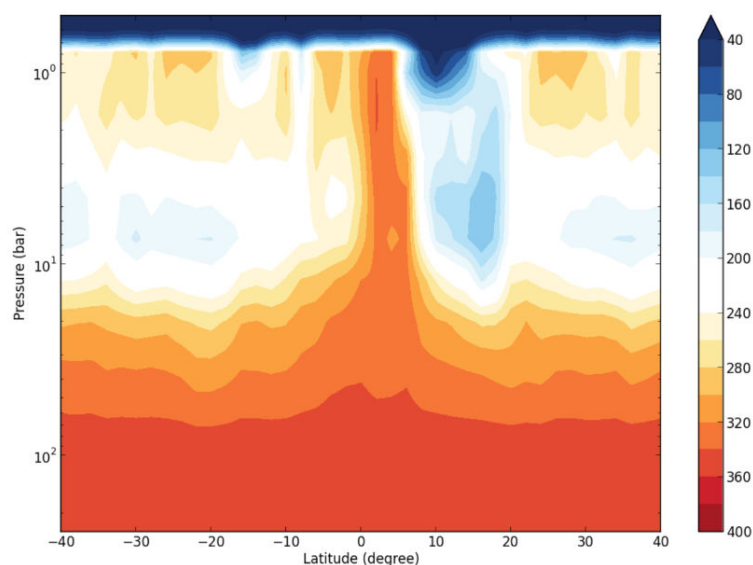


Figure 1-8- Température de l'intérieur sous la surface de Jupiter mesurée par la sonde Juno en fonction de la latitude. La barre de couleur est en Kelvin (Bolton, S. J. 2017).

1.4 La sismologie

1.4.1 Généralité

Lorsque nous souhaitons estimer la nature d'un objet (verre, métal, bois...) ou bien sa consistance (creux, plein), nous avons l'habitude de tapoter dessus et d'écouter le son que cela produit. Faire cela provoque la propagation d'ondes élastiques dans le matériau et la légère déformation que cela produit en surface va générer des ondes sonores qui nous permettront par exemple de dire si cela « sonne creux » ou non. La sismologie est en quelque sorte une façon savante de faire cela mais avec des objets beaucoup plus gros comme une planète ou une étoile. Pour la terre l'impulsion à l'origine des ondes est un tremblement de terre, pour le soleil c'est la turbulence permanente issue de la convection qui en est la source. Pour un astre gazeux tel que le soleil ou une planète géante, il y a deux types d'ondes qui se propagent : les ondes de pression (équivalent aux familières ondes acoustiques) et les ondes de gravité (vagues et ronds dans l'eau en sont un exemple bidimensionnel). Sur le soleil, contrairement aux ondes de pression, les ondes de gravité sont quasiment imperceptibles en surface, car elles ne peuvent exister que dans la zone radiative et sont évanescentes dans toute la zone convective jusqu'à la surface. Certaines de ces ondes vont être piégées et résonner à l'intérieur de la forme sphérique de l'astre. Des modes d'oscillations à des fréquences spécifiques vont alors apparaître comme dans une caisse de résonance d'un instrument de musique. À ces différents modes peuvent être associés des trajectoires de « rayons sonores » piégés entre la surface et une zone plus ou moins profonde à l'intérieur de l'astre. L'étude de leurs fréquences différentielles nous renseigne alors sur la vitesse moyenne du son et donc sur la densité moyenne qui règne le long de leurs différentes trajectoires. Ainsi, obtenir le spectre des fréquences de résonance qui anime la surface de ces astres peut nous dévoiler certains paramètres de leur structure interne.

La mesure de ces modes d'oscillation se faisant à distance, on ne peut accéder qu'aux effets perceptibles en surface de l'astre. Il y a principalement deux effets mesurables à distance : la variation du flux (par fluctuations de température, de géométrie ou d'albédo), et la variation de la vitesse radiale de sa surface (typiquement quelque cm.s^{-1}). La première se fait par photométrie, la seconde par spectroscopie en exploitant l'effet Doppler-Fizeau.

C'est en 1960 que Robert Leighton observa pour la première fois, par spectroscopie à l'observatoire du Mont Wilson, que des oscillations animaient la surface du soleil avec une périodicité de 5 mn environ (Leighton et al., 1962). Ce n'est qu'en 1970 que ces oscillations furent comprises comme étant « des ondes acoustiques stationnaires piégées » (Ulrich, 1970). Dès lors, l'héliosismologie n'a cessé de se développer et de poser des contraintes décisives pour assurer un modèle cohérent à la physique solaire.

L'application de cette méthode aux étoiles, c'est-à-dire la détection de modes p de type solaire, n'a été possible que depuis le début des années 2000 (Bouchy and Carrier, 2001) à l'aide d'abord d'un spectromètre performant, puis par le biais de la photométrie grâce aux télescopes spatiaux Corot et Kepler. En général, l'astérosismologie est limitée par rapport à l'héliosismologie : du fait de l'absence de résolution spatiale, elle n'est sensible qu'aux modes de bas degrés.

L'idée d'appliquer cette méthode aux planètes géantes a été proposée dès les années 70 (Vorontsov et al., 1976). Pour que cela soit possible, il faut deux conditions : l'existence d'une cavité de résonance pour les ondes acoustiques et un mécanisme capable d'exciter ces ondes. La première condition est largement remplie à partir du moment où les fréquences des ondes est plus faible que la fréquence de coupure atmosphérique (de l'ordre de 3 mHz) (Gaulme et al, 2015). Pour la deuxième, on sait que la source d'excitation des modes p solaires ne marche pas pour Jupiter (vitesses de la turbulence trop faibles). Néanmoins, d'autres sources d'excitations sont envisagées, comme la convection humide ou rocheuse (Cowling, 1941) (Bercovici and Schubert, 1987) (Stevenson, 2018).

1.4.2 Théorie des oscillations

Une étoile ou une planète géante gazeuse est assimilable à une sphère de fluide autogravitante à l'équilibre. Dans ces conditions, si un élément du fluide est écarté de sa position d'équilibre, des forces de rappels vont s'exercer sur lui afin de la ramener à son état stable. Ces forces ont pour origine soit la gravité (poussé d'Archimède) soit la pression. Ainsi toute perturbation dans ce milieu est susceptible de produire des ondes en propagation dont certaines vont se retrouver piégées et former des modes stationnaires (oscillations globales).

Equations de l'hydrodynamique

Le formalisme passe par les équations de l'hydrodynamique régissant le fluide et qui incluent les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Considérons un élément du fluide de densité ρ , de pression p et de vitesse v et écrivons les équations.

Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad (1.3)$$

En considérant que cet élément de fluide est placé dans un champ de pesanteur. L'équation du mouvement s'écrira :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + [v \nabla] v = -\frac{\nabla P}{\rho} + g \quad (1.4)$$

avec g le champ gravitationnel, P la pression.

Le champ de gravité est décrit par l'équation de poisson qui exprime g en fonction du potentiel de gravité Ψ :

$$\begin{aligned} g &= \nabla \Psi \text{ Soit,} \\ \nabla^2 \Psi &= 4\pi \rho G \end{aligned} \quad (1.5)$$

avec G la constante de gravité.

Enfin le lien entre la pression et la masse volumique est donnée par l'équation énergétique issu du premier principe de la thermodynamique ($\delta Q = dE + p dV$) :

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dE}{dt} + P \frac{dV}{dt} \quad (1.6)$$

où dQ est la variation de la chaleur, dE la variation de l'énergie interne et dV la variation du volume élémentaire.

En considérant la propagation des ondes adiabatique, l'équation précédente se simplifie en :

$$\frac{d \ln p}{d \ln \rho} = \Gamma_1 \quad (1.7)$$

Perturbation des équations de l'hydrodynamique

L'ordre de grandeur des perturbations sera considéré suffisamment faible par rapport à leur valeur à l'équilibre pour justifier un développement au premier ordre. La perturbation de la pression et de la masse volumique d'une bulle de fluide s'écrira donc :

$$p(\mathbf{r}, t) = p_0(\mathbf{r}) + p'(\mathbf{r}, t) \quad (1.8)$$

p_0 étant la pression et la masse volumique à l'équilibre.

A cette description eulérienne est associée une description lagrangienne en considérant que l'élément de fluide se déplace d'une quantité $\delta \mathbf{r}$:

$$\delta(\mathbf{r}) = p(\mathbf{r}_0 + \delta \mathbf{r}) - p_0(\mathbf{r}_0) = p'(\mathbf{r}_0) + \delta \mathbf{r} \cdot \nabla p_0 \quad (1.9)$$

La vitesse du fluide s'écrit par ailleurs :

$$v = \frac{\partial \delta \mathbf{r}}{\partial t} \quad (1.10)$$

Cette écriture linéarisée des perturbations est ensuite introduite dans les équations hydrodynamiques décrites précédemment. L'équation du mouvement, par exemple, devient :

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \delta \mathbf{r}}{\partial t^2} = -\nabla p + \rho_0 \mathbf{g} + \rho_0 \mathbf{g}_0 \quad (1.11)$$

L'étape suivante consiste à écrire cet ensemble d'équations dans le cadre d'une géométrie sphérique. Le déplacement s'écrira alors sous la forme d'une partie radiale et d'une partie horizontale.

$$\delta(\mathbf{r}) = \xi_r + \xi_h \quad (1.12)$$

En cherchant à factoriser les termes de perturbations angulaires par une fonction $f(\theta, \phi)$, on aboutit, dans un repère sphérique, à des solutions proportionnelles aux harmoniques sphériques Y_l^m telles que :

$$\begin{aligned} \xi_r(r, \theta, \phi, t) &= \sqrt{4\pi} \bar{\xi}_r(r) Y_l^m(\theta, \phi) e^{-i\omega_n t} \\ p(r, \theta, \phi, t) &= \sqrt{4\pi} \bar{p}(r) Y_l^m(\theta, \phi) e^{-i\omega_n t} \end{aligned} \quad (1.13)$$

avec ξ_r le déplacement radial de la perturbation, p la pression supplémentaire de la perturbation, $\bar{\xi}_r$ et \bar{p}_r un facteur d'amplitude et w la pulsation de l'onde, l'harmonique sphérique est défini par:

$$Y_l^m = P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (1.14)$$

où P_l^m sont les polynômes de Legendre associés, le degré l compte le nombre total de lignes nodales en surface et l'ordre azimutal m compte le nombre de lignes nodales méridiennes.

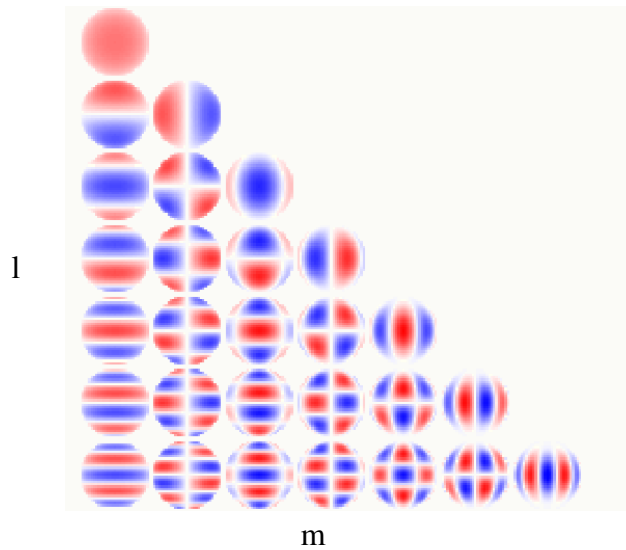


Figure 1-9. Représentation des harmoniques sphériques $Y_{l,m}$ pour $l=0$ à 6 et $m=0$ à 6 .

Interprétation physique

La résolution analytique complète du système d'équation (d'ordre 4) n'est pas simple mais des approximations permettent de mieux appréhender la physique et la nature des modes d'oscillations. Lorsque le degré l du mode ou le nombre radial n est grand (loin du centre et de la surface), certains termes, liés à la perturbation du champ gravitationnel, deviennent négligeables. Cette approximation (Cowling, 1941) permet de passer d'un système du quatrième ordre à un système du deuxième ordre. En combinant les deux équations et en négligeant au passage les dérivés spatiales des quantités à l'équilibre on trouve :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = K \xi_r \quad (1.15)$$

avec

$$K = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right) \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (1.16)$$

où S_l est la pulsation de Lamb (fréquence acoustique caractéristique) et N la fréquence de Brünt-Väisälä à laquelle oscille un élément déplacé dans un milieu stratifié. La solution de l'équation (1.15) est oscillante lorsque $K > 0$ et exponentielle lorsque $K < 0$. Nous pouvons dire également qu'il y a un régime oscillatoire lorsque la pulsation ω vérifie :

$$\begin{aligned} \text{mode } p: & \quad |\omega| > |N| \text{ et } |\omega| > |S_l| \\ & \quad \text{ou} \\ \text{mode } g: & \quad |\omega| < |N| \text{ et } |\omega| < |S_l| \end{aligned}$$

et un régime exponentiel si :

$$|N| < |\omega| < S_l \text{ ou } |S_l| < |\omega| < |N|$$

Le mode p se réfère aux ondes de pression (lorsque la pression est la force de rappel) et le mode g aux ondes de gravités (lorsque la force de rappel est la force d'Archimède). Les régions où la solution est oscillante contiennent des ondes piégées et stationnaires. Les zones où la solution est exponentielle décroissante contiennent des ondes évanescentes. Remarquons également que les modes g ont globalement des fréquences plus basses que les modes p .

Sur la

Figure 1-10 sont représentées les valeurs de S_l et de N pour le soleil en fonction de la profondeur. La pulsation de Brünt-Väisälä s'annule dans la zone convective ($r/R \sim 0.7$). Nous pouvons remarquer que, mis à part pour $l=1$, les zones de piégeage des ondes acoustiques et de gravité sont isolés les unes des autres.

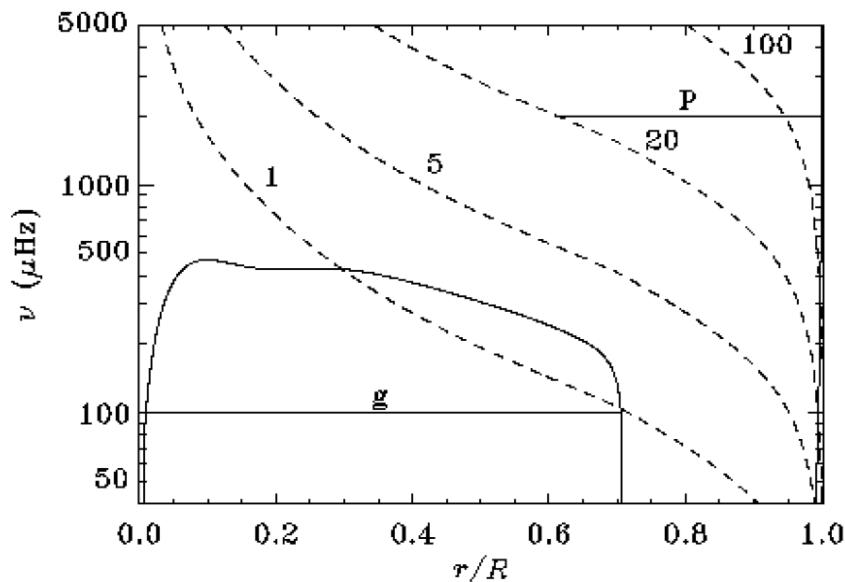


Figure 1-10. Diagramme de propagation pour le soleil où sont représentées les fréquences S_l de Lamb pour $l=1,5,20$ et 100 (en pointillé) et la fréquence N de Brünt-Väisälä (en trait plein) en fonction du rayon solaire normalisé. Les cavités résonnantes sont représentées par les traits

horizontaux pour un mode p à $2000 \mu\text{Hz}$ et pour un mode g à $10 \mu\text{Hz}$. (Lecture notes on stellar oscillation, Christensen-Dalsgaard)

La théorie des rayons

La théorie des rayons est une autre manière de résoudre les équations en considérant les modes globaux d'oscillation comme une superposition d'ondes planes. Développé dans les années 80 (Gough, 1986) pour le Soleil, cette méthode traite de manière simpliste le phénomène mais a l'avantage de nous donner une image intuitive des modes d'oscillations. La théorie des rayons permet notamment de faire une analogie avec l'optique géométrique et revient à considérer la propagation des ondes acoustique comme des trajectoires de rayons lumineux à l'intérieur d'une goutte d'eau dont l'indice de réfraction varie avec la profondeur.

La résolution des équations de l'hydrodynamique dans le cadre d'une solution en ondes planes aboutit à une relation de dispersion liant la pulsation ω et son vecteur d'onde \mathbf{k} :

$$\omega^4 - \omega^2(\omega_c^2 + k^2 c^2) + k_h^2 c^2 N^2 = 0 \quad (1.17)$$

où ω_c est la pulsation de coupure, c la vitesse du son et N la pulsation de Brünt-Väisälä.

Lorsqu'une onde arrive dans un milieu dont la fréquence de coupure est supérieure à la fréquence de l'onde, la propagation s'interrompt et l'onde est réfléchi (avec un déphasage). Il se trouve que la fréquence de coupure croît de manière continue de l'intérieur de l'astre vers sa troposphère, avec une croissance beaucoup plus forte au niveau de la troposphère. Cette croissance rapide en surface fait que le rebond se produit sensiblement au même endroit quelle que soit la fréquence de pulsation de l'onde.

Vers l'intérieur de l'astre on peut supposer que la pulsation de l'onde est très grande devant les fréquences caractéristiques (N et ω_c), l'équation de dispersion devient alors :

$$\omega^2 = |\mathbf{k}|^2 c^2 = k_r^2 c^2 + S_l^2 \quad (1.18)$$

S_l se réfère à la composante horizontale du vecteur d'onde pour laquelle le milieu est dépourvu de gradients.

$$S_l^2 = \frac{L^2 c^2}{r^2} = \frac{l(l+1)c^2}{r^2} \quad (1.19)$$

Le vecteur d'onde radial s'écrit donc :

$$k_r^2 = \frac{1}{c^2} (\omega^2 - S_l^2) \quad (1.20)$$

La vitesse du son dépend de la profondeur (vitesse qui augmente avec la pression), de fait, en reprenant l'analogie des rayons lumineux, les ondes sonores vont se réfracter en s'approchant du centre. Cette onde rebrousse chemin lorsque :

$$r_t = c \frac{L}{\omega} = c \frac{l(+1)}{\omega} \quad (1.21)$$

r_t est appelé le rayon du point tournant. Ainsi, l'onde acoustique aura tendance à passer par des zones d'autant plus profondes que le degré l du mode est faible. Nous pouvons donc nous représenter les modes d'oscillations comme des ondes prises au piège dans une cavité résonnante délimitée par un espace compris entre la surface de l'astre (du fait de la fréquence de coupure) et le rayon du point tournant dépendant du degré du mode (Figure 1-11).

Une onde de pulsation ω devient un mode d'oscillation (aves des ondes stationnaires) s'il y a un nombre entier de demi-longueur d'onde le long du trajet radial, ou plus exactement si :

$$\int_{r_t}^R k_r dr = (n + \alpha)\pi \quad (1.22)$$

où n est l'ordre radial (la pulsation de degré l et d'ordre radial n ce notera $\omega_{n,l}$) et α une petite constante liée aux propriétés de la surface.

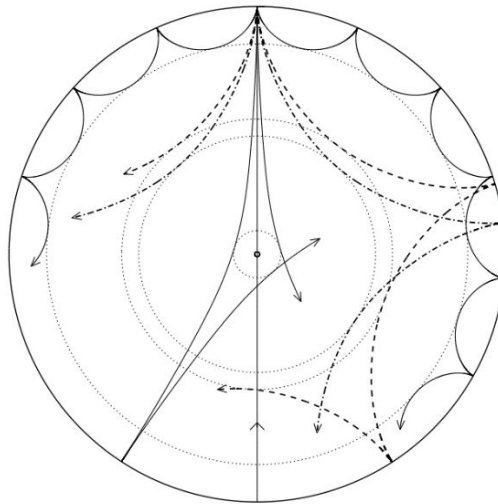


Figure 1-11. Propagation et points tournants : les ondes sont confinées entre la surface et un rayon de retournement d'autant plus grand que le degré l du mode est grand.

L'aspect différentiel de la sismologie apparait ici clairement. Considérons deux modes de pulsations contiguës ou proches (par exemple $\omega_{n,l}$ et $\omega_{n,l\pm 1}$), avec leurs rayons tournants r_t et r_t' voisins. Mesurer la différence de fréquence entre ces deux modes permettra qualitativement de remonter aux propriétés du milieu entre les deux rayons r_t et r_t' .

Théorie asymptotique

La théorie des rayons a une utilité qualitative mais ne donne que des valeurs approximatives concernant la fréquence des modes. La théorie asymptotique (Tassoul, 1980) qui a été développée dans le cadre de l'héliosismologie consiste à trouver des solutions asymptotiques exactes aux systèmes d'équations régissant les oscillations globales au niveau de la surface et du noyau, puis de raccorder les deux solutions en un point. Ceci se fait dans le cadre de l'approximation de Cowling (qui néglige les perturbations du potentiel de gravitationnel). La solution recherchée est une solution quasi harmonique d'amplitude lentement variable de type $\xi_r(r) = A(r)e^{i\psi(r)}$. Cela aboutit à une expression des fréquences associés aux modes (l,m) qui s'écrit (pour $l \ll n$) :

$$\nu_{n,l} = \left(n + \frac{l}{2} + \epsilon \right) \nu_0 - \frac{l(l+1) + \delta}{n + \frac{l}{2} + \epsilon} A \quad (1.23)$$

avec :

$$\nu_0 = \left(2 \int_0^{R_0} \frac{dr}{c} \right)^{-1} \quad (1.24)$$

$$A = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{c(R)}{R} - \int_0^R \frac{dc}{r} \right) \quad (1.25)$$

ν_0 Correspond à la fréquence caractéristique de l'astre et correspond à l'inverse du temps mis par une onde de pression pour traverser l'étoile ou la planète (diamètre acoustique).

Les paramètres δ et ϵ dépendent du modèle.

Il apparait une certaine régularité en fréquence :

$$\nu_{n+1,l} - \nu_{n,l} \approx \nu_0 \quad (1.26)$$

Cette relative régularité peut être exploitée notamment en réalisant des diagrammes-échelle, permettant d'identifier les différents modes.

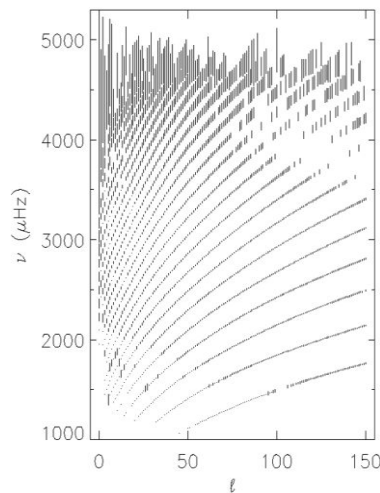


Figure 1-12. Spectre des modes solaires pour différentes valeurs de l .

La Figure 1-12 montre un exemple de spectre des modes obtenus avec le soleil qui fait apparaître pour différentes valeurs du degré l les fréquences des modes discrétisés par l'ordre radial n .

Perspectives de la sismologie de Jupiter

Par rapport au soleil, Jupiter possède deux caractéristiques particulières qui sont :

- la rotation rapide avec aplatissement aux pôles
- la présence de discontinuités : noyau solide, transition $H_{\text{métallique}}-H_2$

L'une des conséquences de la rotation rapide de Jupiter est qu'elle lève la dégénérescence des modes. La rotation agit à la fois sur des aspects géométriques (l'aplatissement aux pôles de 7% qui nous éloigne de l'idéal sphérique) et des aspects dynamiques par le biais de la force de Coriolis qui modifie la trajectoire des ondes. A cela s'ajoutent des effets liés au référentiel de l'observateur qui est différent de celui tournant de la planète.

Le nouveau spectre des fréquences peut s'écrire en fonction du spectre non dégénéré par :

$$\nu_{n,l,m} = \nu_{n,l} \left[1 + E(e, n, l) \left(\frac{1}{3} - \frac{m^2}{l(l+1)} \right) \right] - m\nu_{rot} \quad (1.27)$$

où $E(e,n,l)$ est un terme lié à l'aplatissement.

Les premières tentatives de calcul théorique du spectre des oscillations de Jupiter ont été réalisées à partir des années 70 (Vorontsov et al., 1976) en se basant sur les modèles de structure interne de Zharkov. Ces modèles incluaient la rotation, l'aplatissement et la transition de phase. Cette étude portait sur les effets de la taille du noyau et de la zone de transition de phase sur le spectre des oscillations. Cette étude montrait que la détection des oscillations permettrait de fortement contraindre les modèles de structure interne.

Ainsi, l'apport de la sismologie de Jupiter pourrait potentiellement permettre de répondre à un certain nombre de question lié à la structure interne de la planète géante telle que :

- Distinguer les modèles avec et sans fenêtre radiative
- Localiser la transition de phase $H_{\text{métallique}}-H_2$
- Mesurer les abondances Y et Z
- Mesurer la taille et la composition du noyau

La Figure 1-13 montre l'allure typique attendue pour un spectre de Jupiter (Mosser et al. 2000), avec un maximum de la hauteur des pics autour de 1.5 mHz.

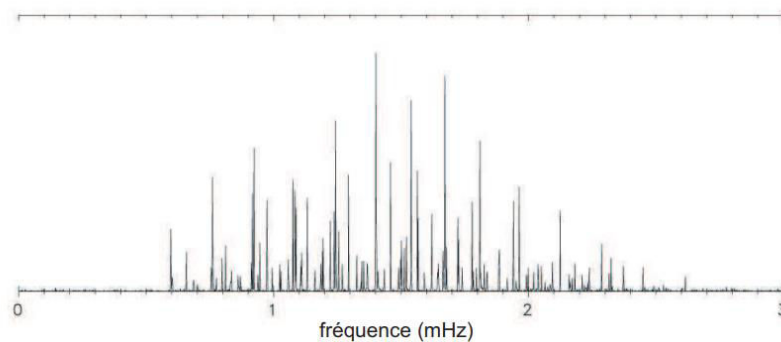


Figure 1-13. Spectre synthétique des oscillations de Jupiter en disque intégré (Mosser, 2000)

D'autres études (Gudkova et al., 1995) ont toutefois montré qu'une simple analyse du spectre d'oscillation ne permettait pas de donner une réponse immédiate et directe à ces différentes questions tant l'interdépendance des paramètres est importante. Pour pouvoir appréhender au mieux ces différents paramètres il est indispensable d'obtenir des spectres à bas, moyen et haut degré, ce qui implique de mettre en œuvre une sismologie par imagerie.

Ainsi, la sismologie appliquée à Jupiter est sans aucun doute un moyen prometteur de mieux connaître la physique de cette planète même si son application expérimentale reste difficile du fait de sa faiblesse magnitude (4 milliard de fois moins brillant que le soleil) et de la faible amplitude attendue des oscillations (inférieure au m/s).

Le chapitre suivant est consacré aux différentes méthodes de détection d'oscillations sur Jupiter et en particulier celles permettant de faire de l'imagerie. Il sera également question de l'historique des différentes tentatives de détection des oscillations de Jupiter.

Chapitre 2

INSTRUMENTATION EN SISMOLOGIE, HISTORIQUE ET ETAT DE L'ART

Nous avons vu que la détection des modes d'oscillation d'un astre tel qu'une étoile ou une planète gazeuse peut se réaliser soit par photométrie soit par spectrométrie. La méthode photométrique consiste à mesurer d'infimes variations de flux lumineux que produiraient les ondes de pressions acoustiques en surface de l'astre. La méthode spectrométrique consiste à mesurer le décalage Doppler lié aux mouvements des ondes acoustiques en surface de l'astre. Par ailleurs si l'objet est étendu (soleil, planètes géantes), il est plus intéressant de produire une image de ces variations car cela permet d'identifier leur géométrie et donne accès à des modes d'oscillation de degrés plus élevés. Avoir accès aux degrés élevés a pour avantage de sonder de manière différentielle plusieurs profondeurs de l'astre (Figure 1-11 et Figure 2-1).

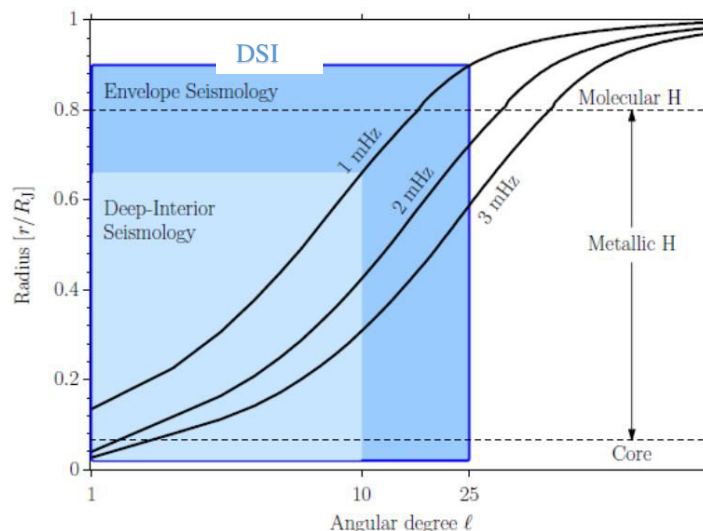


Figure 2-1. Illustration de la zone parcourue par les ondes p à l'intérieur de Jupiter, ces ondes se propagent entre la surface et le rayon du point tournant (représenté ici par les courbes noirs sous forme continue). Ce rayon dépend de la fréquence de l'onde et du degrés ℓ du mode d'oscillation.

La méthode photométrique est utilisée avec succès en astérosismologie (sismologie des étoiles) notamment grâce aux satellites Corot et Kepler. La méthode spectroscopique est cependant plus efficace sur un objet plus brillant comme le soleil.

Pour la sismologie des planètes géantes, la méthode photométrique a été envisagée, mais les variations de flux (variation d'albédo) induites par les ondes acoustiques produisent un signal trop faible pour être détecté par photométrie depuis le sol (qqs dizaines de ppm). Des études théoriques ont toutefois montré (Gaulme and Mosser, 2005) que des phénomènes météorologiques, comme la formation de nuages, pouvait produire une amplification du signal photométrique. Cette étude avait été faite dans le cadre d'un projet de microsatellite (JOVIS).

L'instrumentation en sismologie sera donc envisagée ici du seul point de vue de la spectroscopie. Dans ce domaine, pour mesurer un décalage Doppler aussi faible, trois méthodes ont été

envisagées : la première utilise un filtre magnéto-optique, la seconde un réseau de diffraction et la troisième est basée sur la spectroscopie interférentielle (à N ondes ou à 2 ondes). L'interférence à N ondes concerne le Fabry-Perot, l'interférence à deux ondes correspond à un interféromètre de type Michelson ou un Mach-Zehnder. Notons que les spectromètres à réseau de diffraction ne permettent pas de faire de l'imagerie où alors en se limitant à un champ continu très faible (en utilisant des fibres optiques).

2.1 Résonance magnéto-optique

La mesure d'un décalage Doppler peut être réalisée à l'aide d'un filtre de bande passante très étroite et très stable. L'idée du filtre magnéto-optique est d'exploiter les propriétés très sélectives reliant la lumière et les atomes eux-mêmes. Le principe consiste à faire passer la lumière de la raie d'absorption dont on cherche à mesurer le décalage Doppler à travers une cellule contenant l'élément responsable de cette raie sous forme de vapeur (typiquement le sodium) et de faire en sorte que l'on ne mesure que le flux des photons ayant été absorbés et réémis par les atomes aux longueurs d'ondes spécifiques de l'élément utilisé. La cellule se comporte alors comme un filtre très étroit et très stable. La mesure du décalage est possible du fait que les raies d'absorption provenant du soleil sont fortement élargies par la température de l'étoile, ainsi la bande passante très fine du filtre magnéto-optique permet de mesurer l'intensité du flanc de la raie d'absorption, laquelle sera fonction du décalage Doppler de la raie et de la pente de son profil.

Mesure sans imagerie

Si on ne souhaite pas réaliser d'images (mesure en disque intégré), on peut se contenter de la diffusion spontanée du gaz de la cellule ayant interagi avec les photons de la source étudiée. Pour cela, il suffit de placer des photomultiplicateurs perpendiculairement au trajet de la lumière afin de ne mesurer que le flux diffusé par celle-ci (l'émission est isotrope). Pour s'affranchir des fluctuations de la source on peut faire une mesure de référence en récupérant le flux introduit dans la cellule, il est également possible d'appliquer un champ magnétique qui, en exploitant l'effet Zeeman (dédoublage des raies), permet d'obtenir le flux différentiel entre deux longueurs d'onde proche, la discrimination des raies se fait alors en exploitant leurs différences de polarisation. Ce type d'instrument a fait ses preuves puisque qu'il est à l'origine de beaucoup des résultats majeurs en héliosismologie. C'est le cas par exemple de l'instrument GOLF qui est à bord de la sonde Soho et qui fonctionne maintenant depuis plus de 20 ans.

Mesure avec imagerie

Si l'on souhaite réaliser des images, un autre principe peut être utilisé, basé sur l'émission induite du gaz de la cellule. Dans ce cas, la détection des photons ayant interagi avec le gaz se fait à l'aide de l'effet Faraday (rotation du plan de polarisation de la lumière se propageant dans un milieu subissant un champ magnétique). Le montage consiste donc à placer entre deux polariseurs croisés une cellule de gaz atomique (dont les parois d'entrée et de sortie sont planes et de qualité optique) sur lequel est appliqué un champ magnétique longitudinal. L'ensemble est traversé par la lumière en faisceau parallèle de la source étudiée, qui est focalisée en sortie pour former l'image. L'intensité du champ magnétique est ajustée pour assurer une rotation de 90° du

plan de polarisation, La profondeur optique de la cellule est également ajustée pour n'avoir qu'une seule interaction atomique par photons. Pour s'affranchir des variations de flux de la source observé (effet essentiellement atmosphérique), il est nécessaire d'acquérir au même temps une image photométrique de celle-ci. Cela peut être fait simplement en récupérant la lumière réfléchié par le cube polariseur de sortie. Outre la possibilité de produire des images, cette méthode à l'avantage d'être plus « lumineuse » que la méthode exploitant la diffusion spontanée étant donné que l'émission des photons est directionnelle dans le cas stimulé et isotrope dans le cas spontané.

Une tentative de détection des oscillations de Jupiter a été faite avec un instrument de ce type sur la double raie du sodium, mais sans résolution spatiale (Mosser et al., 1991; Schmider et al., 1991). Afin d'optimiser la sensibilité de la mesure la date des observations avait été choisie de telle sorte que la raie d'absorption de la cellule tombe sur un des flancs de la raie d'absorption solaire réfléchié par Jupiter (Figure 2-2). Les mesures ont duré 40 h sur 6 nuits avec un bruit de photons final de 40 cm s^{-1} . Le spectre en fréquence n'a pas montré de signal clair mais un excès de puissance entre 0.5 et 1.8 mHz pouvant provenir d'une « activité sismique ».

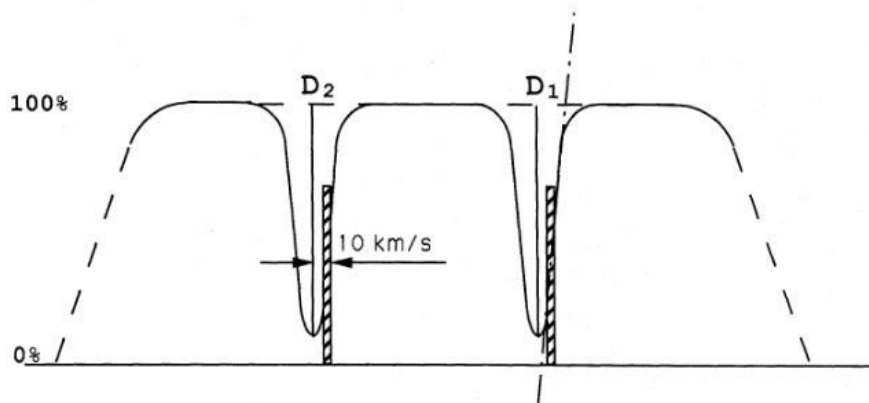


Figure 2-2-Illustration de la double raie du sodium utilisé pour les mesures de décalage Doppler sur Jupiter. Les lignes hachurées représentent les raies instrumentales de la cellule à sodium (Schmider et al., 1991)

Il existe une variante de cet instrument qui consiste à utiliser une seconde cellule pour permettre une mesure différentielle et réduire les effets des fluctuations thermiques (qui induisent des fluctuations de transmission et donc de vitesse mesurée). L'idée est d'exploiter l'effet Zeeman produit par le champ magnétique et qui dédouble les raies d'absorption de la cellule. La seconde cellule permet de différencier les deux composantes Zeeman par la polarisation circulaire qu'elle produit (polarisation gauche pour une raie et droite pour l'autre). Ainsi en plaçant en sortie un dispositif capable de séparer les deux polarisations circulaires (

Figure 2-3), il est possible de faire une mesure différentielle simultanée de deux flux (I_1 et I_2) à deux longueurs d'ondes différentes mais proches. En normalisant cette mesure différentielle par $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$, on s'affranchit à la fois des fluctuations de flux de la source et des fluctuations de transmission des cellules.

Une tentative de détection des oscillations joviennes par ce dispositif a été faite (Cacciani et al., 2001), mais n'a pas abouti à une détection effective d'oscillations.

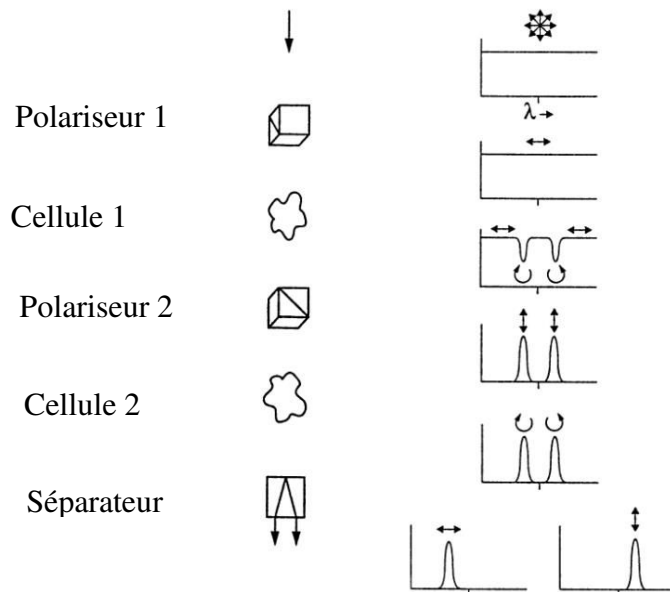


Figure 2-3-Principe de la mesure avec deux cellules de vapeur atomique. (Tomczyk et al., 1995)

Malheureusement, l'inconvénient de ce type d'instrument (avec une ou deux cellules) est la forte variabilité de leurs sensibilités en fonction du décalage Doppler. Contrairement au soleil, Jupiter a une vitesse relative par rapport à la terre qui peut varier de manière importante et surtout une très grande vitesse de rotation sur son axe (± 12.5 km/s pour Jupiter contre ± 2 km/s pour le soleil). Le décalage Doppler produit par cette rotation de part et d'autre du disque jovien est du même ordre de grandeur que la largeur de la raie elle-même, si bien que la sensibilité de l'instrument n'est pas du tout homogène sur le disque planétaire. Notons que cet inconvénient pourrait ne pas exister sur la planète Uranus, dont l'axe de rotation est incliné à 90 degrés par rapport à l'orbite. En choisissant convenablement la date d'observation, on pourrait observer la planète par un de ces pôles géographiques et optimiser la mesure par cette méthode.

Pour pallier à ce problème spécifique aux planètes géantes (Jupiter en particulier), il convient de trouver un instrument dont la sensibilité ne varie pas ou peu avec la vitesse de la source, cela nous amène à parler des spectromètres de type interférométrique.

2.2 Spectromètre à réseau de diffraction

Les premiers spectromètres exploitant les propriétés interférentielles de la lumière sont les spectromètres à réseau de diffraction (interféromètre à N ondes). C'est Joseph Fraunhofer qui au début du XIX^{ème} siècle utilisa le premier ces réseaux pour produire des spectres de qualité. Une des premières mesures de l'effet Doppler concernant la lumière a été réalisée en 1880 sur le soleil (à l'observatoire de Nice par Louis Thollion) : en plaçant la fente du spectromètre le long de l'équateur il a été possible de mesurer la vitesse de rotation du soleil (4 km/s entre les deux extrémités). En 1895 Henri Poincaré suggéra de faire la même mesure pour Jupiter afin de mettre en évidence un effet qu'il venait de calculer : lorsque l'objet observé réfléchit la lumière au lieu

d'être sa propre source de lumière le décalage Doppler est double, ou plus exactement le décalage est équivalent à une vitesse égale à la somme algébrique de la vitesse de l'objet par rapport à la source et la vitesse de l'objet par rapport à l'observateur (si la source de lumière et l'observateur ont une vitesse relative nul et sont sur le même axe la valeur est double). La mesure a été réalisée la même année à l'observatoire de Paris à l'aide d'un télescope de 1.2m. Cette mesure a fini de convaincre la communauté scientifique (curieusement sceptique) de la véracité de l'effet Doppler sur la lumière.

De nos jours, la mesure du décalage Doppler par cette méthode, avec des spectrographes à réseau échelle, est devenue très performante grâce à l'amélioration de leur stabilité, notamment pour la détection des exoplanètes. Contrairement, aux instruments précédemment cités, ces spectrographes exploitent un grand nombre des raies présentes dans le spectre. Ce sont des instruments de ce type qui ont permis de détecter des oscillations de type solaire sur les étoiles (Bouchy and Carrier, 2001), mais ils ne sont pas beaucoup utilisés dans le domaine de la sismologie qui nécessite des longues durées d'observations (au moins cinq jours), peu accessible sur ces instruments très demandés. Ce type d'instrument ne permet essentiellement pas de faire de l'imagerie, la lumière du foyer du télescope étant partiellement injectée dans une fibre optique (même si plusieurs fibres optiques contiguës pourraient être utilisés), le champ d'admittance de ces instruments est par ailleurs plus petit que le diamètre apparent des planètes. Compte tenu du fort gradient de vitesse sur Jupiter cela pose à la fois un problème de bruit, lié à l'instabilité du suivi, et de résolution spectrale qui se trouve affaiblie par l'intégration de raies décalées différemment d'un bord à l'autre de la planète.

2.3 Spectrométrie interférentielle

Il est possible d'utiliser l'interférométrie comme spectro-imageur de deux manières au moins : soit sous la forme d'un filtre à bande passante étroite et modulable (de type Fabry-Pérot), soit en exploitant les propriétés reliant le spectre de la lumière et l'interférogramme qu'il produit en sortie d'un interféromètre (de type Michelson ou Mach-Zehnder), on parle alors de spectromètre à transformée de Fourier. DSI étant basé sur ce principe celui-ci sera développé en détail.

Spectromètre à Fabry-Perot

Un Fabry-Perot est un interféromètre à N ondes planes formé par deux surfaces parallèles semi-réfléchissantes qui se comporte comme un filtre de bande passante très étroite. Cette bande passante étant fonction de l'épaisseur de la cavité optique, le profil d'une raie d'absorption peut être balayé par le Fabry Pérot en modulant légèrement son épaisseur.

L'instrument VIM destiné à la mission Solar Orbiter (Trosseille et al., 2007) utilise un Fabry-Perot pour mesurer les vitesses radiales. Son but est de réaliser une carte à haute résolution des vitesses radiales du soleil (et du champ magnétique en exploitant la polarisation) en scannant une raie d'absorption spécifique (FeI à 617.3nm) par modulation du centre de la bande passante du filtre constitué par deux Fabry-Perot en cascade (configuration qui rend la bande passante plus étroite encore).

Spectrométrie à transformée de Fourier

Historiquement, le spectromètre à transformée de Fourier a été développé par les astronomes dans les années cinquante afin de réaliser des spectres infra-rouges d'étoiles lointaines, les détecteurs infrarouges de l'époque étaient trop rudimentaires (de simple thermomètres) pour utiliser d'autres systèmes.

Classiquement, la méthode consiste à produire à l'aide d'un interféromètre à deux ondes de type Michelson (où Mach-Zehnder) un interférogramme de la source étudiée, c'est-à-dire de mesurer la modulation d'amplitude en sortie de l'instrument en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Le spectre de puissance de la source s'obtient alors en calculant la transformée de Fourier inverse de l'amplitude de l'interférogramme (après en avoir soustrait la composante oscillante).

Pour une source monochromatique, le résultat de l'interférence sur une des voies de l'interféromètre, à une différence de marche donnée, s'écrit simplement :

$$I(\Delta) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\pi\sigma\Delta)] \quad (2.1)$$

avec Δ la différence de marche de l'interféromètre, σ le nombre d'onde de la lumière ($1/\lambda$).

Lorsque la source est polychromatique le résultat des interférences, peut être vu comme la somme des interférences d'une infinité de sources monochromatiques individuelles, soit :

$$I(\Delta) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \mathcal{S}(\sigma) [1 + \cos(2\pi\sigma\Delta)] d\sigma \quad (2.2)$$

$$I(\Delta) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \mathcal{S}(\sigma) d\sigma + \frac{1}{2} \int_0^\infty \mathcal{S}(\sigma) \cos(2\pi\sigma\Delta) d\sigma \quad (2.3)$$

soit :

$$I(\Delta) = \frac{1}{2} [I_0 + \mathcal{F}\{\mathcal{S}(\sigma)\}] \quad (2.4)$$

avec $\mathcal{S}(\sigma)$ le spectre de la source et \mathcal{F} la transformé de Fourier.

Pour faire une mesure de décalage Doppler avec cette méthode, il n'est pas nécessaire de produire un interférogramme complet. Il suffit de remarquer qu'un décalage de la longueur d'onde de la source va se traduire par un décalage de la phase des franges de l'interféromètre. La chose est évidente dans le cas d'une source monochromatique (σ_0) Dans ce cas, la phase de la frange qui vaut $\phi = 2\pi\sigma\Delta$ augmentera avec σ et cela d'autant plus que Δ sera grand. En exprimant le décalage Doppler en fonction de la vitesse v de la source (positif si décalage vers le rouge) on trouve :

$$\phi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda(1 + \frac{v}{c})} \simeq 2\pi\Delta\sigma(1 - \frac{v}{c}) \quad (2.5)$$

Soit :

$$d\phi = -\frac{2\pi\Delta\sigma}{c} dv = S dv \quad (2.6)$$

Nous introduisons ici la sensibilité S de l'instrument. Cette sensibilité est celle de l'instrument par rapport à la mesure d'une vitesse Doppler v , c'est-à-dire la mesure d'une vitesse apparente d'une surface lumineuse déduite du décalage Doppler. Si la surface observée n'est pas sa propre source de lumière, la vitesse déduite du décalage Doppler sera égale à la somme algébrique de la vitesse projetée de la surface par rapport à la source et la vitesse projetée de la surface par rapport à l'observateur. Si nous observons depuis la Terre, la surface d'une planète externe (éclairée par le Soleil) en mouvement par rapport au centre de gravité de la planète, nous aurons à la fois le décalage Doppler résultant du mouvement par rapport au soleil et le mouvement par rapport à la Terre. Dans le cas d'une planète externe observée depuis la Terre, cette vitesse Doppler sera à peu près le double de la vitesse réelle par rapport à l'observateur. Plus exactement, $v = V_r(1 + \cos \gamma) + v_T \approx 2V_r + v_T$ avec V_r la vitesse radiale réelle de la surface par rapport au centre de gravité de la planète vu depuis la Terre, v_T la vitesse de la terre par rapport à la planète et γ la phase planétaire. Dans le cas de Jupiter, la phase ne dépasse pas un angle de 10° en particulier au cours des observations qui sont faites à l'opposition.

Les objets dont on cherche à mesurer le décalage Doppler n'ont pas un spectre d'émission monochromatique mais une ou plusieurs raies d'absorption dans une bande spectrale sélectionnée par un filtre. Dans ce cas, nous avons un interférogramme moins contrasté à cause du flux moyen de la fenêtre du filtre qui sélectionne les raies (Figure 2-4). La mesure doit se réaliser à une différence de marche importante (de l'ordre du cm), à la fois pour être plus sensible au décalage des franges et pour se soustraire de la contribution de la fenêtre qui ne subit pas de décalage Doppler. A grande différence de marche, les franges d'interférences liées aux raies ont une amplitude variable en fonction de la Différence De Marche (DDM) et peuvent présenter des maxima dus à leur périodicité.

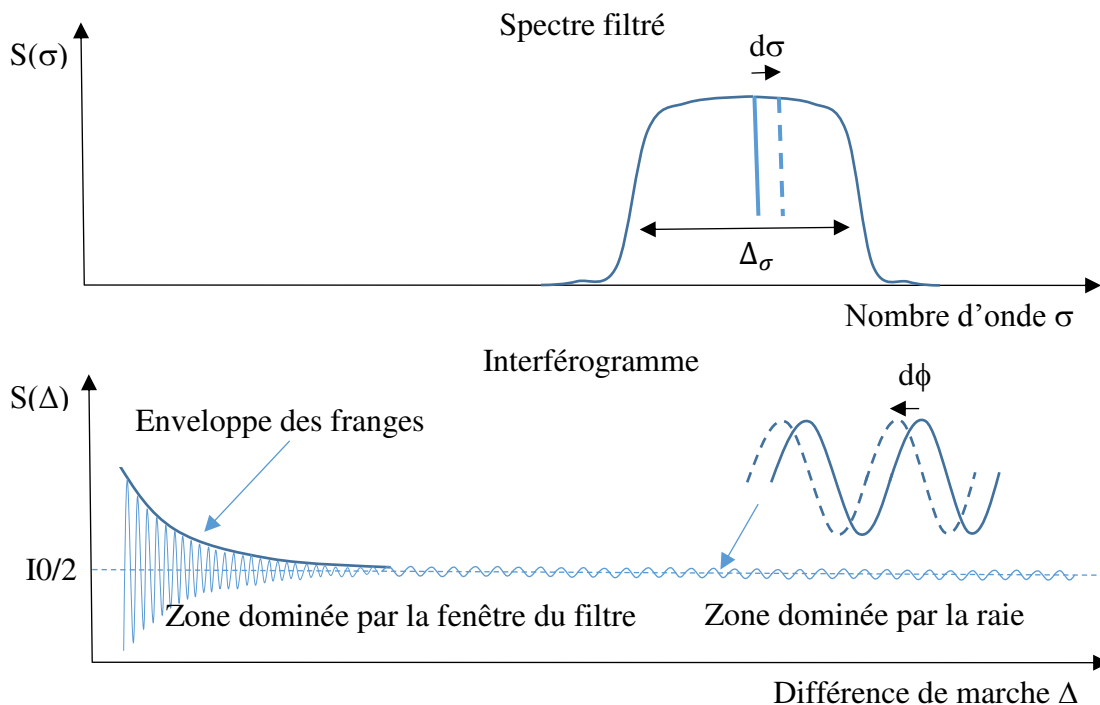


Figure 2-4-Principe de la mesure d'un décalage Doppler par spectrométrie de Fourier. Le décalage Doppler d'une raie de la zone spectrale sélectionnée se traduit sur l'interférogramme par un décalage des franges d'interférence.

On peut écrire cela en exploitant les propriétés de la transformée de Fourier. Le spectre peut se modéliser par :

$$S(\sigma) = G(\sigma - \sigma_0)H(\sigma)[1 - Ag(\sigma - \sigma'_0)] \quad (2.7)$$

avec H le spectre de la source, G le profil de transmission du filtre interférentiel centré sur σ_0 de largeur Δ_σ utilisé pour sélectionner les raies d'absorptions, A la profondeur de la raie d'absorption normalisé (proche de 1), g le profil de la raie de largeur δ_σ centré sur σ'_0 .

En considérant la raie proche du centre du filtre (partie plate) et la valeur maximale H du spectre de la source constante, on a l'approximation suivante :

$$S(\sigma) = HG(\sigma - \sigma_0) - HA g(\sigma - \sigma'_0) \quad (2.8)$$

Sa TF s'écrira alors simplement :

$$\hat{\delta}(\Delta) = \frac{1}{2}H\hat{G}(\Delta) \cos(2\pi\Delta\sigma_0) - \frac{1}{2}HA\hat{g}(\Delta) \cos\left[2\pi\Delta\sigma'_0\left(1 - \frac{v}{c}\right)\right] \quad (2.9)$$

Pour une différence de marche supérieure à $1/\Delta_\sigma$, $\hat{G}(\Delta)$ tend rapidement vers zéro. La largeur du filtre étant typiquement de l'ordre du nm (soit de l'ordre de 5.10^3 m^{-1} en nombre d'onde), la contribution du filtre disparaît au-delà d'une différence de marche d'1 mm. Par contre la largeur de la raie d'absorption étant de l'ordre de 0.01 nm (40 m^{-1}), sa contribution se maintient au-delà d'une différence de marche d'1 cm. Ce qui donne pour l'interférogramme :

$$I(\Delta) = \frac{I_0}{2} - \frac{1}{2}HA\hat{g}(\Delta) \cos\left[2\pi\Delta\sigma'_0\left(1 - \frac{v}{c}\right)\right] \quad (2.10)$$

On peut également exprimer le contraste des franges par :

$$\gamma = \frac{HA|\hat{g}(\Delta)|}{I_0} \cong \frac{HA\delta_\sigma}{H\Delta_\sigma} > \frac{\delta_\sigma}{\Delta_\sigma} \quad (2.11)$$

Ainsi, le contraste d'une raie de 0.01 nm de largeur dans un filtre de 1nm donnera au maximum un contraste de 1%.

C'est ce type de méthode qui est utilisé notamment dans le programme GONG, un projet international d'héliosismologie utilisant un réseau d'instrument de ce type pour produire des cartes de vitesse du soleil sur la raie solaire du nickel à 676.8 nm. La mesure de la phase des franges est réalisée par modulation de la différence de marche à l'aide d'une lame d'onde qui crée trois déphasages espacés de 120° . L'instrument MDI qui fait partie de la sonde SOHO est également basé sur le même principe.

Avec une seule raie, le contraste des franges reste faible. Pour améliorer ce contraste et donc le signal sur bruit, il est plus judicieux d'utiliser plusieurs raies d'absorptions régulièrement espacées. Nous avons alors un peigne de Dirac qui, dans l'espace de Fourier, va produire des motifs également réguliers dans l'enveloppe de l'interférogramme. Il suffira alors de se placer à la différence de marche où l'amplitude de l'enveloppe des franges est maximale pour optimiser la mesure. Cette différence de marche correspondra à l'inverse en nombre d'onde de l'intervalle entre les raies d'absorption régulières du spectre.

Le spectrogramme rattaché à N raies périodiques de même profil peut s'écrire :

$$I(\Delta) = \frac{I_0}{2} - \frac{1}{2} H \hat{g}(\Delta) \sum_{i=1}^N A_i \cos[2\pi\Delta(\sigma'_0 + kd_\sigma)] \quad (2.12)$$

avec d_σ la distance entre de raies successives en nombre d'ondes.

La différence de marche qui maximise le contraste est celle où toute les franges sont en phase, c'est-à-dire lorsque $2\pi\Delta kd_\sigma = 2\pi k$, soit une différence de marche égale à :

$$\Delta = \frac{1}{d_\sigma} \quad (2.13)$$

Le contraste est alors multiplié par N :

$$\gamma = \frac{NH\bar{A}|\hat{g}(\Delta)|}{I_0} \cong \frac{N\bar{A}\delta_\sigma}{\Delta_\sigma} \quad (2.14)$$

où \bar{A} est la profondeur moyenne des raies. La plage de validation de cette zone de fort contraste est approximativement égale à $1/\Delta_\sigma$, soit 270 μm environ (pour un filtre de bande passante large de 1nm soit $\Delta_\sigma = 3700 \text{ m}^{-1}$). La valeur de N est de l'ordre de la dizaine tout au plus.

Cette idée a été exploitée en 1993 et 2000 sur Jupiter lors d'observations réalisées avec un spectromètre à transformée de Fourier (FTS) au foyer du CFHT en utilisant une zone du spectre Jovien riche en raies régulières dans l'infrarouge autour de 1 μm avec les bande ν_3 du méthane (Mosser, 2000; Mosser et al., 1993). Dans ce cas précis ce n'est pas le déphasage qui a été mesuré directement mais la variation de l'intensité de l'interférogramme à une différence de marche fixe. Pour s'affranchir des fluctuations d'intensité de la source, c'est plus exactement la différence des flux des franges en opposition de phase normalisée par leur somme qui a été mesurée. Cette intensité est directement reliée à la vitesse de la source (et au déphasage des franges). Dans ses conclusions, l'article de 1993 fait état d'une détection de mode d'oscillations de mode p de degrés $l=1$ et $l=2$. Des problèmes d'étalonnage de l'instrument ont toutefois conduit à revoir l'interprétation des mesures. Les mesures réalisées en 2000 ont bénéficié d'un étalonnage correct mais les conditions d'observation se sont avérées moins bonnes qu'en 1993. Reste une mesure de fréquence caractéristique dans le spectre échelle (qui révèle une régularité dans les pics du spectre) autour de 142 μHz , et une estimation de la limite des modes d'oscillation autour de 60 cm s^{-1} .

2.4 L'Instrument SYMPA

2.4.1 Concept

Les observations réalisées en 1993 avec le FTS du CFHT ont inspiré l'idée de réaliser un instrument dédié spécialement aux planètes géantes. L'avantage de réaliser un instrument spécifique est de pouvoir fixer certains paramètres, ce qui a pour effet de le rendre à la fois plus simple, plus compact et plus efficace qu'un instrument générique. Ce principe a donné naissance à l'instrument SYMPA (Sismomètre Interférométrique Monobloc à Prismes Accolés). Celui-ci est un interféromètre compact de type Mach-Zehnder avec une différence de marche fixe. Il est capable de produire des cartes de vitesse d'objets étendus (Schmider et al., 2007). Son fonctionnement est optimisé pour une bande spectrale large de 5.5 nm centrée sur 517 nm. Dans cette zone, la lumière du soleil (qui se réfléchit sur Jupiter) est riche en raies d'absorptions semi-régulières. La différence de marche optimale correspondante est de 1.24 cm. Remarquons que l'étroitesse de la bande spectrale utilisée nous oblige à placer l'instrument derrière un télescope de classe 1m ou plus.

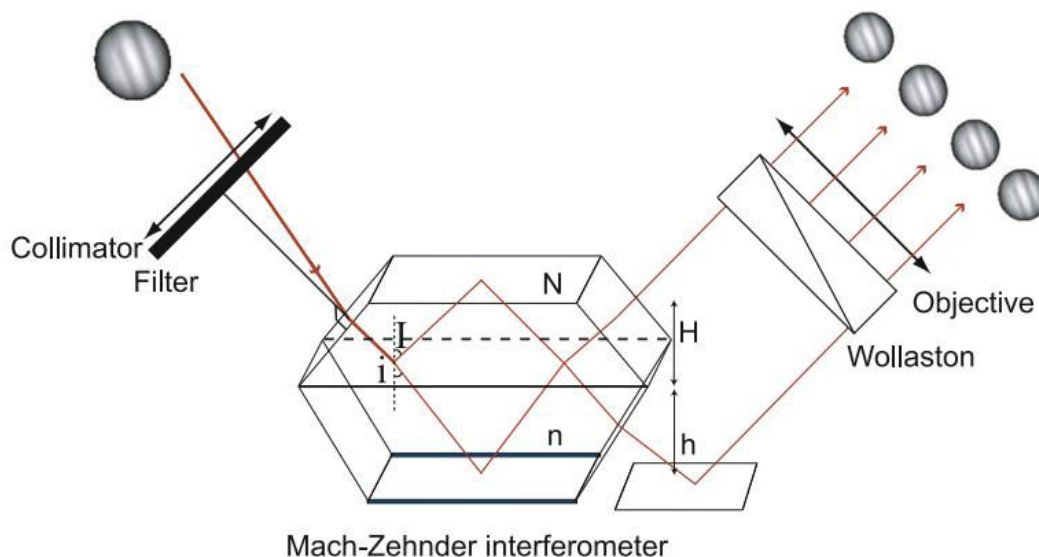


Figure 2-5 Schéma de principe de l'instrument SYMPA. L'interféromètre de Mach-Zehnder est formé de deux blocs de verres accolés. En jouant sur la propriété des différentes surfaces réfléchissantes (métallique et vitreuse) l'instrument produit en sortie quatre interférogrammes de Jupiter en quadrature de phase (illustration Gaulme 2008).

L'instrument a la particularité de mesurer la phase des franges à partir de 4 images en quadrature de phase obtenues simultanément (Figure 2-5). L'autre particularité de l'instrument réside dans le fait que l'interféromètre utilisé est formé par deux blocs de verres accolés (la dimension caractéristique est de l'ordre de 10 cm). Les propriétés thermiques des verres ont été choisies de telle sorte que les effets optiques et mécaniques se compensent. La lame séparatrice semi-réfléchissante de l'interféromètre est située sur la surface de contact entre les deux blocs. Deux autres surfaces jouent le rôle de miroir : l'un par réflexion totale, l'autre par réflexion métallique. L'avantage d'utiliser deux types de réflexion est d'introduire un déphasage entre les

deux polarisations fondamentales de la lumière. La réflexion métallique introduit en effet un déphasage de $\pi/2$ entre les composantes parallèle et perpendiculaire de l'onde lumineuse. Un analyseur de type Wollaston en sortie du Mach-Zehnder permet de séparer les différentes composantes de polarisation, et ainsi de former quatre interférogrammes en quadrature de phase.

La carte de phase des franges sur Jupiter (et donc la carte de vitesse) se construit par la méthode dite 'ABCD' (voir chapitre 3.1.3) qui combine les quatre images de franges en quadrature pour fournir une phase en chaque point de l'image tout en s'affranchissant des variations de flux. La composante instrumentale, obtenue lors de la calibration de l'instrument, est ensuite retirée de cette carte qui devient alors directement proportionnelle à la vitesse radiale en chaque point de la surface de Jupiter.

Le bruit en vitesse Doppler d'un tel l'instrument dépend du contraste des franges, du flux, de la longueur d'onde et de la différence de marche, son écart-type s'exprime par :

$$\delta_v = \frac{c\sqrt{2}}{2\pi\sigma_0\gamma\Delta\sqrt{N_e}} \quad (2.15)$$

avec c la vitesse de la lumière, σ_0 le nombre d'onde au centre du domaine spectral, γ le contraste des franges, Δ la différence de marche et N_e le nombre de photon électron.

Le bruit théorique de cet instrument correspond approximativement à 4 cm.s^{-1} en intégrant sur tout le disque Jovien durant 8 nuits de 8 h.

2.4.2 Observation et résultats

Trois campagnes d'observation ont été réalisées avec deux exemplaires de l'instrument. La première, en 2003, s'est opérée simultanément depuis le Mexique et la France, les deux autres, en 2004 et 2005, ont été réalisées simultanément au Mexique et aux Canaries. La météo a fortement compromis les observations de 2003 et 2004 mais en 2005, les conditions ont été suffisamment bonnes aux Canaries pour pouvoir exploiter les données. Sur les 10 nuits consacrées aux observations (dont 5 très bonnes), le duty-cycle a été de 21% (pour le seul site des Canaries) et le bruit moyen de la vitesse intégrée de 12 cm.s^{-1} . Dans un premier temps l'analyse n'avait pas montré de signal clair (Gaulme et al., 2008), mais une seconde analyse plus poussée a révélé des modes d'oscillations (Gaulme et al., 2011).

Le spectre de puissance de la séquence temporelle des vitesses radiales de Jupiter (Figure 2-6) a révélé des pics de fréquences entre 0.8 et 2.5 mHz avec un maximum autour de 1213 mHz. L'analyse par un spectre d'échelle a révélé une régularité entre les pics égale à $155.3 \pm 2.2 \mu\text{Hz}$ et une amplitude de $49 \pm 10 \text{ cm.s}^{-1}$. Ces résultats sont compatibles avec certains modèles théoriques (Bercovici and Schubert, 1987).

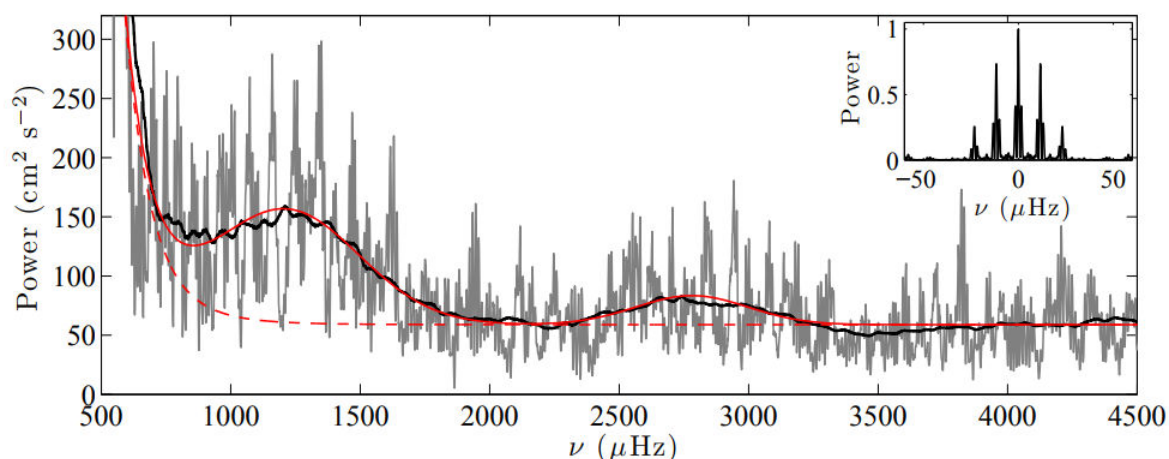


Figure 2-6 Spectre de puissance de la série temporelle de vitesse radiale de Jupiter associée aux harmoniques sphériques $l=1$.

2.5 DSI et JOVIAL

Pour confirmer et améliorer ces résultats, il fallait observer plus longtemps et si possible sans interruption. L'idéal serait d'aller dans l'espace. C'est dans cette optique que l'instrument DSI (Doppler Spectro Imager) a été développé à partir de 2009. DSI a été conçu comme prototype démonstrateur pour la mission spatiale EISMAR-Laplace (projet conjoint de la NASA et de l'ESA). Son but était d'observer Jupiter en continu durant le trajet de la sonde vers la planète. L'instrument est une version améliorée de SYMPA, basé sur le même principe. Sa conception, alors partielle, a fait l'objet d'une première thèse réalisée par Laurence Soulat en 2013.

Une autre solution pour obtenir des observations continues consiste à installer plusieurs répliques de l'instrument sur différents sites régulièrement répartis en longitude sur la Terre, pour garantir une meilleure couverture temporelle des observations (à l'instar des réseaux dédiés à l'héliosismologie tel que GONG). Après la sélection de la liste des instruments de la mission JUICE, qui a écarté DSI de la sélection finale, il était naturel de réorienter cet instrument vers la solution du réseau.

C'est dans cette optique qu'une collaboration s'est engagée, avec d'une part l'Université du Nouveau Mexique (NMSU) et le Tokyo Institute of Technology au Japon. Le NMSU a obtenu un financement de la NASA pour réaliser une première réplique de DSI (appelée JIVE), et le laboratoire Lagrange a bénéficié d'une ANR pour le projet JOVIAL (Jupiter Oscillations through Velocimetry Imaging observations at several Longitudes) qui finance une seconde réplique qui sera installée au Japon. Les trois instruments formeront ainsi un réseau qui améliorera la continuité des données sismique de Jupiter.

Il est à noter que le CNES a continué à financer jusqu'en 2013 le développement technologique de l'instrument DSI, malgré la non-sélection pour JUICE, pour finaliser la R&T par des tests de performances réelles sur le ciel.

Chapitre 3

DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT DSI

3.1 Généralités

3.1.1 Contexte

L'instrument DSI (Doppler Spectro Imager) est une version améliorée de SYMPA basé sur le même principe et destiné au départ à servir de démonstrateur pour un instrument destiné à embarqué sur une mission spatiale à destination de Jupiter. Cette mission était EJSM-Laplace, un projet proposé conjointement par la NASA et L'ESA en 2008 et destiné à explorer le système Jovien. C'est dans ce cadre qu'un certain nombre d'instruments furent développés dont DSI. Lorsque la NASA se désolidarisa du programme, les objectifs furent redéfinis. Dans ce nouveau cadre, DSI n'était plus prioritaire. Malgré tout, l'instrument DSI continua son développement avec pour nouvel objectif des observations depuis le sol sous forme d'un réseau d'instruments.

Les principales améliorations apportées à DSI par rapport à SYMPA sont une optimisation de la sensibilité et du contraste des franges, une régularité des franges instrumentales permettant de bien séparer la photométrie de Jupiter et l'information de vitesse codée dans les franges, ainsi que la possibilité de calibrer celles-ci de manière absolue pour chacune des voies de sorties grâce à une modulation de la différence de marche, permettant une analyse plus précise des images. Un soin particulier a également été apporté à la stabilité thermique du Mach-Zehnder.

3.1.2 Design

DSI est un tachymètre imageur basé sur le principe d'un spectromètre à transformée de fourrier constitué d'un interféromètre de type Mach-Zehnder dont la différence de marche est constante. La vitesse radiale de la source est déduite du déphasage des franges d'interférence produit par le décalage Doppler de son spectre. La phase est mesurée par la méthode ABCD à partir de quatre interférogrammes en quadrature de phase produits simultanément. L'instrument a été conçu pour produire une carte de vitesse radiale de Jupiter avec une résolution inférieure à la seconde d'arc. Cette résolution ne peut être atteinte depuis le sol sans utiliser une optique adaptative performante. Un système d'Optique Adaptative dédiée aux observations de Jupiter est actuellement en cours de développement pour améliorer les performances globales de DSI et du futur instrument JOVIAL qui sera installé au Japon.

La description se limitera ici à l'instrument lui-même, la partie concernant l'interface avec le télescope sera décrite au chapitre 5. Notons toutefois que le grossissement prévu pour l'interfaçage implique un diamètre de pupille du télescope dans l'instrument d'environ 5 à 7 mm avec une image échantillonnée à environs 7 pixels par seconde d'arc ($0.14''/\text{px}$).

DSI possède trois parties principales : l'interféromètre (avec son système piézo-électrique) dans sa chambre à vide régulé thermiquement, la chambre optique acheminant les quatre images de Jupiter vers la caméra et la caméra science elle-même. A cela s'ajoute les systèmes de contrôle et de commande tel que le régulateur de température (thermo-cryostat à circulation, de marque Julabo), le contrôleur du système piézo-électrique ainsi que le contrôle de la caméra (Figure 3-1).

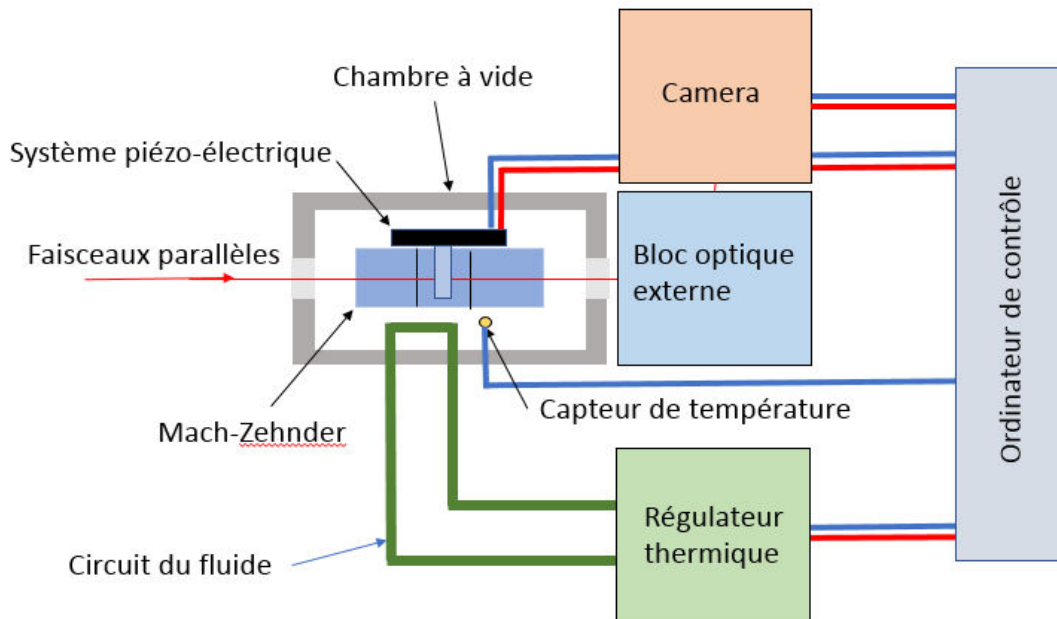


Figure 3-1- Diagramme de fonctionnement de l'instrument DSI. En rouge les lignes de commande, en bleu les lignes de lecture.

La caméra science est une caméra FLI MicroLine ML4710 dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 3-1.

Tableau 3-1. Caractéristiques de la caméra science

CCD	1024x1204
Taille des pixels	13 μm
Fréquence de lecture	2MHz (0.5s/images)
Bruit de lecture	14e ⁻ à 2MHz
Dynamique	16bits,
e ⁻ /ADU	1.5
EQ à 519 μm	95%

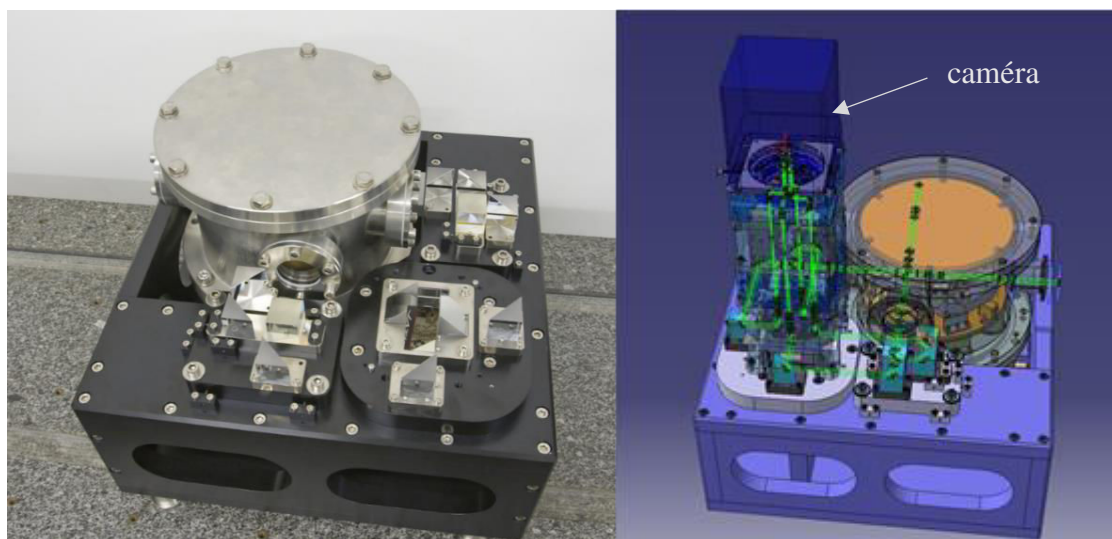


Figure 3-2. A gauche: chambre à vide contenant le Mach-Zehnder et les systèmes optiques séparant les deux polarisations. A droite : représentation schématique avec la chambre optique complète rassemblant les quatre images sur la caméra science.

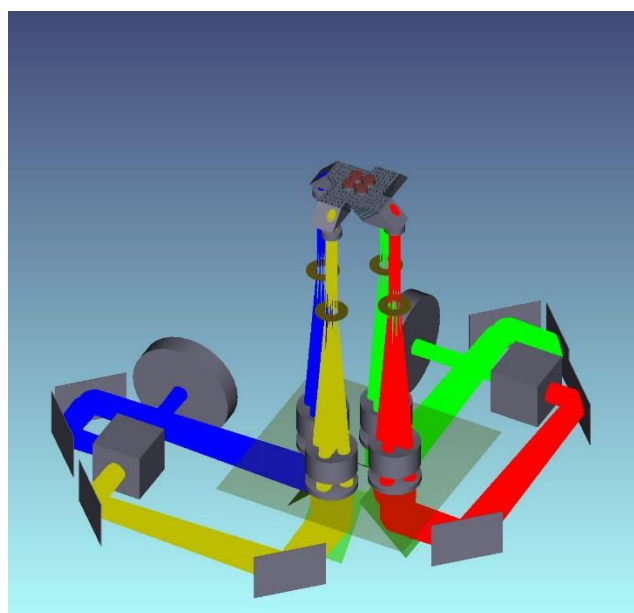


Figure 3-3. Détail de l'acheminement des quatre images sur la caméra science.

Le Mach-Zehnder

La pièce maîtresse de DSI est l'interféromètre de Mach-Zehnder. Tout comme dans l'instrument SYMPA, il est constitué d'un certain nombre de blocs optiques (Figure 3-4), mais sous une forme plus éclatée (sa dimension totale est de 89x62x32 cm). Il faut distinguer dans cette configuration deux parties distinctes : une partie constituant le MZ « à vide » et une partie venant compléter les deux bras de celui-ci. Le MZ « à vide » est composé de deux paires de blocs de verres accolés de même type (verre K5G20) dont les interfaces ont été traitées pour produire

les deux surfaces séparatrices semi-réfléchissantes. Les « miroirs » du MZ sont assurés par la réflexion totale des surfaces parallèles aux surfaces séparatrices. A ce stade, c'est un MZ classique à ceci près qu'une différence de marche est introduite géométriquement en réduisant la taille du second parallélépipède. Ceci produit en sortie du MZ un décalage des axes de $E=2$ mm soit une différence de marche de $nE \sim 3$ mm. Tel quel, ce décalage des axes et donc des pupilles va produire des franges d'interférence très serrées (λ/GE) avec un interfrange de l'ordre de $0.1''$ sur le ciel. Cet interfrange est au-delà de l'échantillonnage de la caméra et sa régularité va dépendre de la position dans le champ. Pour réduire l'interfrange et améliorer sa régularité, deux lames (en verre BK7G18) parallélépipédiques inclinées sont placées sur les deux voies du MZ. Elles ont pour effet de réduire la distance entre les axes des pupilles de sortie des deux fronts d'onde qui interfèrent (et donc l'interfrange produit sur l'image) tout en gardant la même différence de marche. Un des deux blocs de verre est scindé en deux pour assurer une légère modulation de la différence de marche nécessaire pour la calibration de l'instrument. Cette modulation est produite en déplaçant la lame B3 à l'aide d'un système piézo-électrique (sur une faible amplitude).

Enfin, pour obtenir la quadrature de phase, il faut introduire un déphasage de $\pi/2$ entre les deux composantes de polarisation de la lumière. Cela est assuré par l'utilisation d'une lame quart-d'onde placée sur une des voies du MZ. Cette lame est constituée de deux cristaux de quartz (Q_1 et Q_2) dont les axes optiques sont croisés perpendiculairement. Pour compenser la différence de marche introduite par l'épaisseur de celle-ci, la lame scindée en deux à une épaisseur équivalente plus importante que la lame inclinée de l'autre voie.

En sortie du Mach-Zehnder, deux cubes polariseurs séparent les deux polarisations et produisent ainsi les quatre interférogrammes en quadrature.

Les verres ont été choisis de telle sorte que leurs indices de réfraction et leurs coefficients de dilatation permettent de trouver une annulation de la sensibilité thermique à une température donnée. Pour cela il suffit de calculer l'évolution de la DDM avec la température et d'estimer la position de l'extrémum. Cette valeur dépend des épaisseurs choisies pour B1, B2, Q1 et Q2. Il est en principe possible d'ajuster le MZ pour avoir une stabilité thermique à une température donnée. Ce résultat est toutefois entaché par l'incertitude lié à la précision des coefficients caractérisant le verre. Mais il est possible d'y remédier en retaillant certaines lames (B3, Q1 et Q2) en fonction de la valeur de la température optimale trouvée en laboratoire.

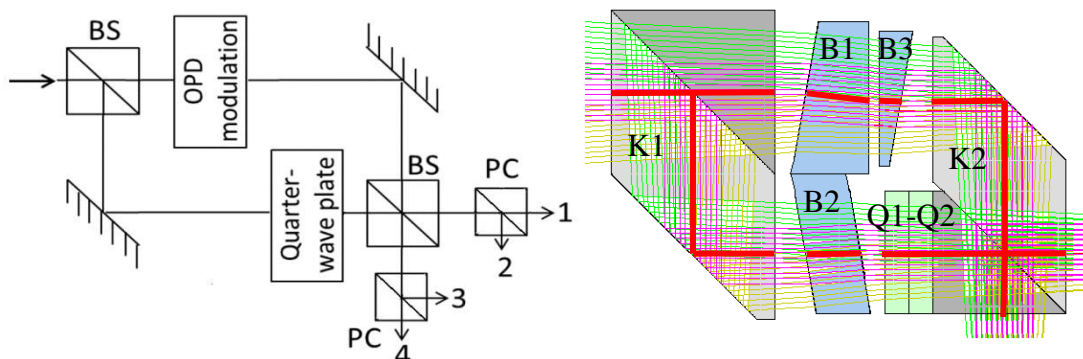


Figure 3-4. A gauche : schéma de principe du Mach-Zehnder avec en plus les cubes séparateurs de polarisation. Les quatre faisceaux de sortie sont numérotés de 1 à 4. A droite : Schéma optique du Mach-Zehnder seul, montrant les différents sous-systèmes : le MZ « à vide » constitué des deux blocs séparateur/recombineur K1 et K2, la lame quart d'onde

composée des lames $Q1$ et $Q2$, les lames internes dont l'une est coupée en deux ($B1/B3$) pour permettre la modulation de différence de marche.

L'analyse précise du design du Mach-Zehnder sera traitée plus loin dans ce chapitre au paragraphe 3.3

La calibration

La calibration de l'instrument, c'est-à-dire l'extraction des caractéristiques des franges instrumentales (carte de phase, carte de contraste, carte de transmission) des quatre interférogrammes, se fait en utilisant les franges d'interférence produites par la lumière du ciel diurne donnant un champ de vitesse uniforme, puis en modulant (à l'aide du système piezo-électrique) la différence de marche suivant quatre valeurs en quadrature de phase. Nous aurons alors pour chaque interférogramme la possibilité de connaître en chaque point de l'image l'expression complexe des franges instrumentales par la méthode ABCD (voir ci-dessous). En modulant la différence de marche en continu entre 0 et λ pendant l'intégration sur le capteur, il est également possible d'effacer les franges d'interférence et de produire des champs plats, très utiles pour caractériser la réponse de l'instrument.

3.1.3 Principe de la mesure

On a vu que la détermination de la vitesse en chaque point de la cible se fait par la mesure de la phase des franges en ce point (Figure 2-4). Pour mesurer la phase d'une frange sinusoïdale sans être gêné par les variations de flux, il est nécessaire d'avoir plusieurs points de mesure (au moins trois si on ne connaît ni l'amplitude ni la fréquence). Dans notre cas la phase est déterminée par la méthode dite « ABCD » (Wyant, 1975) qui consiste à mesurer l'intensité en chaque point pour quatre déphasages différents espacés de $\pi/2$ (Figure 3-5 et Figure 3-6). Ceci est assuré d'une part par l'interféromètre qui produit un déphasage de $\pi/2$ entre les sorties de même polarisation et par la lame quart-d'onde qui ajoute un déphasage de $\pi/2$ entre les deux polarisations de la lumière. Après séparation des deux polarisations par les cubes polariseurs en sortie du MZ (Figure 3-4), on obtient quatre images de franges en quadratures sur le capteur.

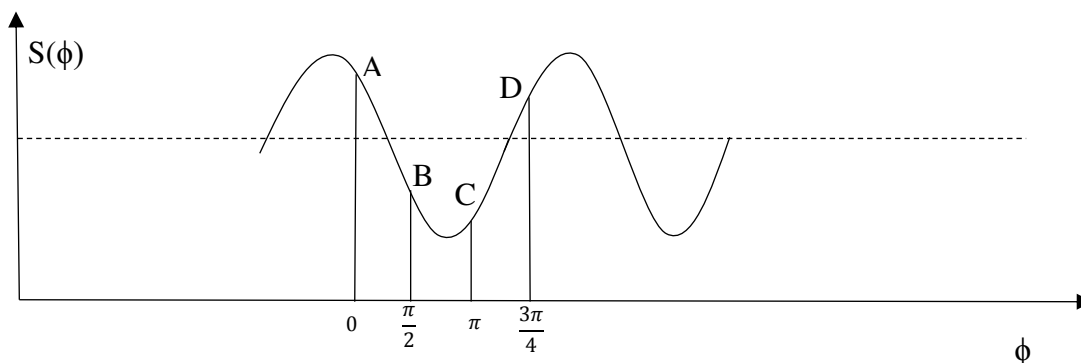


Figure 3-5. Points de mesure du flux des franges par la méthode ABCD.

Les images des quatre interférogrammes en quadrature de phase s'expriment alors par :

$$I_i(x, y) = \frac{I_0(x, y)}{4} [1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y) + \varphi_i)] \quad (3.1)$$

avec :

$$\varphi_i = (i - 1) \frac{\pi}{2} \quad (3.2)$$

soit :

$$I_1(x, y) = \frac{I_0(x, y)}{4} [1 + \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y))] \quad (3.3)$$

$$I_2(x, y) = \frac{I_0(x, y)}{4} [1 + \gamma(x, y) \sin(\phi(x, y))] \quad (3.4)$$

$$I_3(x, y) = \frac{I_0(x, y)}{4} [1 - \gamma(x, y) \cos(\phi(x, y))] \quad (3.5)$$

$$I_4(x, y) = \frac{I_0(x, y)}{4} [1 - \gamma(x, y) \sin(\phi(x, y))] \quad (3.6)$$

où x et y sont les coordonnées de l'image, I_0 le flux de l'image, γ le contraste des franges (supposé identique dans les quatre images), ϕ la phase des franges et φ_i le déphasage introduit par la quadrature de la $i^{\text{ème}}$ image ($i=1$ à 4).

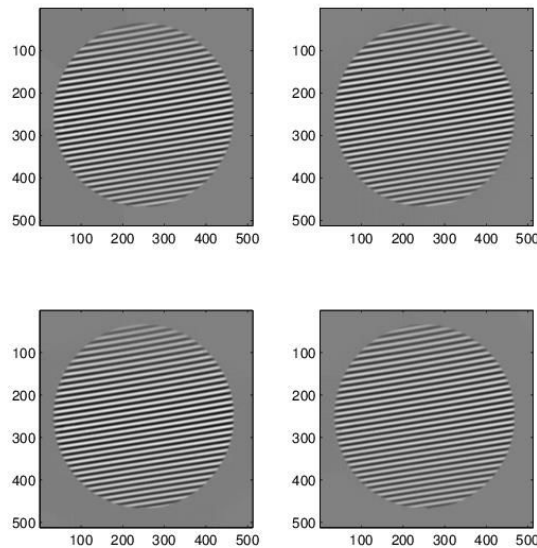


Figure 3-6. Illustration des quatre interférogrammes en quadrature de phase fournis par l'instrument (L'orientation des interférogrammes a été ici ramené à celui de l'image de référence qui correspond à la voie 1).

En construisant U et V de la manière suivante :

$$U = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} = \gamma \cos \phi \quad (3.7)$$

$$V = \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} = \gamma \sin \phi \quad (3.8)$$

on trouve donc une expression complexe des franges d'interférence indépendante du flux de la source :

$$Z = U + iV = |Z|e^{i\phi} \quad (3.9)$$

La valeur de la phase ϕ des franges est donnée simplement par l'argument de Z .

3.2 Performances théoriques

3.2.1 Cas de la quadrature parfaite

L'expression de la phase des franges de l'interférogramme peut être tirée de l'équation (2.1). Elle dépend de la différence de marche, du nombre d'onde moyen des raies d'absorption et de la vitesse de la source :

$$\phi = 2\pi\Delta\sigma'_0\left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (3.10)$$

La mesure de cette phase par la méthode ABCD s'exprime par :

$$\phi = \text{atan}\left(\frac{U}{V}\right) \quad (3.11)$$

L'erreur quadratique de cette mesure s'exprime pour de petite variation de U et V par :

$$\langle \phi^2 \rangle = \sigma_\phi^2 = \left(\frac{\partial\phi}{\partial U}\right)^2 \sigma_U^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial V}\right)^2 \sigma_V^2 \quad (3.12)$$

Soit :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{\sin^2 \phi \sigma_U^2 + \cos^2 \phi \sigma_V^2}{\gamma^2} \quad (3.13)$$

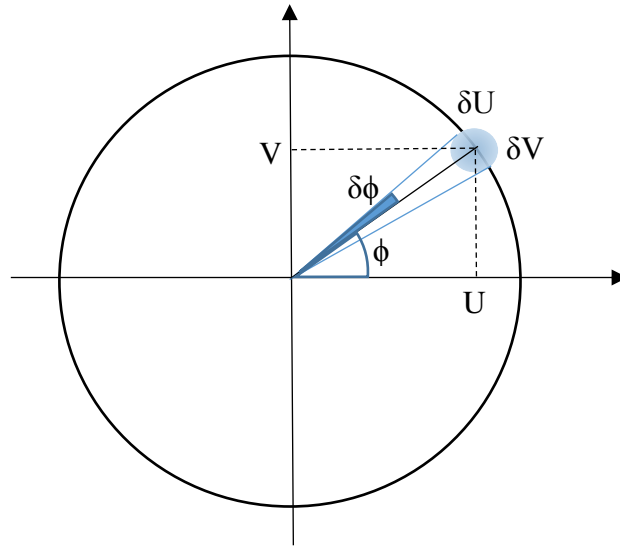


Figure 3-7. Illustration du bruit de la phase en fonction du bruit sur les deux composantes U et V . La mesure est sans biais si le nuage de point (en bleu clair) est circulaire, ce qui est le cas lorsque σ_U et σ_V sont identiques et indépendants. Si le nuage de point est une ellipse la valeur moyenne des angles ϕ correspondant à chaque point ne passera pas par le centre de l'ellipse et produira donc un biais.

Si σ_U^2 et σ_V^2 ne sont pas identiques, cela produit un léger biais de la mesure de la phase (Figure 3-7). Cela peut se comprendre géométriquement par le fait que le nuage de point devient dans ce cas elliptique, or la pente moyenne de l'ensemble des droites reliant une origine vers l'ensemble des points d'une ellipse décentrée ne correspond pas à une droite passant par le centre de celle-ci. Ce biais peut s'exprimer pour des petites variations de U et V par :

$$\langle \epsilon \rangle = \langle \phi(U, V) - \phi(U + dU, V + dV) \rangle \quad (3.14)$$

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\partial \phi}{\partial U} \langle dU \rangle + \frac{\partial \phi}{\partial V} \langle dV \rangle + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial U^2} \langle dU^2 \rangle + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial V^2} \langle dV^2 \rangle \quad (3.15)$$

dU et dV étant des variables aléatoires gaussiennes de moyenne nul représentant le bruit de U et V . Le calcul aboutit à l'expression du biais :

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\sin 2\phi}{2\gamma^2} (\sigma_U^2 - \sigma_V^2) \quad (3.16)$$

Ce biais, qui se présente comme des franges parasites de fréquence double par rapport aux franges instrumentales, reste relativement faible (U et V sont comparables) mais peut être soustrait par cette estimation si sa présence devient gênante.

Le bruit affectant U et V est lié au bruit des images, qui est dominé par le bruit de photons (le bruit de lecture étant de l'ordre de 9 ADU pour un bruit de photon de l'ordre de 70 ADU). Dans ce cas nous avons :

$$\langle U^2 \rangle = \sigma_U^2 = \left(\frac{\partial U}{\partial I_1} \right)^2 \sigma_{I_1}^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial I_3} \right)^2 \sigma_{I_3}^2 \quad (3.17)$$

soit :

$$\sigma_U^2 = \frac{4I_1I_3}{(I_1 + I_3)^3} \quad (3.18)$$

$$\sigma_V^2 = \frac{4I_2I_4}{(I_2 + I_4)^3} \quad (3.19)$$

Dans le cas idéal où les quatre voies de l'instrument sont identiques en flux nous pouvons écrire :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{2}{\gamma^2 N} \quad (3.20)$$

où N est le nombre total de photoélectrons collectés par la caméra.

En tenant compte de l'équation (2.6), on trouve un bruit de mesure de la vitesse Doppler égal à :

$$\delta v = \frac{c\lambda}{\gamma\pi\Delta\sqrt{2N}} \quad (3.21)$$

3.2.2 Cas de la non quadrature

Si les interférogrammes en sorties du MZ qui ont la même polarisation (I1 et I3 ou I2 et I4) sont forcément en opposition de phase pour des raisons de conservation d'énergie (à condition que les séparatrices ne soit pas absorbantes), ceux dont la polarisation est opposée (I1 et I2 ou I3 et I4) peuvent ne pas être déphasés exactement de $\pi/2$ pour des raisons liées à l'imperfection du traitement des surfaces séparatrices. Dans ce cas, U et V ne sont pas parfaitement orthogonaux et s'écrivent :

$$U = \frac{-\gamma \sin\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{2}\right) \sin\left(\phi + \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2}\right)}{1 + \cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{2}\right) \cos\left(\phi + \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2}\right)} = \gamma \cos\left(\phi + \frac{\varphi_1 + \varphi_3}{2} - \frac{\pi}{2}\right) \quad (3.22)$$

$$V = \frac{-\gamma \sin\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_4}{2}\right) \sin\left(\phi + \frac{\varphi_2 + \varphi_4}{2}\right)}{1 + \cos\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_4}{2}\right) \cos\left(\phi + \frac{\varphi_2 + \varphi_4}{2}\right)} = \gamma \sin\left(\phi + \frac{\varphi_2 + \varphi_4}{2}\right) \quad (3.23)$$

Ce que l'on peut écrire par :

$$U = \gamma \cos \phi \quad (3.24)$$

$$V = \gamma \sin(\phi + \theta)$$

avec

$$\theta = \frac{\varphi_2 + \varphi_4 - \varphi_1 - \varphi_3 - \pi}{2} \quad (3.25)$$

ou encore, par soucis de symétrie :

$$U = \gamma \cos\left(\phi - \frac{\theta}{2}\right) \quad (3.26)$$

$$V = \gamma \sin\left(\phi + \frac{\theta}{2}\right)$$

En développant U et V, on trouve U' et V' tel que :

$$U' = \gamma \cos(\phi) = \frac{U \cos(\theta/2) - V \sin(\theta/2)}{\cos \theta} \quad (3.27)$$

$$V' = \gamma \sin(\phi) = \frac{V \cos(\theta/2) - U \sin(\theta/2)}{\cos \theta} \quad (3.28)$$

La phase s'écrira alors :

$$\phi = \text{atan}\left(\frac{V'}{U'}\right) = \text{atan}\left(\frac{V \cos(\theta/2) - U \sin(\theta/2)}{U \cos(\theta/2) - V \sin(\theta/2)}\right) \quad (3.29)$$

En appliquant l'équation (3.12) à la nouvelle expression de la phase, on trouve un bruit de phase de :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{\sin^2(\phi + \frac{\theta}{2}) \sigma_U^2 + \cos^2(\phi - \frac{\theta}{2}) \sigma_V^2}{\gamma^2 \cos^2 \theta} \quad (3.30)$$

On constate que le bruit de la phase augmente avec θ . Pour que le bruit n'augmente pas de plus de 10% en moyenne, l'angle θ doit rester inférieur à 25° .

Dans le cas où $\sigma_U^2 = \sigma_V^2$ nous avons :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{\sin 2\phi \sin \theta + 1}{\gamma^2 \cos^2 \theta} \sigma_U^2 \quad (3.31)$$

En appliquant l'équation (3.15) on trouve la nouvelle expression du biais correspondant :

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{2\gamma^2 \cos^4 \theta} \left\{ \sin 2\phi \cos \theta [\sigma_U^2 - \sigma_V^2] + \frac{1}{2} \sin 2\theta [\cos(2\phi - \theta)\sigma_U^2 + \cos(2\phi + \theta)\sigma_V^2] \right\} \quad (3.32)$$

Si $\theta=0$ on retrouve bien l'expression (3.16) et dans le cas ou $\sigma_U^2 = \sigma_V^2$ on a :

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\sigma_U^2 \sin 2\theta}{2\gamma^2 \cos^3 \theta} \cos(2\phi) \quad (3.33)$$

Le biais prend donc la forme d'une sinusoïde de même nature que les franges instrumentales mais de fréquence double et de faible amplitude.

$$\text{Amp}(\langle \epsilon \rangle) = \frac{\sin 2\theta}{\cos^3 \theta} \frac{\sigma_U^2}{2\gamma^2} = \frac{\sin 2\theta}{\cos^3 \theta} \frac{2}{\gamma^2 N} \quad (3.34)$$

En termes de vitesse cela donne :

$$\text{Amp}(\langle v \rangle) = \frac{\sin 2\theta}{\cos^3 \theta} \frac{c\lambda}{\pi\Delta\gamma^2 N} \quad (3.35)$$

Ce modèle n'est valide que pour des bruits faibles devant le contraste des franges, c'est-à-dire pour $p = \frac{\sigma_U}{\gamma}$ inférieur à 0.5 (Figure 3-8). Dans ce cas, la limite fixée à $p=0.5$ nous donne un nombre minimum de photoélectrons par pixels de :

$$N > \frac{8}{\gamma^2} \cong 4400 \quad (3.36)$$

N est en général supérieur à 10000 e⁻/px par intégration pour Jupiter dans les conditions normales, ce qui donne $p < 0.25$. Cependant, ce terme peut devenir gênant si le nombre de photons diminue, sur Saturne par exemple.

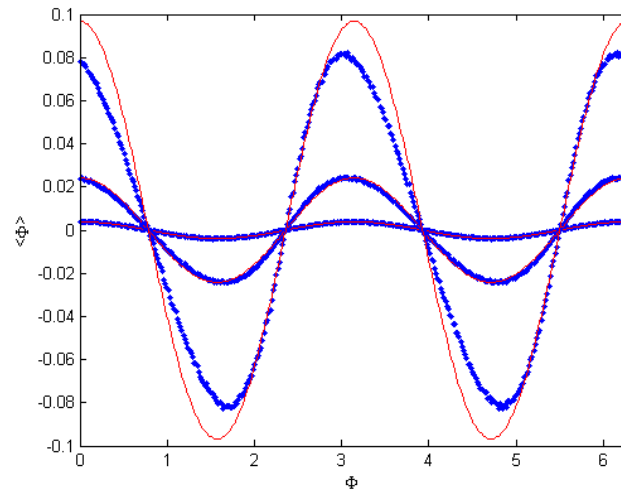


Figure 3-8. Illustration du biais simulé (en bleu) et son modèle (en rouge) au premier ordre pour trois niveaux de bruit ($p=0.1, 0.25$ et 0.5)

L'estimateur de la phase par la méthode ABCD n'est pas idéal lorsque la quadrature entre les quatre périodogramme n'est pas respectée. Si l'écart à la quadrature est trop important, il est sans doute préférable de chercher un autre estimateur qui produirait moins de bruit et pas de biais. Si, par exemple nous normalisons chaque interférogramme par la somme des interférogramme en opposition de phase ($I1/(I1+I2)$, $I2/(I1+I2)$...) nous aurions en chaque point de l'image 4 mesures d'une sinusoïdale dont on pourrait ajuster la phase. L'estimateur de la phase serait dans ce cas une moyenne pondérée des quatre estimations indépendantes. La mise en œuvre d'un nouvel estimateur demanderait plus de travail que ce qui a été fait, et fait partie des améliorations possibles pour la suite.

3.2.3 Optimisation du rapport signal à bruit

L'équation (3.21) nous montre que pour diminuer le bruit sur la mesure de la vitesse, il faut augmenter trois paramètres : la différence de marche Δ , le contraste γ des franges et le nombre N de photoélectrons. Toutes ces variables sont dépendantes les unes des autres, tout le problème consiste à trouver une zone du spectre solaire qui minimise le bruit de vitesse en jouant sur la largeur de la bande passante du filtre interférentiel et sa position centrale.

Le contraste des franges est donné par le module de la transformée de Fourier du spectre $S(\sigma)$ sélectionné par le filtre interférentiel normalisé par le flux total.

$$\gamma = \frac{|\mathcal{F}(S(\sigma))|}{\int S(\sigma)} \quad (3.37)$$

Nous cherchons donc à minimiser :

$$\delta\sigma_v \sim \frac{1}{\sigma_0 \Delta \gamma \sqrt{N}} \sim \frac{\sqrt{\int S(\sigma)}{\sigma_0 \Delta |\mathcal{F}(S(\sigma))|} \quad (3.38)$$

La Figure 3-9 illustre une zone du spectre solaire sélectionnée par un filtre interférentiel de bande passante égale à 1 nm centré sur $\lambda=519.64$ nm. Le contraste des franges de l'interférogramme correspondant et le bruit de vitesse en fonction de la différence de marche sont illustrés par la Figure 3-10. Nous trouvons dans ce cas un optimum pour une différence de marche de 5190 μm .

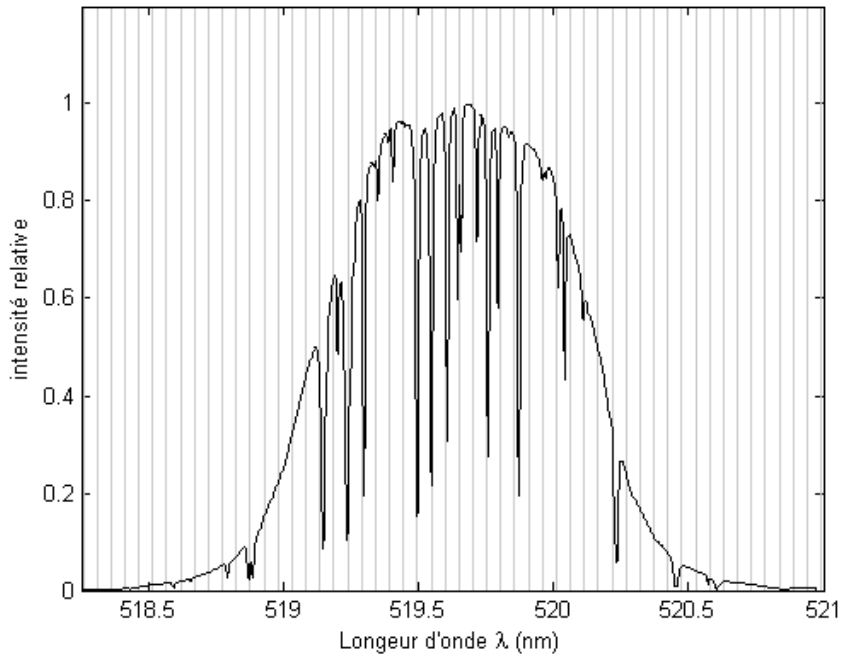


Figure 3-9. Zone spectrale sélectionnée par le filtre interférentiel. Les lignes verticales illustrent la périodicité des franges d'interférences (spectrales) à une différence de marche de 5mm. Cette périodicité proche de celle des raies explique le maximum de contraste obtenu à cette DDM.

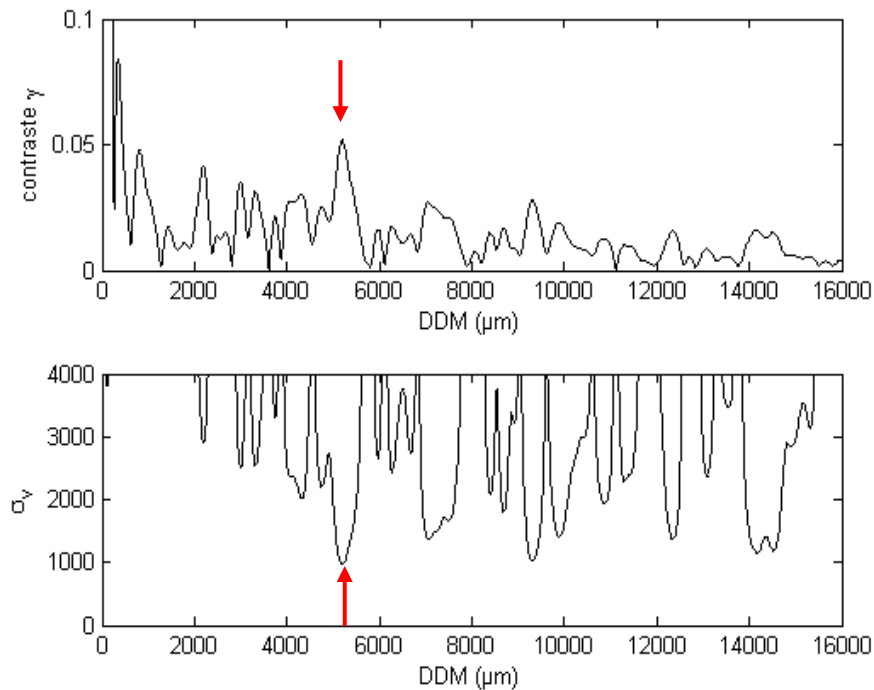


Figure 3-10. Exemple du calcul du contraste des franges en fonction de la différence de marche pour un filtre de 1nm de large et centré sur 519.64 nm (en haut). La figure du bas montre la valeur du bruit de la phase correspondant en fonction de la différence de marche.

En cherchant cet optimum pour différentes zones du spectre, il est possible de trouver la configuration offrant le moins de bruit instrumental. La Figure 3-11 illustre une telle exploration dans une petite zone spectrale riche en raies régulières entre 519 nm et 520 nm avec une bande passante comprise entre 0.25 et 1.5nm. La carte de rms de la vitesse montre deux minima locaux : un premier pour $\lambda_0=519.7$ nm et $\Delta\sigma=0.45$ nm qui correspond à une différence de marche importante de 1.4 cm. Le second à $\lambda_0=519.45$ nm et $\Delta\sigma=0.7$ nm qui correspond à une différence de marche de 5270 μm. Le premier minimum a l'inconvénient de fonctionner à une grande différence de marche avec un faible contraste et une bande passante très étroite (trop petite pour un filtre interférentiel). Le second minimum a l'avantage de fonctionner à une différence de marche plus faible avec un contraste plus fort et une bande passante plus large.

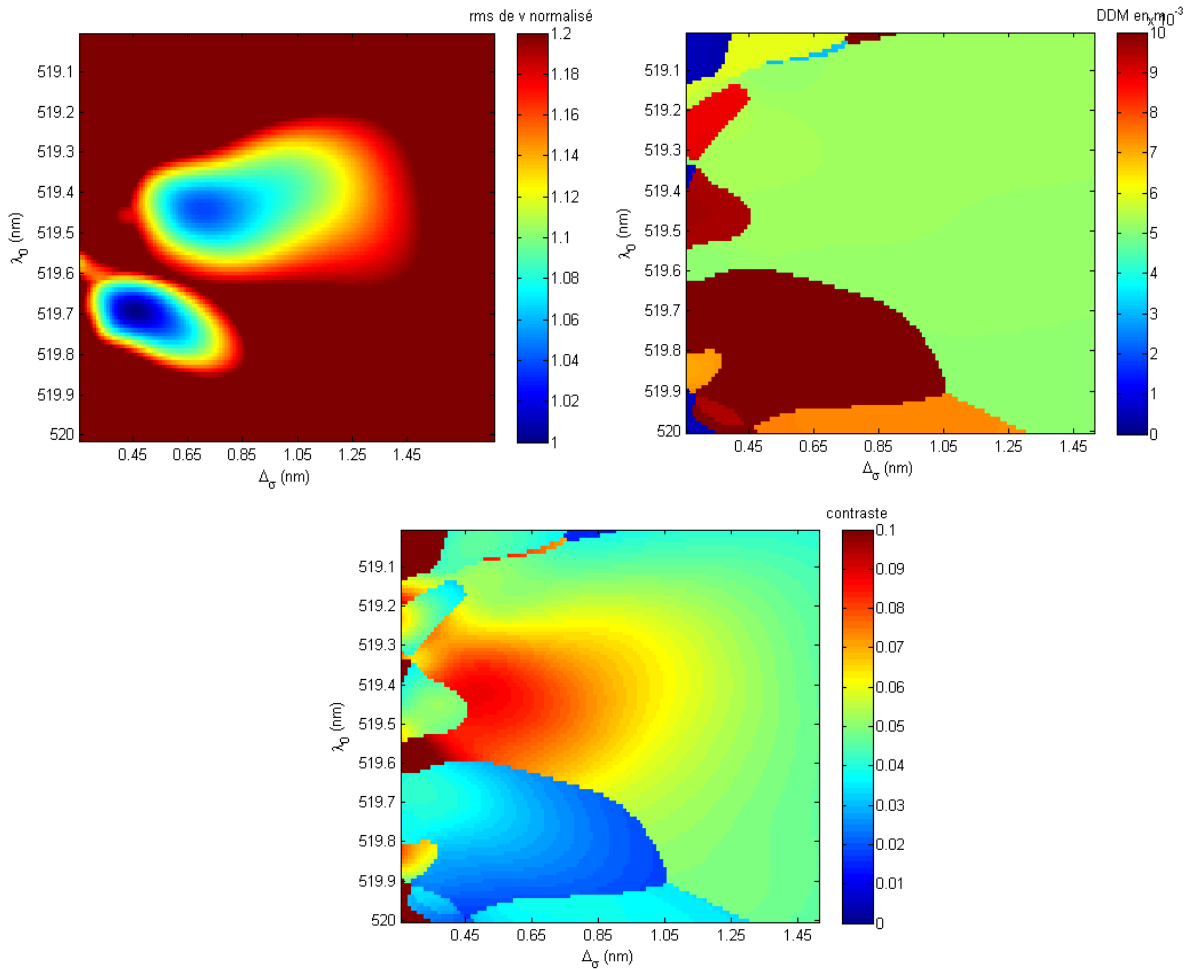


Figure 3-11. Illustration de la recherche de la zone optimale du spectre solaire offrant une minimisation du bruit de vitesse en fonction de la position et de la largeur du filtre interférentiel. Image en haut à gauche : valeur du rms minimum de la vitesse (normalisé). Image en haut à droite : différence de marche correspondant au bruit de vitesse minimum. Figure du bas : contraste des franges correspondant à la carte de bruit de vitesse minimum. Sur la carte du rms de la vitesse, on constate deux minimas locaux : un premier pour $\lambda_0=519.7\text{nm}$ et $\Delta\sigma=0.45\text{nm}$ qui correspond à une différence de marche importante de 1.4 cm, le second à $\lambda_0=519.45\text{nm}$ et $\Delta\sigma=0.7\text{nm}$ qui correspond à une différence de marche de 5270 μm .

Le choix s'est porté sur un filtre interférentiel avec 1.07 nm de bande passante centré sur 519.64 nm. Un calcul plus précis du contraste a été effectué en utilisant la forme exacte du profil du filtre interférentiel (Figure 3-12). Le contraste est de 5.1% pour $\Delta=5190\text{ }\mu\text{m}$ à 519.64 nm le maximum étant pour $\Delta=5230\text{ }\mu\text{m}$ à 519.34 nm avec 5.5%.

Le point de fonctionnement optimal de l'instrument est assez tolérant aux variations des paramètres. Pour une longueur d'onde centrale donnée, une incertitude sur Δ de $\pm 75\text{ }\mu\text{m}$ entraîne une dégradation du signal à bruit de 10% maximum. De même pour une différence de marche donnée, une incertitude sur λ de $\pm 0.30\text{ nm}$ dégrade le signal à bruit de 10%. Bien que le filtre interférentiel soit théoriquement centré sur 519.64 nm il existe une incertitude de l'ordre de 0.2 nm sur sa valeur réelle.

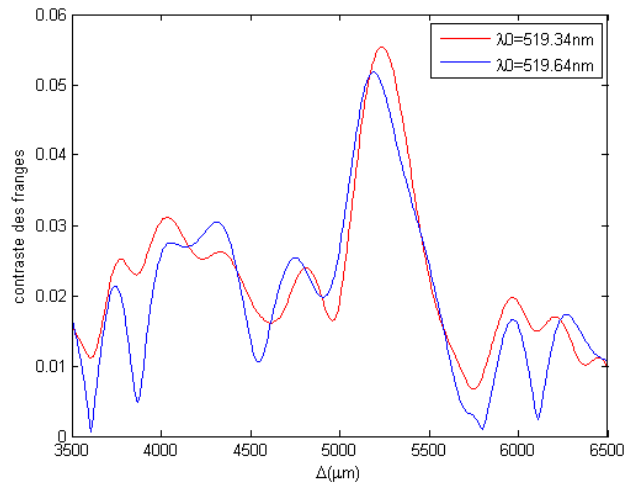


Figure 3-12. Valeur du contraste des franges en fonction de la différence de marche pour deux zones du spectre.

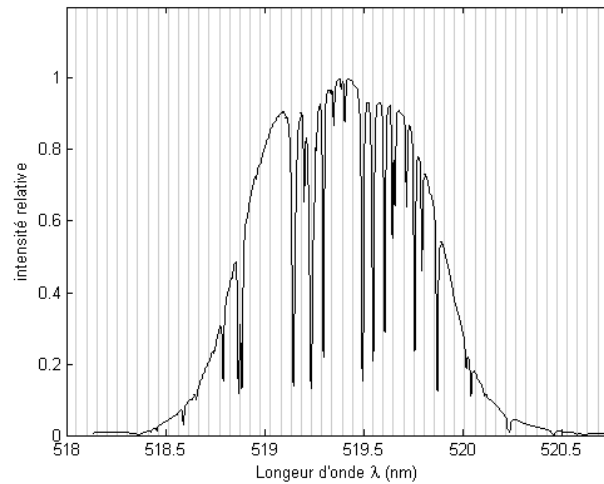


Figure 3-13. Spectre centré à 519.34 nm

3.2.4 Dispersion chromatique

Le calcul précédent suppose que la différence de marche soit indépendante de la longueur d'onde, or DSI est un interféromètre composé de bloc de verre dont l'indice de réfraction change légèrement avec la longueur d'onde. Δ étant fonction de la longueur d'onde, l'interférogramme n'est plus exactement fonction de la transformée de Fourier mais s'écrira :

$$I(\Delta) - \langle I(\Delta) \rangle \sim \frac{1}{2} \int_0^{\infty} S(\sigma) \cos(2\pi\sigma\Delta(\sigma)) d\sigma \quad (3.39)$$

L'intervalle spectral étant très étroit, on peut exprimer la différence de marche en fonction de σ par son développement au premier ordre :

$$\Delta(\sigma) \cong \Delta(\sigma_0) + \left. \frac{\partial \Delta(\sigma)}{\partial \sigma} \right|_{\sigma_0} (\sigma - \sigma_0) = \Delta(\sigma_0) + \beta(\sigma - \sigma_0) \quad (3.40)$$

avec β une constante déduite des coefficients caractérisant l'indice du verre en fonction de la longueur d'onde et les facteurs géométriques ($\beta = 81 \mu\text{m}/\mu\text{m}^{-1}$).

Qualitativement nous pouvons dire que la variation conjointe de σ et de $\Delta(\sigma)$ dans le cas chromatique « accélère » l'évolution de la phase en fonction de σ , la sinusoïde $\cos(2\pi\sigma\Delta(\sigma))$ se resserre donc par rapport au cas non chromatique et n'est plus en phase avec les raies périodique du spectre. Pour retrouver la même périodicité que les raies du spectre, il faut se placer à une différence de marche effective plus petite. Quantitativement cela peut se montrer simplement en faisant un second développement limité de la phase $\emptyset = 2\pi\sigma\Delta(\sigma)$ au premier ordre et en considérant que l'intervalle spectral est suffisamment petit pour admettre que l'évolution de la phase reste linéaire. Nous avons donc :

$$\emptyset(\sigma) \cong \emptyset(\sigma_0) + \left. \frac{\partial \emptyset}{\partial \sigma} \right|_{\sigma_0} (\sigma - \sigma_0) = 2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0) + 2\pi(\Delta_0 + \beta\sigma_0)(\sigma - \sigma_0) \quad (3.41)$$

Soit :

$$\emptyset(\sigma) = 2\pi\sigma(\Delta(\sigma_0) + \beta\sigma_0) + \varphi \quad (3.42)$$

avec $\varphi = -2\pi\sigma_0^2\beta$

En reprenant l'expression du périodogramme donné par(3.39) nous trouvons pour le cas chromatique :

$$I(\Delta) - \langle I(\Delta) \rangle \sim \frac{1}{2} \int_0^\infty S(\sigma) \cos(2\pi\sigma(\Delta(\sigma_0) + \beta\sigma_0) + \varphi) d\sigma \quad (3.43)$$

Ce qui est équivalent au périodogramme non chromatique (au déphasage près) mais avec une translation de la différence de marche. Cette expression est également équivalente à la transformée de Fourier du spectre (toujours au déphasage près), qui donne une différence de marche optimale égale à Δ_0 . Le nouveau maximum se trouve donc pour $\Delta(\sigma_0)$ tel que $\Delta_0 = \Delta(\sigma_0) + \beta\sigma_0$. La valeur de la différence de marche effective $\Delta(\sigma_0)$ correspondant au contraste maximum dans le cas chromatique s'exprimera alors par rapport au cas non chromatique par :

$$\Delta_{eff} = \Delta_0 - \beta\sigma_0 = \Delta_0 - 156 \mu\text{m} \quad (3.44)$$

avec Δ_{eff} la différence de marche effective optimale de l'instrument (maximisant le contraste) mesurable à σ_0 , et Δ_0 la différence de marche optimale trouvé dans le cas non chromatique.

La véritable différence de marche optimale ne se trouve donc pas autour de $5190 \mu\text{m}$ mais plutôt à $5034 \mu\text{m}$. La Figure 3-14 montre la courbe de contraste calculé à partir de l'équation (3.39) après normalisation par le flux total dans le cas chromatique et non chromatique.

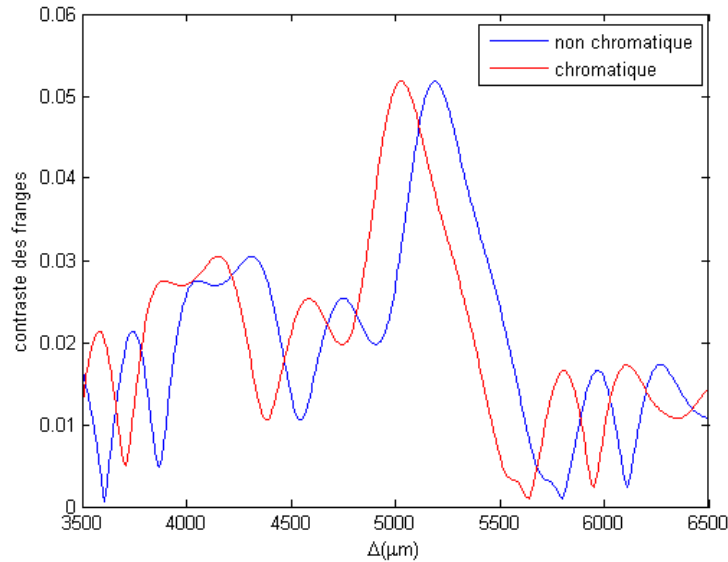


Figure 3-14. Evolution du contraste des franges avec et sans dispersion chromatique.

Effet du chromatisme sur la sensibilité

Les aspects chromatiques pouvant porter à confusion, clarifions ici l'expression de la sensibilité de l'instrument dans ce cas.

La sensibilité de l'instrument dans le cas non chromatique s'écrit à partir de l'équation (2.6) :

$$S = \frac{d\phi}{d\nu} = -\frac{2\pi\Delta_0\sigma_0}{c} \quad (3.45)$$

Dans le cas chromatique nous devons tenir compte de l'évolution de la différence de marche avec la longueur d'onde, en reprenant l'équation (3.42) nous avons :

$$\phi(\sigma) = 2\pi\sigma(\Delta_{eff} + \beta\sigma_0) + \varphi = 2\pi\sigma\Delta_0 + \varphi \quad (3.46)$$

Ce qui aboutit à une sensibilité ayant la même expression que pour le cas non-chromatique, c'est-à-dire que c'est bien la différence de marche Δ_0 correspondant à la valeur optimale du cas non-chromatique qui est utilisée, et non Δ_{eff} .

3.2.5 Ordre de grandeur des performances attendues

Le Tableau 3-2 donne l'ordre de grandeur des paramètres de fonctionnement prévus pour l'instrument.

Tableau 3-2 Paramètres de fonctionnement pour DSI

Champ	~1°
Diamètre pupille	~7 mm
Diamètre D du télescope	~1 m
Echantillonnage de l'image	~7.5 px/arcs
Δ_{eff}	5040 μm
Δ_0	5196 μm
Contraste des franges max.	5 %
λ_0	519.64 nm
$\Delta\lambda$	1.07 nm
Interfranges	~20 px
Magnitude m_v de Jupiter	-2.5
Transmittance atmosphère T_A	~0.77
Transmittance du télescope	~0.62
Transmittance du filtre T_F	0.006
Transmittance de l'instrument T_I	~0.45
Efficacité quantique Q de la caméra	0.95

Le nombre total N de photoélectrons produit par la caméra s'écrit :

$$N_t = 0.089W_0 \frac{\pi D^2 \lambda_0}{4} \frac{10^{-m_v}}{hc} T_A T_F T_T T_I Q = 8.77 \cdot 10^7 e^-/s \quad (3.47)$$

avec $W_0 = 3.92 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ s}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ l'énergie reçu par m^2 pour une étoile de magnitude visible égale à 0 (la largeur de la bande du visible est de 0.089 μm), T_x la transmittance de l'Atmosphère, du Filtre, du Télescope et de l'Instrument, Q l'efficacité quantique de la caméra.

L'extinction atmosphérique est essentiellement due à la diffusion de Rayleigh dont on peut calculer la valeur en fonction de l'altitude et de la longueur d'onde (Hayes and Latham, 1975) et à la diffusion des aérosols qui se calcul en fonction l'AOD (Aerosol Optical Depth) de valeur variable avec les saisons. Pour le site de Calern la transmittance de l'atmosphère est au mieux de 80% au zénith et 77% à la hauteur maximale de Jupiter. La transmittance du télescope résulte de la réflexion de quatre miroirs (4 réflectances de 90% environ) et de l'obstruction centrale (0.95). La faible transmittance du filtre interférentielle placé à l'entrée de l'instrument est essentiellement due à la faible largeur de la bande passante (1.07 nm) et à sa transmission maximale qui est de 50% ($0.5 \times 1.07/89$). La transmittance de l'instrument va dépendre des coefficients de transmission de toutes ces surfaces.

Au final le nombre moyen total de photoélectrons par pixel et pour 30s de pose est estimé à $N = 33000 e^-/\text{px}$ ou 8250 e^-/px pour chaque sous images.

Dans le cas idéal d'un contraste de 5%, d'une quadrature de phase parfaite, et d'un flux maximal nous trouvons un bruit théorique(3.21) pour la vitesse Doppler pour chaque pixel et chaque image de :

$$\delta v = \frac{c\lambda}{\gamma\pi\Delta_0\sqrt{2N}} = 743 \text{ m. s}^{-1}$$

Et pour la vitesse radiale effective V_r :

$$\delta V_r = \frac{\delta v}{2} = 371 \text{ m. s}^{-1}$$

Intégré sur tout le disque de Jupiter (dont le diamètre vaut environ de 42" d'arc au moment des observations soit $R \sim 158\text{px}$) le bruit de la mesure de la vitesse diminue en racine carré du nombre de pixel, le bruit de chaque pixel étant indépendant car dominé par le bruit de photon. En tenant compte de l'assombrissement centre-bord et l'aplatissement de la planète, nous trouvons un bruit de vitesse par image pour 30s égal à :

$$\delta v_i = \frac{\delta v}{\sqrt{\pi(\alpha R)^2}} = 3.3 \text{ m/s}$$

α est un facteur qui permet de se ramener à un rayon équivalent de Jupiter avec un flux uniforme. Ici $\alpha=0.789$.

Le but étant d'intégrer des données sur plusieurs jours, il est utile d'estimer le niveau de bruit blanc attendu en termes de densité spectrale. On aurait au bout de 10^6s d'intégration (soit un peu plus de 11 jours) :

$$\delta v_{is} = \frac{\delta v_i}{\sqrt{10^6/30}} = 1.8 \text{ cm. s}^{-1}\mu\text{Hz}^{-1/2}$$

Cette valeur est relative à la vitesse Doppler, or la vitesse radiale effective de la surface de Jupiter est à peu près égale à la moitié de la vitesse Doppler soit :

$$\delta V_r \sim 0.9 \text{ cm. s}^{-1}\mu\text{Hz}^{-1/2}$$

Ces valeurs sont optimales et optimistes. Dans les faits en prenant en compte le flux moyen réel, le nombre de pixels réellement utilisables, le contraste moyen réel et la quadrature de phase imparfaite et le type de masque utilisé, nous trouvons plutôt une valeur de bruit de photons proche de $\delta V_r \sim 3 \text{ à } 4 \text{ cm. s}^{-1}\mu\text{Hz}^{-1/2}$.

3.2.6 Effet de la PSF sur le contraste des franges

La valeur du rms du bruit de vitesse trouvée précédemment suppose un contraste des franges optimal de 5%. Or dans les conditions réelles des observations, il faut s'attendre à une certaine dégradation du contraste du fait de la turbulence. Dans ce cas l'image et la carte de vitesse sont convoluées par la PSF avant d'entrée dans l'instrument. Du fait du fort gradient de vitesse à la surface de Jupiter (due à la rotation rapide de Jupiter), un même point de sa surface

verra la largeur des raies spectrales solaires s'élargir, ce qui va se traduire par une baisse du contraste à une différence de marche donnée.

Si on considère le flux de Jupiter constant sur une zone de dimension comparable à la PSF, l'ensemble des vitesses Doppler portées par les photons en un point donné de Jupiter aura une distribution qui sera le résultat de la somme de tous les photons issus de l'entourage immédiat de ce point pondéré par la forme de la PSF (assimilé à une gaussienne). Le gradient de vitesse n'affectant approximativement qu'un axe de Jupiter (ici l'axe des x), on peut écrire dans un premier temps l'histogramme normalisé de l'ensemble des coordonnées x contenues dans la PSF de la manière suivante :

$$h(x) = A \int e^{-\frac{(x+y)^2}{2\sigma_x^2}} dy \sim \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \quad (3.48)$$

avec x,y les coordonnées de l'image de Jupiter et σ_x l'écart-type de x ou y qui s'écrit :

$$\sigma_x = b \frac{FWHM}{2.355} \quad (3.49)$$

avec b le facteur d'échelle en px/asec (de l'ordre de 7.5 px/asec) et FWHM (Full Width at Half Maximum) la largeur à mi-hauteur de la PSF.

Pour une rotation solide, nous avons une vitesse radiale qui est proportionnelle à la position en x (si l'axe de rotation est le long de l'axe y), soit $v=ax$, a étant le gradient de vitesse le long de l'équateur. Pour une configuration typique de l'instrument, nous avons pour Jupiter $a=156\text{m/s/px}$ (en tenant compte du double effet Doppler résultant de la réflexion de la lumière solaire sur Jupiter).

L'histogramme normalisé des vitesses s'écrira donc :

$$h(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} \quad (3.50)$$

On peut l'exprimer en termes de décalage Doppler en partant de l'expression de v :

$$v = \frac{c}{\sigma_0} (\sigma - \sigma_0) \quad (3.51)$$

et

$$\sigma_v = \frac{c}{\sigma_0} \delta_\sigma \quad (3.52)$$

Soit :

$$h(\sigma) = \frac{1}{\delta_\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{2\delta_\sigma^2}} \quad (3.53)$$

D'après l'équation (2.14), le contraste s'exprime par :

$$\gamma \sim |\hat{g}(\Delta)| \sim |\mathcal{F}[g(\sigma) * h(\sigma)]| = |\hat{g}(\Delta)| \cdot |\hat{h}(\Delta)| \quad (3.54)$$

$$\gamma = \gamma_0 |\hat{h}(\Delta)| = \gamma_0 e^{-2\pi^2 \delta_\sigma^2 \Delta^2} \quad (3.55)$$

avec :

$$\delta_\sigma = \frac{\sigma_0}{c} \sigma_v = \frac{\sigma_0}{c} a \sigma_x = \frac{ab\sigma_0}{c} \frac{FWHM}{2.355} \quad (3.56)$$

Soit :

$$\gamma = \gamma_0 e^{-0.00514 FWHM^2} \quad (3.57)$$

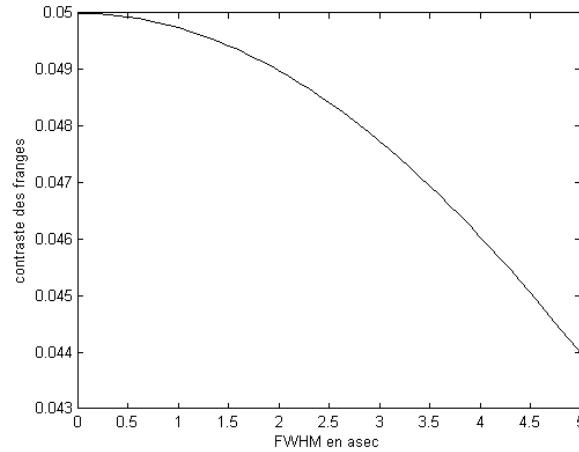


Figure 3-15. Evolution théorique du contraste des franges avec la FWHM

La perte de contraste devient supérieure à 10% au-delà d'une FWHM de 4 asec.

Remarquons qu'il est également possible de raisonner du seul point de vue de la phase et de dire que le contraste des franges résulte du brouillage causé par la somme de franges déphasées par une variable aléatoire d'écart-type égale à $\sigma_\phi = a\sigma_x$, la phase étant égale à $\phi = 2\pi\sigma_0 a\Delta x/c = Ax$ et $\sigma_x = c\delta_\sigma/a\sigma_0$ cela nous donne la même expression pour le contraste :

$$\gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x) \cos(Ax) = \gamma_0 e^{-\frac{A^2 \sigma_x^2}{2}} = \gamma_0 e^{-\frac{\sigma_\phi^2}{2}} = \gamma_0 e^{-2\pi^2 \delta_\sigma^2 \Delta^2} \quad (3.58)$$

Nous constatons que la PSF, qui résulte essentiellement de la turbulence, ne diminue pas le contraste de plus de 10% si la FWHM reste inférieure à 4 asec.

D'autres facteurs peuvent diminuer le contraste, comme un réglage imparfait de l'instrument ou la qualité optique des surfaces du Mach-Zehnder. Nous verrons cela dans le chapitre suivant qui traite de la modélisation de l'instrument lui-même.

3.3 Modélisation du Mach-Zehnder

Cette section décrit la modélisation théorique du Mach-Zehnder à partir de ces différentes caractéristiques. Un modèle analytique développé par Jean Gay et basé sur des approximations aux petits angles sera décrit en détail, suivi d'un modèle vectoriel sans approximations que j'ai développé dans le but de compléter la modélisation et d'explorer différentes configurations de l'instrument (notamment l'inclinaison quelconque des surfaces), ce qui peut être utile, entre autres, pour les phases de réglage de l'instrument.

Schéma et notation :

La Figure 3-16 décrit le schéma général du Mach-Zehnder avec ces trois types de verre : le K5G20 (pour K1 à K4), le BK7G18 (pour B1 à B3) et le Quartz (pour Q1 et Q2).

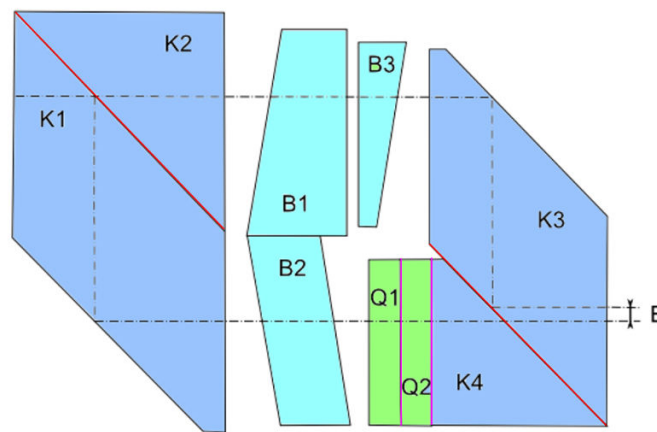


Figure 3-16. Design optique du Mach-Zehnder. Les verres de type BKG18 sont en bleu clair, les verres de type K5G20 en bleu foncé et les lames de quartz en vert. Les lignes en pointillés représente les trajets des rayons dans le MZ à vide (sans les lame de verre B et Q), E représente le décalage entre les pupilles en sortie du MZ à vide. Les surfaces en rouge sont celles traitées pour être des séparatrice, les surfaces en fuchsia sont celles traitées anti-reflet.

Le chemin optique en sortie du Mach-Zehnder sera noté δ_i avec $i=a$ pour la voie a (passant par K2, B1, B3 et K3) et $i=b$ pour l'autre voie. La différence de marche entre les deux voies (pour une polarisation donnée) s'écrira donc :

$$DDM = \delta_a - \delta_b = \frac{\lambda}{2\pi} (\phi_a - \phi_b) \quad (3.59)$$

Les propriétés de réflexion et de transmission des surfaces séparatrices sont notées en minuscules pour l'amplitude (t et r) et en majuscules pour l'intensité ($t^2=T$ et $r^2=R$). Les propriétés de la

seconde séparatrice seront notées (\circ). Les deux composantes de la polarisation linéaires sont notées \parallel et \perp .

L'amplitude du champ électrique de l'onde plane électromagnétique de longueur d'onde λ s'écrit :

$$\underline{E} = |E_0| e^{j\left(\omega t - \frac{2\pi\delta_i}{\lambda}\right)} \quad (3.60)$$

δ_i étant le chemin optique de la voie a ou b.

Son intensité s'écrit :

$$I \sim \langle \Re(\underline{E})^2 \rangle \sim \langle \underline{E}\underline{E}^* \rangle = |E_0|^2 \quad (3.61)$$

3.3.1 Résultats des interférences monochromatiques en sortie du Mach-Zehnder :

Ce qui nous intéresse ici c'est l'intensité, c'est-à-dire le résultat moyen du module de l'interférence entre les deux ondes planes monochromatiques E_a et E_b en sortie du Mach-Zehnder. On peut donc se passer de la variable temporelle pour le champ E et écrire simplement :

$$\underline{E}_i = |E_0| e^{j\frac{2\pi\delta_i}{\lambda}} = |E_0| e^{j\phi_i} \quad (3.62)$$

Les séparatrices

Les éléments principaux du Mach-Zehnder sont les deux séparatrices supposés identiques. Ces séparatrices sont constituées par plusieurs couches minces de matériaux diélectriques. L'utilisation d'une multicouche permet de réduire l'indice de réfraction du matériau utilisé mais cela augmente la variation des valeurs de transmission et de la réflexion avec longueur d'onde. Si la couche n'est pas absorbante, nous avons un déphasage de $\pi/2$ entre l'onde transmise et réfléchi. Sinon, le déphasage peut s'écarter de $\pi/2$. Il en résulte qu'en sortie du Mach-Zehnder constitué de deux lames séparatrices, les deux ondes de même polarisation peuvent ne pas être exactement en opposition de phase.

Dans notre cas les surfaces séparatrices se situent entre les blocs de verre K1/K2 et K3/K4. Elles sont constituées de couches de matériaux diélectriques. Le traitement des surfaces séparatrices est théoriquement optimisé pour la longueur d'onde de fonctionnement du Mach-Zehnder qui est de 519.6 nm afin d'avoir des transmissions et des réflexions proches de 50% dans les deux polarisations.

Des mesures ont été faites de ces coefficients lors de la thèse de Laurence Soulat (2013), les valeurs alors trouvées sont résumées dans le Tableau 3-3. Les deux surfaces séparatrices ont des coefficients identiques.

Tableau 3-3. Coefficients de transmission et de réflexion des surfaces. TAR et TNAR sont les coefficients de transmission des surfaces traitée et non traitées anti-reflet. Les autres correspondent aux surfaces séparatrices

T_{\parallel}	0.56
T_{\perp}	0.54
R_{\parallel}	0.35
R_{\perp}	0.36
T_{AR}	0.99
T_{NAR}	0.96

En sortie des surfaces séparatrices nous avons théoriquement pour les coefficients de transmission et réflexion en amplitude pour chaque polarisation :

$$\begin{aligned} t_{\parallel} &= \sqrt{T} e^{i\phi_{t\parallel}} \text{ et } r_{\parallel} = \sqrt{R} e^{i\phi_{r\parallel}} \\ t_{\perp} &= \sqrt{T} e^{i\phi_{t\perp}} \text{ et } r_{\perp} = \sqrt{R} e^{i\phi_{r\perp}} \end{aligned} \quad (3.63)$$

Il serait possible de calculer ces valeurs de manière théorique à partir de des indices de réfraction des différentes couches ainsi que de leurs épaisseurs, il est toutefois difficile d'obtenir du constructeur tous les paramètres de cette surface dont certains sont probablement partiellement empiriques.

Les expressions théoriques des caractéristiques d'une surface séparatrice se déduisent des équations de Maxwell (Born et al., 2000) :

Soit n_i l'indice du milieu d'incidence, n_t l'indice du milieu de transmission et n_k l'indice de la k^{eme} couche du milieu d'indice n_k et d'épaisseur e_k .

Pour chaque couche, nous avons la relation de Descartes :

$$n_i \sin \theta_i = n_k \sin \theta_k \quad (3.64)$$

avec le déphasage :

$$\phi_k = \frac{2\pi}{\lambda} n_k e_k \cos \theta_k \quad (3.65)$$

Pour gérer le traitement multicouche, on définit une matrice de transfert M égale au produit des matrices de transfert de chaque couche :

$$M_k = \begin{pmatrix} \cos \phi_k & \frac{i}{p_k} \sin \phi_k \\ ip_k \sin \phi_k & \cos \phi_k \end{pmatrix} \quad (3.66)$$

p_k étant défini pour les deux polarisations :

$$p_{k\parallel} = n_k \cos \Theta_k \quad \text{et} \quad p_{k\perp} = \frac{1}{n_k} \cos \Theta_k$$

Si m_{ij} sont les éléments de la matrice M, les coefficients de réflexion et de transmission du milieu multicouche s'écriront :

$$r_{\parallel} = \frac{(m_{11} + m_{12}p_{t\parallel})p_{i\parallel} - (m_{11} + m_{12})p_{t\parallel}}{(m_{11} + m_{12}p_{t\parallel})p_{i\parallel} + (m_{11} + m_{12})p_{t\parallel}}$$

$$t_{\parallel} = \frac{2p_{i\parallel}}{(m_{11} + m_{12}p_{t\parallel})p_{i\parallel} + (m_{11} + m_{12})p_{t\parallel}}$$

avec p_i et p_t correspondant au premier et dernier milieu qui encadrent le substrat :

$$p_{t\parallel} = n_t \cos \theta_t = n_t \sqrt{1 - \left(\frac{n_i}{n_t} \sin \theta_t\right)^2} \quad (3.67)$$

Nous avons donc au final :

$$R = |r|^2 \quad T = \frac{p_t}{p_i} |t|^2 \quad \phi_r = \arg(r) \quad \phi_t = \arg(t) \quad (3.68)$$

Les indices de réfraction peuvent tenir compte de l'absorption éventuelle du milieu en lui ajoutant une partie imaginaire (c'est notamment le cas des substrats métalliques).

Les substrats diélectriques utilisés sont en général formés d'une alternance de deux matériaux différents, l'un étant à fort indice (par exemple du Nb₂O₅ avec un indice de n=2.4) et l'autre d'indice plus faible (comme SiO₂ d'indice 1.5). Toute la difficulté est de trouver l'épaisseur et le nombre de couches pour optimiser la surface séparatrice à la longueur d'onde d'utilisation et pour les deux polarisations.

Le fabricant nous a informé que la surface séparatrice est formée de 25 couches de différents matériaux (Tableau 3-4), mais nous n'a fourni ni la valeur des différentes épaisseurs utilisées ni leurs ordres.

Tableau 3-4. Composants de la surface séparatrice

Matériau	Indice
MgF ₂	1.38
SiO ₂	1.46
TiO ₅	2.3
Dralo (Ti-Al-oxide)	2.2

Le constructeur nous a fourni par ailleurs les courbes de transmissions (Figure 3-17) des surfaces séparatrices pour les deux polarisations en fonction de la longueur d'onde.

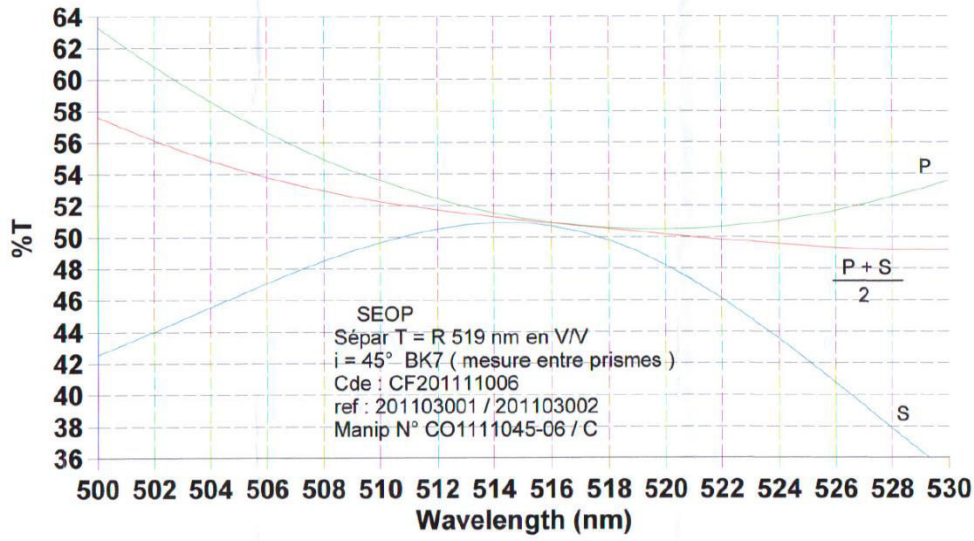


Figure 3-17. Courbe de transmission des lames séparatrices pour les deux polarisations en fonction de la longueur d'onde.

Interférence de deux ondes monochromatiques :

Les quatre interférogrammes s'écrivent donc dans le cas monochromatique par :

$$\begin{aligned}
 I_1 &\sim \langle |E_{a\parallel} + E_{b\parallel}|^2 \rangle = |r_{\parallel}t'_{\parallel}|E_0|e^{j(\phi_r+\phi_t+\phi_a)} + t_{\parallel}r'_{\parallel}|E_0|e^{j(\phi_t+\phi_{r'}+\phi_b)}|^2 \\
 I_2 &\sim \langle |E_{a\perp} + E_{b\perp}|^2 \rangle = |r_{\perp}t'_{\perp}|E_0|e^{j(\phi_r+\phi_{t'}+\phi_a+\phi_Q)} + t_{\perp}r'_{\perp}|E_0|e^{j(\phi_t+\phi_{r'}+\phi_b+\phi_Q)}|^2 \\
 I_3 &\sim \langle |E_{a\parallel} + E_{b\perp}|^2 \rangle = |r_{\parallel}r'_{\parallel}|E_0|e^{j(\phi_r+\phi_{r'}+\phi_a)} + t_{\parallel}t'_{\parallel}|E_0|e^{j(\phi_t+\phi_{t'}+\phi_b)}|^2 \\
 I_4 &\sim \langle |E_{a\perp} + E_{b\perp}|^2 \rangle = |r_{\perp}r'_{\perp}|E_0|e^{j(\phi_r+\phi_{r'}+\phi_a+\phi_Q)} + t_{\perp}t'_{\perp}|E_0|e^{j(\phi_t+\phi_{t'}+\phi_b+\phi_Q)}|^2
 \end{aligned} \tag{3.69}$$

soit :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 2I_0 R_{\parallel}T'_{\parallel}[1 + \cos(\phi_a - \phi_b + \varphi_1)] \\
 I_2 &= 2I_0 R_{\perp}T'_{\perp}[1 + \cos(\phi_a - \phi_b + \phi_Q + \varphi_2)] \\
 I_3 &= I_0 [R_{\parallel}R'_{\parallel} + T_{\parallel}T'_{\parallel} + 2r_{\parallel}r'_{\parallel}t_{\parallel}t'_{\parallel}\cos(\phi_a - \phi_b + \varphi_3)] \\
 I_4 &= I_0 [R_{\perp}R'_{\perp} + T_{\perp}T'_{\perp} + 2r_{\perp}r'_{\perp}t_{\perp}t'_{\perp}\cos(\phi_a - \phi_b + \phi_Q + \varphi_4)]
 \end{aligned} \tag{3.70}$$

avec ϕ_Q le déphasage apporté par les lames de quartz entre les deux polarisations. φ_i sont les différents déphasages produits par les surfaces séparatrices :

$$\begin{aligned}
\varphi_1 &= \phi_{r_{\parallel}} + \phi_{t'_{\parallel}} - \phi_{t_{\parallel}} - \phi_{r'_{\parallel}} \cong 0 \\
\varphi_2 &= \phi_{r_{\perp}} + \phi_{t'_{\perp}} - \phi_{t_{\perp}} - \phi_{r'_{\perp}} \cong 0 \\
\varphi_3 &= \phi_{r_{\parallel}} + \phi_{r'_{\parallel}} - \phi_{t_{\parallel}} - \phi_{t'_{\parallel}} \cong \pi \\
\varphi_4 &= \phi_{r_{\perp}} + \phi_{r'_{\perp}} - \phi_{t_{\perp}} - \phi_{t'_{\perp}} \cong \pi
\end{aligned} \tag{3.71}$$

Si nous considérons les surfaces séparatrices parfaitement identiques, nous avons d'une part $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$, et d'autre part $\varphi_3 = \varphi_4 = \pi$ pour des raisons de conservation d'énergie. De plus $t=t'$ et $r=r'$.

Dans ce cas, nous aurions pour les quatre interférogrammes l'expression simplifiée suivante :

$$\begin{aligned}
I_1 &= 2I_0 R_{\parallel} T_{\parallel} [1 + \cos(\phi_a - \phi_b)] \\
I_2 &= 2I_0 R_{\perp} T_{\perp} [1 + \cos(\phi_a - \phi_b + \phi_Q)] \\
I_3 &= I_0 [R_{\parallel}^2 + T_{\parallel}^2 + 2R_{\parallel} T_{\parallel} \cos(\phi_a - \phi_b + \pi)] \\
I_4 &= I_0 [R_{\perp}^2 + T_{\perp}^2 + 2R_{\perp} T_{\perp} \cos(\phi_a - \phi_b + \phi_Q + \pi)]
\end{aligned} \tag{3.72}$$

Idéalement, nous aurions également $R_{\parallel} = R_{\perp} = T_{\parallel} = T_{\perp}$ et $\phi_Q = \pi/2$. Ce qui nous donne :

$$\begin{aligned}
I_1 &= \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\phi)] \\
I_2 &= \frac{I_0}{2} [1 - \sin(\phi)] \\
I_3 &= \frac{I_0}{2} [1 - \cos(\phi)] \\
I_4 &= \frac{I_0}{2} [1 + \sin(\phi)]
\end{aligned} \tag{3.73}$$

Dans la réalité nous verrons que les interférogrammes sont imparfaits. Cela impliquera d'adapter le traitement de données pour extraire correctement la phase.

Nous avons vu ici l'expression des interférogramme dans le cas monochromatique et sur l'axe optique. Voyons maintenant l'expression complète des franges dans le champ de l'instrument. Pour cela il nous faut trouver la valeur de la phase $\phi(\alpha, \beta)$, α et β étant les coordonnées angulaires dans le champ.

3.3.2 Modélisation analytique

L'interféromètre étant formé de plusieurs blocs de verre il faut trouver le chemin optique parcourus par la lumière dans les deux bras et en déduire la différence de marche (DDM) en chaque point du champ. Le Mach-Zehnder fonctionnant sous des angles petits (inférieur au

degré), il est possible de modéliser l'instrument par un certain nombre d'approximations utiles qui faciliteront le calcul de la DDM.

Le Mach-Zehnder est constitué d'un certain nombre de lames à face parallèles, d'espace vide, de lame scindée en deux et de lame de quartz. Nous allons exprimer la différence de marche de chacun de ces éléments puis les rassembler pour en déduire la DDM de l'ensemble.

La différence de marche totale entre la voie a et b (de telle sorte qu'ajouter un élément dans la voie b augmente la différence de marche) est égale à la DDM du MZ à vide plus la DDM de la lame B2 la DDM des lames de quartz moins la DDM de la lame scindée en deux :

$$\delta_{total} = \delta_{MZ\ vide} + \delta_{B2} + \delta_{Q12} - \delta_{B1B3} \quad (3.74)$$

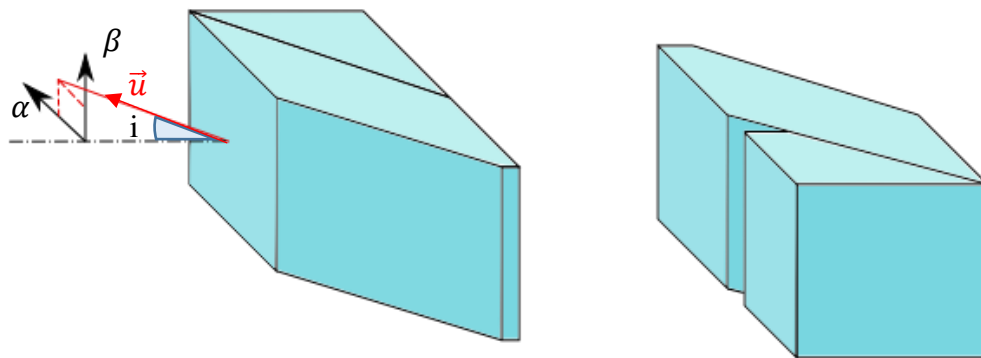


Figure 3-18. Schéma du Mach-Zehnder à vide en perspective avec le système de coordonnées, le vecteur unitaire u du rayon incident représenté en rouge, avec α et β sont les angles petits angles pour se repérer dans le champ avec $i^2 = \alpha^2 + \beta^2$.

Lame à face parallèle et lame vide

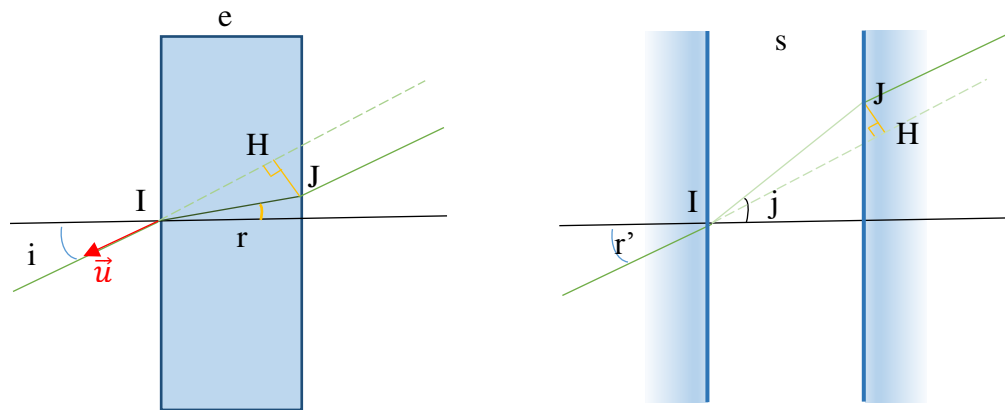


Figure 3-19. Schéma de la lame à face parallèle (à gauche) et de la lame vide entre deux verres de même indice (à droite)

La différence de marche d'une lame parallèle s'écrit :

$$\delta_{LP} = n[IJ] - [IH] = \frac{e}{\cos r} [n - \cos(i - r)] = e(n \cos r - \cos i) \quad (3.75)$$

Avec i l'angle du rayon incident par rapport à la normale de la surface incidente et r l'angle du rayon réfracté.

Pour les petits angles nous pouvons écrire :

$$\cos r \cong \sqrt{1 - r^2} \quad \text{et} \quad \sin i \cong i \cong nr \quad (3.76)$$

D'où

$$n \cos r \cong \sqrt{n^2 - i^2} \quad \text{et} \quad \cos i \cong \sqrt{1 - i^2} \quad (3.77)$$

L'angle i peut s'écrire en fonction des angles α et β

Soit :

$$\delta_{LP} \cong e \left(\sqrt{n^2 - i^2} - \sqrt{1 - i^2} \right) = e \left(\sqrt{n^2 - \alpha^2 - \beta^2} - \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \right) \quad (3.78)$$

L'angle i étant petit il peut s'exprimer par $i^2 = \alpha^2 + \beta^2$, α et β correspondant aux petits angles azimutaux du rayon de lumière à l'entrée de l'instrument par rapport à l'axe optique (Figure 3-18) et donc également aux coordonnées du vecteur unité du rayon incident.

De la même manière, on démontre que la différence de marche introduit par un espace vide à face parallèle s'écrit :

$$\delta_{LPV} = s(\cos j - n \cos r') = s(\sqrt{1 - j^2} - \sqrt{n^2 - j^2}) \quad (3.79)$$

Lames inclinées

La différence de marche d'une lame à face parallèle inclinée se trouve par un simple changement de repère associée à la normale de la surface incidente :

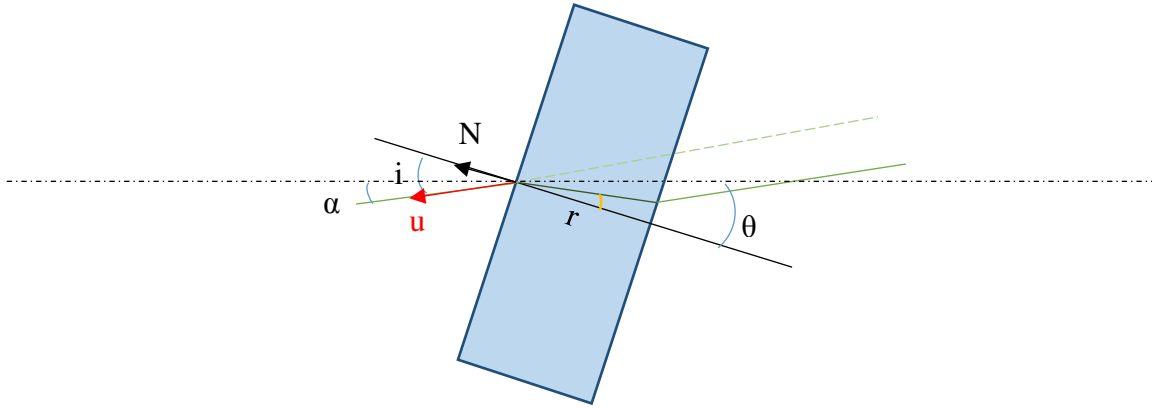


Figure 3-20. Lame parallèle inclinée d'un angle θ (qui est ici négatif).

La différence de marche s' exprime toujours par :

$$\delta_{LPI} = e(n \cos r - \cos i) \quad (3.80)$$

Il faut juste exprimer $n \cos r$ et $\cos i$ en fonction de θ . Pour cela considérons le vecteur unitaire \vec{u} du rayon incident et procédons à une rotation.

Avant inclinaison, nous avons :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \cos i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \sqrt{1 - i^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \end{pmatrix} \quad (3.81)$$

Après inclinaison, nous avons dans le repère de la face incidente :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \end{pmatrix} \quad (3.82)$$

sachant que

$$n \cos r \cong \sqrt{n^2 - \alpha'^2 - \beta'^2} \quad (3.83)$$

On en déduit après calcul que :

$$n \cos r \cong \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta - \alpha^2 \cos 2\theta - \beta^2 \cos^2 \theta + \alpha \sin 2\theta \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}} \quad (3.84)$$

$$\cos i = \gamma' = \alpha \sin \theta + \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \cos \theta \quad (3.85)$$

Lame inclinée scindée en deux :

La différence de marche produit par une lame inclinée scindée en deux est équivalente à la DDM d'une lame inclinée plus une lame vide :

$$\delta_{LS2} = \delta_{LPI} + \delta_{LPV} = E(n \cos r - \cos i) + s(\cos j - n \cos r') \quad (3.86)$$

Le premier terme étant connue, tout le problème va être d'exprimer j et r' en fonction de α et β .

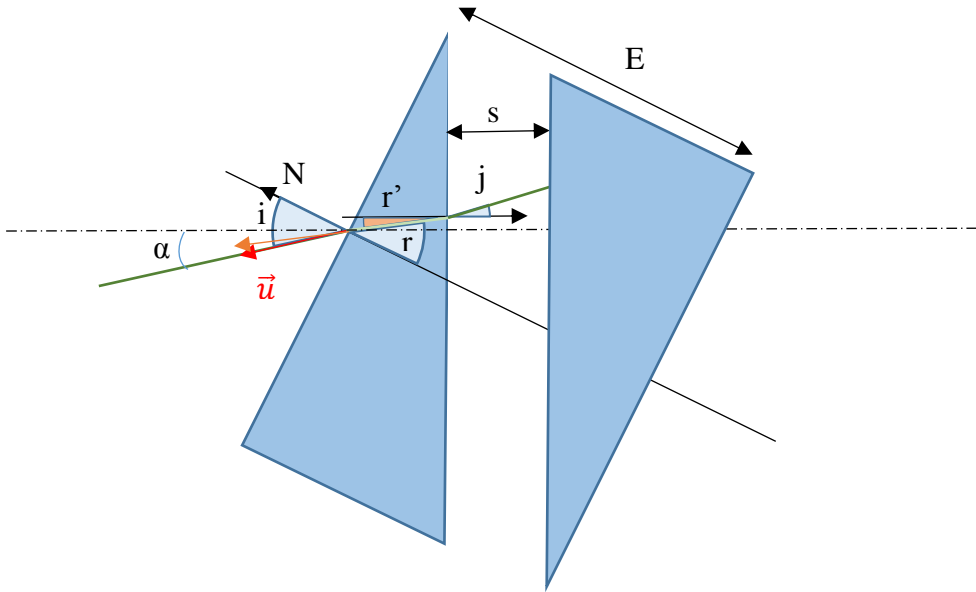


Figure 3-21. Figure correspondant à la lame inclinée scindée en deux.

En reprenant l'équation (3.8) nous avons, pour le vecteur unité \vec{u} pour le repère associé à la normale de la surface incidente :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \alpha \cos \theta - \sin \theta \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \\ \beta \\ \alpha \sin \theta + \cos \theta \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \end{pmatrix} \quad (3.87)$$

La loi de réfraction aux petits angles nous donne :

$$i = nr \text{ Soit } u_{r_x} = u_x/n, u_{r_y} = u_y/n \text{ et } u_{r_z} = \cos r \quad (3.88)$$

La valeur de $\cos r$ est donnée par l'équation (3.84). D'où :

$$\vec{u}_r = \begin{pmatrix} \frac{\alpha \cos \theta - \sin \theta \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}}{n} \\ \beta/n \\ \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 \theta - \alpha^2 \cos 2\theta - \beta^2 \cos^2 \theta + \alpha \sin 2\theta \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}}{n}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} \quad (3.89)$$

Le vecteur u_r est donné par rapport à la normale de la face d'entrée, pour déterminer l'angle j , il nous faut exprimer l'angle r' par rapport à la normale de la face de sortie du prisme, nous changeons donc encore de repère en opérant une rotation de θ dans le sens horaire. Le vecteur unité v porté par le rayon réfracté dans le repère de la surface de sortie du prisme s'écrira donc :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \cos \theta + c \sin \theta \\ b \\ c \cos \theta - a \sin \theta \end{pmatrix} \quad (3.90)$$

Nous avons donc :

$$n\gamma' = n \cos r' = n(c \cos \theta - a \sin \theta) \quad (3.91)$$

Il ne reste plus qu'à exprimer le vecteur w porté par le rayon réfracté en sortie du prisme. La loi de réfraction nous donne $w_x = n v_x$ et $w_y = n v_y$:

$$\vec{w} = \begin{pmatrix} n\alpha' \\ n\beta' \\ \sqrt{1 - (n\alpha')^2 - (n\beta')^2} \end{pmatrix} \quad (3.92)$$

$$\cos j = \sqrt{1 - (n\alpha')^2 - (n\beta')^2} = \sqrt{1 - (na \cos \theta + nc \sin \theta)^2 - \beta^2} \quad (3.93)$$

La différence de marche introduit par une lame scindée en deux de l'équation (3.86) est donc entièrement définie par les équations (3.84), (3.85), (3.91), (3.93) :

Lame de quartz

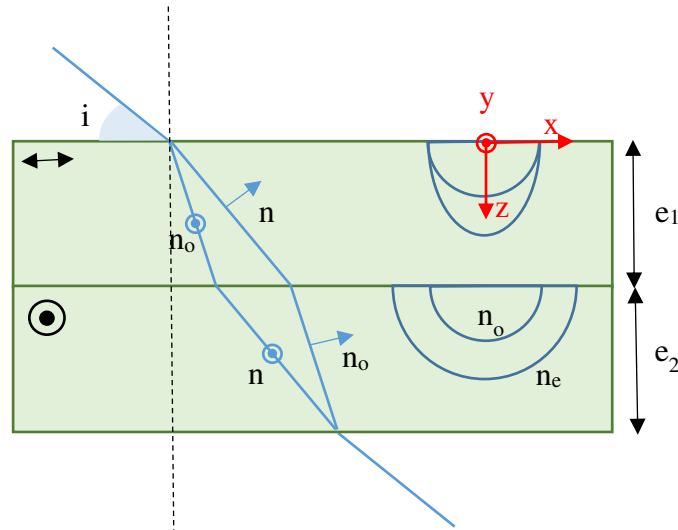


Figure 3-22. Lames de Quartz ($e_2 > e_1$)

Les deux lames de quartz ont pour but d'introduire un déphasage de $\pi/2$ entre les deux composantes de polarisation rectiligne de la lumière. Pour cela on exploite les propriétés biréfringentes du matériau, c'est-à-dire le fait que l'indice de réfraction dépend de l'orientation de la polarisation de la lumière par rapport à un axe du cristal de quartz. Il serait théoriquement possible d'utiliser une seule lame de quartz très fine mais pour des raisons pratiques deux lames accolées sont utilisées avec les axes optiques croisés, ce qui est équivalent à une seule lame d'épaisseur égale à la différence d'épaisseur des deux lames accolées. Cette configuration donne de plus l'opportunité éventuelle d'ajuster la température de stabilité du Mach-Zehnder (décrit dans la section 3.2.4) par l'ajustement de l'épaisseur des lames de quartz (et de la lame B2).

Les axes optiques des lames de quartz étant croisées, nous avons en incidence normale :

$$\begin{aligned}\delta_{\perp} &= e_1 n_o + e_2 n_e \\ \delta_{\parallel} &= e_1 n_e + e_2 n_o\end{aligned}\quad (3.94)$$

avec n_o l'indice ordinaire du quartz rattaché à une polarisation perpendiculaire à l'axe optique du cristal et n_e l'indice extraordinaire du quartz rattaché à une polarisation parallèle à l'axe optique.

En sortie des deux lames nous avons donc une différence de marche relative de :

$$\delta_{\perp} - \delta_{\parallel} = e_1(n_o - n_e) + e_2(n_e - n_o) = \Delta n \Delta e = \frac{\lambda}{4}\quad (3.95)$$

Pour le quartz $\Delta n = 0.00927$ ($n_e = 1.5479$, $n_e > n_o$) ce qui nous donne à la longueur d'onde de fonctionnement $\Delta e = 14.0 \mu\text{m}$ ($e_1 = 4820 \mu\text{m}$, $e_2 > e_1$).

Cette différence de marche n'est toutefois valable qu'en incidence normale. Pour généraliser son expression en fonction des angles d'incidence quelconques, il faut tenir compte de l'ellipsoïde des indices (Born et al., 2000).

L'ellipsoïde des indices s'écrit pour la première lame de quartz :

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2 + z^2}{n_e^2} = 1 \quad (3.96)$$

L'indice de réfraction n_{\perp} associé à la polarisation perpendiculaire à l'axe optique du cristal est égal à n_o . L'indice de réfraction n_{\parallel} associé à la polarisation parallèle à l'axe optique est égal à $n = x^2 + y^2 + z^2$.

$$n^2 = n_e^2 + x^2 \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) \quad (3.97)$$

Pour la deuxième lame il suffit de permuter x et y :

$$n'^2 = n_e^2 + y^2 \left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2} \right) \quad (3.98)$$

Nous pouvons alors écrire la différence de marche introduit par chaque lame de quartz pour les deux polarisations :

$$\begin{aligned} \delta_{Q1_{\perp}} &= e_1 \left(\sqrt{n_o^2 - \alpha^2 - \beta^2} - \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \right) \\ \delta_{Q2_{\perp}} &= e_2 \left(\sqrt{n'^2 - \alpha^2 - \beta^2} - \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \right) \\ \delta_{Q1_{\parallel}} &= e_1 \left(\sqrt{n^2 - \alpha^2 - \beta^2} - \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \right) \\ \delta_{Q2_{\parallel}} &= e_2 \left(\sqrt{n_o^2 - \alpha^2 - \beta^2} - \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \right) \end{aligned} \quad (3.99)$$

Soit une différence de marche entre les deux polarisations de :

$$\delta_Q = \delta_{\perp} - \delta_{\parallel} = \delta_{Q1_{\perp}} + \delta_{Q2_{\perp}} - \delta_{Q1_{\parallel}} - \delta_{Q2_{\parallel}} \quad (3.100)$$

$$\delta_Q = e_2 \sqrt{n'^2 - \alpha^2 - \beta^2} - e_1 \sqrt{n^2 - \alpha^2 - \beta^2} - (e_2 - e_1) \sqrt{n_o^2 - \alpha^2 - \beta^2} \quad (3.101)$$

Pour les petits angles on peut écrire $x=\alpha$ et $y=\beta$ soit :

$$\begin{aligned} \delta_Q &= e_2 \sqrt{n_e^2 \left(1 - \frac{\beta^2}{n_o^2} \right) - \alpha^2} - e_1 \sqrt{n_e^2 \left(1 - \frac{\alpha^2}{n_o^2} \right) - \beta^2} \\ &\quad - (e_2 - e_1) \sqrt{n_o^2 - \alpha^2 - \beta^2} \end{aligned} \quad (3.102)$$

La Figure 3-23 montre la différence de marche entre les deux polarisations produit par les lames de quartz dans le champ de l'instrument qui est ici de $\pm 1.6^\circ$.

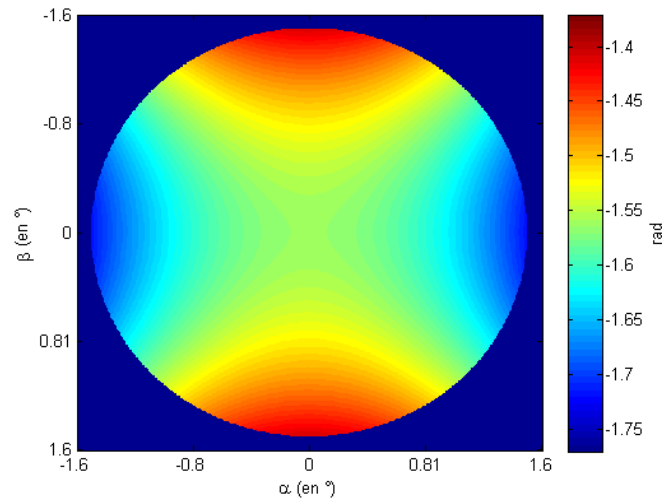


Figure 3-23. Illustration de la différence de marche relative entre les deux polarisations après le passage dans la lame quart d'onde dans le champ, exprimé en longueur d'ondes.

MZ à vide

Pour calculer la différence de marche du Mach-Zehnder à vide nous pouvons nous appuyer sur une équivalence. On introduit entre les deux faisceaux un décalage de E en translation selon l'axe et un décalage en position perpendiculairement à l'axe :

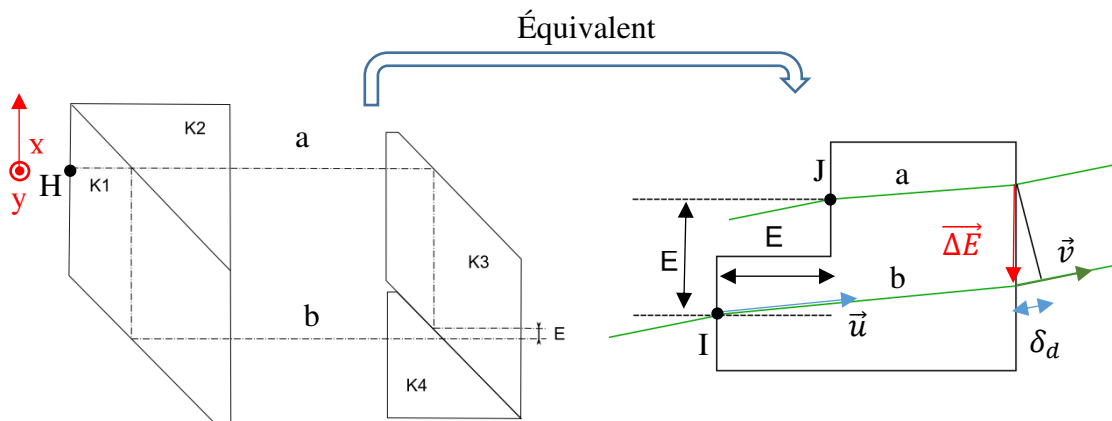


Figure 3-24. Le parcours des deux rayons a et b dans le Mach-Zehnder à vide (à gauche) est équivalent au parcours dans un bloc de verre plus simple (à droite). Les points I et J de l'image de droite correspondent au point H de l'image de gauche.

La différence de marche du MZ à vide correspond d'une part à la différence de marche résultant de la différence d'épaisseur de verre parcourus (δ_v) et d'autre part au décalage des faisceaux au niveau de la surface de sortie (δ_d).

$$\delta_{MZ \text{ vide}} = \delta_v + \delta_d \quad (3.103)$$

Par rapport à la voie a, le rayon de la voie b parcourt dans le verre une longueur supplémentaire équivalente à la distance [IJ] de la Figure 3-19, nous avons donc :

$$\delta_v = \delta_b - \delta_a = \frac{nE}{\cos r} = \frac{n^2 E}{\sqrt{n^2 - i^2}} = \frac{n^2 E}{\sqrt{n^2 - \alpha^2 - \beta^2}} \quad (3.104)$$

Pour le retard résultant du décalage en sortie nous avons :

$$\delta_d = \overline{\Delta E} \cdot \vec{v} \quad (3.105)$$

Le vecteur $\overline{\Delta E}$ représente la distance entre les deux points de sortie des rayons a et b. La composante y de ce vecteur est identique à celle du vecteur \vec{u}' de même direction que le vecteur \vec{u} porté par le rayon réfracté, mais dont la composante u_z est égale à E. Il en est de même pour la composante x à ceci près qu'il faut ajouter de décalage E. \vec{v} est le vecteur d'entrée et de sortie. On a alors :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} -\alpha \\ -\beta \\ \sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2} \end{pmatrix} \quad \vec{u} = \begin{pmatrix} -\alpha/n \\ -\beta/n \\ \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{n^2}} \end{pmatrix} \quad \overline{\Delta E} = - \begin{pmatrix} E + \frac{E}{u_z} u_x \\ \frac{E}{u_z} u_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.106)$$

Ce qui nous donne :

$$\delta_d = E \left(\alpha - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{n^2 - \alpha^2 - \beta^2}} \right) \quad (3.107)$$

Soit

$$\delta_{MZ\ vide} = E \left(\alpha + \sqrt{n^2 - \alpha^2 - \beta^2} \right) \quad (3.108)$$

Calcul de la différence de marche totale du Mach Zehnder

La différence de marche totale du Mach-Zehnder complet donné par l'équation(3.76) est donc entièrement définie connaissant la dimension des différentes lames le constituant.

$$\begin{aligned} \Delta &= \delta_{MZ\ vide} + \delta_{B2} + \delta_{Q12} - \delta_{B1B3} \\ &= \delta_{MZ\ vide}(n_k, E) + \delta_{LPI}(n_b, E_{B2}, \theta_{B2}) + \delta_{LPQ1}(n_e, n_o, E_{Q1}) \\ &\quad + \delta_{LPQ2}(n_e, n_o, E_{Q2}) - \delta_{LS2}(n_b, E_{B13}) \end{aligned} \quad (3.109)$$

Mais avant de donner la valeur de ces dimensions, décrivons plus précisément la lame scindée en deux. La lame B3, seconde partie de la lame scindée en deux, est réglable avec plusieurs degrés de liberté par un support mécanique, ce réglage permet notamment de choisir l'espace

vide (noté s) et sa position latérale (noté Δy) et son inclinaison. Sa forme exacte est précisée sur la Figure 3-25.

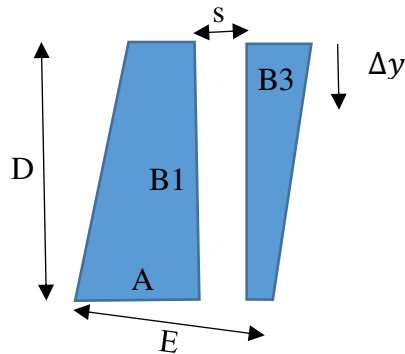


Figure 3-25. Lame scindée en deux

s peut être réglé sur une plage de valeur comprise entre 0 et 3mm et Δy entre 0 et 5.76 mm.

L'épaisseur E peut être exprimé en fonction des longueurs E_0 , s , Δy et θ (négatif pour l'inclinaison de la lame scindé en deux) par :

$$E = E_{B13} = E_0 + s \cos \theta - \Delta y \sin \theta \quad (3.110)$$

avec E_0 la largeur de la lame scindée en deux lorsque $s=0$ et $\Delta y=0$.

L'effet de de ces différents réglages sont les suivants : l'écartement s entre les lames a pour effet principal de modifier l'écartement entre les deux pupilles en sortie du MZ et donc l'interfrange des franges dans le champ de l'instrument (si la valeur de s croît l'interfrange diminue). Le décalage Δy a pour effet de modifier la différence de marche d'une valeur égale à $d\delta = -\sin \theta (\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} - \cos \theta) \Delta y$ soit $0.0917 \Delta y$ ce qui permet un réglage précis de la différence de marche de fonctionnement de l'instrument. L'inclinaison de la lame B3 est également réglable dans le but de compenser d'éventuels défauts de parallélisme de l'ensemble des faces planes du Mach-Zehnder, L'effet de l'inclinaison n'est pas pris en compte dans ce modèle analytique. Le modèle vectoriel décrit dans la section 3.2.3 en tient compte.

Tableau 3-5. Paramètres des pièces optiques du MZ. Les valeurs en italiques sont des valeurs réglables.

Pièce de verre	Dimension (μm)	Inclinaison	Type de Verre	Indice (λ_0, T_0)
MZ à vide	$E = 2000$	-	K5G20	$n_k=1.5277$
B2	$E_{B2}=10510$	$\theta_{B2}=10^\circ$	BK7G18	$n_b= 1.5229$
Q1	$E_{Q1}=4820$	-	Quartz	$n_e=1.5572$ $n_o=1.5479$
Q2	$E_{Q2}=4834$	-	Quartz	//
B1+B3	$E_0=16000$ <i>$s = 1500 (700)$</i> <i>$\Delta y=5758 (5100)$</i>	$\theta_{B13}= - 10^\circ$	BK7G18	$n_b=1.5229$

Le Tableau 3-5 résume les dimensions et les réglages utilisés pour les différentes parties de MZ effectuées en 2015. Les valeurs entre parenthèses correspondent à celles de 2016. Ces valeurs ayant une incertitude, la différence de marche que donne le modèle à partir de ces paramètres aura une précision de l'ordre de 25 μm .

En incorporant ces valeurs dans l'expression de la différence de marche du Mach-Zehnder, nous trouvons les valeurs de celle-ci en fonction des angles α et β illustrées dans la Figure 3-26.

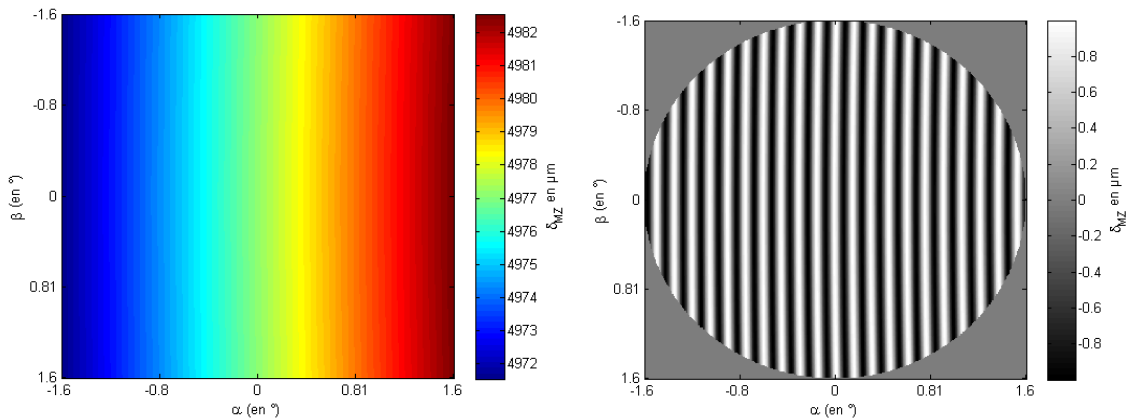


Figure 3-26. Différence de marche de l'instrument (à gauche) et l'aspect des franges correspondant dans le champ. L'interfrange est ici de l'ordre de 20 px (configuration de 2015)

La valeur de la différence de marche au centre du champ est de 5976 μm (5034 μm pour le second réglage). L'évolution de la phase est pratiquement linéaire dans le champ, la Figure 3-27 montre l'écart entre cette carte de phase et son ajustement à un plan pour une polarisation donnée. Cet écart ne dépasse pas 0.2 radian, soit 3% de 2π , d'où l'aspect régulier de l'interférogramme. Cette régularité est un des avantages de DSI par rapport à l'instrument SYMPA (pour le traitement des données) où l'écart pouvait atteindre plusieurs fois 2π .

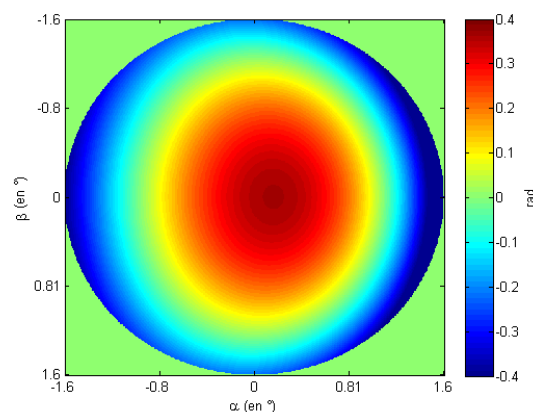


Figure 3-27. Ecart de la phase par rapport à un model plan dans le champ.

Les effets d'une variation de l'espace vide de la lame scindée en deux (d_s) et de la position de la lame mobile $d\Delta y$ sur la différence de marche s'exprime par l'équation suivante :

$$d\Delta = -0.09168\Delta y + 0.00421ds \quad (3.111)$$

Remarquons que changer l'espace vide de la lame scindée en deux a également un effet sur la différence de marche, mais celui-ci est de quelques μm seulement contre plus de $500\mu\text{m}$ avec Δy .

Effet chromatique

Si nous tenons compte de la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde (détaillé dans la section suivante) pour le calcul de la différence de marche de l'équation (3.110) et que nous calculons l'interférogramme par l'équation (3.39), nous retrouvons bien le décalage prévu (Figure 3-28).

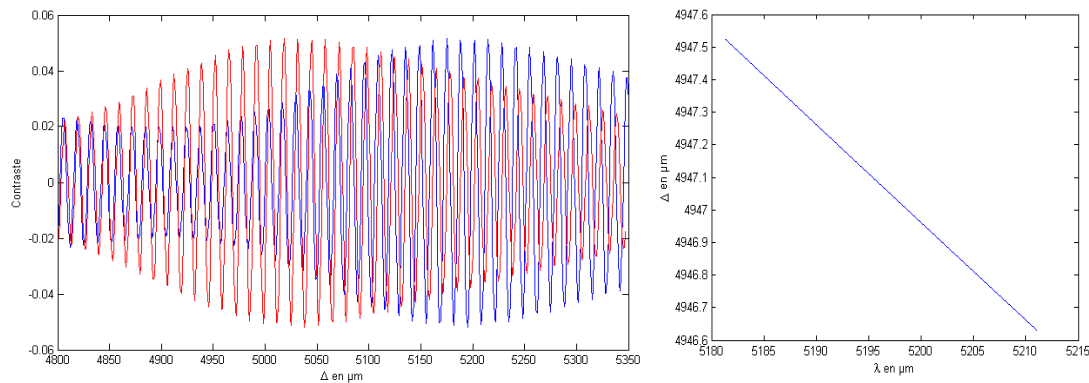


Figure 3-28. A gauche : calcul de l'interférogramme en tenant compte de l'effet chromatique (en rouge) et sans tenir compte de cet effet (en bleu). A droite : différence de marche en fonction de la longueur d'onde.

3.3.3 Modélisation vectorielle

Pour tenir compte de certains défauts du Mach-Zehnder et aider à mieux comprendre certaines mesures trouvées en laboratoire, j'ai conçu un petit modèle vectoriel de l'instrument pouvant tenir compte notamment d'un défaut de parallélisme des surfaces optiques. Ce modèle calcule la trajectoire exacte des rayons à travers une série de dioptries plan ainsi que le chemin optique.

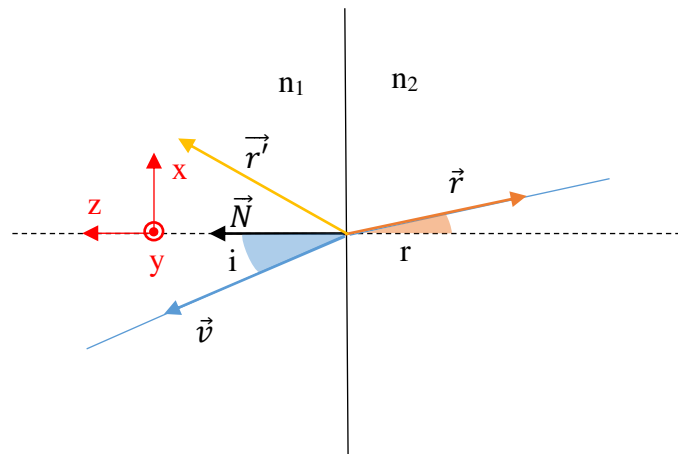


Figure 3-29 Illustration des vecteurs intervenant dans le calcul de la réfraction du dioptre plan

Nous pouvons exprimer la loi de Descartes de manière purement vectorielle en remarquant que :

$$\vec{v} \cdot \vec{N} = \cos i \quad \text{et} \quad \|\vec{v} \wedge \vec{N}\| = \sin i \quad (3.112)$$

Il en découle une expression du vecteur de réfraction :

$$\vec{r} = \vec{v} + \eta \vec{N} \quad (3.113)$$

avec :

$$\eta = \frac{\|\vec{v} \wedge \vec{N}\|}{\tan \left[\sin^{-1} \left(\frac{n_1}{n_2} \|\vec{v} \wedge \vec{N}\| \right) \right]} \quad (3.114)$$

Et pour le vecteur de réflexion :

$$\vec{r}' = \vec{v} - 2(\vec{v} \cdot \vec{N}) \cdot \vec{N} \quad (3.115)$$

La simulation part d'un ensemble de vecteurs correspondant aux trajectoires d'un bouquet de rayons incidents explorant tout le champ (seul les angles sont explorés, car on considère les surfaces de réfraction parfaitement planes). Pour chaque vecteur initial, on aura donc :

- Un point d'ancrage de départ
- Un angle dans le champ

Le point de départ est le même pour tous les vecteurs et correspondra ici au centre de la surface d'entrée du MZ.

Ainsi connaissant la position de chaque dioptré plan du Mach Zehnder (matérialisé par le point d'intersection entre l'axe optique et le dioptré plan lui-même) et son inclinaison (matérialisé par le vecteur normal pouvant subir trois angles de rotation autour d'un point défini), il est possible de connaître le rayon sortant correspondant au rayon entrant ainsi que le chemin optique du trajet complet.

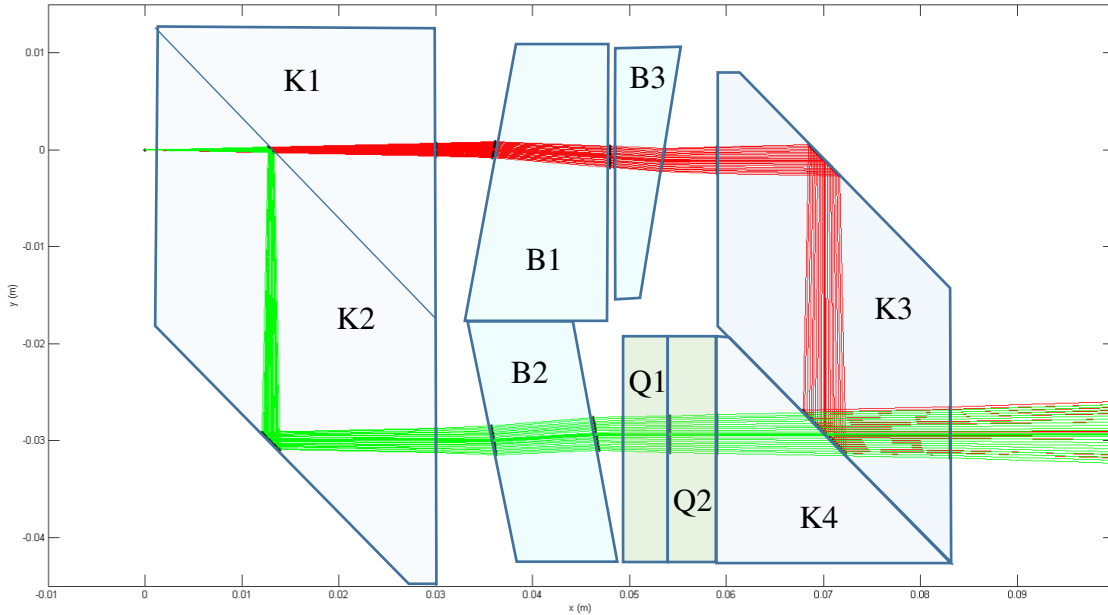


Figure 3-30. Illustration des rayons lumineux parcourant les deux bras du Mach-Zehnder pour la sortie 0° .

Nous avons donc la possibilité, à l'aide d'un script écrit ici en Matlab, de connaître pour chaque angle du rayon entrant la différence de marche entre les deux voies du Mach-Zehnder et de confirmer les cartes de différence de marche théorique dans le champ de l'instrument.

Avec cet outil, il est désormais possible de voir par exemple les effets que peuvent avoir des défauts de parallélismes et leurs compensations par l'inclinaison de la lame B3, ce qui sera utile pour comprendre les résultats lors des réglages en laboratoire.

Notons qu'il est également possible de tenir compte de la baisse de contraste produit par un défaut de parallélisme des deux ondes planes interférant en sortie du Mach-Zehnder. Pour cela il suffit de remarquer que le résultat de l'interférence (pour une direction donnée) va dépendre de l'ensemble des différences de marche entre les deux fronts d'onde dans le plan pupille. Ainsi, si les deux fronts d'onde sont tiltés d'un angle θ nous avons pour le contraste des franges :

$$C = \frac{1}{\int_0^1 \sqrt{1-x^2} dx} \int_0^1 \sqrt{1-x^2} \cos\left(\frac{x\pi D\theta}{\lambda}\right) dx \quad (3.116)$$

D étant le diamètre de la pupille. Par exemple, un tilt de $2''$ d'arc pour une pupille de 7 mm de diamètre implique une baisse de contraste de 2%.

En faisant ce calcul pour chaque point du champ nous obtenons une carte de contraste.

Comparaison avec le modèle analytique :

En soustrayant la carte de phase $\left(\frac{2\pi\delta(\alpha,\beta)}{\lambda}\right)$ analytique avec la carte obtenue par le modèle vectoriel, on constate des différences allant jusqu'à 10^{-2} radian (Figure 3-31). Cela montre que le

modèle analytique ne peut pas reproduire précisément l'ensemble de la propagation optique. Dans les faits, ce modèle ne sera pas utilisé pour le traitement des données, puisqu'on calibre la réponse instrumentale. Le but était ici de caractériser théoriquement l'instrument dans les grandes lignes pour comprendre son fonctionnement et les conséquences des défauts optiques.

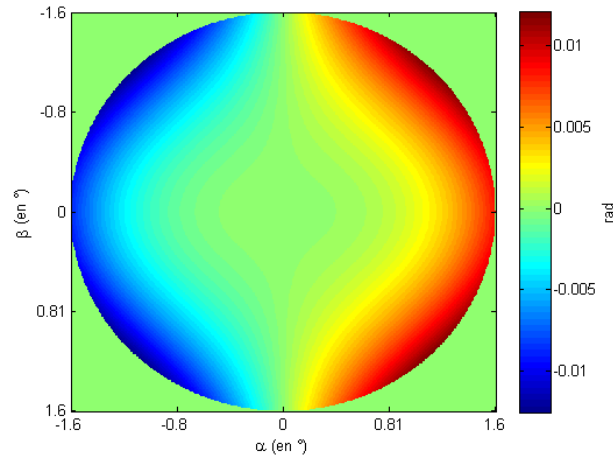


Figure 3-31. Soustraction de la carte de phase du modèle analytique et du modèle vectoriel.

Introduction d'un défaut de parallélisme et effet de sa compensation par la lame B3 :

Introduisons par exemple un défaut de parallélisme de 24" d'arc sur la face de sortie de K1 et essayons de compenser ce défaut en inclinant la lame B3. Le meilleur résultat s'obtient en inclinant la lame B3 de 0.52°, on constate alors que le contraste est relativement préservé au centre du champ mais avec une perte au bord (Figure 3-32 et Figure 3-33).

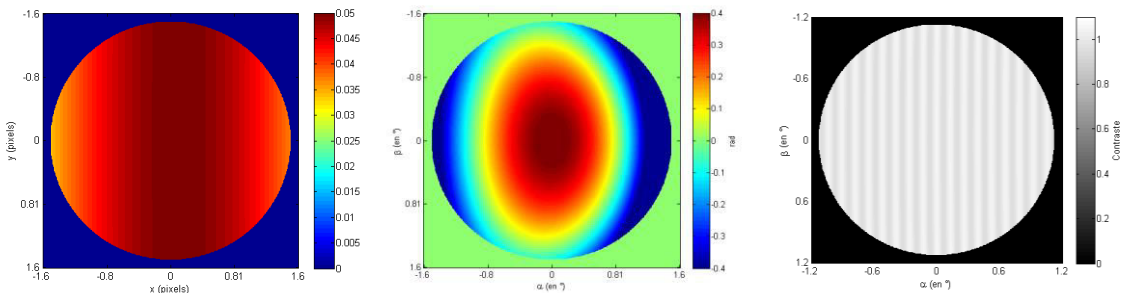


Figure 3-32. Simulation vectorielle avec une inclinaison de 24" d'arc de la surface de sortie K1 et compensation par une inclinaison de la lame B3. A gauche : carte de contraste. Au centre : écart de la carte de phase par rapport à un plan. A droite : aspect des franges d'interférence.

Une inclinaison de la face de sortie de K1 sur les deux axes (24" sur un axe et 15" sur l'autre axe) compensée par une inclinaison adéquate de la lame B3 (de l'ordre de 0.5° sur les deux axes) peut produire une inclinaison des franges dans le champ (Figure 3-33).

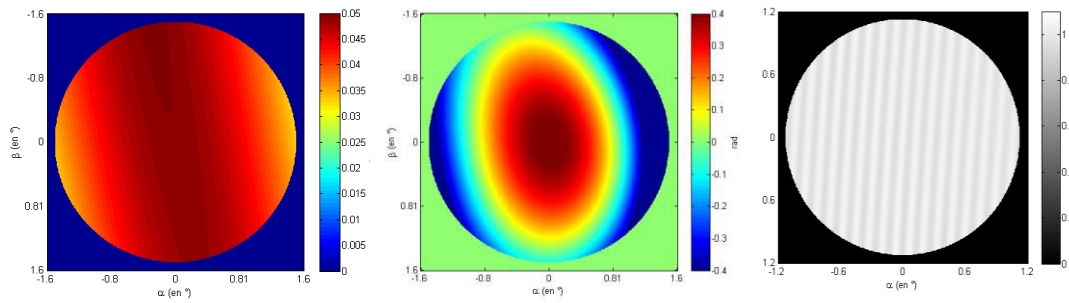


Figure 3-33. Effet d'une inclinaison sur deux axes de la surface de sortie de K1 après compensation par une inclinaison de la lame B3. A gauche : carte de contraste. Au centre : écart de la carte de phase par rapport à un plan. A droite : aspect des franges d'interférence.

3.3.4 Point de stabilité thermique

L'instrument a été conçu dès le départ avec l'idée d'exploiter les différentes propriétés des matériaux dépendant de la température (coefficient de dilatation thermique et indice des verres) pour faire en sorte qu'elles se neutralisent entre elles en garantissant ainsi une stabilité thermique de la différence de marche de l'instrument.

La variation d'épaisseur du verre avec la température s'écrit :

$$\delta e = e[1 + \mu(T - T_0)] \quad (3.117)$$

avec μ le coefficient de dilatation du matériau, e l'épaisseur à la température T_0 et T la température courante.

L'indice du verre dépend à la fois de la longueur d'onde et de la température :

$$n = n_0(\lambda) + \Delta n(\Delta T, \lambda) \quad (3.118)$$

avec n_0 l'indice du verre à T_0 (20°C) et Δn la variation de cet indice pour une variation de température de $\Delta T = T - T_0$. Le fabricant des verres (Schott) fournit les indices des verres à T_0 relatif à l'indice de l'air pour six longueurs d'ondes. Ces valeurs permettent par ajustement de déterminer les cinq paramètres du polynôme donnant l'indice du verre pour une longueur d'onde quelconque (3.119). Le Mach-Zehnder étant placé dans le vide, il est nécessaire de corriger la valeur mesurée par l'indice de l'air (Bach and Neuroth, 2012), nous avons donc :

$$n(\lambda, T_0) = n_{air}(\lambda, T_0, P_0)(A_0 + A_1\lambda^2 + A_2\lambda^{-2} + A_3\lambda^{-6} + A_4\lambda^{-8}) \quad (3.119)$$

avec n_{air} l'indice de l'air à T_0 (20°C) et à la pression normale (760 mmHg) en fonction de la longueur d'onde :

$$\begin{aligned}
n_{air}(\lambda, T_0) &= 1 + \alpha(n_{air}(\lambda, T = 15^\circ\text{C}) - 1) \\
&= 1 + \alpha 10^{-8} \left[6432.8 + \frac{2949810\lambda^2}{146\lambda^2 - 1} + \frac{25540\lambda^2}{41\lambda^2 - 1} \right] \quad (3.120)
\end{aligned}$$

avec λ la longueur d'onde en μm et α le coefficient reliant l'indice à $T=15^\circ\text{C}$ et l'indice à $T=T_0=20^\circ\text{C}$, $\alpha=0.9829$ pour $T=T_0$ et $P=P_0$:

$$\alpha = \frac{P/P_0}{1 + 3.4785 \cdot 10^{-3}(T - 15)} \quad (3.121)$$

Le calcul de la variation Δn de l'indice du verre avec la température est donné par le SCHOTT Zemax catalog 2015-07-22 :

$$\Delta n(\lambda, T) = \Delta T \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2n(\lambda, T_0)} \left[D_0 + 2D_1\Delta T + 3D_2\Delta T^2 + \frac{E_0 + 2E_1\Delta T}{\lambda^2 - \lambda_K^2} \right] \quad (3.122)$$

avec $\Delta T=T-T_0$, D_i , E_i et λ_K les coefficients propres au matériau (Tableau 3-6).

Tableau 3-6. Coefficients des verres du Mach-Zehnder

Coefficients	BK5G20	BK7G18	Quartz : n_o	Quartz : n_e
A_0	2.28599490	2.34687099	2.35676495	2.38421862
A_1	-8.2774312e-3	-0.0563558	-1.13996924e-2	-1.20653449e-2
A_2	1.2379218e-2	-0.02906611	1.08741656e-2	1.1013843e-2
A_3	2.1815989e-4	0.01152503	3.32066914e-5	1.2886313e-4
A_4	3.456783e-7	-0.00158032	1.08609346e-5	1.68747314e-7
A_5	4.6160576e-7	8.63e-05	-3.10123984e-7	4.92022338e-8
D_0	-2.22e-6	1.52e-06	-1.487e-5	-1.638e-5
D_1	8.45e-9	1.37e-08	0	0
D_2	-3.31e-11	-1.26e-11	0	0
E_0	5.44e-7	4.36e-07	0	0
E_1	4.95e-10	4.17e-10	0	0
λ_0	0.214	0.194	0	0
M	9e-6	7e-6	13.4e-6	13.4e-6

Si nous insérons ces valeurs dans le modèle du Mach-Zehnder, nous pouvons estimer la température de stabilité. La Figure 3-34 montre l'évolution de la différence de marche obtenue par le modèle analytique en fonction de la température. L'extremum de la courbe, correspondant au point de stabilité, se situe à une température de -6°C . La sensibilité à la variation de température ($d\phi/dT$) autour de 20°C est de 0.022 rad/K ou $1.3^\circ/\text{K}$. Le Mach-Zehnder étant stabilisé à 0.1K près, nous devrions constater des fluctuations de phase inférieures à $2 \cdot 10^{-3}$ radians, avec des temps caractéristiques de plusieurs heures. Il est théoriquement possible de modifier ce point de stabilité afin de se ramener au point de fonctionnement (qui est autour de 20°C). Pour cela, il faudrait retailler les lames de quartz et la lame B2. Il a été finalement décidé de ne pas retailler les verres, d'une part parce que la sensibilité reste faible et confinée à des fréquences temporelles très basses et d'autre part parce que nous avons constaté que les

fluctuations de phases étaient dominées par d'autres phénomènes liés probablement au support de la lame B3 (voir section 4.4.1)

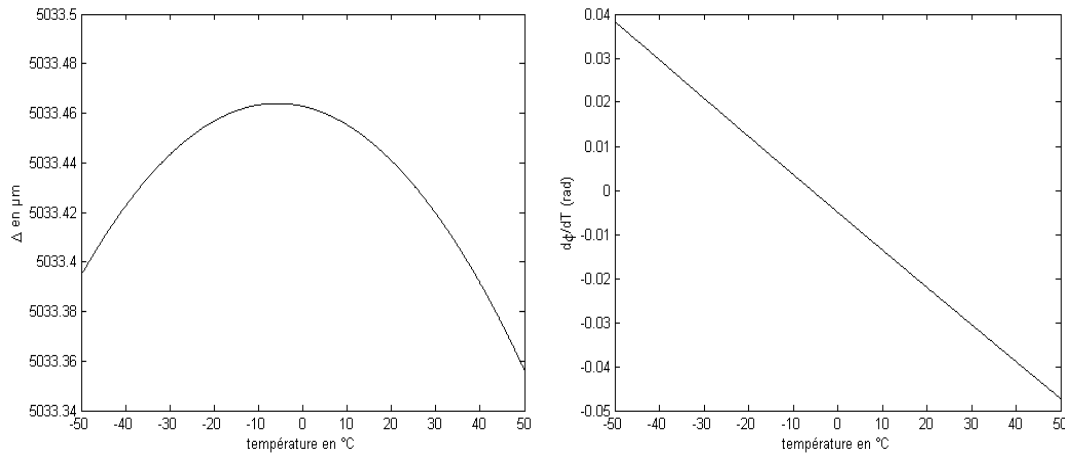


Figure 3-34. A gauche : Evolution de la différence de marche avec la température. A droite : sensibilité à la variation de la température en radian.

Profitons de cette section pour tracer la différence de marche en fonction de la longueur d'onde autour de λ_0 (Figure 3-35). Cette courbe est linéaire dans la bande passante du filtre (1nm), ce qui nous permet d'écrire $\Delta = \Delta_0 + \alpha\lambda$ avec $\alpha = -300 \mu\text{m}/\mu\text{m}$. Nous nous servirons de cette courbe pour étalonner la différence de marche dans le chapitre suivant, concernant la caractérisation en laboratoire.

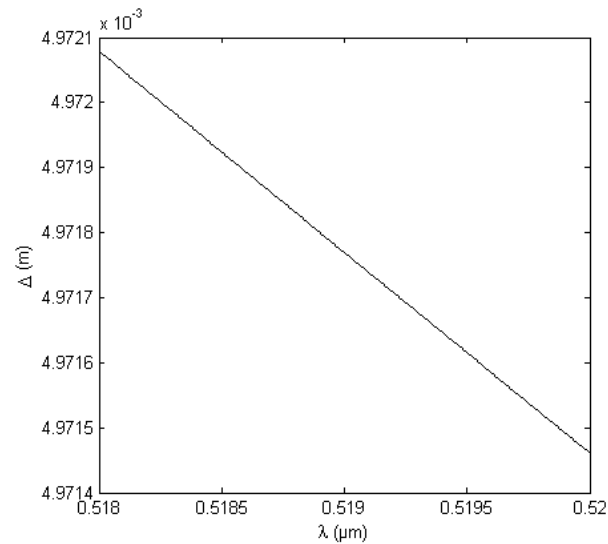


Figure 3-35. Différence de marche en fonction de la longueur d'onde.

Chapitre 4

CARACTERISATION EN LABORATOIRE

Avant d'installer l'instrument derrière un télescope, un certain nombre de mesures de contrôle ont été effectués en laboratoire pour caractériser l'instrument et analyser son comportement et ses performances. Le front d'onde de l'instrument est analysé ainsi que sa transmission et la qualité de certains de ces composants comme les prismes séparateurs de polarisation. Une calibration complète de l'instrument est faite mettant en évidence les cartes complètes de phase et de contraste des quatre voies. La stabilité thermique de l'instrument (Mach-Zehnder et chambre optique externe) est contrôlée en détail. Les effets de la polarisation de la lumière ou le décalage de la pupille sont ici mis en évidence. Enfin il sera question pour clore ce chapitre de la détermination de la différence de marche de l'instrument et des différents réglages de la lame B3.

4.1 Description de la configuration et du matériel utilisé

Pour les tests en laboratoire, l'instrument a été placé dans la configuration de fonctionnement normal, c'est-à-dire que le Mack-Zehnder est sous vide et stabilisé à une certaine température. Un logiciel d'acquisition permet de lire et d'enregistrer les températures des différents capteurs et les images de la caméra science ainsi que de manipuler le système piézo-électrique nécessaire à la calibration. La source de lumière utilisée peut être une source blanche artificielle, une lampe spectrale au Cadmium ou la lumière du soleil acheminée de l'extérieur par une fibre optique. La lumière est conduite dans l'instrument par une lunette afocale destinée à faire l'interface entre le télescope et l'instrument (en produisant un grossissement de l'ordre de 140x). À l'intérieur de cette lunette (au plan focal), il y a la possibilité de mettre une grille de calibration escamotable qui sera utilisée pour la calibration des images. La mesure des flux et de la phase des franges est obtenue à partir des images fournies par la caméra science. Les tests ont été effectués à différentes périodes entre 2014 et 2016. J'en résume ici les résultats généraux.

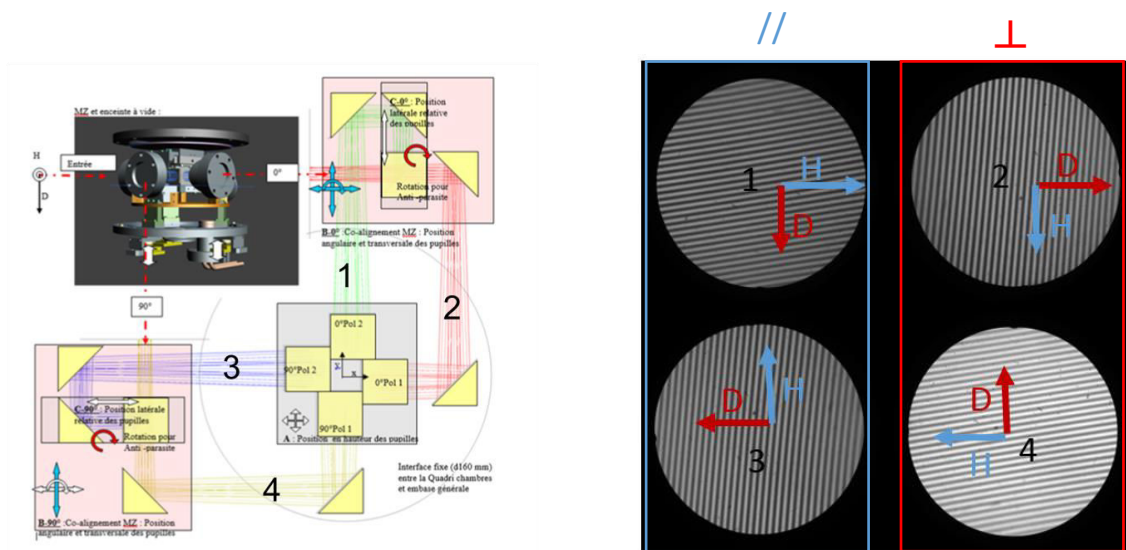


Figure 4-1. Acheminement des quatre images vers la caméra et orientation de celle-ci sur l'image de la caméra. Les images de même polarisation sont disposées verticalement (l'image

correspond ici à des franges produites par la lampe spectrale). L'axe vertical est représenté par le vecteur H qui pointe vers le haut et l'axe horizontal par le vecteur D qui pointe vers la droite lorsque que l'on se place face à l'entrée du Mach-Zehnder (notons que la phase croît dans le sens opposé du vecteur D).

4.2 Contrôles des optiques du Mach-Zehnder

4.2.1 Contrôle du front d'onde

Des mesures de contrôles ont été effectuées à l'aide d'un analyseur de front d'onde (interféromètre de type Zygo) pour les deux bras du Mach-Zehnder et ses deux sorties, avec une pupille de 16 mm de diamètre. Ces mesures sont faites pour une direction donnée proche de l'axe optique. Ces cartes de fronts d'ondes montrent (Figure 4-2) des défauts de l'ordre de 120 nm à 210 nm pic à pic (PtV) et des tilts moyens compris entre $-2''$ et $2.5''$ d'arc. On constate que les fronts d'ondes des deux sorties pour un même bras du MZ sont assez semblables, conformément à ce que l'on pourrait attendre étant donné qu'ils passent par les mêmes surfaces (sauf en sortie). Ce qui est critique pour nous est la différence des fronts d'ondes qui interfèrent, c'est-à-dire la différence des cartes de fronts d'onde des deux bras pour une même sortie. La

Figure 4-3 illustre ces différences qui atteignent 280 nm pic à pic et un rms de 31 nm. Les cartes des deux sorties sont très semblables, étant donné que les surfaces traversées sont identiques (sauf la dernière). La différence de tilt entre les fronts d'ondes ne dépasse pas $3''$ d'arc, de quoi réduire le contraste théorique de 5% maximum, soit 0.0475 au lieu de 0.05. Il faut remarquer ici que la phase globale des franges est dépendante de la position de la pupille puisque égale à la valeur moyenne de la différence de phase à l'intérieur de celle-ci. Sachant que le diamètre de la pupille lors des observations sur le ciel est d'environ 7 mm, et que celle-ci est susceptible de se déplacer au cours des observations, les défauts de front d'ondes pourraient avoir un impact non négligeable sur la mesure des vitesses. Si par exemple nous mesurons sur cette carte de front d'onde la phase moyenne à l'intérieur de la pupille de 7 mm de diamètre pour deux positions espacées de 20% de ce diamètre, nous trouvons une différence de phase moyenne de l'ordre de 8° . Cette dérive de la phase avec la pupille devrait concerner l'ensemble du champ. Nous voyons qu'il peut être nécessaire de stabiliser la pupille pendant les observations.

	Sortie directe (0°)	Sortie coudée (90°)
Bras B2		
	Ptv 210 nm, tilt _x : -0.5'', tilt _y : 0.1''	Ptv 170 nm, tilt _x : -2.0'', tilt _y : 0.7''
Bras B1		
	PtV 120 nm, tilt _x : 2.5'', tilt _y : -0.6''	PtV 185 nm, tilt _x : 0.7'', tilt _y : -0.5''
Delta tilt (B1)- (B2)	dX : 3.0'' dY : -0.7''	dX : 2.7'' dY : -1.2''

Figure 4-2. Front d'ondes pour les deux bras et les deux sorties du Mach-Zehnder

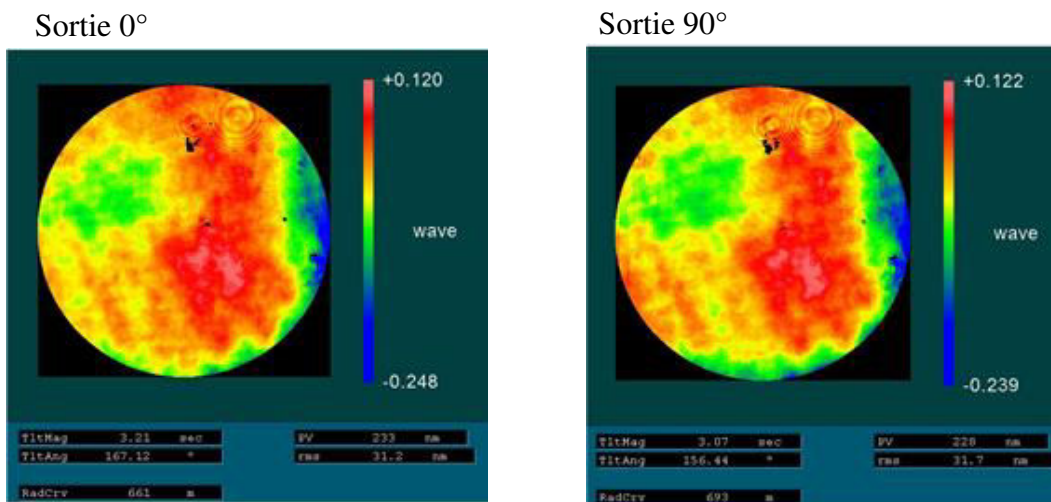


Figure 4-3. Différence de front d'onde entre les bras B1 et B2

4.2.2 Transmission sur les quatre voies

Les propriétés de transmission et de réflexions des surfaces séparatrices n'étant pas idéales, le flux en sortie des quatre voies sera inégal. Conformément aux prédictions théoriques(3.66) et en appliquant les valeurs du Tableau 3-3, on devrait s'attendre à une transmission plus grande pour les voies 3 et 4 par rapport aux voies 1 et 2 (plus exactement le flux des voies 1, 2, 3 et 4 devrait être respectivement de 1, 0.99, 1.11 et 1.07). La Figure 4-4 montre le résultat des images de flat-field (champs plats) obtenus en lumière blanche avec le filtre interférentiel de 1nm centré sur $\lambda_0=519.6\text{nm}$ et avec la lampe spectrale au Cadmium dont la raie est à 508.5 nm (dans ce cas, le champ plat (flat) est obtenu par modulation de la différence de marche pour effacer les franges d'interférence). Si pour la lumière blanche nous trouvons des transmissions relativement proches des valeurs attendues, la transmission de la voie 4 avec la lampe spectrale est très différente. Ce résultat nous montre la forte sensibilité des propriétés de transmission et de réflexion des surfaces séparatrices avec la longueur d'onde. Ainsi, si la lampe spectrale, qui offre un fort contraste des franges et un flux important, peut être utile notamment pour mesurer l'évolution de la phase au cours du temps, elle ne peut être utilisée lors de la calibration car elle fournirait des cartes de transmission, de phases et de contraste trop différentes par rapport à celles attendu à 519.6 nm de longueur d'onde.

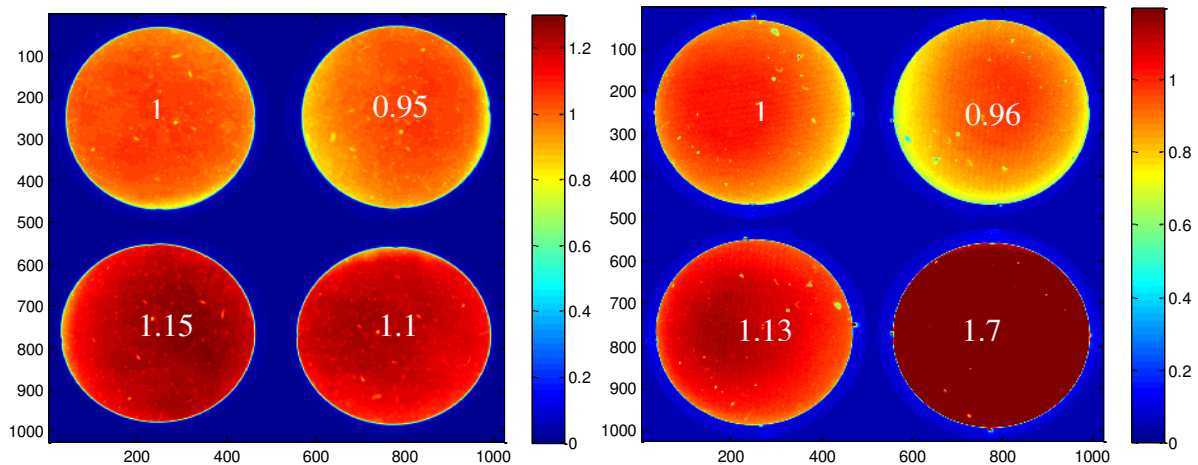


Figure 4-4. Transmission des 4 voies (flat) pour la longueur d'onde de fonctionnement (à gauche) et pour la lampe spectrale au cadmium (à droite).

4.2.3 Qualité des cubes polariseurs

Les franges de chaque voie ayant une phase différente, il est important de vérifier qu'aucune contamination ne vienne polluer les voies entre elles. Le point critique à ce sujet est le cube polariseur qui est sensé séparer les deux polarisations. Pour vérifier l'efficacité du prisme, un polariseur de type polaroïd est placé en sortie 1 du cube (

Figure 4-5) de telle sorte qu'il neutralise la polarisation sélectionnée par le cube.

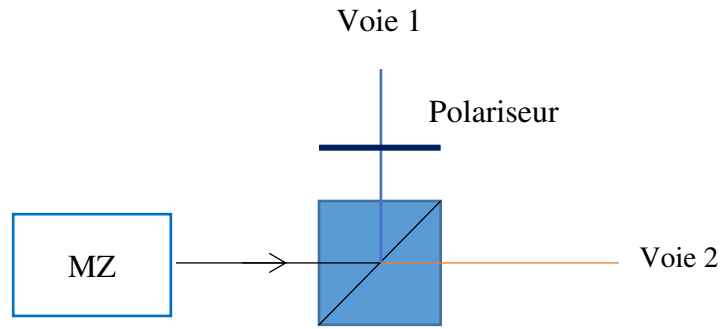


Figure 4-5. Principe de la mesure du taux de « fuite » du cube polariseur

Le rapport des images de la voie 1 et de la voie 2 nous donne alors le taux de « fuite » du cube polariseur. La même procédure est appliquée à la seconde sortie du Mach-Zehnder pour les voies 3 et 4. Les résultats sont visibles sur la Figure 4-6, et montre qu'une certaine quantité de polarisation sensée être filtrée par le cube passe quand même, en particulier sur les bords de l'image. Cela montre que les angles d'incidences du faisceau (qui sont de $\pm 1.2^\circ$) dépassent le domaine de validité du cube séparateur. Le taux de fuite est de l'ordre de 1% au centre de l'image mais peut atteindre 7% en bord d'image pour la voie 1 et 4% pour la voie 3. A l'inverse, la voie 2 n'est pas contaminée par de la lumière provenant de la voie 1.

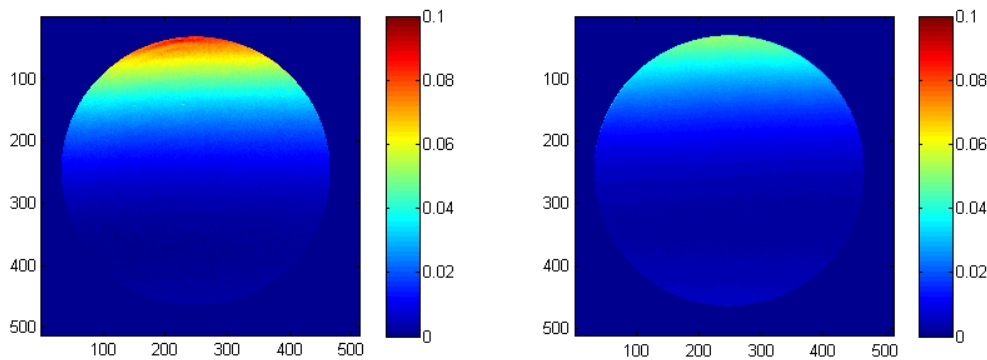


Figure 4-6. Taux de « fuite » des cubes polariseurs pour la voie 1 (à gauche) et la voie 3 (à droite).

Pour évaluer la conséquence d'une telle contamination, calculons l'effet que produirait la superposition de deux interférogrammes de phase et d'intensité différente sur la mesure de la phase.

$$I'_1 = I_1 + fI_2 = a(1 + \cos \phi) + fb(1 + \sin \phi) = A \cos(\phi - \varphi) + B \quad (4.1)$$

$$\tan \varphi = f \frac{b}{a} \cong f$$

avec f le taux de fuite du cube polariseur, a et b le flux des voies 1 et 2 (qui sont pratiquement identiques).

Ainsi le déphasage produit par la contamination des flux n'est que de 0.6° au centre ($f=0.01$) et 4° au bord extrême de la voie 1 ($f=0.07$). En théorie, il serait possible de corriger les variations de phase induites par cet effet. Néanmoins, si le taux de polarisation de la lumière incidente varie dans le temps, cela peut introduire des fluctuations de phase relative qui ne peuvent pas être totalement corrigées, faute de connaître l'état exact de la polarisation. Il serait donc préférable de remplacer ces cubes polariseurs par d'autres plus tolérant aux angles d'incidence ou bien faire en sorte que ceux-ci fonctionnent à une incidence plus optimale. Les cartes de flux montrent en effet que le minimum de fuite n'est pas centré sur l'image. Ces cubes ont été effectivement remplacés après la campagne des observations de 2017.

4.3 Calibration de l'instrument

La calibration de l'instrument consiste à extraire les cartes caractérisant chacune des quatre voies de l'instrument, c'est-à-dire les cartes de distorsion géométrique, les cartes de phase, les cartes de contraste et de transmission. La méthode utilisée ici pour produire ces cartes de phases, correspond au traitement des données de calibration, qui sera présenté en détail au chapitre 7.2. Nous ne donnons ici que les résultats, montrant les caractéristiques, en laboratoire, de l'instrument.

4.3.1 Distorsion relative et ajustement des images

La distorsion des images est évaluée grâce à une grille de calibration placée sur le plan image de la lunette. Cette grille est formée de centaines de pastilles rondes régulièrement espacées. La position de chacune de ces pastilles est déterminée au $50^{\text{ème}}$ de pixels près. L'image de la voie 1 est utilisée comme référence, puis les paramètres des transformations affines sont déterminés afin de superposer au mieux les images des voies 2, 3 et 4 sur celle-ci. Le décalage résiduel dx et dy des points de la grille par rapport à la référence est alors modélisé par un polynôme de degrés 3 qui incarnera la distorsion relative des voies par rapport à la référence.

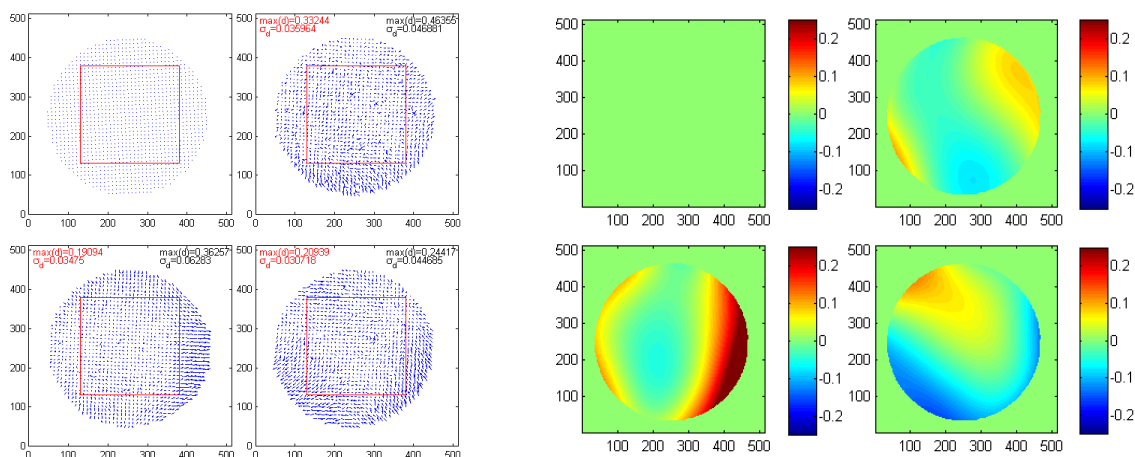


Figure 4-7. Distorsion relative des images pour les 4 voies par rapport à la voie 1. A gauche : les vecteurs de distorsions. A droite : la carte correspondante des distorsions en x par un polynôme de degrés 3.

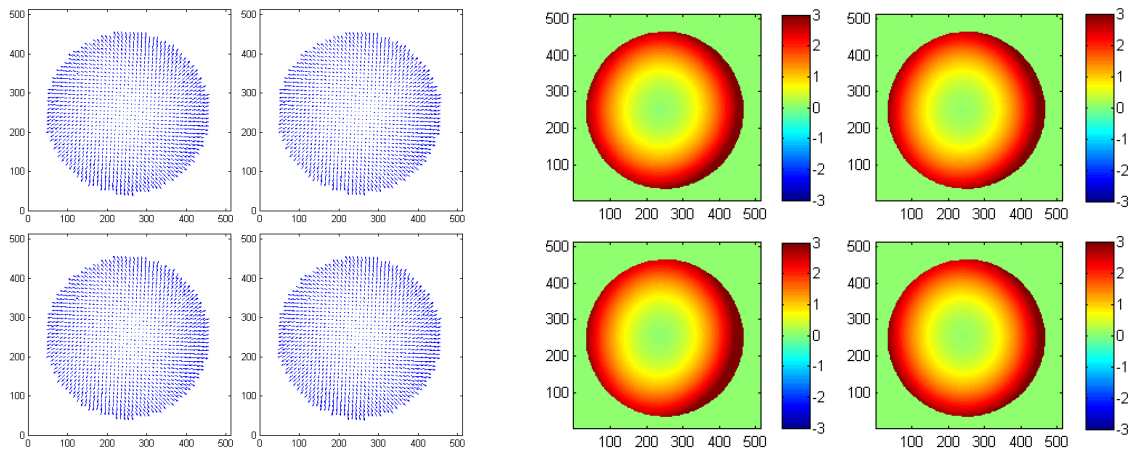


Figure 4-8. Distorsion absolue des quatre voies. À gauche : les vecteurs de distorsion. À droite : le module des vecteurs de distorsion.

Les résultats montrent que la distorsion relative des images n'excède pas 0.25 pixels, avec un écart-type inférieur à 0.04 pixels dans la zone centrale (matérialisée par un carré rouge sur la figure). Après correction des distorsions relatives, le résidu des écarts se limite à 0.02 px. La Figure 4-8 illustre la distorsion absolue des quatre voies, celle-ci atteint 3 pixels sur le bord du champ.

4.3.2 Cartes de phase et de contraste de l'instrument

L'extraction des cartes de phase et de contraste des quatre voies se fait en modulant la différence de marche du Mach-Zehnder (en déplaçant la lame B3 à l'aide du système piézo-électrique), de telle sorte que l'on obtienne séquentiellement pour chacune des voies quatre images de franges en quadrature de phase. Il est alors possible d'extraire en chaque point de l'image la valeur de la phase et du contraste des franges instrumentales. Les cartes produites en laboratoire l'ont été en utilisant la lampe spectrale de Cadmium (la lumière solaire fournie par la fibre optique étant trop faible). La longueur d'onde de la raie du Cadmium utilisée (508 nm) n'étant pas exactement celle du fonctionnement normal de l'instrument, ces cartes ne sont pas représentatives des phases instrumentales et des réponses de chacune des voies à la longueur d'onde standard d'utilisation et ne pourront donc pas être exploitées lors du traitement des données. D'autres cartes seront réalisées spécialement pour cela au cours des observations à partir d'images du ciel diurne. Les mesures en laboratoires permettent toutefois d'avoir une bonne estimation des caractéristiques de l'instrument. La Figure 4-9 représente les cartes de phase et de contraste obtenu avec la lampe spectrale. Les cartes de phases sont ici soustraites à un plan pour mieux montrer l'écart à l'évolution linéaire de la phase, nous avons un peu plus de 1.5 radian de différence en bordure de champ, la valeur théorique étant de 0.8 radian (voir la

Figure 3-27). L'écart s'explique par la distorsion optique absolue qui ajoute une contribution d'environ 0.7 radian. Les cartes de contraste (qui sont ici de l'ordre de 50% du fait de la nature monochromatique de la source), montre une baisse en bordure de champ suivant l'axe vertical (le long du gradient de la phase), conformément aux simulations qui tenaient compte d'un défaut de parallélismes du Mach-Zehnder compensé par l'inclinaison de la lame B3.

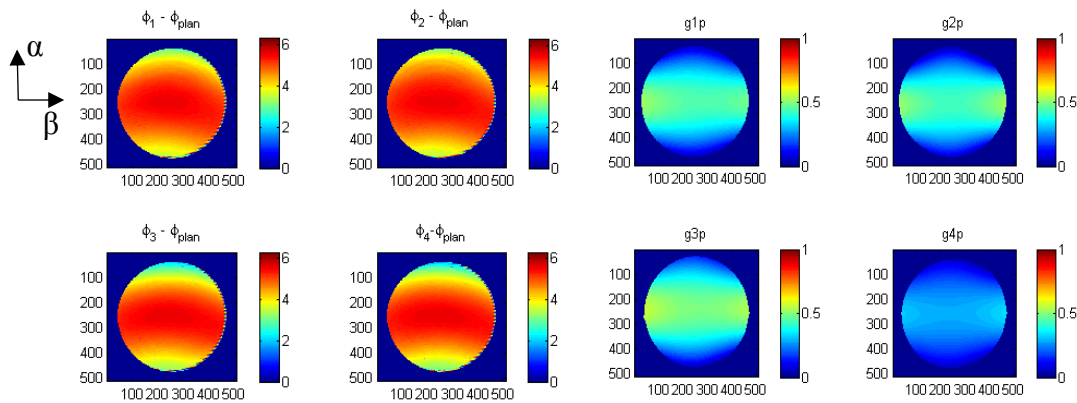


Figure 4-9. A gauche : carte de phase des 4 voies en radian après soustraction d'un plan. A droite : cartes du contraste des franges des 4 voies. La source utilisée ici est la lampe spectrale au Cadmium (la raie monochromatique sélectionné est à 508.5 nm).

En ajustant les cartes de phase entre elles, nous pouvons évaluer le déphasage relatif de chaque voie par rapport à la référence et vérifier si nous avons ou pas la quadrature de phase. La première image de la Figure 4-10 illustre cela en perspective, la voie 1 étant prise comme référence. La mesure montre que la quadrature de phase n'est pas complètement respectée avec 100° entre la voie 1 et 2 (soit un écart de $\theta=10^\circ$). En revanche l'opposition de phase entre les voies de même polarisation est bien respectée. La seconde image de la Figure 4-10 montre le déphasage relatif entre les deux voies 1 et 2 de polarisation opposée, confirmant la forme théorique en « selle de cheval » que produit les lames de quartz.

Ces résultats qui, nous le verrons, seront confirmés sur le ciel, montre que l'instrument s'écarte quelque peu de son fonctionnement optimal (écart de 10° de la quadrature) ce qui aura pour effet de compliquer le traitement des données tout en augmentant légèrement le bruit de la mesure.

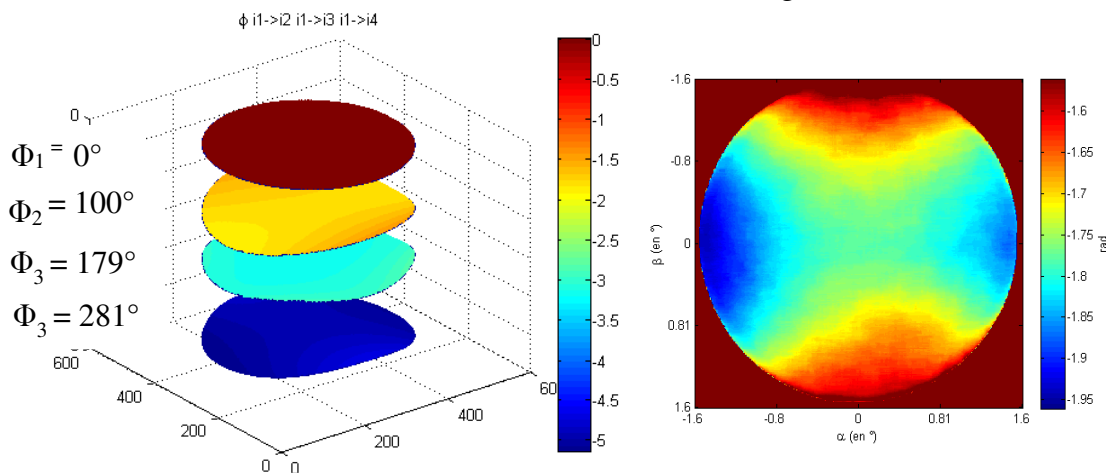


Figure 4-10. A gauche : déphasage relatif des voies par rapport à la voie 1. A droite : mesure de la différence de phase entre les deux polarisations (entre la voie 1 et 2)

4.4 Mesure de la stabilité thermique de l'instrument

L'objectif de cette étude est de vérifier que le bruit de vitesse intrinsèque à l'instrument (dû aux fluctuations thermiques) reste inférieur au bruit attendu sur la cible scientifique (limité

par le bruit de photon) aux fréquences temporelles qui nous intéressent (entre 0.5mHz et 3.5mHz). Le but sera donc ici de mesurer l'effet que produit une variation de la température sur la mesure de la phase. Cet effet peut être interne (la fluctuation de la température du Mach-Zehnder produit des variations de la différence de marche) ou externe (la fluctuation de la température à l'extérieur de l'enceinte thermique peut affecter les optiques acheminant les images des franges sur la caméra science et la sensibilité de la caméra). La source de lumière utilisée est une lampe spectrale de Cadmium, l'émission étant monochromatique (à 508.5nm) le contraste des franges est maximal, de plus l'intensité est suffisante pour que la mesure ne soit pas limitée par le bruit de photon.

4.4.1 Stabilité de la phase en laboratoire

Pour estimer cette stabilité, un grand nombre d'images des interférogrammes sont enregistrées par la caméra science durant plusieurs jours. La phase des franges est mesurée directement sur les images des franges pour chacune des quatre voies. Les franges étant approximativement régulières, cette mesure s'effectue à l'aide de la transformée de Fourier de l'image des franges (avec une apodisation). Le module du spectre obtenu produit un pic à la fréquence spatiale des franges (Figure 4-11). La phase des franges correspond à la phase de la transformée de Fourier au niveau du maximum de ce pic.

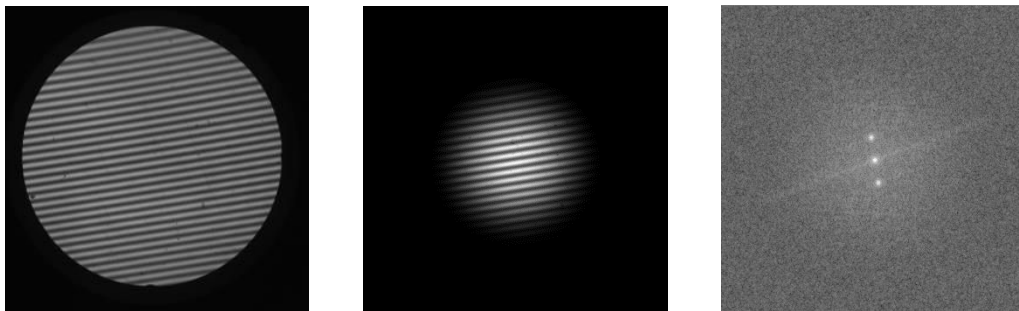


Figure 4-11. Méthode de la mesure de la phase des franges par le « pic frange ». A gauche : images des franges. Au centre : les mêmes franges avec une apodisation sur un rayon de 150 px. A droite : le module de la transformée de Fourier de l'image qui fait apparaître les pics des franges où est mesuré la phase.

La Figure 4-12a montre le résultat obtenu sur 24h. Nous pouvons constater que la phase fluctue avec une amplitude de 2.4 degrés d'angle environ alors que la température du Mach-Zehnder varie de son côté d'environ 0.13 K sur 24h, pour une variation de la température extérieure de l'ordre de 2°C par jour. Il est à noter que ces variations sont sensiblement les mêmes que celles qu'on mesure lors des observations dans les conditions réelles de l'instrument sur le télescope. Elles sont donc bien représentatives des variations thermiques affectant les données réelles.

Cela nous donne une sensibilité à la température d'environ 18 deg/K, ce qui est 14 fois plus important que prévu (1.3 deg/K). L'important est de vérifier que ce bruit n'affecte pas la mesure scientifique qui nous intéresse. Pour le savoir, calculons la densité spectrale de la phase convertie en vitesse. Le résultat est illustré par la Figure 4-12b, le spectre est exprimé en $\text{cms}^{-1}\mu\text{Hz}^{-1/2}$

c'est-à-dire qu'il illustre ce que l'on aurait comme niveau de bruit au bout de 11.6 Jours d'observations avec et sans filtrage des basses fréquences. Le filtrage de la courbe temporelle est obtenu par soustraction à cette même courbe convoluée par une fenêtre d'une certaine largeur temporelle Δt égale ici à 1h (soit une fréquence de coupure de 0.27Hz). Nous constatons que pour les fréquences supérieures à 0.5mHz nous avons un niveau de bruit inférieur à $4 \text{ cm s}^{-1} \mu\text{Hz}^{-1/2}$ dans le cas non filtré et inférieur à $1.5 \text{ cm s}^{-1} \mu\text{Hz}^{-1/2}$ dans le cas filtré.

On note la présence d'un pic à 0.8 mHz, soit une période de 20 minutes. Ces fluctuations périodiques de la phase, bien visibles sur la courbe filtrée, sont corrélées avec les variations thermiques dans le laboratoire, dues à la climatisation. Nous avons identifié l'origine de ces variations dans la mesure de la phase comme provenant de la caméra elle-même, et notamment des variations induites sur la puissance de refroidissement du capteur. Par ailleurs, depuis ces mesures, nous avons considérablement amélioré le système de régulation de l'enceinte thermique, qui est maintenant moins sensible aux variations de températures externes.

Nous pouvons donc conclure que le bruit de vitesse introduit par les fluctuations thermiques de l'instrument, bien que supérieur à ce qui était prévu (voir chapitre précédent), est plus faible que le bruit de photon espéré sur Jupiter (d'environ 2 ou 3 $\text{cm s}^{-1} \mu\text{Hz}^{-1/2}$) dans la bande de fréquence de 0.8 mHz à 3 mHz.

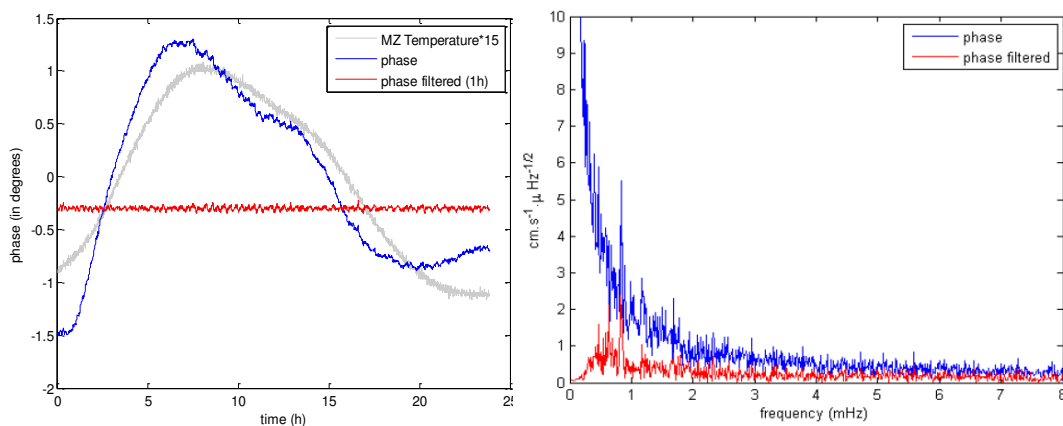


Figure 4-12. À gauche : évolution de la phase des franges sur une période de 24h avant filtrage (en bleu), à comparer avec l'évolution de la température du Mach-Zehnder (en gris), amplifiée 15 fois. La courbe rouge correspond aux fluctuations de la phase après filtrage des basses fréquences. (Avec une fréquence de coupure d'une heure). A droite : densité spectrale de la courbe temporelle de la phase convertie en vitesse avant filtrage (en gris) et après filtrage (en rouge).

Origine possible de l'excès de la sensibilité thermique

D'autres mesures de phase à long termes ont été effectuées afin de tenter d'identifier l'origine du problème de la sensibilité thermique de l'instrument. Ces nouvelles mesures, réalisées dans les mêmes conditions expérimentales, ont la particularité d'avoir été effectuées dans une température ambiante fluctuantes, c'est-à-dire que le climatiseur du laboratoire

produisait des variations périodiques journalière et régulière de 1.5 K d'amplitude (courbe noir de la Figure 4-13). Fluctuation qui s'avéra utile pour identifier les différents aspects du problème. Au cours de la mesure, la température de consigne du Mach-Zehnder a été abaissée de 3 K passant de 27°C à 24°C (courbe rouge de la Figure 4-13).

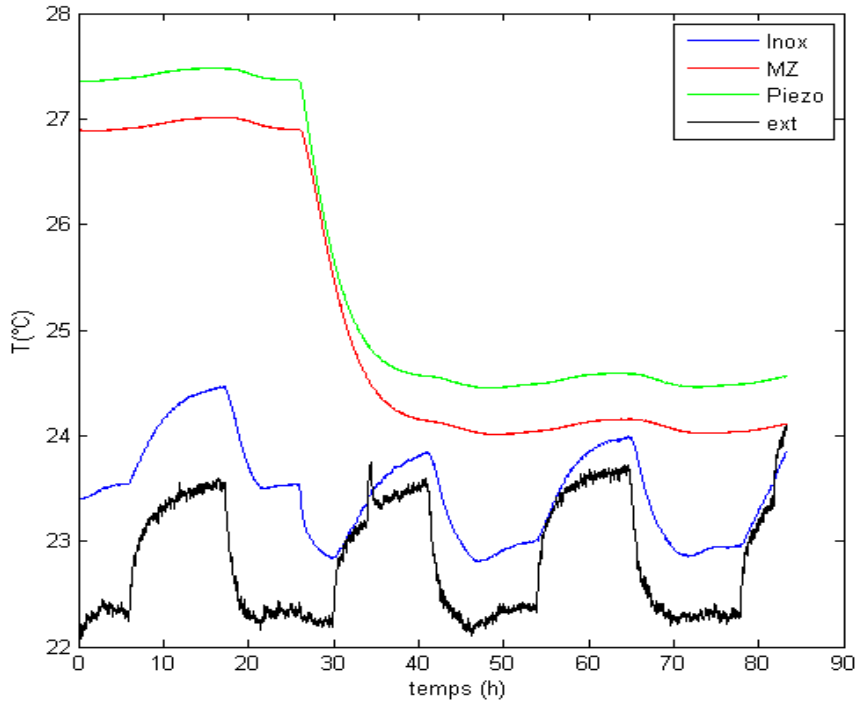


Figure 4-13. Courbes de température relevées au cours des mesures de la phase instrumentale pendant environ 3 jours. La température extérieure est en noir, la température de la paroi de l'enceinte à vide en bleu, la température du Mach-Zehnder en rouge et la température du système piezo-électrique en vert. La température de consigne du MZ a été changée de 27 à 24°C le deuxième jour.

La mesure de la phase pour chaque voie est illustrée par la Figure 4-14, on constate que les quatre voies subissent à peu près le même déphasage correspondant à une sensibilité de 18 deg/K. L'évolution théorique de la phase avec la température prévue par le modèle tenant compte des facteurs de dilatation des verres et des variations d'indices est représentée par la courbe mauve. Le facteur 14 entre la mesure et la valeur théorique suggère que le problème vient d'un déplacement de la lame B3. Dans cette hypothèse, le déplacement de la lame B3 avec la température peut être déterminé à partir de la relation (3.113) :

$$\Delta y = \frac{-d\Delta}{0.0917} = -10.9 \frac{d\phi\lambda}{2\pi} = 0.28\mu\text{m}/\text{K} \quad (4.2)$$

Pour tenter d'expliquer cette variation de Δy , introduisons une dilatation thermique d'une certaine longueur L d'une partie du support de la lame et un facteur de dilatation η du matériau concerné :

$$\Delta y = -\mu L(T - T_0) \quad (4.3)$$

En prenant pour longueur caractéristique la taille du chariot piezo-électrique (de l'ordre de 3cm) et comme coefficient de dilatation celui du Titane ($\mu=8.6.10^{-6}$), nous trouvons l'ordre de grandeur du déplacement de $0.25\mu\text{m/K}$, ce qui conforte la piste mécano-thermique. En introduisant l'expression de $\Delta y=0.28\mu\text{m/K}$ dans le modèle du Mach-Zehnder il est possible de reproduire l'évolution de la phase avec la température (courbe bleu marine de la Figure 4-14).

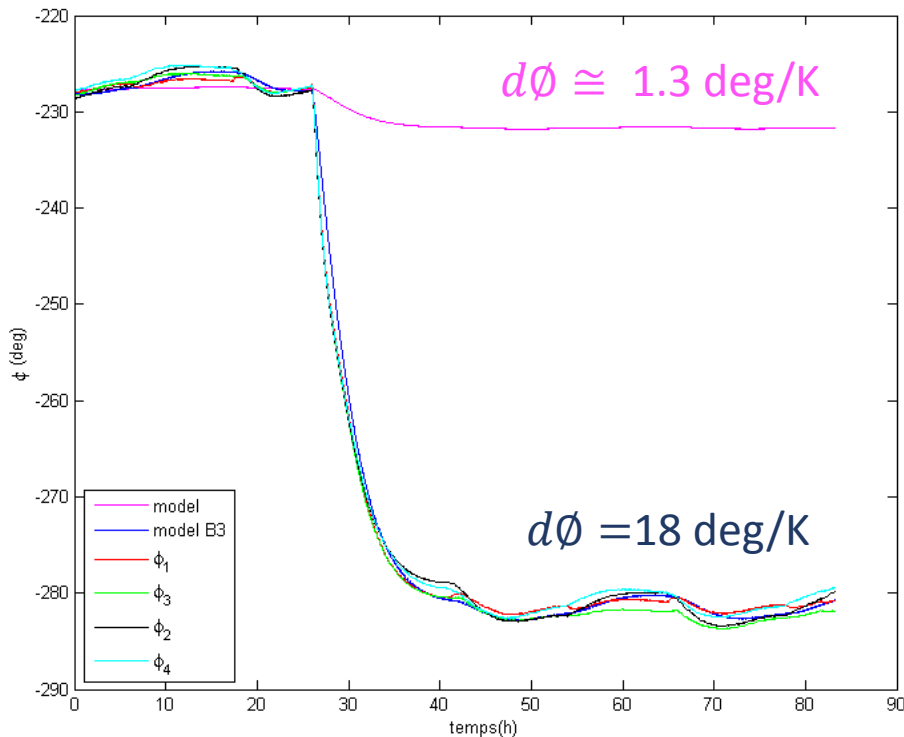


Figure 4-14. Évolution de la phase des quatre voies (rouge, vert, noir, cyan) avec la température en comparaison avec la valeur attendu (en mauve) obtenu par le modèle basé uniquement sur la dilatation des verres et la variation des indices. La courbe bleu marine montre le résultat d'un modèle qui fait intervenir un déplacement de la lame B3 avec la température.

La

Figure 4-15 montre une vue éclatée du système mécanique permettant le réglage de la lame B3 en translation et rotation. La dilatation thermique de ce système est prévue pour être symétrique par rapport à l'axe de la lame B3 et donc à priori sans effets sur sa position. La partie responsable du décalage thermique pourrait être la platine piézo-électrique. Le système est doté d'une boucle d'asservissement qui assure la stabilité du chariot piézo-électrique par rapport au cadre. La dérive pourrait soit provenir d'une sensibilité de l'électronique d'asservissement (la stabilité thermique du système piézo-électrique n'est pas précisée par le fabricant pour les basses fréquences temporelles), soit provenir d'une dilatation différentielle entre le cadre et le chariot. Dans cette dernière hypothèse, le chariot qui est rattaché au cadre par l'actionneur piézo-électrique pourrait dériver par rapport au Mach-Zehnder. Le chariot et le cadre étant du même matériau, la dilatation

différentielle ne peut pas provenir directement de la température. Cependant le cadre du système piézo-électrique étant fixé à un support en titane qui lui-même est fixé à un support en Inox dont le coefficient de dilatation est deux fois plus important que celui du titane, celui-ci pourrait exercer une contrainte mécanique capable de déformer le cadre dans les mêmes proportions que le support en inox :

$$\Delta y = \left[\frac{\mu_{Inox} - \alpha \mu_{Ti}}{1 - \alpha} - \mu_{Ti} \right] L \Delta T \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{E_{Ti} S_{Ti}}{E_{Inox} S_{Inox}} \quad (4.4)$$

avec ϵ l'allongement relatif, E le module de Young et S la surface de section des différents matériaux.

Tableau 4-1 module de Young et coefficient de dilatation thermique de l'inox et du Titan

E_{Inox}	E_{Ti}	μ_{Inox}	μ_{Ti}
203 GPa	114 GPa	16.10^{-6}	$8.6.10^{-6}$

Si les deux sections sont identiques, on trouve $Dy = -0.27 \mu\text{m}/\text{K}$, ce qui est proche de la valeur expérimentale ($-0.28 \mu\text{m}/\text{K}$). Si l'hypothèse est exacte il serait plus judicieux de remplacer la pièce en Inox par une pièce en Titane. Il est prévu, par ailleurs, pour le futur instrument, JOVIAL, de remplacer la platine piezo par un autre modèle, théoriquement plus stable.

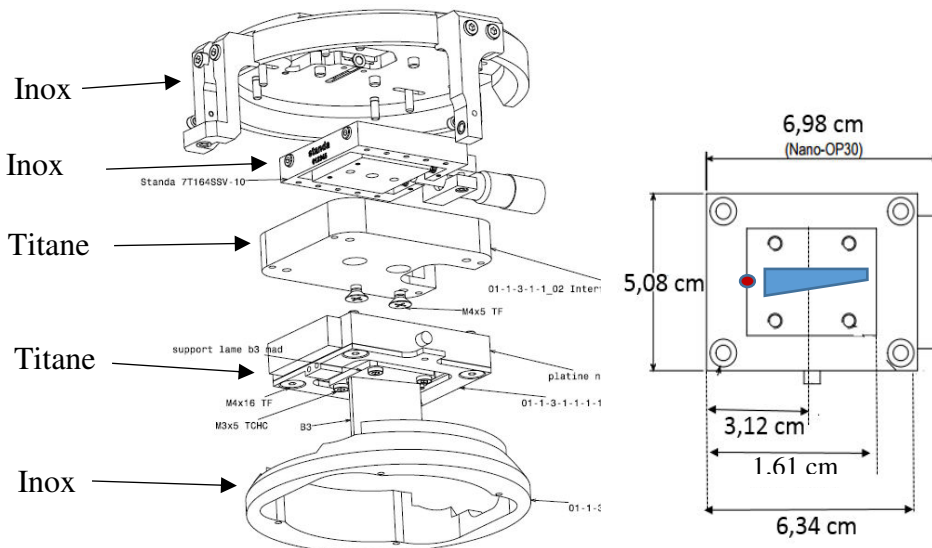


Figure 4-15. A gauche : vue éclatée du support mécanique de la lame B3. A droite : dimensions de la platine piezo-électrique. En rouge l'emplacement supposé du capteur de position.

4.4.2 Dérive des optiques avec la température

En regardant de plus près la Figure 4-14, on constate que les différentes courbes pour les différentes voies ne suivent pas exactement la même évolution. Cela suggère que d'autres types de dérives sont probablement en jeu. En dehors du Mach-Zehnder lui-même, le système optique de sortie acheminant la lumière jusqu'à la caméra science peut subir des déformations liées aux variations thermiques. Sur les images acquises des franges d'interférences, on peut voir deux diaphragmes de taille différente : un diaphragme lié à la lunette située en amont de l'instrument (celui qui est visible sur les images normales des franges) et un diaphragme plus grand mais moins visible sur l'image placé dans chacun des quatre tubes optiques formant les quatre images sur le détecteur CCD. En appliquant un seuillage plus ou moins élevé aux images, il est possible

(Figure 4-16) en mesurant leur barycentre et de vérifier s'ils dérivent au cours du temps et en fonction de la température.

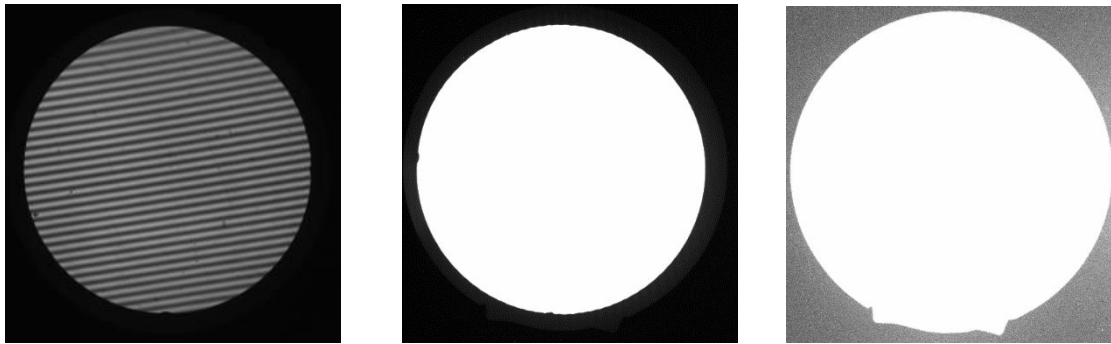


Figure 4-16. Diaphragmes visibles sur les images. A gauche : les franges d'interférence sans seuillage, au centre un premier seuillage (10% du flux maximum) met en évidence le diaphragme de la lunette, à droite : un second seuillage (à 1% du flux maximum) met en évidence le diaphragme des lentilles proches de la caméra.

La

Figure 4-17 montre la dérive de la seconde pupille (proche du détecteur CCD) pour les quatre images des quatre voies. Malgré l'imprécision des mesures due au faible flux éclairant ce diaphragme, il apparaît que cette dérive est corrélée avec la température extérieure, même si cette corrélation n'est pas totale et que certaines voies semblent dériver de manière plus erratique, peut-être à cause de points durs mécaniques. Ceci nous montre que le système optique destiné à former les images sur la caméra est sensible à la température et que des dérives avec des amplitudes de 0.05 pixels en moyenne et un écart-type de 0.01 à 0.02 pixels peuvent se produire. Cette dérive reste cependant relativement faible et ne devrait pas impacter la mesure de la phase en dehors des basses fréquences temporelles.

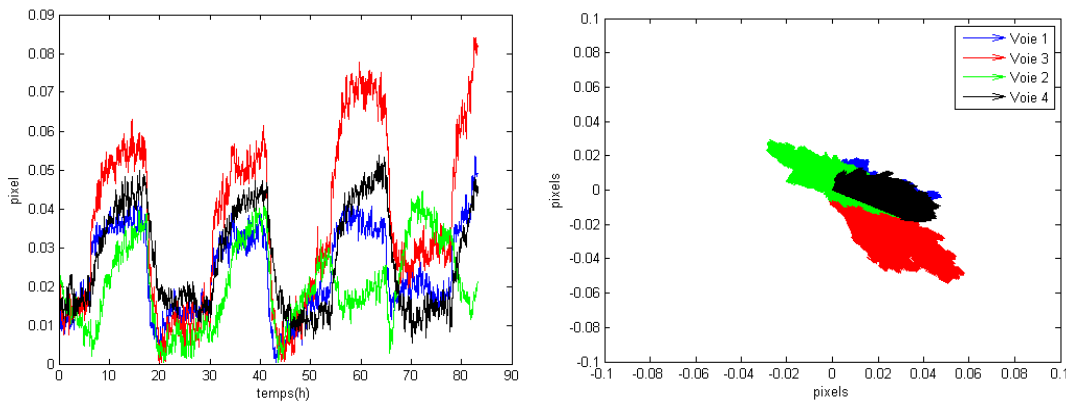


Figure 4-17. Dérive au cours du temps du barycentre du diaphragme large des optiques proche du détecteur CCD. Les variations thermiques extérieures sont celles montrées sur la figure 4.13. A gauche l'amplitude en pixel des déplacements pour chaque voie, à droite : les vecteurs de déplacement correspondant.

La Figure 4-18 montre la dérive du diaphragme situé dans la lunette (en amont de l'instrument), qui inclue donc la dérive trouvée précédemment, plus tout ce qui est susceptible de bouger entre les deux diaphragmes. Nous constatons que la dérive est ici dix fois plus forte et toujours corrélée avec la température en particulier pour les voies 1 et 3. Il est clair que cette dérive peut affecter la mesure de la phase et explique pourquoi la phase des quatre voies montrait des variations différentes entre elles (Figure 4-14). Notons que les vecteurs des dérives sont presque parallèles aux franges, ce qui en diminue les effets sur la mesure de la phase.

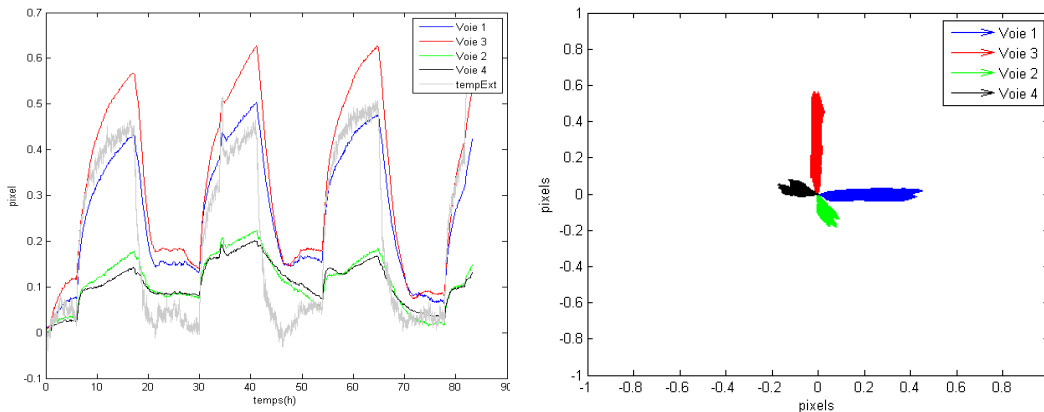


Figure 4-18. Dérive au cours du temps du barycentre du diaphragme de la lunette situé en amont de l'instrument. A gauche : l'amplitude en pixel des déplacements pour chaque voie (la température extérieure est en gris réduite d'un facteur 3). A droite : les vecteurs de déplacement correspondant.

Connaissant les déplacements vectoriels des quatre voies, il est possible de corriger la mesure de la phase d'une quantité $d\phi$ égale à :

$$d\phi = \vec{k} \cdot \vec{d} \quad (4.5)$$

avec \vec{k} le vecteur d'onde des franges et \vec{d} le vecteur de la dérive des images.

Le résultat de l'application de cette correction sur la mesure de la phase des quatre voies est illustré par la Figure 4-19, les quatre courbes sont beaucoup plus proche les unes des autres conformément à ce à quoi on s'attendrait. La courbe tracée en bleu sur ce même graphique est le modèle utilisé pour expliquer la dérive excessive de la phase (déplacement de B3), la courbe ne « colle » pas parfaitement aux mesures, elle montre une certaine inertie thermique qui montre que la cause à l'origine de la dérive réagit plus rapidement à la variation de température que le bloc piézo-électrique où se situe le capteur de température utilisée pour le modèle. Peut-être que cela est dû à la faible capacité thermique de l'aluminium qui lui permet d'avoir moins de chaleur à échanger par rayonnement pour une même masse et variation de température.

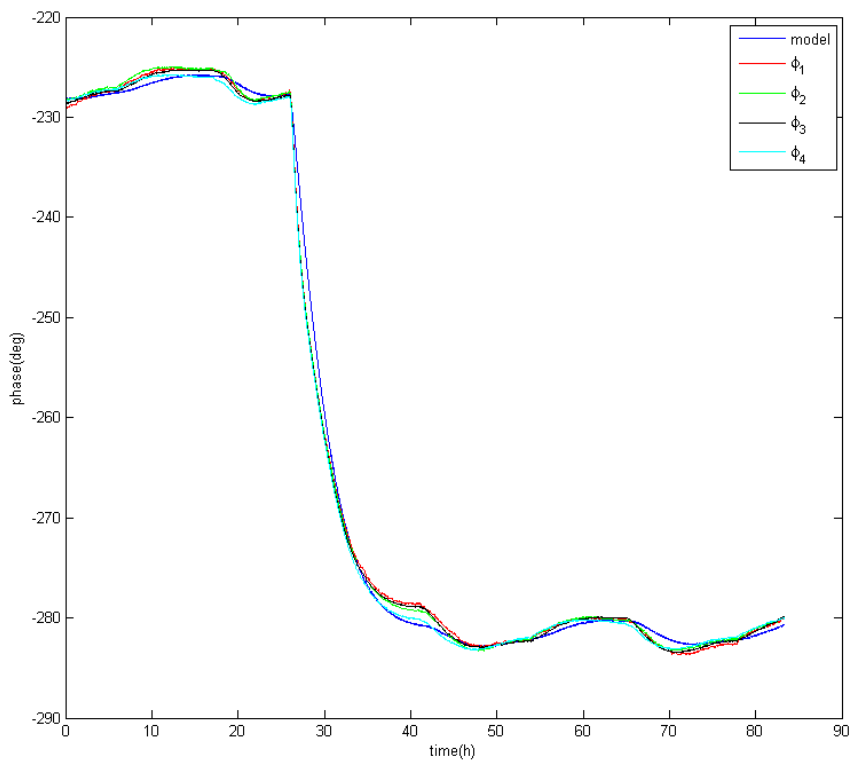


Figure 4-19. Dérive de la phase pour les quatre voies après correction de la dérive des images.

Essayons un instant de comprendre l'origine de la dérive des optiques. Sur la Figure 4-18, nous pouvons voir que les voies 1 et 3 subissent des variations semblables entre elles et que celles-ci sont fortement corrélées avec la température, alors que les voies 2 et 4 qui elles aussi subissent des variations (plus faibles) semblables entre elles, sont moins fortement corrélées avec la température. Les vecteurs de déplacement montrent que les images de la voie 1 et 3 bougent à peu près de la même manière par rapport au repère physique extérieur, en suivant le vecteur H (indiqué sur la Figure 4-1), comme si la cible se déplaçait suivant un angle le long de l'axe β . Il en est de même pour les images 2 et 4. Ainsi, si l'on superposait les images redressées, on ne verrait que peu de dérive relative entre les couples d'images de même polarisation (1 et 3, 2 et 4). Seul un déplacement entre les images de polarisations opposées serait perceptible. Tout se passe donc comme si les images de même polarisation étaient affectées par la même dérive

optique. Cela pourrait suggérer que les deux cubes polariseurs réagissent de la même manière avec la température. Une rotation du cube (qui est placé sur un support propre en titane) suivant un axe horizontal (Figure 4-1) serait par exemple capable de décaler les images suivant le vecteur H pour une seule des polarisations. Il est cependant difficile d'expliquer cette rotation sans un modèle thermique de l'instrument complet.

L'impact de cette dérive sur la mesure des cartes de vitesse est relativement faible, car le décalage relatif (qui implique essentiellement les images de polarisation opposée) se fait pratiquement perpendiculairement aux vecteurs d'onde des franges (82°). De ce fait, la variation du déphasage relatif reste inférieure au degré d'angle par Kelvin. Par ailleurs, cet effet a été étudié par des simulations. Elles ont montré que la dérive des images (par rapport aux franges utilisées pour la calibration de l'instrument) produisait essentiellement des biais périodiques de même type que celles induites par la méthode ABCD du fait de la non-quadrature. Par ailleurs ces dérives étant de basses fréquences temporelles, elles n'ont en principe pas de conséquences pour la détection des modes d'oscillations.

En conclusion, ce que nous apprennent ces mesures est que les optiques externes montrent des variations au cours du temps, essentiellement dues aux variations de température. Pour résoudre ce problème, il faudrait soit réaliser une modélisation thermique complète de l'instrument pour en déduire une solution, soit étudier un nouveau design qui permettrait d'inclure tous les optiques à l'intérieur de la cuve à vide contrôlée en température. Cette solution a été retenue pour le design des futurs instruments JIVE et JOVIAL.

4.5 Réglages et ajustements du Mach-Zehnder

4.5.1 Mesure de la différence de marche

Un des paramètres fondamentaux de l'instrument est la différence de marche (DDM), sa valeur doit être réglée et donc mesurée précisément pour optimiser le rapport signal sur bruit de la mesure. Un écart de $\pm 100\mu\text{m}$ peut faire chuter le contraste et le RSB de 15%. Il n'est pas possible d'accéder à la valeur de la différence de marche à partir des seules franges monochromatiques. On va donc utiliser les variations de la phase en fonction de la longueur d'onde pour connaître précisément la ddm. Une lumière blanche dispersée par un réseau de diffraction est injectée dans le MZ. Idéalement l'axe de dispersion est disposé le long de l'axe neutre du MZ (axe le long duquel la phase instrumentale ne change pas). L'évolution de la longueur d'onde le long de cet axe va produire des franges (que nous appelons ici des franges de dispersion) dont l'interfrange sera directement lié à la DDM. Dans la pratique l'axe neutre du MZ (axe le long duquel la phase ne change pas) n'est pas parfaitement vertical. Le fait que cet axe ne soit pas vertical peut venir d'un problème de parallélisme de certaines faces du MZ comme l'ont montrée certaines simulations (voir la Figure 3-33). Je présente ici la procédure utilisée pour mesurer cette DDM avec un exemple lié à l'instrument dans la configuration qu'il avait lors des observations de 2015.

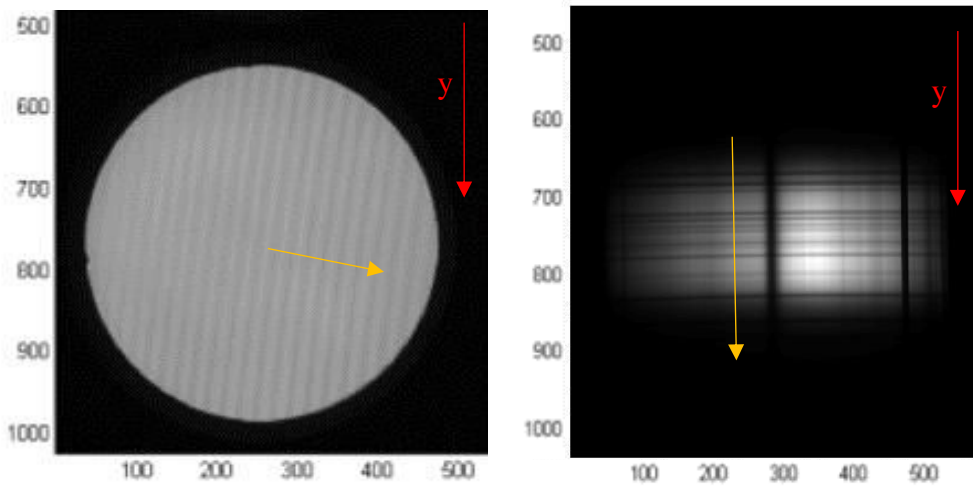


Figure 4-20. Configuration du champ de l'instrument. A gauche: image des franges d'interférence sur le ciel, en rouge le vecteur de l'axe 'y' en jaune le sens croissant de Δ . A droite : le spectre du soleil dans le même champ de l'instrument (sans les franges), avec en jaune le sens croissant de la longueur d'onde.

Dans le champ du MZ la valeur de la phase des franges est fonction de la position dans le champ et de la longueur d'onde, elle s'exprime par :

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi\Delta(x, y, \lambda)}{\lambda} \quad (4.6)$$

avec Δ la DDM de l'instrument, λ la longueur d'onde et x, y les coordonnées correspondent aux axes de l'image. La dispersion du spectre se fait le long de l'axe y de l'image. La DDM instrumentale est censée évoluer le long de l'axe des x mais il y a en réalité une inclinaison d'environ 7° (angle estimé par la FFT de l'image des franges), on aura donc sur l'axe des y une évolution de la phase résultant à la fois de la longueur d'onde et de la position sur l'axe. Par commodité l'axe y sera orienté dans le sens croissant de la différence de marche, qui est aussi le sens croissant de la longueur d'onde de la lumière dispersé. Le sens croissant de la phase se détermine par le modèle qui indique que la phase augmente avec l'angle α et par l'orientation de l'image par rapport à l'instrument, la sous-image utilisée dans ces mesures correspond à l'image en bas à gauche de la Figure 4-1 où le vecteur D est orienté dans le sens inverse de l'angle α .

La dépendance de Δ avec la longueur d'onde au premier ordre s'écrit :

$$\Delta(\lambda) = \Delta(\lambda_0) + \alpha(\lambda - \lambda_0) \quad (4.7)$$

avec $\alpha = -300 \mu\text{m}/\mu\text{m}$, déduit du modèle du Mach-Zehnder (Figure 3-35).

En dérivant la phase le long de l'axe 'y' nous trouvons :

$$d\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial y} dy + \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} d\lambda \quad (4.8)$$

avec :

$$\frac{\partial\varphi}{\partial y} dy = \frac{2\pi}{\lambda} d\Delta \quad (4.9)$$

Et, à partir de (3.59) et (3.60) :

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} d\lambda = 2\pi \left(-\frac{\Delta(\lambda_0)}{\lambda^2} d\lambda + \alpha \frac{\lambda_0}{\lambda^2} d\lambda \right) = 2\pi \left(\alpha \frac{d\lambda}{\lambda_0} - \frac{\Delta(\lambda_0)}{\lambda_0^2} d\lambda \right) \quad (4.10)$$

D'où

$$d\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d\Delta - \frac{2\pi(\Delta(\lambda_0) - \alpha\lambda_0)}{\lambda_0^2} d\lambda \quad (4.11)$$

Ce que nous mesurons expérimentalement, c'est l'interfrange λ_{DV} des franges de dispersion le long de l'axe vertical 'y' (idéalement l'axe neutre du Mach Zehnder). Nous avons donc le long de l'axe 'y' les deux variations suivantes :

- une variation de Δ produit par la géométrie du MZ pour λ constant : $d\Delta = k' \cdot dy$.
- une variation de λ produit par la dispersion du réseau : $d\lambda = k \cdot dy$.

où k' est le coefficient géométrique de l'évolution de la DDM le long de l'axe y (déterminé par l'interfrange de l'interférogramme à λ_0), et k est le coefficient de dispersion spectral le long de l'axe y (déterminé à partir des raies spectrales du spectre solaire).

$$d\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(k' - \frac{\Delta(\lambda_0) - \alpha\lambda_0}{\lambda_0} k \right) dy \quad (4.12)$$

En descendant dans l'image du champ le long de l'axe 'y', nous avons d'une part une augmentation de la phase liée à la croissance de la différence de marche géométrique, et d'autre part une diminution de la phase du fait de la croissance de la longueur d'onde par la lumière dispersée.

Entre deux franges de dispersion en suivant l'axe des 'y', nous avons $d\varphi = -2\pi$ (négatif car nous verrons que c'est l'effet de $d\lambda$ qui domine celui de $d\Delta$) soit :

$$\Delta(\lambda_0) = \frac{\lambda_0^2}{d\lambda} \left(1 + \frac{d\Delta}{\lambda_0} + \alpha \frac{d\lambda}{\lambda_0} \right) = \frac{\lambda_0^2}{k\lambda_{DV}} \left(1 + \frac{k'\lambda_{DV}}{\lambda_0} \right) + \alpha\lambda_0 \quad (4.13)$$

λ_{DV} : étant l'interfranges des franges de diffusion le long de l'axe 'y'

Estimation de k'

k' caractérise les franges instrumentales, l'interfrange instrumentale λ_f est en moyenne de 20.48px soit 25.37 nm/px, et l'angle des franges β est de 6.7° pour la voie utilisé, on a donc

$$k' = \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \sin \beta = 25.37 \sin(\beta) = 2.96 \pm 0.01 \text{ nm/px}$$

k' est positif car la phase croît dans le même sens que 'y' (ici vers le bas) conformément au modèle de l'instrument, nous pouvons le vérifier indépendamment en exploitant les franges visible sur les images de Jupiter (acquise lors de la première campagne d'observation) lorsque l'axe de rotation est parallèle aux franges de l'instrument. Connaissant le sens de rotation de la planète il est possible de déduire le gradient de phase à partir de la variation des interfranges : si l'interfrange augmente alors la phase instrumentale augmente dans le même sens que la longueur d'onde de la source (dans cette configuration nous avons $k'=25.37\text{nm/px}$ et $k=10^{-4}\text{nm/px}$, k étant déduit de la rotation de Jupiter, $d\phi = +2\pi$). Pour Jupiter nous avons un interfrange de 22.7px contre 20.5 sur le ciel, cette dilatation des franges permet d'orienter le gradient de la phase sur le champ de l'instrument (Figure 4-21).

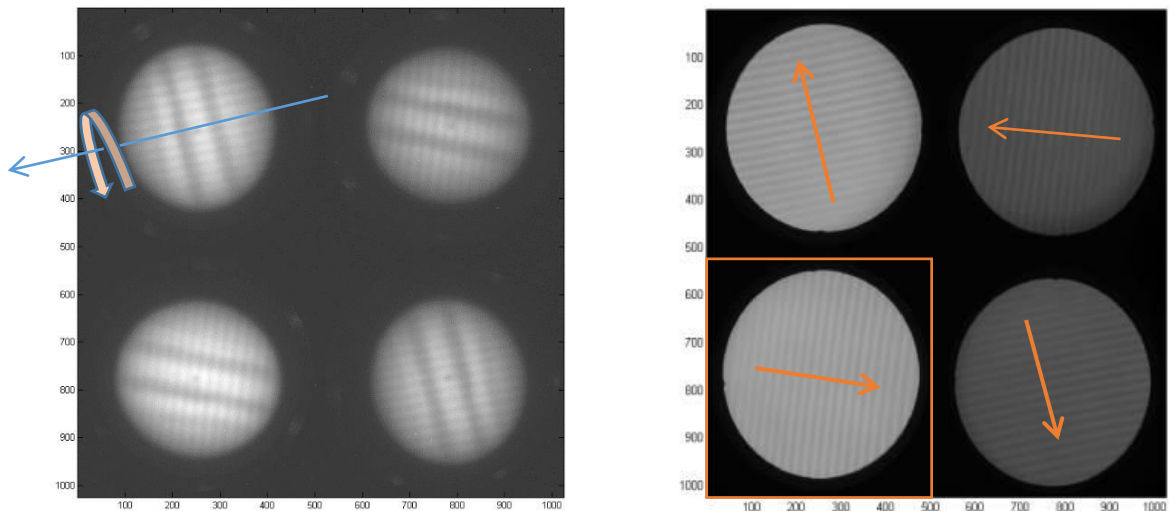


Figure 4-21: A gauche : sens de rotation de Jupiter, la rotation de Jupiter produit un élargissement des interfranges ce qui permet d'en déduire le sens croissant de la phase illustrée sur l'image de droite (le carré représente la sous-image utilisée pour les mesures).

Estimation de k (Calibration du spectre)

Un spectre sans franges est obtenu en modulant la DDM, ce spectre est ensuite calibré en le divisant par le flat en lumière blanche. La position de chaque raie est déterminée par deux méthodes : un fit gaussien et par une interpolation spline.

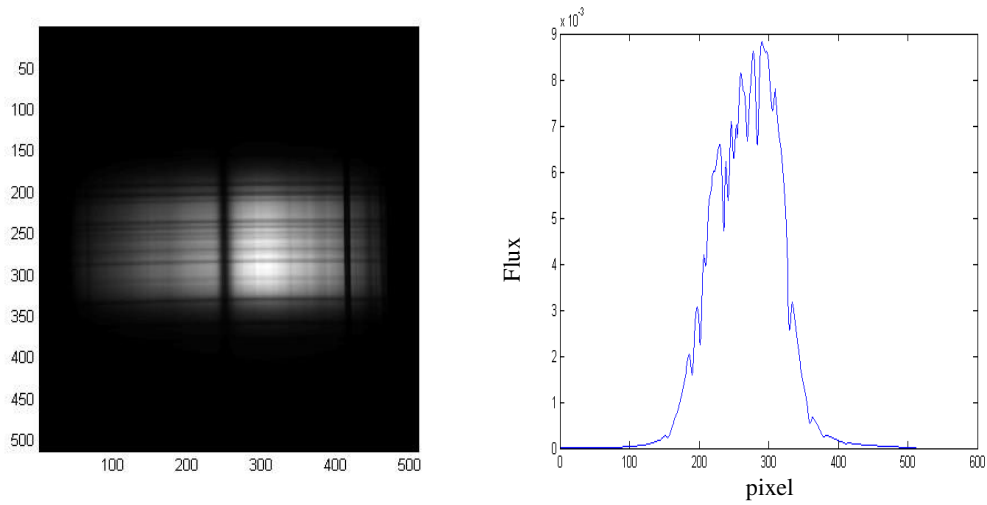


Figure 4-22 Spectre solaire brut et son profil. Sur l'image de gauche les raies solaires d'absorption sont horizontales. Les traits verticaux sont dus aux espaces entre les fibres et aux irrégularités de la fente d'entrée. Un fil a été placé en travers de la fente (à droite) pour calibrer la direction de dispersion.

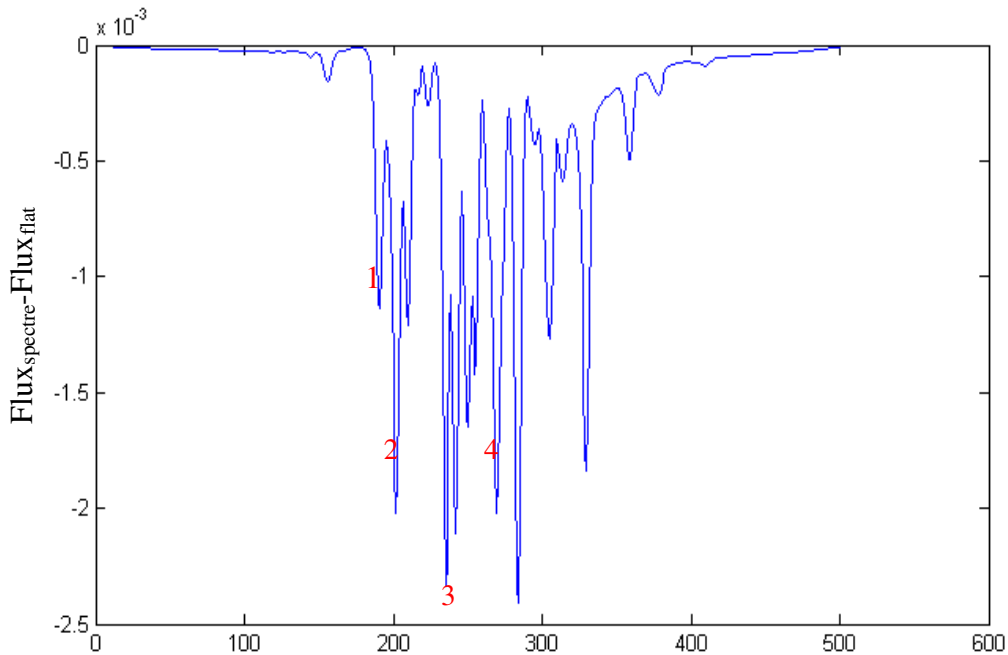


Figure 4-23 : Spectre solaire corrigé du flat-field et intégré sur l'axe des x (entre les lignes 275 et 375).

Tableau 4-2. Mesure de k'

Raies	Ecart spect.	Ecart (fit)	Px	Ecart (sp)	Px	nm/px (fit)	nm/px(sp)
5-3	0.3768	48.290		48.326		0.007803	0.007797
5-2	0.63652	81.638		81.534		0.007797	0.007807
5-1	0.7255	92.918		92.976		0.007808	0.007803
4-3	0.2626	33.813		33.790		0.007766	0.007771
4-2	0.5224	67.160		66.999		0.007778	0.007797
4-1	0.6113	78.441		78.440		0.007793	0.007793
3-2	0.2597	33.347		33.208		0.007787	0.007820
3-1	0.3487	44.628		44.650		0.007813	0.007801
				Moyenne :		0.007793	0.007798

Ce qui nous donne une moyenne et un écart-type de :
 $k=0.007795\pm 0.000014$ nm/px

Nous pouvons dès lors confirmer que la phase diminue avec dy :
 $d\varphi = 0.0357dy - 0.927dy = -0.891 dy$

Mesure de la DDM :

La valeur de la DDM se déduit de l'interfrange λ_{DV} des franges de dispersion en lumière blanche artificielle le long de l'axe 'y' (Figure 4-24). Cette mesure se fait colonne par colonne par la mesure de la fréquence spatiale. La Figure 4-25 montre le résultat obtenu pour toutes les colonnes, une variation importante de l'interfrange dans le champ est visible, cette variation n'est pas la conséquence d'une variation de la DDM mais résulte d'un changement du facteur d'échelle du spectre (et donc de k). La distorsion optique n'est pas en cause (elle est 10 fois plus faible et plus symétrique), un défaut de parallélisme de la fente par rapport au réseau de diffraction en est probablement la cause.

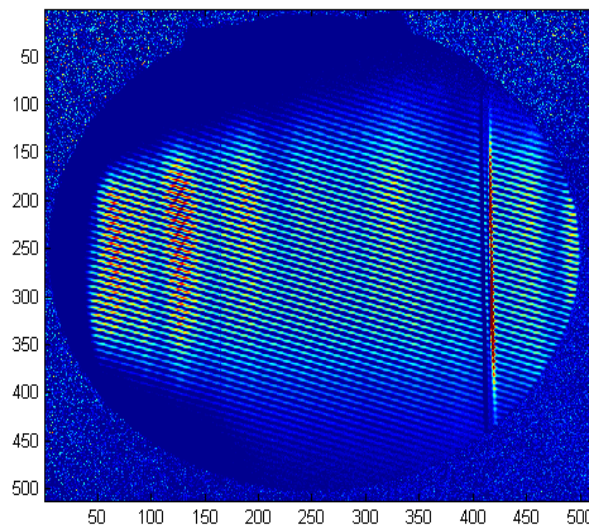


Figure 4-24: Franges en lumière blanche calibrées par le flat

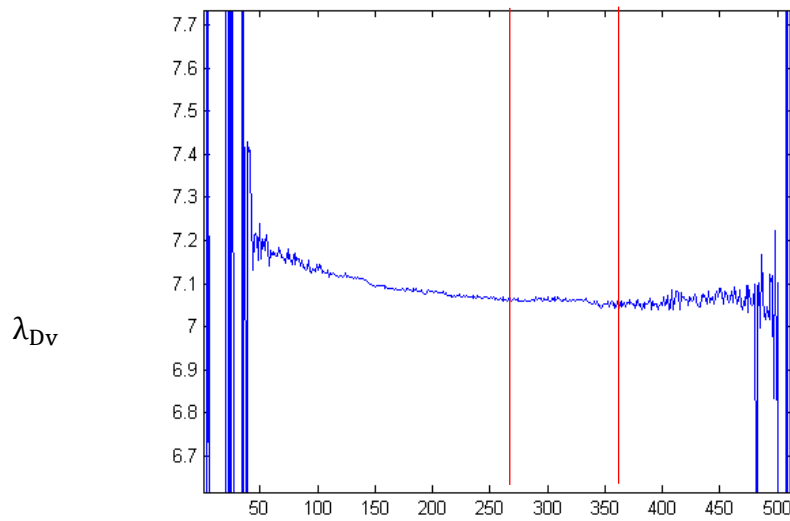


Figure 4-25: Interfrange λ_{DV} colonne par colonne (mesuré par FFT). En rouge, la zone de référence utilisée pour la calibration du spectre.

La valeur moyenne de λ_{DV} et son écart-type donne :

$$\lambda_{DV}=7.06\pm 0.01 \text{ pixel}$$

Nous trouvons donc pour la valeur de la différence de marche Δ :

$$\Delta = \frac{\lambda_0^2}{k\lambda_{DV}} \left(1 + \frac{k'\lambda_{DV}}{\lambda_0} \right) + \alpha\lambda_0 = 4947 \pm 26 \text{ } \mu\text{m}$$

La mesure montre donc que le Mach-Zehnder n'est pas à sa différence de marche optimale (qui est à $5037 \text{ } \mu\text{m}$), ce qui peut conduire à une perte de contraste de 20%.

4.5.2 Réglage de la lame B3

Ces mesures de Δ (effectuées après la campagne d'observation de 2015) ont donné lieu à un ajustement de la différence de marche par le réglage en translation de la lame B3. La lame B3 a été translatée de $981 \mu\text{m}$ ($90 \mu\text{m}/0.0917$) pour augmenter la différence de marche de $90 \mu\text{m}$ et atteindre la valeur optimale de $5037 \mu\text{m}$. Des réglages de la lame B3 en inclinaison ont également permis d'augmenter le contraste (de 20%) et de recentrer la zone maximale de la carte de contraste. Ces derniers réglages ont été réalisés d'une part à l'aide d'un interféromètre Zygo afin d'aligner au mieux les deux fronts d'ondes des deux bras du Mach-Zehnder (en masquant un bras du MZ puis l'autre et en vérifiant l'accord des retours), d'autre part à l'aide d'une mesure directe du contraste par le logiciel d'acquisition. Nous nous sommes appuyés également sur le modèle vectoriel du Mach-Zehnder qui nous a permis de mieux comprendre les comportements du MZ aux différents réglages.

Notons par ailleurs que l'espace vide entre la lame B3 et B2 a été réduit à cette occasion pour diminuer l'interfrange des interférogrammes (en passant de 29 à 21 pixels par franges). L'idée est d'avoir des interfranges de taille inférieure à la dimension type de la PSF et ainsi

pouvoir filtrer lors du traitement des données d'éventuelles franges résiduelles sans que cela n'affecte des structures propres à Jupiter. Réduire cet interfrange n'a pas de conséquences liées aux performances de l'instrument, notamment cela ne produit pas plus de perte de contraste du fait de la turbulence (ces franges ne sont liées qu'à la géométrie de l'instrument). Cette diminution de l'interfrange peut toutefois augmenter la sensibilité liée à l'instabilité thermique du système optique formant les images de franges. Un décalage d'image se traduira par un déphasage plus important si l'interfrange est plus petit.

Les observations de 2016 et 2017 ont été réalisées avec cette configuration optique du Mach-Zehnder.

4.5.3 Effets d'un décalage de la pupille

L'imperfection des surfaces du Mach-Zehnder déduite de la mesure du front d'onde suggère que la différence de marche peut changer légèrement suivant la position latérale de la pupille. Ce problème a été constaté au cours des observations de 2015 et confirmé par des mesures en laboratoire. Ces mesures ont été effectuées en inclinant un miroir placé dans un plan image. Pour chaque inclinaison du miroir sur un des deux axes, on mesure la position de l'image de la pupille sur la caméra science (un dispositif optique devant la caméra permet de former une image du plan pupille). La position de la pupille est estimée par le photocentre de son image. La Figure 4-26 montre que la dérive de la phase qui affecte les quatre voies est de l'ordre de 0.14 deg/px. En raison des imperfections d'alignement des axes optiques, la position de la pupille du télescope peut dériver au cours de la nuit sur 1/3 de la taille de la pupille, soit plus de 50 pixels. Ainsi, au cours d'une observation, la phase peut varier de près de 10 degrés d'angle. Bien que cette dérive soit lente (elle n'affecte que les basses fréquences temporelles avec un temps caractéristique inférieur à 1h), ces variations peuvent se combiner à d'autres effets et introduire des biais de mesures dans la vitesse absolue. On voit notamment sur la Figure 4-14 que les variations de phase ne sont pas exactement identiques dans les quatre images. A partir de 2016, l'instrument a donc été doté d'un miroir de type tip-tilt lent dans le plan image afin de corriger en temps réel la dérive de la pupille et assurer une meilleure stabilité et une plus grande exactitude de la phase des franges.

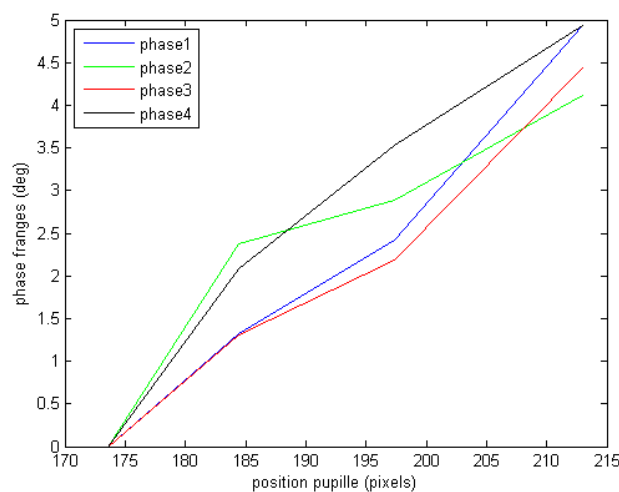


Figure 4-26. Dérive de la phase des franges en fonction de la position de la pupille (distance par rapport à une position initiale) mesurée en laboratoire.

4.5.4 Effet de la polarisation

Bien que non prévu par le modèle théorique du Mach-Zehnder, il s'est avéré que la phase des franges instrumentales est sensible à la polarisation de la lumière incidente. Cela a été constaté lors des observations sur le ciel, mais des mesures en laboratoires ont été réalisées par la suite. Ces mesures ont été produites en polarisation linéaire totale en plaçant un polariseur plan de type polaroid à l'entrée du Mach-Zehnder et en mesurant la phase et le flux pour différentes valeurs d'angle de polarisation avec comme source la lampe spectrale. Sur la Figure 4-27 (de gauche) nous pouvons voir la variation du flux en fonction de l'angle du polariseur et constater que pour un angle de 0° le flux de la voie 1 n'est pas nul mais égale à 14% du flux maximal. Cela ne peut pas être expliqué par la fuite du cube polariseur et indique qu'une rotation du plan de polarisation se produit à l'intérieur du Mach-Zehnder. Sur les mesures de la phase (figure de droite) nous voyons également que la phase dépend de l'angle de polarisation. Une explication possible serait un problème rattaché à la lame quart d'onde. Par exemple si la coupe du cristal n'est pas parfaitement parallèle à l'axe optique, il pourrait y avoir un léger pouvoir rotatoire qui expliquerait l'apparition de la composante de polarisation opposée. Une autre explication est peut-être un effet des séparatrices. Il semble que seule une analyse des effets de la polarisation sur chaque composant optique du Mach-Zehnder permettrait de tirer au clair ce problème. Malheureusement ceci n'a pas été fait avant la construction du Mach-Zehnder, ce qui rend aujourd'hui cette investigation plus ardue.

On verra par la suite que la polarisation a un effet sur les observations. Des solutions pour améliorer les problèmes sont envisagées comme l'utilisation d'un dépolarisateur.

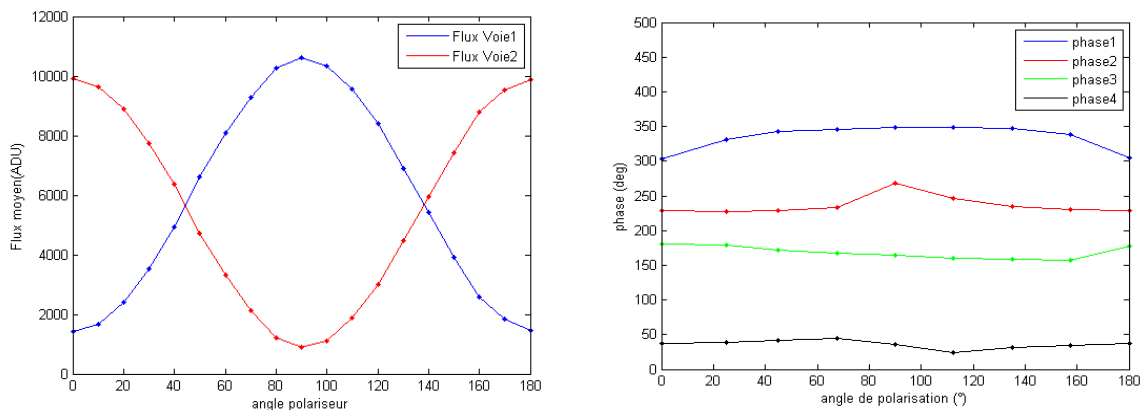


Figure 4-27. Effet de la polarisation. A gauche : flux moyen de la voie 1 et 2. A droite : phase pour les quatre voies.

4.6 Conclusion et perspectives

Les mesures en laboratoires ont révélé un certain nombre de problèmes que l'étude théorique n'avait pas forcément pris en compte. La mesure de la phase a notamment montré que l'instrument avait :

- Une sensibilité thermique plus importante que prévu
- Une sensibilité à la dérive de la pupille
- Une sensibilité à la polarisation de la lumière

Les analyses spectrales des séquences temporelles de la phase ont cependant montré que les dérives observées n'affectent pas le domaine des fréquences scientifiquement utiles. Il n'est cependant pas exclu que l'ensemble de ces dérives puissent avoir un impact sur les cartes de vitesse en introduisant des biais de mesures. La sensibilité thermique des optiques externes notamment pourrait poser problèmes. C'est pourquoi le design des instruments de la génération suivante (JIVE et JOVIAL) a été changé afin d'incorporer toutes les optiques à l'intérieur de la chambre à vide thermalisée. En attendant, et pour contrôler la configuration actuelle de l'instrument lors des observations, quatre fibres optiques ont été placées autour du diaphragme de l'image offrant quatre sources ponctuelles de référence susceptible de révéler d'éventuelles dérives.

La comparaison des cartes de phase a par ailleurs permis de voir que les quatre voies n'étaient pas parfaitement en quadrature de phase, impliquant une légère baisse des performances et un ajustement au niveau du traitement des données. La cause de cette non-quadrature n'est pas totalement élucidée, d'autant plus qu'elle semble sensible à la polarisation de la lumière. Cela pourrait provenir des lames de quartz, des propriétés des surfaces séparatrices ainsi que de la qualité générale des surfaces optiques du Mach-Zehnder.

Une partie de ce travail en laboratoire a fait l'objet d'une publication SPIE (Gonçalves, 2016), insérée en annexe.

Perspectives

Les perspectives concernant les aspects « mesures en laboratoires » sont multiples. En premier lieu, la source de lumière solaire qui est acheminé par fibre optique. La fibre est pour l'heure fixée sur un support rigide et demande de multiples interventions dans la journée pour ramener la lumière du soleil dans l'angle d'acceptance de la fibre. L'utilisation d'une monture équatoriale pourrait remédier à cet inconvénient. Elle permettrait aussi de stabiliser la position du Soleil et d'éviter un biais de mesure sur la vitesse globale variable selon l'angle de vue (selon la position du Soleil dans le cône de la fibre, les différentes zones en rotation sont vues avec des sensibilités différentes, donnant un décalage Doppler variable), qui nous empêche de réaliser des tests notamment de mesure de rotation de la terre ou de détection de mode d'oscillations solaire. Une source solaire non biaisée et stable nous permettrait également de procéder aux calibrations de l'instrument à la bonne longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas avec la lampe spectrale utilisée (11nm d'écart). Une autre solution au problème de la calibration en laboratoire serait d'utiliser un Fabry-Perot. Eclairé en lumière blanche artificielle avec une cavité d'épaisseur adéquate ($1666 \pm 30 \mu\text{m}$), un Fabry-Perot peut produire des raies d'absorptions périodiques artificielles correspondant aux raies d'absorption du soleil dans la fenêtre spectrale utilisée, sous réserve de maintenir une stabilité suffisante au cours de la procédure (qui peut se limiter à quelques minutes).

Pour les aspects liés à la calibration, il est important d'améliorer le calfeutrage de l'instrument pour éviter que des lumières parasites viennent compliquer la caractérisation de l'instrument.

D'autres mesures en laboratoire pourraient être mises sur pied afin d'établir la capacité de l'instrument à détecter des vitesses périodiques de faible amplitude. On pourrait notamment s'inspirer du montage utilisé lors de la première mesure de l'effet Doppler sur la lumière (Galitzin, 1907), effet en l'occurrence produit par la réflexion de la lumière sur un disque blanc (ou un miroir) tournant à une certaine vitesse. Il suffirait dans notre cas de balayer le faisceau

incident d'un bord à l'autre d'un disque tournant pour générer un décalage périodique d'amplitude proportionnelle à la rotation du disque.

Pour étudier plus en détail les aspects liées à la polarisation de la lumière il serait sans doute utile de concevoir un système optique capable de produire et d'analyser toutes les composantes de la polarisation et cela, si possible, sur les différents composants du Mach-Zehnder. Il serait également intéressant de disposer d'un modèle théorique de l'instrument incluant les aspects de polarisation. Cela a été fait partiellement, mais le manque de renseignement sur les caractéristiques précises des surfaces séparatrices n'ont pas permis pour l'heure de finaliser le modèle.

Chapitre 5

IMPLEMENTATION ET OBSERVATIONS AU TELESCOPE

Dans ce chapitre il sera question de l'implémentation de l'instrument derrière un télescope, de sa caractérisation sur le ciel et de l'énumération détaillée des observations astronomiques effectuées. L'objectif de ces premières campagnes d'observations est d'abord d'éprouver les différentes parties de l'instrument en conditions réelles, de caractériser celui-ci lors des observations autant sur la cible astronomique que sur le ciel diurne, et enfin d'en extraire les premiers résultats scientifiques. Toutes les observations ont été réalisées à l'observatoire de Calern ($43^{\circ} 42' 11''$ N, $7^{\circ} 15' 58''$ E), d'abord sur le télescope MEO (1.5m) puis sur le télescope Est de C2PU (1m) de 2014 à 2017. La cible était essentiellement Jupiter (34 nuits) et plus marginalement Saturne (5 nuits).

5.1 Implémentation

Dans tous les cas, l'instrument est fixé sur une table au pied du télescope. Le faisceau lumineux est acheminé dans l'instrument par un foyer coudé passant par l'axe de rotation du télescope. Le dispositif est dépourvu de dérotateur de champ, par conséquent l'image de la planète tourne lentement par rapport au repère de l'instrument en faisant quasiment un demi-tour complet au cours de la nuit d'observation. Pour chaque télescope nous avons une interface optique qui adapte le champ du télescope au champ de l'instrument et un système Tip-Tilt assure la stabilisation de l'image. A partir de 2016, un système stabilisant l'image de la pupille dans l'instrument a également été installé.

La datation de chaque image acquise lors des observations est assurée par la synchronisation de l'horloge interne du PC d'acquisition (via le logiciel Dimension 4) sur un serveur de l'observatoire de Paris synchronisé par un signal PPS lié à la référence UTC(OP) établie au SYRTE. Le nombre d'acquisition se fait toujours en nombre entier par minute en se calant au début de chaque changement de minute (typiquement nous avons pour Jupiter un intervalle de 30s, soit 2 image par minute).

Chaque image acquise est complétée par un header contenant tous les renseignements temporels et astronomiques du télescope et de la cible ainsi que diverses variables de l'instrument lui-même comme les températures internes et externes ou la position du système piézo-électrique.

5.1.1 Implémentation sur le télescope MEO

MEO est un télescope à monture azimutal de 1.5m de diamètre dédié spécifiquement au tir laser sur la Lune et des satellites artificiels. Par conséquent nous ne pouvons bénéficier que d'un « temps télescope » limité (essentiellement en période de pleine Lune), ce qui était largement suffisant dans un premier temps et pour nos objectifs de mise à l'épreuve de l'instrument. Par ailleurs, l'ensemble des optiques du télescope étant adapté aux tirs laser effectués à des longueurs d'onde spécifiques, il s'est avéré que la transmission totale du télescope, bien que suffisante, n'était pas très bonne pour nos longueurs d'onde.

Configuration optique

La Figure 5-1 montre comment la lumière du télescope est acheminée vers l'instrument DSI situé au pied du télescope sur une table optique. La Figure 5-2 Montre le schéma optique de la table DSI avec la lunette de grossissement réduisant la taille de la pupille et une seconde lunette qui transfère la pupille vers la sortie du Mach-Zehnder. Le miroir tip-tilt est placé sur le plan pupille en sortie de la première lunette et une dichroïque divise le faisceau pour permettre à la caméra de guidage d'acquérir les images de Jupiter dont la position est déterminée par le photocentre. Le système boucle avec une cadence de l'ordre de 200Hz ce qui permet d'atteindre une stabilité du photocentre inférieure au dixième de pixel (0.01 arsec).

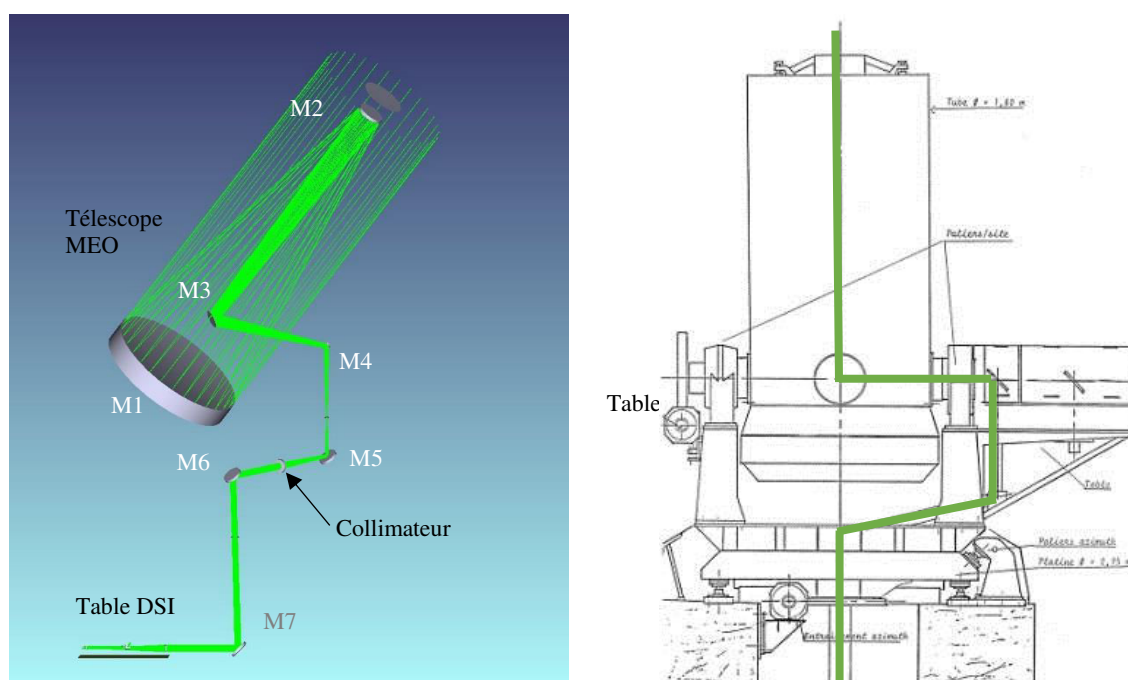


Figure 5-1. Foyer coudé du télescope MEO acheminant la lumière vers la table DSI. Le miroir M3 tourne par rapport à M4 avec la hauteur visée sur le ciel et M6 tourne par rapport à M7 lorsque l'azimute visé change.

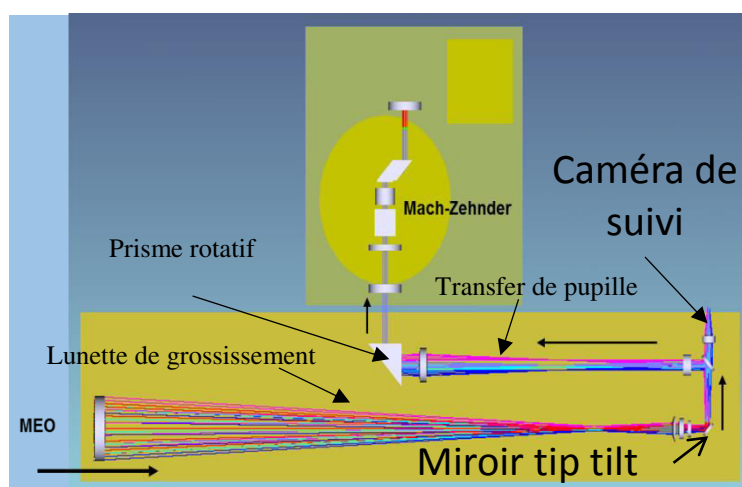


Figure 5-2. La table DSI sur MEO

Rotation du champ

MEO étant sur une monture azimutal la rotation du champ résulte à la fois de l'azimut visé (rotation du miroir M6 par rapport à M7) et de la hauteur visé (rotation de M3 par rapport à M4). Ce qui nous donne pour l'angle de l'axe du zénith sur l'image :

$$\theta_z = \alpha_z - A + h \quad (5..1)$$

Avec α_z une constante correspondant à l'angle de l'axe du zénith sur l'image lorsque la hauteur et l'azimut du télescope est nul, A est l'azimut et h la hauteur visée.

L'image de Jupiter n'est pas rattachée à l'axe du zénith mais à celui du nord céleste, l'angle entre l'axe du zénith et le nord céleste s'appelle angle parallactique, il dépend de la latitude du lieu et de la déclinaison de l'astre visé et se déduit de la trigonométrie sphérique :

$$\sin \theta_N = \sin(A) \sin(lat) - \cos(h) \cos(lat) \cos A \quad (5..2)$$

L'angle de l'axe de rotation de la planète sur l'image s'écrira donc :

$$\theta = \theta_z + \theta_N - \theta_{NP} \quad (5..3)$$

Avec θ_{NP} l'angle entre l'axe du nord céleste et l'axe de rotation de la planète.

Ainsi pour les observations de Jupiter nous avons une rotation du champ au cours de la nuit d'environ 200°. La Figure 5-3 illustre l'évolution de la rotation du champ sur l'image science au cours d'une nuit d'observation de 2015. Figure 53 illustre l'évolution de la rotation du champ sur l'image science au cours d'une nuit d'observation de 2015.

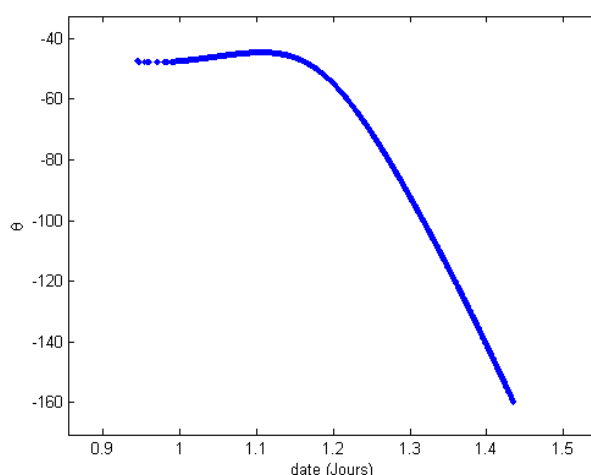


Figure 5-3. Rotation du champ lors des observations de Jupiter sur MEO (en 2015)

Notons que la rotation de l'image de Jupiter sur la caméra science est à la fois un inconvénient et un avantage. L'inconvénient est qu'il complique le traitement des données, l'avantage est qu'il permet de mettre en évidence d'atténuer et de corriger certains effets systématiques pouvant se rattacher au capteur ou à des franges résiduelles de l'instrument par exemple.

5.1.2 Implémentation sur le télescope Est de C2PU

C2PU est un observatoire à deux télescopes de 1m récemment réhabilités consacré à des projets scientifiques et pédagogiques. Suite à la mise en service du télescope Est (Epsilon) de C2PU, l'opportunité d'y implanter l'instrument DSI s'est présentée avec la possibilité de réaliser des observations plus longues et ainsi de pleinement profiter de la période d'opposition de Jupiter.



Figure 5-4. C2PU et ces deux télescopes Omega (à gauche) et epsilon (à droite)

Configuration optique

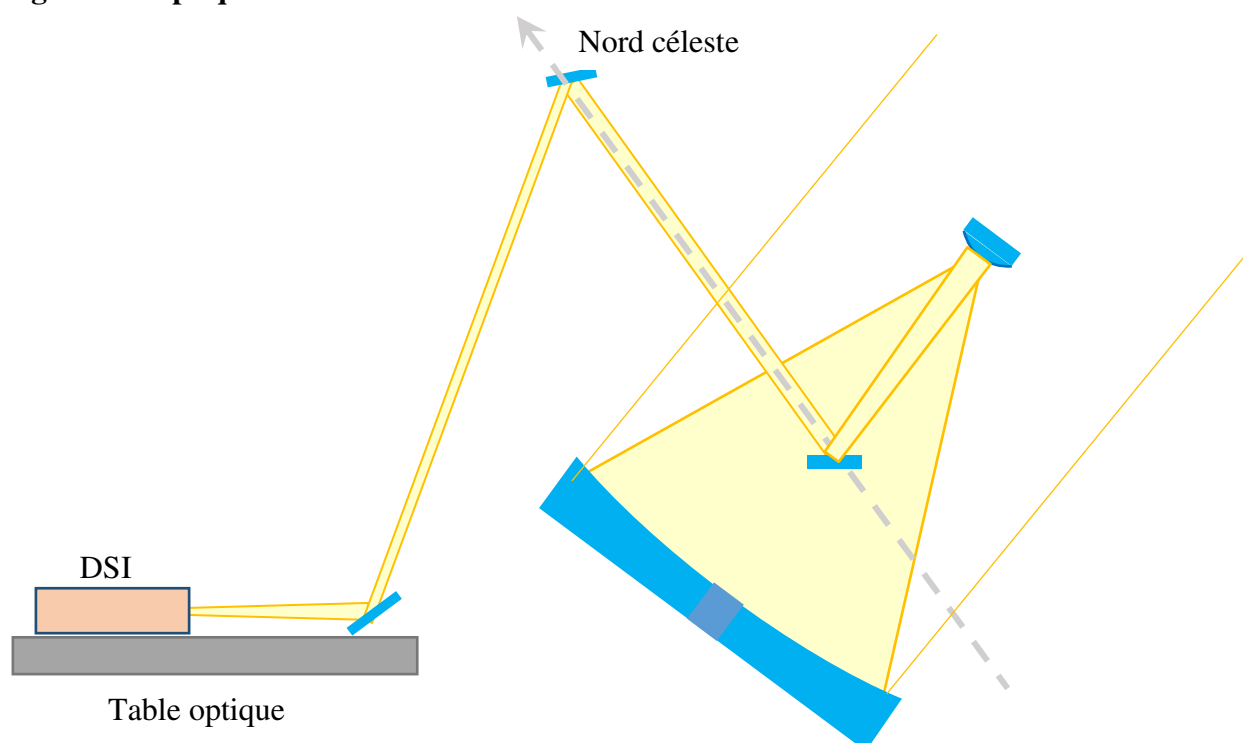


Figure 5-5 Foyer coudé sur le télescope Epsilon. Dans cette configuration, la focale du télescope est de 36m.

Rotation du champ

C2PU est sur une monture équatoriale la rotation du champ résulte uniquement de la rotation de l'axe horaire (la déclinaison étant constante), nous avons donc pour l'angle de l'axe de rotation de la planète :

$$\theta = \alpha_N - A_H - \theta_{NP} \quad (5.4)$$

Avec α_N une constante correspondant à l'angle de l'axe du nord céleste sur l'image lorsque l'angle horaire est nul, A_H est l'angle horaire.

La rotation du champ sera donc linéaire et de l'ordre de 120° au cours de la nuit comme le montre la Figure 5-6.

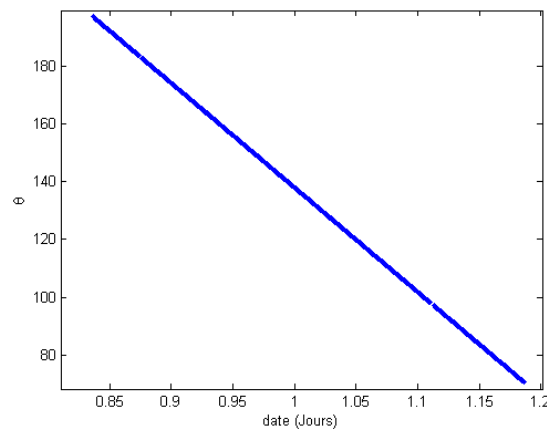


Figure 5-6. Rotation du champ lors des observations de Jupiter sur C2PU (2016)

5.2 Caractérisation sur le ciel

Au fil des différentes campagnes il a été possible d'identifier un certain nombre de problèmes propres aux conditions réelles d'observations mais aussi de profiter du télescope le jour pour réaliser des tests et des calibrations sur le ciel (bleu ou nuageux) difficiles à obtenir en laboratoire. Il sera question ici des procédures et des mesures réalisées directement lors des observations.

5.2.1 Procédure de calibration

Idéalement il serait souhaitable de réaliser une calibration de l'instrument avant ou après chaque observation. Malheureusement, ne disposant pas d'une source artificielle à la longueur d'onde de fonctionnement de l'instrument (519.6nm), nous sommes amenés à réaliser cette calibration sur le ciel diurne qui permet de produire des franges instrumentales liées au spectre solaire. Utiliser le ciel a deux inconvénients, le premier est que la lumière du ciel bleu résultant de la diffusion de Rayleigh est fortement polarisée, une polarisation qui change de plus en fonction de la position du soleil. Le degré de polarisation linéaire du ciel bleu s'écrit $P_l = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \sim \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}$ (Principe of optique) avec θ l'angle entre le vecteur source et le vecteur pointant vers

l'observateur, ainsi ce degré de polarisation est minimal lorsque l'on observe du côté opposé du soleil. Le second inconvénient est que le flux est plus faible qu'une source artificielle et demande un nombre d'images plus important pour atteindre un bon signal à bruit. Ces deux inconvénients peuvent cependant être évités ou atténués en observant un ciel nuageux, idéalement couvert de nuage blanc (la lumière diffusée par les nuages de gouttelette d'eau est faiblement polarisée) mais cela ne se présente évidemment pas tous les jours sans compter qu'une couverture nuageuse n'est pas vraiment compatible avec une période d'observation. La procédure de calibration comporte deux étapes : il y a d'abord la calibration géométrique puis la calibration de la phase elle-même.

La calibration géométrique consiste à réaliser plusieurs images du champ de l'instrument avec une grille située sur le plan image et éclairé en lumière blanche artificielle. La lumière du ciel peut également être utilisée à condition d'activer la modulation de la DDM par le système piezo-électrique durant l'acquisition. Cette modulation, d'une amplitude égale à une longueur d'onde, permet de supprimer les franges d'interférence qui ne sont pas utiles pour cette phase. D'autres images sans la grille sont réalisées, elles serviront de « flat », ces dernières doivent être réalisées dans les mêmes conditions d'éclairage, donc si la calibration est faite sur le ciel il faut s'assurer que les conditions soient bien stables (nuage ou ciel bleu).

Pour la calibration de la phase nous avons besoin de franges d'interférences ce que nous obtenons en pointant le ciel diurne, soit dans la direction opposée du Soleil (si le ciel est bleu), soit vers une zone de nuage blanc. La procédure de calibration de la phase consiste alors à moduler la différence de marche entre chaque acquisition de telle sorte que l'on obtienne quatre interférogrammes en quadrature de phase pour chaque sous-image (Figure 5-7), Cette opération étant répétée plusieurs dizaines de fois pour diminuer le bruit de photon. Ces différentes acquisitions permettront, lors de la réduction des données, d'extraire les cartes de phase et de contraste de l'instrument indispensables à l'extraction des cartes de vitesse de la cible étudiée.

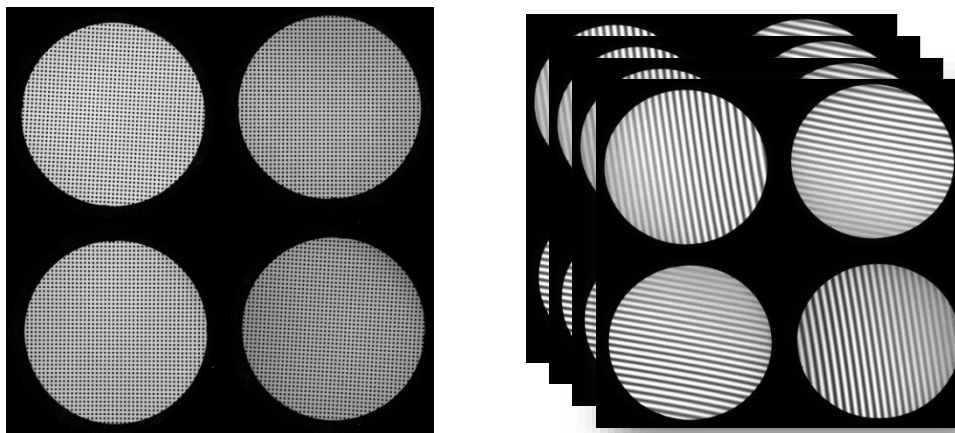


Figure 5-7. Illustration des images de la grille de calibration (à gauche) et de la série des quatre images des franges pour quatre déphasages en quadrature (à droite).

Pour les observations faites à MEO (2014 et 2015) la grille de calibration était placée sur un dispositif à part et un prisme rotatif (Figure 5-2) permettait de passer de la voie du télescope à celle de la grille de calibration. L'expérience a montré que ce dispositif ne donnait pas toujours une configuration reproductible car le prisme ne revenait pas toujours à la même position et le faisceau lumineux pouvait emprunter des chemins légèrement différents dans l'instrument

généralisant des calibrations pas toujours fidèles. Cela nous a amené à changer le dispositif, la grille de calibration a donc par la suite (à partir de 2016) été insérée à l'intérieur même de la lunette d'interface (dans son plan image) avec un système de bascule permettant de le retirer lors des observations.

5.2.2 Mesure de la rotation de la terre

En dehors des mesures de calibration diurnes il nous a semblé utile d'exploiter le temps télescope disponible au cours de la journée pour réaliser un grand nombre d'images des franges du ciel dans le but de produire une mesure test de la rotation de la terre. L'accumulation de tel données pourront également nous permettre de tenter la détection des modes d'oscillation solaires et dont nous parlerons au chapitre 6 consacré à la réduction des données. Ces mesures ont été effectuées en 2016 et 2017. La phase des franges est ici mesurée directement sur les images acquises par la méthode des « pic franges » décrit au chapitre 4.1.1., son évolution peut donc être visionnée en direct lors des acquisitions. C'est au cours de ces mesures que nous nous sommes rendu compte que la valeur de la phase était influencée par le degré de polarisation de la lumière du ciel. Une partie des mesures ont été effectuées en plaçant à l'entrée du MZ un polariseur à 45°, cela supprime les effets de la polarisation mais a pour inconvénient de diminuer le flux lumineux d'au moins un facteur 2.

Le télescope est donc pointé sur le ciel sur une position fixe, l'instrument produit des franges d'interférence dont la phase (sur tout le champ) est proportionnelle au décalage doppler de la lumière solaire diffusé par le ciel. Le décalage ainsi observé est équivalent à celui que l'on aurait eu en observant le soleil directement, on mesure donc la vitesse relative entre le soleil et le télescope, vitesse qui est dominée par la rotation de la terre. La vitesse radiale va dépendre uniquement de la vitesse de rotation de la terre à l'équateur, de la latitude du lieu et de la position du soleil dans le ciel au cours de la journée (le calcul est détaillé au chapitre 6.1). En général les mesures se font dans un ciel plus ou moins clairsemé, de fait la polarisation peut varier fortement au cours de la journée, la polarisation du ciel étant plus forte sur le ciel bleu (diffusion de Rayleigh) que sur les nuages (diffusion de Mie). La Figure 5-8 montre un exemple de mesure de la phase obtenu au cours de la journée du 08/03/2016. Nous avons en gris l'évolution de la phase au cours du temps (du matin au soir), la rupture à mi-journée est due au temps nécessaire pour changer la position du télescope (position fixe vers l'ouest en première partie de la journée et position fixe vers l'Est en fin de journée). Pour la deuxième partie de la journée nous avons placé un polariseur à 45° devant l'instrument afin de supprimer l'influence de la polarisation du ciel, la perte de flux qui en résulte augmente naturellement le bruit de la mesure mais stabilise la courbe. La courbe bleue est une correction *ad hoc* du biais produit par la polarisation et correspond à une correction proportionnelle au degré de polarisation linéaire P_l estimé par la mesure des flux des voies 1 et 3 de l'instrument ($\phi_c = \phi - 0.1P_l$). La courbe rouge est la valeur théoriquement attendu du fait de la rotation terrestre. La vitesse radiale correspond à environ -300m/s en début de nuit et +300m/s en fin de nuit. Notons que la sensibilité de l'instrument ne bénéficie pas ici du double effet doppler puisque la surface diffusante ne se déplace pas par rapport à l'observateur mais seulement par rapport à la source.

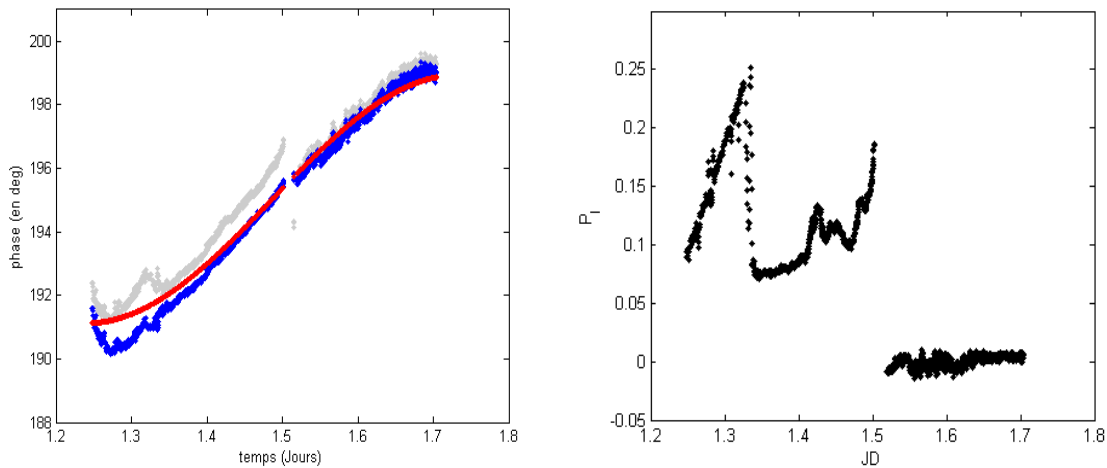


Figure 5-8. A gauche : Evolution de la phase des franges instrumentales sur le ciel au cours de la journée du 08/03/2016. En gris la mesure brute, en bleu la mesure corrigée d'une valeur proportionnelle au degré de polarisation linéaire et en rouge la courbe théorique de la rotation de la terre. A droite : le degré de polarisation du ciel, celui-ci est nul dans la seconde partie de la nuit du fait de l'utilisation d'un polariseur à 45° .

5.2.3 Polarisation par le télescope

La mesure des flux issus des voies de polarisation opposées de l'instrument montre des fluctuations de flux relatif corrélées avec la position du télescope, cela suggère que les différents miroirs composant le renvoi coudé du télescope affecte la lumière en produisant un certain degré de polarisation, polarisation pouvant provenir du traitement des surfaces de ceux-ci. La Figure 5-9 montre le degré de polarisation linéaire $p_l = Q/I = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ entre les voies 1 et 2 obtenu au cours de plusieurs nuits sur Jupiter avec MEO et C2PU. Les mesures montrent que le degré de polarisation sur MEO est stable et corrélé avec la position en azimut. Pour C2PU le degré de polarisation est bien inférieur que sur MEO avec une certaine corrélation (par période) vis-à-vis de l'angle horaire.

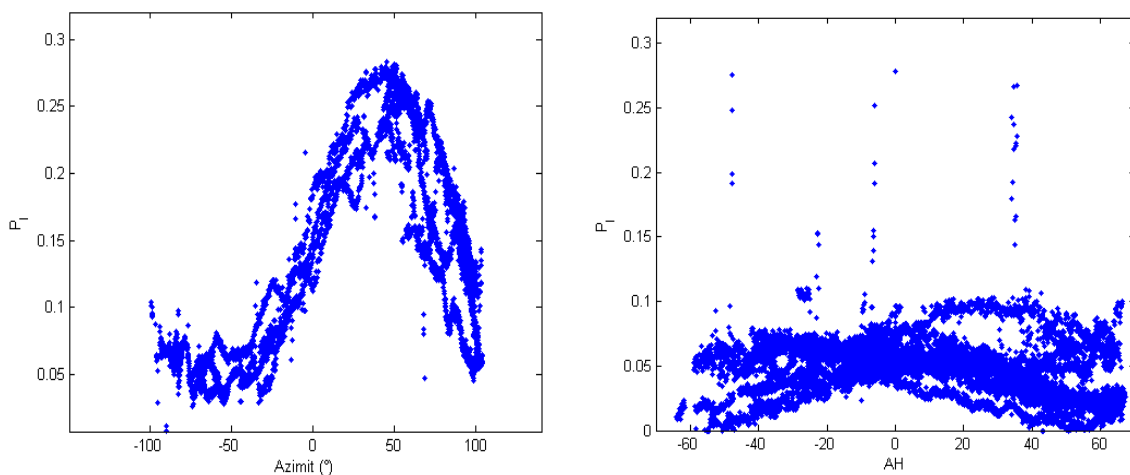


Figure 5-9. Degré de polarisation linéaire au cours des différentes nuits sur Jupiter, replié en fonction de l'azimut pour MEO en 2015 (à gauche) et en fonction de l'angle horaire avec C2PU en 2016 (à droite). L'amplitude maximale du degré de polarisation est de 0.25. Sachant, sachant que les mesures sur le ciel ont montré une sensibilité de la phase de l'ordre de 0.1

radian par pourcentage de de polarisation, cela ne devrait donc pas affecter la phase de plus de 0.025 radian. Mais le plus important est la répartition spectrale de ces amplitudes en fonction de la fréquence.

La

Figure 5-10 montre l'analyse fréquentielle des dérives pour les deux télescopes (sans filtrage des basses fréquences), la densité spectrale est exprimé en $\text{cm.s}^{-1}.\mu\text{Hz}^{-1/2}$ et est à comparer au spectre lié au bruit thermique (Figure 4-12). Nous voyons que les fluctuations de vitesse produites par les effets de phase restent inférieures à ceux produit par les fluctuations thermiques.

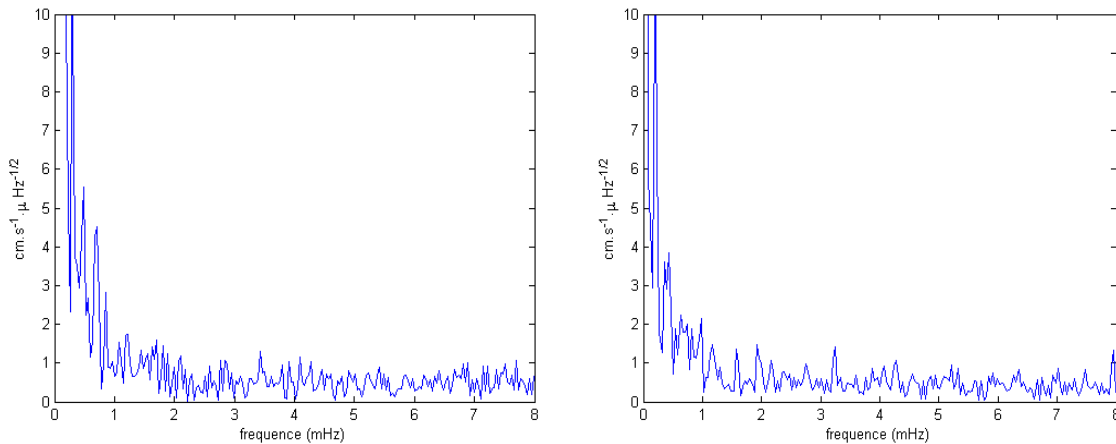


Figure 5-10. Densité spectral des variations du degré de polarisation après conversion du biais que celà est censé produire en vitesse pour MEO (à gauche) et C2PU (à droite).

5.2.4 Dérive de la pupille

Les observations de 2014 et 2015 ont mis en évidence un problème de dérive de la pupille dans l'instrument. Ce constat a été possible grâce à un dispositif optique dans l'instrument permettant de basculer du plan image au plan pupille et ainsi de visionner la pupille sur la caméra science. La dérive observée correspond à un décalage pouvant atteindre un tiers de la taille de la pupille, cette dérive se produit progressivement au cours de la nuit et résulte de léger défaut d'alignement des axes optiques. La conséquence de cette dérive est qu'elle affecte la phase et bien que cela ne concerne que les basses fréquences temporelles il a été décidé pour les observations suivantes de stabiliser la pupille à l'aide d'un second tip-tilt fonctionnant à basse fréquence. Dans ce dispositif un miroir tip-tilt « lent » est placé sur un plan image (pour ne pas produire de déplacement au niveau de l'image) tandis que qu'une caméra rapide enregistre l'image de la pupille. Le système boucle avec une fréquence de 1 Hz, ce qui est largement suffisant compte tenue de la lenteur de la dérive elle-même.

5.2.5 Estimation de la transmission du télescope

Pour estimer la transmission des deux télescopes nous allons nous baser sur les photo-électrons des images de Jupiter et comparer ce flux à celui attendu à partir de l'équation (3.37). Les résultats sont résumés dans le Tableau 5-1. Dans ce tableau nous avons l'estimation du nombre total de photons reçu à l'entrée du télescope (N_{t0}), le nombre total de photo-électron mesuré (N_{tm}) et le nombre total de photo-électron théoriquement mesurés (N_{tt}). On constate d'une part que la transmission de l'ensemble télescope-instrument est de 6% pour MEO et 13% pour C2PU, et d'autre part que nos estimations de transmission sont plus sous estimées pour MEO (40%) que pour C2PU (66%). Si l'on impute cette différence à la seule transmission du télescope, MEO aurait une transmission plus de deux fois moins bonne que C2PU, ce qui explique pourquoi le flux est similaire sur nos images malgré une surface deux fois plus importante.

Tableau 5-1. Bilan des flux reçus

	MEO	C2PU
Diam Jupiter	44.7"	43.9"
T_T estimé	0.45	0.62
M _v	-2.54	-2.48
N_{t0} reçu à l'entré	$8.74 \cdot 10^8$	$4.22 \cdot 10^8$
N_{tm} mesuré	$4.96 \cdot 10^7$	$5.56 \cdot 10^7$
N_{tt} théorique	$1.22 \cdot 10^8$	$8.46 \cdot 10^7$
N_{tm} / N_{tt}	40%	66%
N_{tm} / N_{t0}	6%	13%

5.3 Campagnes d'observations sur Jupiter (et de Saturne)

L'essentielle de ces campagnes d'observation (90%) concernait Jupiter, il y eu toutefois 5 nuits consacrées à Saturne en 2014. Le Tableau 5-2 résume l'ensemble des paramètres liés à la planète au cours de ces observations. Les observations ont été planifiées de telle sorte qu'elles correspondent plus ou moins à la date de l'opposition (le moment ou la planète est au plus près de la Terre). Du fait de l'inclinaison de la Terre, Jupiter aura au cours de cette période et d'une année à l'autre une hauteur maximale sur le ciel et une durée d'observation optimale (au-dessus de 30°) plus ou moins importante, la période optimale revenant cycliquement tous les 14 ans (une année Jupiterienne) pour un site donné. Depuis Calern, les meilleurs moments pour observer Jupiter correspondent à la période 2012-2016 (Figure 5-11).

Tableau 5-2. Configuration astronomique de la cible

Planète	Jupiter	Saturn	Jupiter	Jupiter	Jupiter
Télescope	MEO	MEO	MEO	C2PU	C2PU
Date début	28/01/2014	13/05/2014	17/02/2015	03/03/2016	10/04/2017
Date fin	03/02/2014	17/05/2014	13/03/2015	23/03/2016	29/04/2017
Nombre de nuits	3	5	5	15	11
Nombre d'images			3522	9850	
RA (h)	6.88 à 6.85	15.18 à 15.16	09.23 à 9.20	11.32 à 11.18	13.11 à 12.98
Dec (deg)	23.03 à 23.10	-15.23 à -15.17	16.98 à 17.28	05.93 à 06.85	-5.50 à -4.63
VMag	-2.18 à -2.16	0.28 à 0.29	-2.55 à -2.53	-2.49 à -2.46	-2.00 à -1.97
Diam. Eq. (asec)	45.8" à 45.3"	18.7" à 18.7"	44.8" à 44.6"	44.1" à 43.8"	44.3" à 43.7
Altitude max (deg.)	69.26 à 69.33	30.95 à 31.01	63.15 à 63.30	52.10 à 53.00	40.63 à 41.5
Phase en deg.	4.81 à 5.92	0.68 à 0.34	2.420 à 3.420	0.340 à 3.200	0.51 à 4.16
Vitesse P/T (km/s)	12.3 à 15.3	1.32 à 3.50	6.3 à 9.0	-1.6 à 8.17	0.77 à 10.04
V _{rot terre} (km/s)	0.31	0.32	0.32	0.33	0.33
Temps > 20 deg Alt.	11h08	4h35	10h20	9h00	7h20
Date de l'opposition	05/01/2014	11/05/2014	06/02/2015	08/03/2016	08/04/2017
SEP LAT (deg)	1.65 à 1.65	21.66 à 21.58	-0.15 à -0.13	-1.88 à -1.80	-3.01 à -2.91
SSP LAT (deg)	1.57 à 1.55	21.97 à 22.00	-0.06 à -0.08	-1.59 à 1.65	-2.73 à -2.77
NP (deg)	6.67 à 6.40	0.81 à 0.78	19.5 à 19.3	25.3 à 25.10	24.04 à 24.36

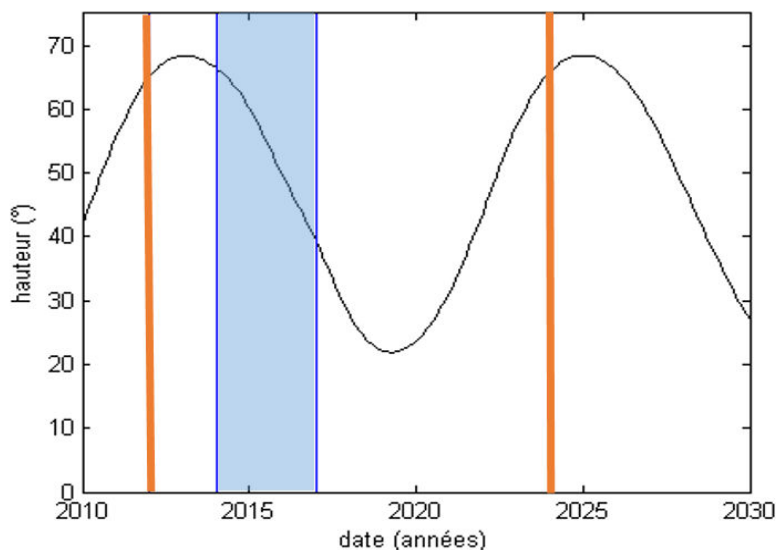


Figure 5-11. Evolution de la hauteur maximale de Jupiter sur le ciel au moment de l'opposition de 2010 à 2030 pour l'observatoire de Calern. En bleu la période de temps correspondant aux observations décrites ici, en orange la période du mois de décembre (nuits longues).

5.3.1 Campagne de 2014

La campagne de 2014 a essentiellement servi à la mise au point de l'ensemble des systèmes, notamment du système de Tip-tilt. Cette année-là il y a eu deux campagnes avec le télescope MEO, l'une concernant Jupiter du 28/01/2014 au 03/02/2014, l'autre concernant Saturne du 13/05/2014 au 17/05/2014. La configuration des planètes sur le ciel est représentée

dans la Figure 5-12. Les Figure 5-13 et Figure 5-14 montre les séquences temporelles des différentes images acquises au cours de cette période, ainsi que le flux moyen par pixel en ADU. L'aspect des images sciences de Jupiter et Saturne sont représenté sur la Figure 5-15

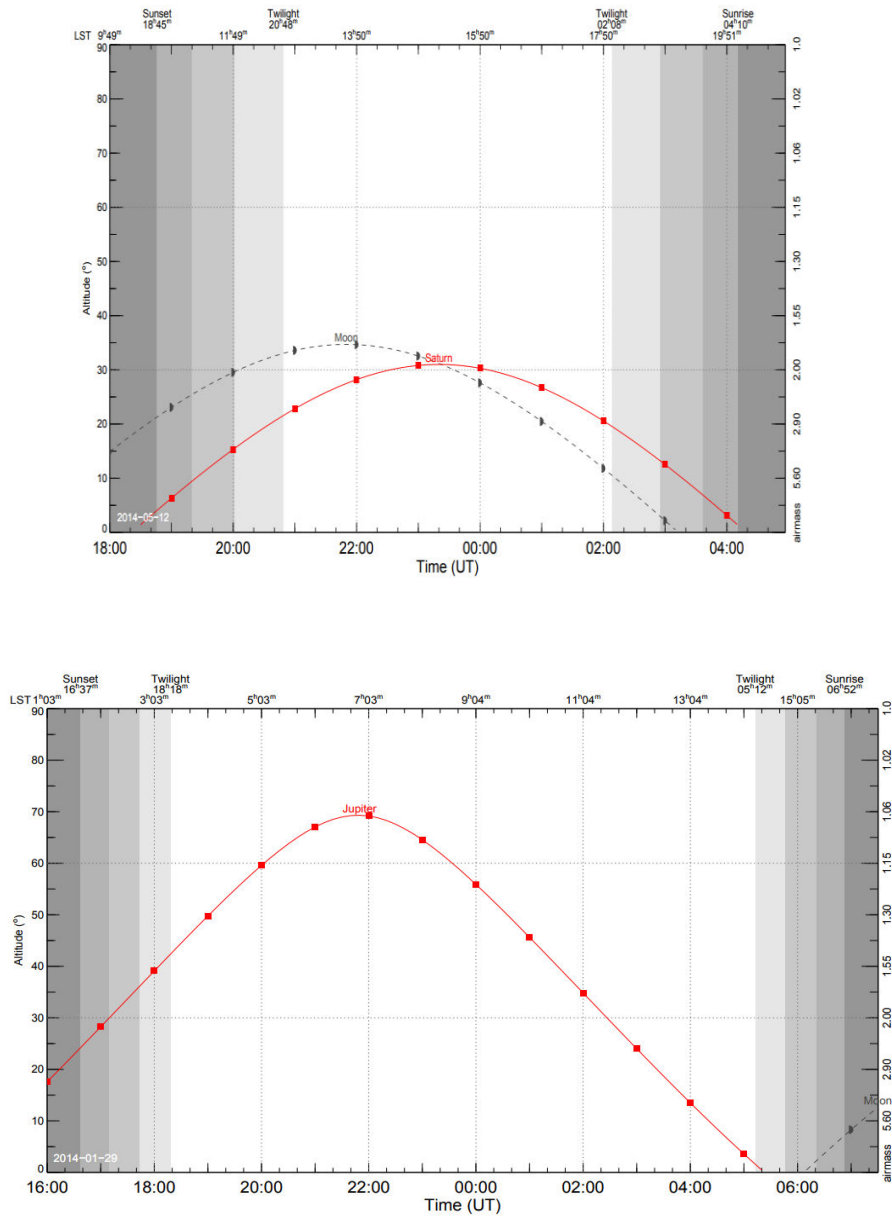


Figure 5-12. Elévation de Jupiter (nuit du 29-01-2014) et Saturne (nuit du 12-05-2014) pour Calern.

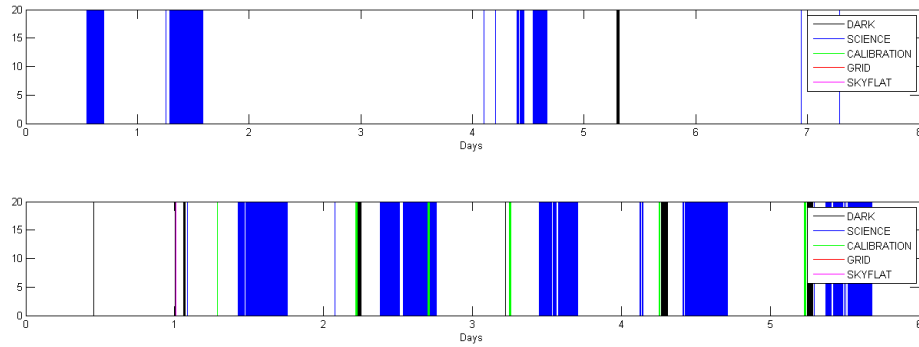


Figure 5-13. Séquence temporelle des acquisitions faites au cours de 2014. En haut : observation de Jupiter du 28/01/2014 au 03/02/2014. En bas : les observations de Saturne du 13/05/2014 au 17/05/2014. Chaque traits bleu est une acquisition d'image de la planète.

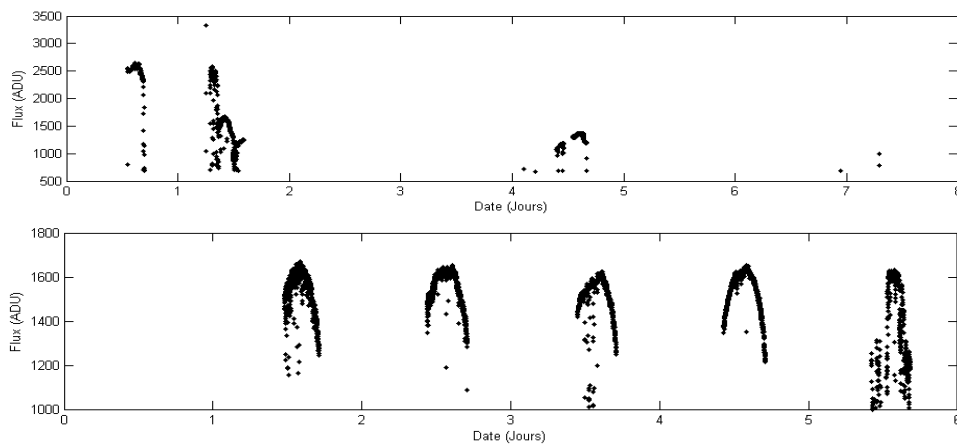


Figure 5-14. Séquence temporelle du flux moyen (en ADU) par pixel pour les observations de Jupiter (en haut) et Saturne (en bas).

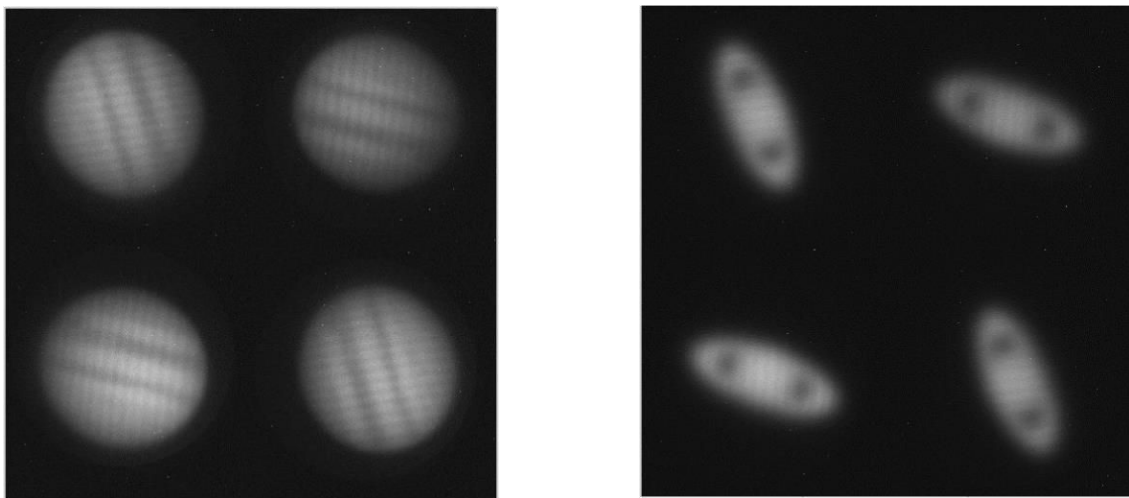


Figure 5-15. Image brute de Jupiter et Saturne par la caméra science avec les franges d'interférences datant du 29/01/2014 et du 13/05/2014.

5.3.2 Campagne de 2015

La campagne 2015 (toujours sur le télescope MEO) a entièrement été consacrée à Jupiter. Cette campagne est la première effectuée avec un Tip-Tilt fonctionnant de manière optimale. Les figures suivantes montrent la configuration astronomique des observations (Figure 5-16), la séquence temporelle des acquisitions et du flux (Figure 5-17 et Figure 5-18), et les aspects sur la caméra science (

Figure 5-19). Le Tableau 5-3 indique les données relatives aux observations de 2015 nuit par nuit, ainsi que le nombre d'images retenues pour la réduction des données.

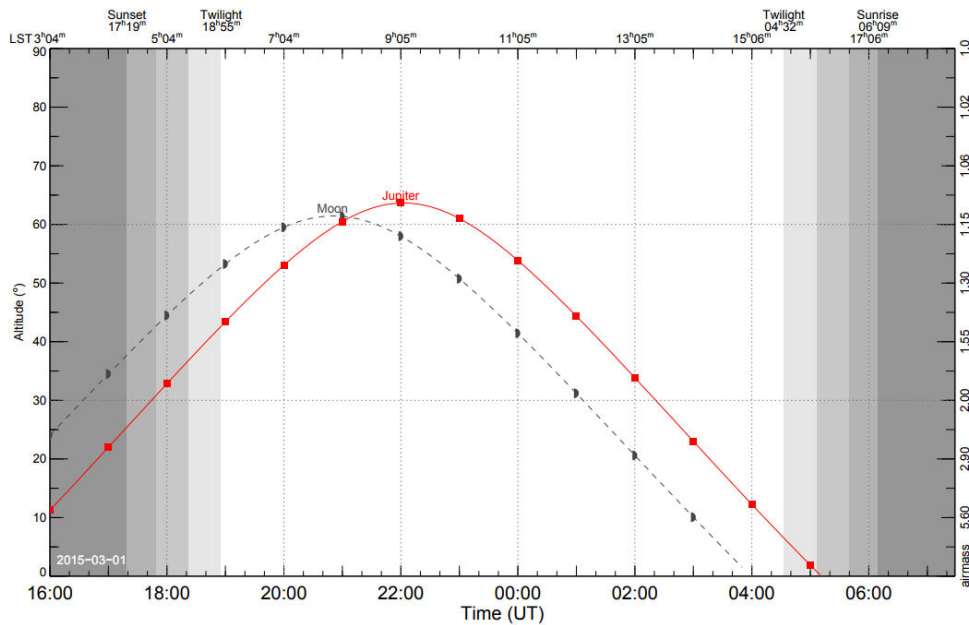


Figure 5-16. Elévation de Jupiter au cours de la nuit du 01-03-2015

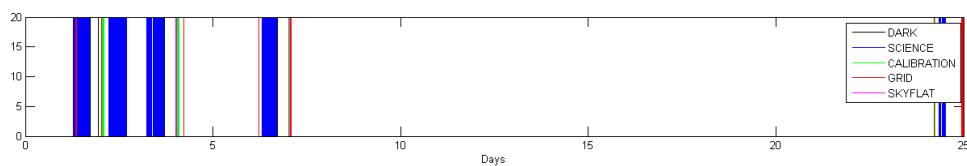


Figure 5-17. Séquence temporelle des acquisitions faites au cours de 2015.

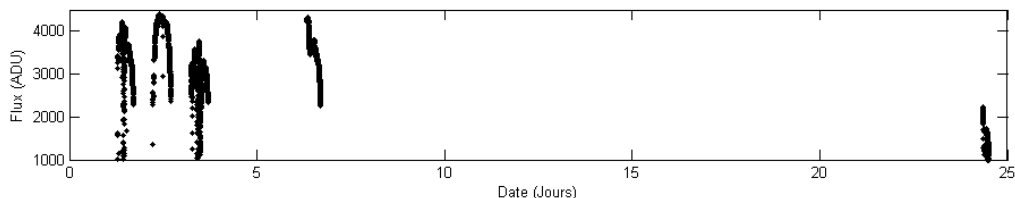


Figure 5-18. Séquence temporelle du flux moyen (en ADU) par pixel pour les observations de Jupiter de 2015

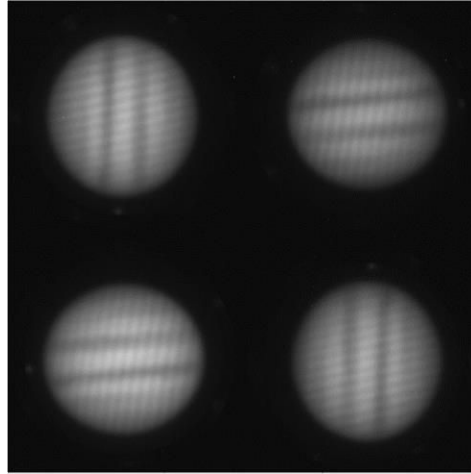


Figure 5-19. Image brute de la caméra science avec Jupiter et les franges d'interférences datant du 17/02/2015.

Tableau 5-3. Données relatives aux observations de 2015

Date de Début	Date de fin	Temps d'exposition	Images totales	Images retenues	Images Avec Satellite	Durée	Flux moyen	FWHM moyenne
UT	UT	s				h : m : s	Phot./ images	arcsec
17-02-15 18:33:40	18-02-15 04:56:00	30	898	873	181	06:57:35	$0.87 \cdot 10^9$	2.5
18-02-15 17:13:30	19-02-15 05:00:00	30	1298	1249	0	09:57:26	$1.05 \cdot 10^9$	2.9
19-02-15 17:39:30	20-02-15 04:41:00	30	1058	899	0	07:10:01	$1.14 \cdot 10^9$	3.5
22-02-15 19:31:30	23-02-15 04:44:00	30	1086	1085	0	08:38:59	$0.95 \cdot 10^9$	2.8
13-03-15 20:29:30	13-03-15 22:13:30	30	84	0	-	-	-	-

5.3.3 Campagne de 2016

Les observations de 2016 sont celles qui ont permis de rassembler le plus de données avec 15 nuits entièrement consacrées à Jupiter et 9 journées consacrées à l'acquisition de franges du ciel diurnes. L'instrument a fonctionné avec deux tip-tilt, l'un consacré à la stabilité de l'image, l'autre à la stabilité de la pupille. Les figures suivantes montrent la configuration astronomique des observations (Figure 5-20), la séquence temporelle des acquisitions et du flux (Figure 5-21 et Figure 5-22) et une image de la caméra science (Figure 5-23). Le Tableau 5-4 indique les données relatives aux observations de 2016 nuit par nuit, ainsi que le nombre d'images retenues pour la réduction des données.

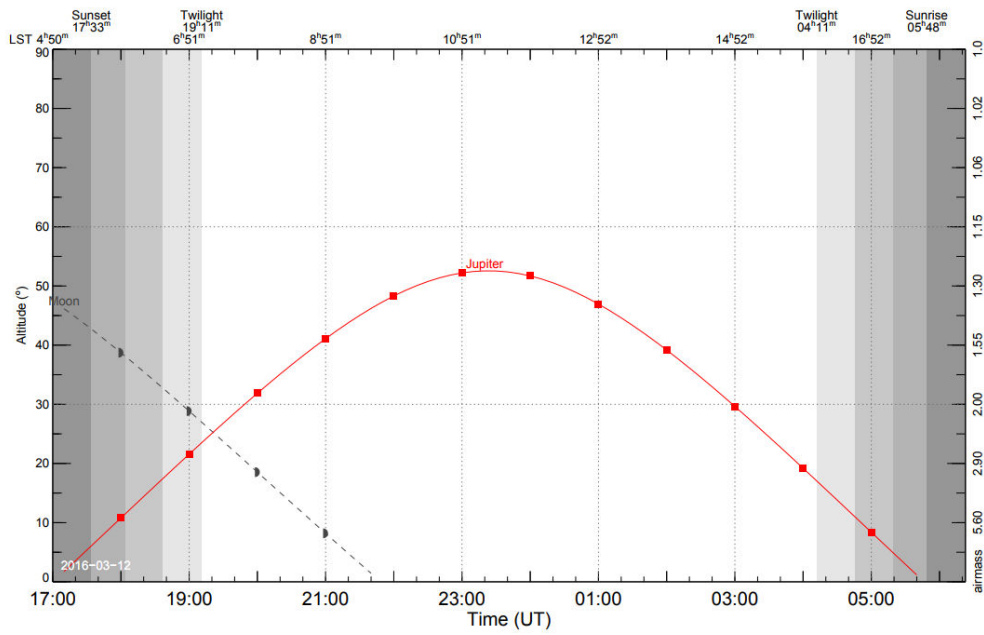


Figure 5-20. Elévation de Jupiter au cours de la nuit du 12-03-2016

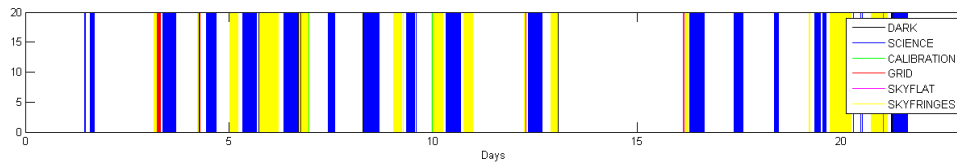


Figure 5-21. Séquence temporelle des acquisitions faites au cours de 2016.

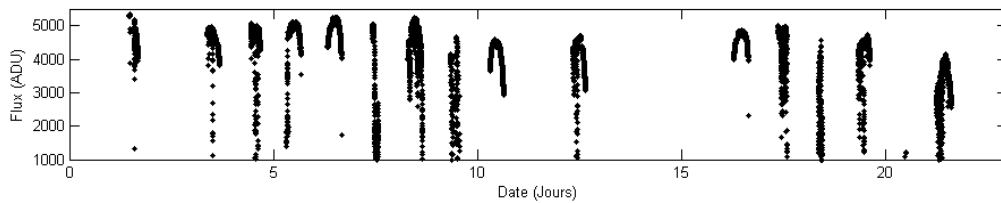


Figure 5-22. Séquence temporelle du flux moyen (ADU) par pixel pour les observations de Jupiter de 2016.

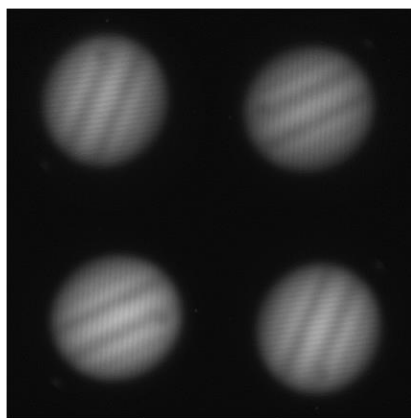


Figure 5-23. Image brute de la caméra science avec Jupiter et les franges d'interférences (plus resserrées) datant du 06/03/2016.

Tableau 5-4. Données relatives aux observations de 2016.

Date début	de	Date de fin	Temps d'exposition	Images totales	Images retenues	Images avec satellite	Durée	Flux moyen	FWHM moyenne
UT		UT	s				h : m : s	Phot./ images	asec
03-03-16 22:58:30		04-03-16 04:29:00	30	305	0	0	-	-	-
05-03-16 21:01:30		06-03-16 04:18:30	30	872	819	0	06:31:45	1.24 10 ⁹	3.9
06-03-16 20:37:30		07-03-16 04:16:30	30	719	619	0	04:56:05	1.25 10 ⁹	2.5
07-03-16 19:55:00		08-03-16 04:12:30	30	949	898	0	07:09:32	1.27 10 ⁹	4
08-03-16 19:56:00		08-04-16 04 :12:30	30	956	943	0	07:31:04	1.32 10 ⁹	3.8
09-03-16 22:05:00		10-03-16 02:10:30	30	470	337	0	02:41:11	0.65 10 ⁹	3.3
10-03-16 19:18:30		11-03-16 04:00:00	30	987	841	0	06:42:16	1.17 10 ⁹	3
11-03-16 20:20:30		12-03-16 02:00:30	30	244	166	0	01:19:24	0.64 10 ⁹	2.6
12-03-16 19:52:00		13-03-16 03:51:30	30	986	968	0	07:43:01	1.11 10 ⁹	2.6
14-03-16 20:02:00		15-03-16 03:51:30	30	850	822	225	06:33:11	1.10 10 ⁹	2.3
18-03-16 19:03:30		19-03-16 03:26:30	30	988	982	0	07:49:43	1.24 10 ⁹	2.9
19-03-16 21:00:00		20-03-16 02:13:00	30	626	594	0	04:44:07	1.17 10 ⁹	2.9
20-03-16 20:47:00		21-03-16 22:56:00	30	248	230	0	01:50:01	0.70 10 ⁹	3.2
21-03-16 20:19:00		22-03-16 03:13:30	30	633	607	0	04:50:20	1.11 10 ⁹	3.2
22-03-16 19:05:30		23-03-16 00:26:00	30	17	0	0	-	-	-
23-03-16 18 :20 :30		24-03-16 03 :05 :00	30	971	910	489	07 :15 :17	0.85.10 ⁹	3.8

5.3.4 Campagne de 2017

Les observations de 2017 ont été à nouveau une période de test avec notamment l'utilisation d'un dépolariseur à l'entrée de l'instrument. En fin de campagne nous nous sommes aperçus que le dépolariser modifiait la différence de phase entre les quatre voies de l'instrument. Il s'est avéré que ce déphasage dépendait de l'orientation du dépolariseur, soit pour des raisons intrinsèques au principe même du dépolariseur (qui produit des polarisations variables sur des secteurs de la

pupille), soit pour des raisons liés simplement à la lame de verre que constitue le dépolariseur et qui est susceptible de modifier les chemins optiques dans l'instrument. Le fait est que les données acquises cette année-là ont une « non quadrature » de phase plus importante que les années précédentes, sauf pour la dernière nuit où la quadrature est quasi parfaite entre les quatre voies. Des calibrations systématiques de l'instrument pour différent angle du dépolariseur ont en effet permis, en fin de campagne, de déterminer l'angle optimal du dépolariseur donnant la quadrature. Les figures suivantes montrent la configuration astronomique des observations (Figure 5-20), la séquence temporelle des acquisitions et du flux (Figure 5-24 à Figure 5-26) et une image de la caméra science (Figure 5-27).

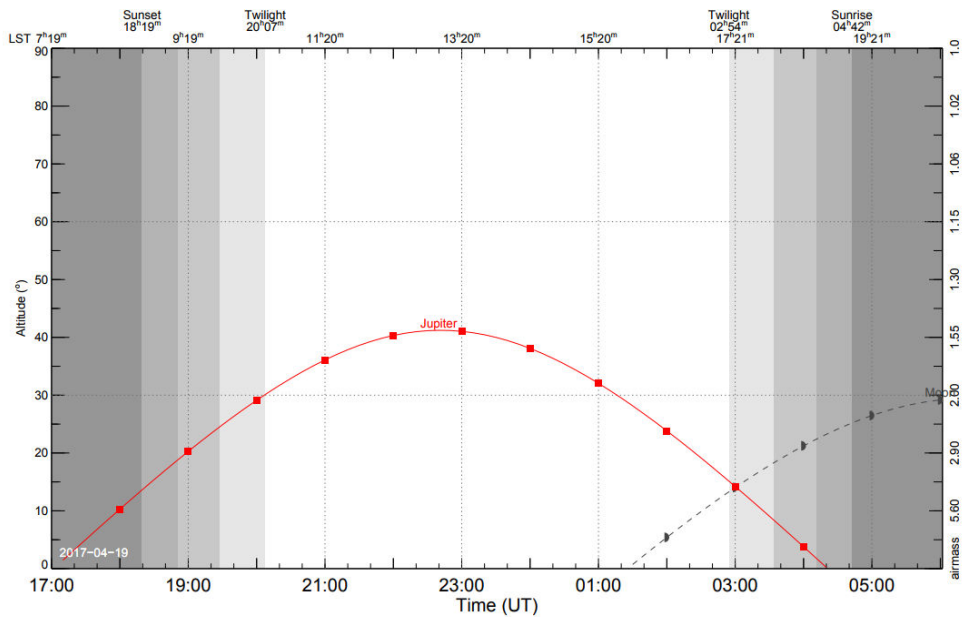


Figure 5-24. Elévation de Jupiter pour la nuit du 19-04-2017

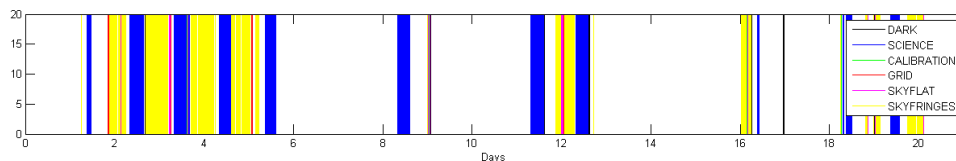


Figure 5-25. Séquence temporelle des acquisitions faites au cours de 2017.

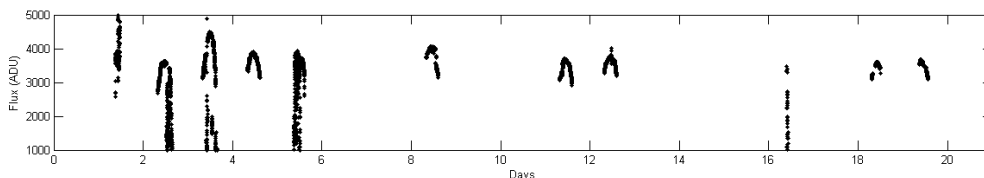


Figure 5-26. Séquence temporelle du flux moyen (en ADU) par pixel pour les observations de Jupiter de 2017.

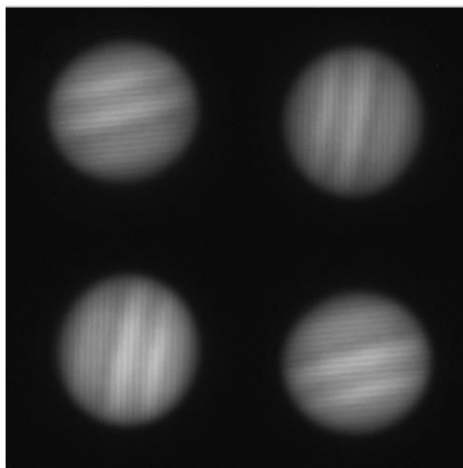


Figure 5-27. Image brute de la caméra science avec Jupiter et les franges d'interférences datant du 10/04/2017.

Chapitre 6

MODELISATION DE LA PLANETE POUR L'ANALYSE DES MESURES DE VITESSE

Avant de passer au traitement des données proprement dit, il est utile de clarifier et de déterminer tous les paramètres calculables liés à la planète cible comme sa géométrie, son orientation, sa carte de flux et sa carte de vitesse. Cette modélisation est indispensable pour interpréter correctement les images enregistrées durant les acquisitions. En effet, comme nous le verrons, les mesures de vitesses sont dépendantes du modèle de l'objet observé, de sa position dans le champ, d'un modèle de la rotation combiné aux effets de la PSF. Ceci est décrit également dans l'article Gaulme et al placé en annexe.

Une partie de ces paramètres utilisés sont récupérés à partir de l'observatoire virtuel du bureau des longitudes (composante Miriade de VO IMCCE²), une autre partie est calculée. Les éphémérides issues de l'observatoire virtuel sont de deux types : il y a les éphémérides physiques et les éphémérides de position dont voici la description partielle :

Pour les éphémérides de position :

Date UTC : Date grégorienne en TU
R.A : Ascension droite de la planète (h :m :s)
Dec . : Déclination de la planète (°)
Distance : Distance de la planète (en u.a)
V.Mag : Magnitude visuelle
Phase : Angle de phase (°)
Elong. : E .longation solaire (°)
Dist_dot : Vitesse radiale de la planète par rapport à l'observateur (km/s)

Pour éphémérides physiques:

Date UTC : Date grégorienne en TU
SEP_{long} : Longitude du point sub-terrestre pour trois systèmes (LI, LII, LIII) (°)
SEP_{lat} : Latitude du point sub-terrestre (°)
SSP_{long} : Longitude du point sub-solaire pour trois systèmes (LI, LII, LIII) (°)
SSP_{lat} : latitude du point sub-terrestre (°)
NP : angle entre l'axe de rotation de la planète et le nord céleste (°)
dPole : distance angulaire entre le pôle et le centre de la planète (")
R.App : rayon apparent de la planète (")

Pour des raisons de commodité les tables de valeurs issues de l'observatoire virtuel sont récupérées pour une année entière avec un intervalle temporel régulier (6 dates par jours pour les données physiques et 13 dates par jours pour les données de position), la valeur précise à la date de l'image acquise est obtenue par interpolation.

6.1 Calcul de la vitesse relative de la planète et du télescope

A chaque image acquise correspond une vitesse radiale relative entre le télescope et la planète visée fonction de la date d'acquisition. La vitesse relative entre le télescope et la planète possède deux composantes : une composante liée à la vitesse entre le barycentre de la terre et le barycentre de Jupiter, et une composante liée au mouvement du télescope par rapport au barycentre de la Terre dans la direction de la planète visée. La composante rattachée aux deux barycentres est obtenue à partir de l'observatoire virtuel (VO IMCCE) pour la date de l'acquisition de l'image. La composante liée à la rotation de la Terre est calculée de la manière suivante³ :

Nous pouvons exprimer la vitesse de rotation de la terre en fonction de la latitude par :

$$V^{rot} = \frac{2\pi K}{24 \cdot 3600 \cdot 1000} \left(h + \frac{6378137}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \phi}} \right) \cos \phi \quad (km. s^{-1}) \quad (6.1)$$

Avec h la hauteur de l'observatoire en mètre, ϕ la latitude du lieu, $e^2 = 2f - f^2$ où f est l'aplatissement de la terre, et $K=1.002739$ le rapport entre la moyenne du jour solaire sur la moyenne du jour sidérale.

En projetant le vecteur vitesse sur le système de coordonnées équatorial nous trouvons :

$$\begin{aligned} V_x^{rot} &= -V^{rot} \sin(TS) \cos \alpha \cos \delta \\ V_y^{rot} &= V^{rot} \cos(TS) \sin \alpha \cos \delta \\ V_z^{rot} &= 0 \end{aligned} \quad (6.2)$$

Avec TS le temps sidéral en angle et α et δ les coordonnées équatoriales de la cible.

La vitesse radiale résultant de la seule rotation terrestre s'écrira donc :

$$V_R^{rot} = \sqrt{(V_x^{rot})^2 + (V_y^{rot})^2} \quad (6.3)$$

L'ordre de grandeur de l'amplitude de cette vitesse sinusoïdale est de 300m/s environs pour les coordonnées du télescope et de Jupiter.

6.2 Carte de vitesse radiale d'une planète (cas général)

6.2.1 Configuration physique de la planète

Physiquement la planète est modélisée par un ellipsoïde de révolution aplati dont l'axe correspond à l'axe de rotation. Les coordonnées cartésiennes (x, y, z) utilisées pour le calcul compose une base directe centrée sur l'ellipsoïde. Le vecteur x pointe vers l'observateur et le

³ <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.186.8644&rep=rep1&type=pdf>

vecteur des z vers le nord de la planète. Le plan de projection sur le capteur sera noté (X, Y), l'axe X étant parallèle à y et l'axe Y parallèle à l'axe z, qui est l'axe de rotation de la planète.

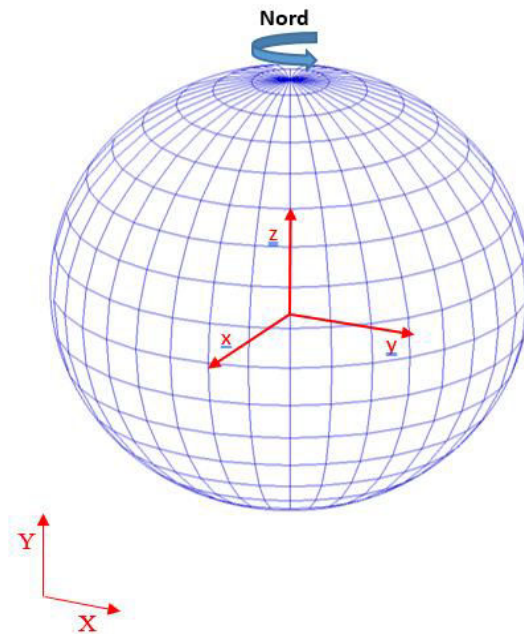


Figure 6-1. Système de coordonnées utilisé pour le calcul de la carte des vitesses. Le système (x, y, z) est centré sur la planète (modélisé par un ellipsoïde de révolution) pour repérer un point de sa surface et un système (X, Y) correspondant au repère sur l'image CCD.

Nous avons besoin pour le calcul des vitesses radiales d'un certain nombre de paramètres issus des éphémérides :

- Le point sub-terrestre ou SEP (Sub Earth Point) qui correspond aux coordonnées planétocentrique de l'intersection de la droite passant par le centre de la planète et l'observateur avec la surface visible de la planète (longitude ω , latitude δ)
- Le point sub-solaire ou SSP (Sub Sun Point) qui correspond aux coordonnées planétocentrique de l'intersection de la droite passant par le centre de la planète et le centre du soleil avec la surface visible de la planète (longitude λ , latitude β)
- La phase planétaire φ qui correspond à peu de chose près à $\gamma = \lambda - \omega$. $\varphi = \cos^{-1}(\cos \varepsilon \cos \gamma)$
- L'inclinaison de l'axe de rotation de la planète vers l'observateur

Notons que la longitude ici est positive vers l'Est, une convention adoptée pour les planètes autres que la Terre et Mars (la longitude terrestre est positive à l'Ouest). Notons également qu'il y a trois systèmes de coordonnées en longitude pour Jupiter (CMI, CMII et CMIII, CM pour Central Meridian) la différence vient de la façon d'estimer la rotation de Jupiter : CMI se réfère à la rotation au niveau de l'équateur (entre 10°S et 10°N, soit une période de rotation de 9h 50mn 30s), CMII se réfère à la rotation moyenne en dehors de la zone équatoriale (rotation en 9h 55mn

40.6s) et CMIII se réfère aux ondes radio et se rattache à une rotation interne de Jupiter. Le système que nous utiliserons ici est le CMII.

6.2.2 Effet Doppler

La lumière réfléchiée par un objet en mouvement subit pour l'observateur un double effet doppler : il y a l'effet doppler résultant de la vitesse relative entre la source et la surface de l'objet pour la lumière incidente puis l'effet doppler résultant de la vitesse relative entre la surface et l'observateur pour la lumière réfléchiée ou diffusée.

Ainsi le décalage doppler du point de vue de l'observateur s'écrira :

$$\lambda \cong \lambda_0 \left[\frac{v_s + v_o}{c} + 1 \right] \quad (6.4)$$

Avec :

v_s : vitesse de la surface du point de vue de la source

v_o : vitesse de la surface du point de vue de l'observateur

si nous notons V la vitesse réel de la surface nous trouvons que la vitesse Doppler apparente est à peu près égale au double de la vitesse réel (pour les planètes externes) :

$$v_d = \frac{d\lambda}{\lambda} c = v_o + v_s = V + V \cos \varphi = V(1 + \cos \varphi) \approx 2V \quad (6.5)$$

Avec φ la phase planétaire.

Nous cherchons ici à exprimer la carte des vitesses radiales d'une planète en rotation solide. Dans ce cas particulier la vitesse radiale (projeté sur x) ne dépend que de la position en y :

$$\begin{aligned} v_x &= -v \sin \phi = -\Omega r \frac{y}{r} = -\Omega y \\ v_y &= v \cos \phi = \Omega r \frac{x}{r} = \Omega x \\ v_z &= 0 \end{aligned} \quad (6.6)$$

La rotation se fait autours de z et dans le sens prograde.

Pour exprimer la vitesse doppler apparente nous avons besoins des vecteurs suivants exprimés dans le repère propre de la planète (la longitude du points sub-terrestre étant ramené à zéro) :

$$\vec{v} = \begin{bmatrix} -\Omega y \\ \Omega x \\ 0 \end{bmatrix} \quad \vec{O} = \begin{bmatrix} \cos \delta \\ 0 \\ \sin \delta \end{bmatrix} \quad \vec{S} = \begin{bmatrix} \cos \beta \cos \gamma \\ \cos \beta \sin \gamma \\ \sin \beta \end{bmatrix} \quad (6.7)$$

avec :

\vec{v} : vecteur vitesse zonale de la rotation solide

\vec{O} : un vecteur centré sur la planète et pointant vers l'observateur (dans le plan x,z)

\vec{S} : un vecteur centré sur la planète et pointant vers la source

δ : latitude du point sub-terrestre correspondant à l'inclinaison α de l'axe de la planète par rapport à l'observateur, soit $\delta = \alpha$.

β : latitude du point sub-solaire, proche de δ si la phase planétaire est petite.

γ : la longitude du point sub-solaire ramené au point sub-terrestre, soit $\gamma = \lambda - \omega$, γ est très proche de la phase planétaire ϕ si l'inclinaison α est nulle. La phase planétaire ϕ est l'angle entre le vecteur \vec{O} et \vec{S} .

La convention communément adoptée consiste à attribuer une vitesse positive si le décalage Doppler est vers le rouge. Ainsi on écrira :

$$\begin{aligned} v_o &= -\vec{v} \cdot \vec{O} = \Omega y \cos \delta \\ v_s &= -\vec{v} \cdot \vec{S} = \Omega y \cos \beta \cos \gamma - \Omega x \cos \beta \sin \gamma \end{aligned} \quad (6.8)$$

avec Ω la vitesse angulaire de Jupiter, δ qui est la latitude du point sub-terrestre correspond à l'angle d'inclinaison α de l'axe de la planète par rapport à l'observateur. Si l'inclinaison α est petit et si on néglige l'inclinaison de l'orbite de la planète sur l'écliptique nous avons $\beta = \delta$ et $\phi = \gamma$.

Ces expressions nous donnent la vitesse radiale pour les coordonnées x,y,z propres à la surface de l'ellipsoïde. Ce qui nous intéresse, c'est la vitesse radiale sur les coordonnées X,Y de l'image projetée, il nous faut donc exprimer X,Y en fonction de x,y en tenant compte de la forme ellipsoïde de la planète et de l'inclinaison α de son axe de rotation par rapport à l'observateur.

Pour exprimer x,y en fonction de X,Y introduisons l'équation de l'ellipsoïde :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} = 1 \quad (6.9)$$

avec :

a: rayon équatorial de la planète

b: rayon polaire. On a $b = a\mu$ où μ est le facteur d'aplatissement

En se plaçant sur un plan parallèle à l'axe Y de l'image projetée, on obtient un ellipsoïde dont les axes a' et b' ne dépendront que de X. A chaque point Y de l'image projetée correspondra un

point x, y de la surface de la planète correspondant à l'intersection de la ligne de visée avec l'ellipse :

$$\frac{x^2}{a'^2} + \frac{z^2}{b'^2} = 1 \quad (6.10)$$

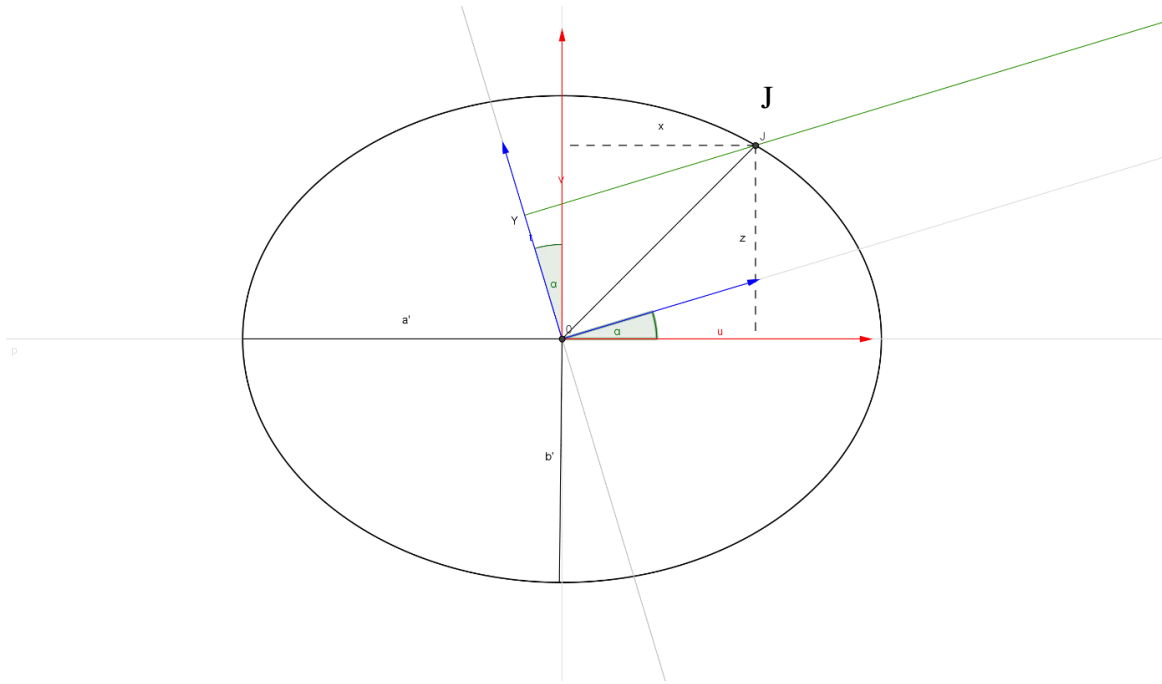


Figure 6-2- schéma d'une coupe de l'ellipsoïde : en vert, la ligne de visée inclinée d'un angle α . Au point J de coordonnées x, z sur l'ellipse correspond un point sur l'image projetée de coordonnée Y . Ici $X=y$.

L'équation de la droite de projection (ou ligne de visée) s'écrit :

$$z = a''x + b'' = x \tan \alpha + \frac{Y}{\cos \alpha} \quad (6..11)$$

Nous trouvons pour les coordonnées du point d'intersection (du côté de l'observateur) :

$$x = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (6..12)$$

avec :

$$A = a''^2 + (1 - f)^2 \quad B = 2a''b'' \quad C = b''^2 - b'^2$$

$a' = \sqrt{a^2 - X^2}$: demi grand axe de l'ellipse résultant de la coupe de l'ellipsoïde

$b' = a'(1 - f)$: demi petit axe de l'ellipse résultant de la coupe de l'ellipsoïde
 $a'' = \tan \alpha$: pente de la droite de projection
 $b'' = \frac{Y}{\cos \alpha}$: intersection de la droite de projection sur l'axe y
 $f = (a-b)/a$: facteur d'aplatissement
 $a = R$: rayon équatorial de la planète

Soit :

$$x(X, Y) = \frac{\frac{-Y \tan \alpha}{\cos \alpha} + (1 - f) \sqrt{(a^2 - X^2)(\tan^2 \alpha + (1 - f)^2) - \frac{Y^2}{\cos^2 \alpha}}}{\tan^2 \alpha + (1 - f)^2} \quad (6.13)$$

Ou encore :

$$x(X, Y) = \frac{-Y \sin \alpha + (1 - f) \cos \alpha \sqrt{(a^2 - X^2)(1 + f(f - 2) \cos^2 \alpha) - Y^2}}{1 + f(f - 2) \cos^2 \alpha} \quad (6.14)$$

Ce qui peut s'écrire :

$$x(X, Y) = Q \sqrt{R^2 - X^2 - SY^2} - SY \sin \alpha \quad (6.15)$$

Avec :

$$S = \frac{\tan^2 \alpha + 1}{\tan^2 \alpha + 1/\mu^2}$$

$$Q = \frac{\cos \alpha}{\mu} \sqrt{S}$$

$$\mu = (1 - f)^{-1} = a/b$$

On en déduit l'expression de la vitesse Doppler :

$$v_d = v_o + v_s = \Omega \left[(\cos \delta + \cos \beta \cos \gamma) X - \left(Q \sqrt{R^2 - X^2 - SY^2} - SY \sin \alpha \right) \cos \beta \sin \gamma \right] \quad (6.16)$$

Si l'inclinaison α est faible, la phase planétaire φ petite et l'inclinaisons de l'orbite de la planète sur l'écliptique négligeable nous avons $\gamma \cong \varphi$, $\beta \cong \delta = \alpha$:

$$v_d = \Omega \cos \alpha \left[(1 + \cos \varphi) X - \left(Q\sqrt{R^2 - X^2} - SY^2 - SY \sin \alpha \right) \sin \varphi \right] \quad (6.17)$$

Ce que l'on peut encore simplifier en écrivant :

$$v_d(X, Y) = \Omega f_z(X, Y) \quad (6.18)$$

Avec f_z le facteur de projection zonal et Ω la vitesse angulaire de la rotation solide.

Si la rotation n'est pas solide il est plus judicieux d'exprimer la vitesse Doppler en fonction de la vitesse zonale v_z locale. Pour cela il suffit d'écrire :

$$v_z(X, Y) = \Omega(X, Y)r(X, Y) = \Omega(X, Y)\sqrt{x^2 + y^2} \quad (6.19)$$

Avec r la distance du point considéré à l'axe de rotation de la planète.

Ce qui nous donne pour la vitesse Doppler :

$$v_d = v_o + v_s = \frac{v_z}{\sqrt{x(X, Y)^2 + X^2}} [(\cos \delta + \cos \beta \cos \gamma)X - x(X, Y) \cos \beta \sin \gamma] \quad (6.20)$$

Si α et φ sont petit :

$$v_d = v_o + v_s = \frac{v_z}{\sqrt{x(X, Y)^2 + X^2}} [(1 + \cos \varphi) X - x(X, Y) \sin \varphi] \cos \alpha \quad (6.21)$$

On écrira alors :

$$v_d(X, Y) = v_z(X, Y)f'_z(X, Y) \quad (6.22)$$

Avec $f'_z(X, Y)$ le facteur de projection permettant de passer de la vitesse zonale à la vitesse Doppler.

La Figure 6-3 illustre une carte de vitesse correspondant aux caractéristiques de Jupiter. La figure montre l'importance de tenir compte de l'aplatissement aux pôles dans le calcul des cartes de vitesses.

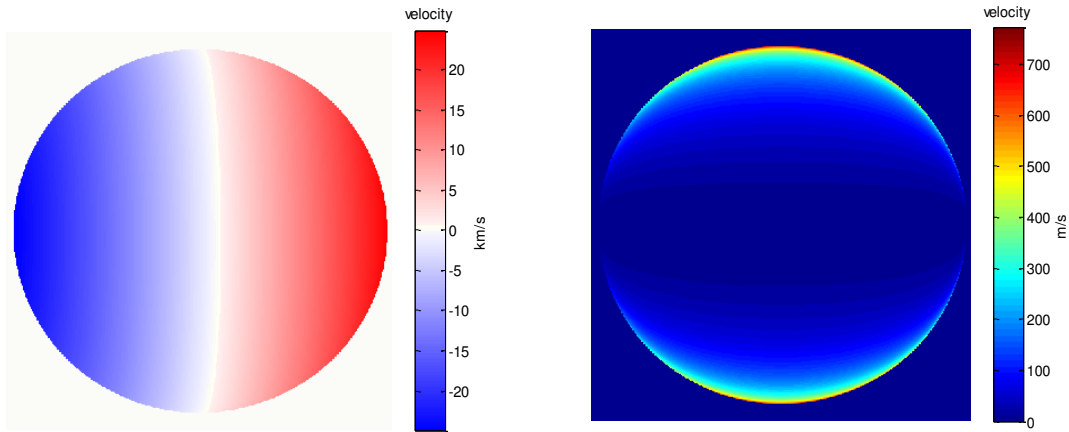


Figure 6-3. A gauche : carte de vitesse Doppler pour Jupiter pour une phase de 10° et une inclinaison de l'axe de 3° . A droite : différence entre une carte de vitesse de Jupiter qui tient compte de l'aplatissement au pôle et une carte qui n'en tient pas compte (phase de 10° et inclinaison de l'axe de 3°).

6.3 Carte de flux d'une planète dans le cas général

Le calcul suppose que la surface de l'ellipsoïde est Lambertien. Ainsi, le flux reçu en chaque point de la planète ne dépendra que du cosinus de l'angle entre la normale et le vecteur pointant vers la source. Par ailleurs on suppose que la source est ponctuelle.

$$I(y, z) \sim \vec{n} \cdot \vec{S} \quad (6.23)$$

Le vecteur normal à la surface d'un ellipsoïde s'écrit :

$$\vec{n} = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + \mu^4 z^2}} \begin{bmatrix} x \\ y \\ \mu^2 z \end{bmatrix} \quad (6.24)$$

Avec $\mu = (1 - f)^{-1} = a/b$

Notons $Re(x, y, z) = \sqrt{x^2 + y^2 + \mu^4 z^2}$

Nous avons donc :

$$I(x, y, z) = \vec{n} \cdot \vec{S} = \frac{x \cos \beta \cos \gamma + y \cos \beta \sin \gamma + \mu^2 z \sin \beta}{R_e(x, y, z)} \quad (6.25)$$

avec $z = x \tan \alpha + \frac{y}{\cos \alpha}$ et $y=X$ on exprime I en fonction de X, Y et x :

$$I(x, y) = \frac{x \cos \beta \cos \gamma + X \sin \gamma \cos \beta + \frac{\mu^2 Y \sin \beta}{\cos \alpha} + x \mu^2 \sin \beta \tan \alpha}{R_e(x, y)} \quad (6.26)$$

Ou encore :

$$I(x, y) = \frac{(A + \cos \beta \cos \gamma)x + X \sin \gamma \cos \beta + YB}{R_e(x, y)} \quad (6.27)$$

avec:

$$A = \mu^2 \tan \alpha \sin \beta$$

$$B = \frac{\mu^2 \sin \beta}{\cos \alpha}$$

Ce qui donne en se ramenant au repère de l'image projetée :

$$I(X, Y) = \frac{(A + \cos \beta \cos \gamma)(Q\sqrt{R^2 - X^2 - SY^2} - SY \sin \alpha) + X \sin \gamma \cos \beta + YB}{R_e(X, Y)} \quad (6.28)$$

avec :

$$R_e(X, Y) = \sqrt{x(X, Y)^2 + X^2 + \mu^4 z(X, Y)^2}$$

En remplaçant la valeur de $z(X, Y) = x(X, Y) \tan \alpha + \frac{Y}{\cos \alpha}$ on trouve :

$$R_e(X, Y) = \sqrt{x(X, Y)^2(1 + \mu^4 \tan^2 \alpha) + \frac{\mu^4 Y \tan \alpha}{\cos \alpha} x(X, Y) + X^2 + \frac{\mu^4 Y^2}{\cos^2 \alpha}} \quad (6.29)$$

Et en remplaçant $x(X, Y)$ par l'équation (6.15) on a :

$$R_e(X, Y) = \sqrt{R^2 + \mu^2(\mu^2 - 1) \left(Q \tan \alpha \sqrt{R^2 - X^2 - SY^2} - SY \mu^{-2} \cos \alpha \right)^2}$$

Soit :

$$I(X, Y) = \frac{(A + \cos \beta \cos \gamma)(Q\sqrt{R^2 - X^2 - SY^2} - SY \sin \alpha) + X \sin \gamma \cos \beta + YB}{\sqrt{R^2 + \mu^2(\mu^2 - 1) \left(Q \tan \alpha \sqrt{R^2 - X^2 - SY^2} - SY \mu^{-2} \cos \alpha \right)^2}} \quad (6.30)$$

Si $\alpha=0$ et si l'inclinaison de l'orbite de la planète par rapport à l'écliptique est négligeable (β est égale alors à α) nous avons :

$$I(X, Y) = \frac{\sqrt{R^2 - X^2 - \mu^2 Y^2} \cos \varphi + X \sin \varphi}{\sqrt{R^2 + Y^2 \mu^2 (\mu^2 - 1)}} \quad (6.31)$$

La Figure 6-4 donne un exemple du modèle de Jupiter pour une phase de 3° et $\alpha=0$:

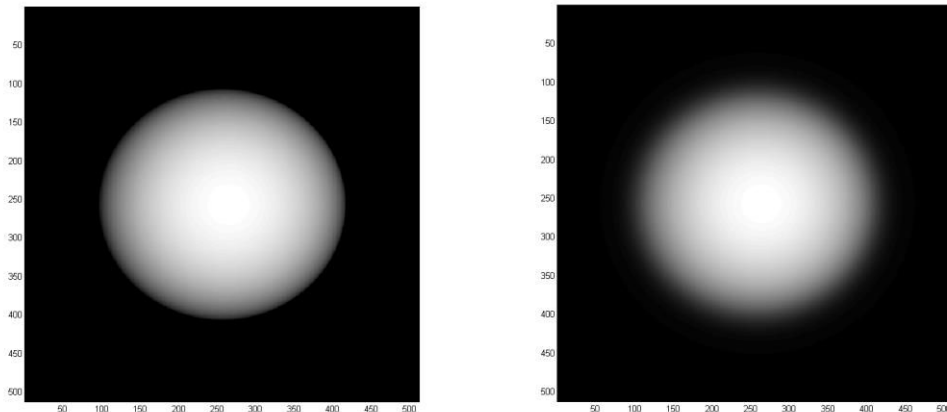


Figure 6-4. Modèle Lambertien de Jupiter pour une phase de 3° , $\alpha=0$. L'image de droite est la même image dégradée par une PSF de FWHM égale à $2.5''$.

6.3.1 Ajout d'une texture atmosphérique

Pour avoir plus de réalisme on peut ajouter au modèle Lambertien une texture prenant en compte les variations d'albédo de l'atmosphère de Jupiter. La carte utilisée ici est une image⁴ composite projetée obtenue par Lucky Imaging en trois couleurs (RGB) acquise au mois de Janvier et février 2015. Cette image a été choisie pour sa date d'acquisition qui correspond à celles des observations de DSI de 2015.

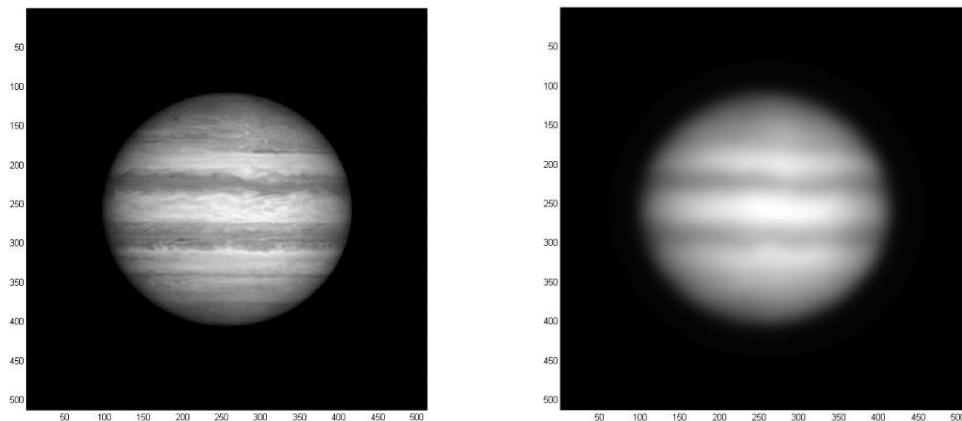


Figure 6-5. Image synthétique de Jupiter avec une texture projetée sur sa surface. A Droite la même image pour avec PSF gaussienne dont la FWHM est de $2.5''$.

⁴ <http://www.astrobin.com/161663/B/>

L'ajout de cette texture dans le modèle de Jupiter est une option qui permet d'en vérifier l'utilité dans le traitement des données. Un des problèmes majeurs de cette texture est qu'elle n'est pas prise à la même longueur d'onde que nos observations, on peut au mieux choisir la couche verte de l'image qui a une bande passante comprise entre 500 et 575 nm. Par ailleurs l'évolution des structures de l'atmosphère de Jupiter est assez rapide pour que des changements soit visibles au cours des observations. Tout cela limite l'intérêt d'utiliser un modèle avec texture pour le traitement des données.

6.3.2 Contours de l'ellipsoïde projeté

Identifier précisément la forme du contour physique de Jupiter peut être utile. Cette forme correspond à la projection d'un ellipsoïde sur un plan, cette projection est toujours une ellipse. Dans notre cas, nous avons un ellipsoïde de révolution de sorte que l'ellipse projetée aura un demi grand axe égal au rayon équatorial de la planète et un demi petit axe dépendant de l'angle d'inclinaison de l'axe par rapport à l'observateur. Pour déterminer la valeur de ce demi petit axe il suffit de reprendre la coupe de l'ellipsoïde le long de l'axe de rotation (

Figure 6-2) et de déterminer le point tangent à la ligne de visée :

Sur le point tangent, nous avons la dérivée de l'ellipse qui est égale à la tangente de l'angle α :

$$\frac{dz}{dx} = \frac{-bx}{a^2 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}} = \tan \alpha \quad (6.32)$$

D'où les coordonnées (x, z) du point tangent :

$$x_0^2 = \frac{a^2 \tan^2 \alpha}{\tan^2 \alpha + 1/\mu^2} \quad \text{et} \quad z_0^2 = \left(1 - \frac{x_0^2}{a^2}\right) b^2 \quad (6.33)$$

Le demi petit axe de l'ellipse correspond à la distance entre la projection de ce point sur le plan de l'image et le centre de l'image :

$$b' = (z_0 - x_0 \tan \alpha) \cos \alpha \quad (6.34)$$

Soit :

$$b' = R \sqrt{\tan^2 \alpha + 1/\mu^2} \cos \alpha \quad (6.35)$$

6.3.3 Faut-il prendre en compte l'étendue de la source ?

Nous avons supposé dans ce modèle photométrique une source ponctuelle à l'infini. Voyons succinctement si l'approximation d'une source ponctuelle est justifiée. Pour mieux saisir l'effet d'une source étendue nous prendrons comme exemple Jupiter mais aussi Venus pour qui l'effet est plus important. Rappelons que, vu de Venus, le rayon apparent du soleil est de $\alpha_{\odot} = 0.368^\circ$. Pour Jupiter, il est seulement de $\alpha_{\odot} = 0.0512^\circ$.

La différence d'éclairement que produit une source étendue par rapport à une source ponctuelle se trouve de part et d'autre du terminateur (zone frontière entre le jour et la nuit sur la planète). A cet endroit, une partie non éclairée par la source ponctuelle sera vue partiellement par la source étendue et une partie de la partie éclairée par la source ponctuelle ne sera pas vue par une partie de la source étendue. La zone affectée par ces différences correspond à la région encadrée par les terminateurs générés par les deux bords extrêmes (Est et Ouest) du soleil. Ramené à une source ponctuelle, ces deux bords correspondront deux phases égale à $\gamma = \gamma_0 \pm \alpha_{\odot}/2$ avec α_{\odot} l'angle apparent du soleil vu par la planète et γ_0 la phase pour le centre du soleil.

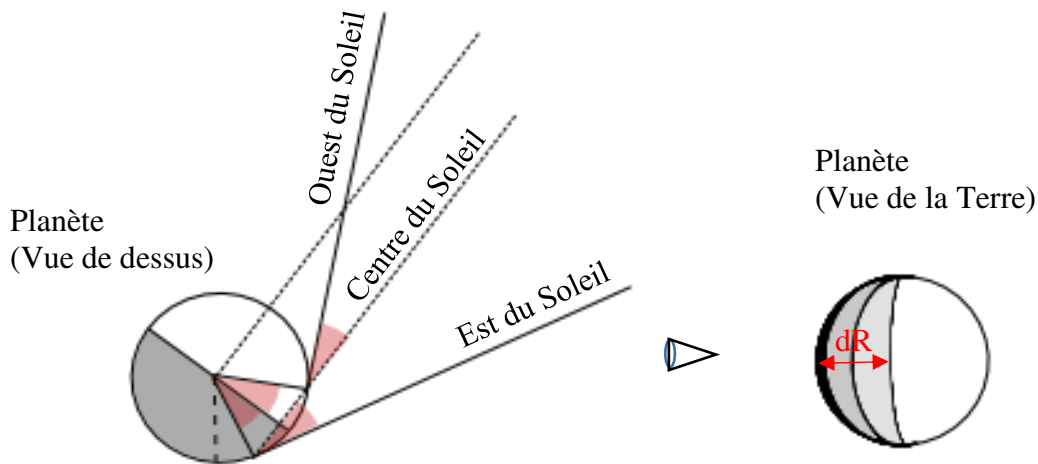


Figure 6-6. Illustration de la zone affectée par la source non ponctuelle. Les angles rouges valent tous le demi-angle apparent du soleil qui est beaucoup plus petit dans la réalité. À droite l'aspect du terminateur vu depuis la Terre.

La largeur maximale de cette zone (à l'équateur) aura sur l'image projetée une valeur de :

$$dR = R(\cos(\gamma_0 - \frac{\alpha_{\odot}}{2}) - \cos(\gamma_0 + \frac{\alpha_{\odot}}{2})) = 2R \sin \gamma_0 \sin \frac{\alpha_{\odot}}{2} \quad (6.36)$$

avec R le rayon apparent de la planète, γ_0 l'angle de phase par rapport au centre du soleil.

dR vaudra donc au maximum $6 \cdot 10^{-3} R$ pour Venus et $10^{-4} R$ pour Jupiter. La région concernée est donc très petite, et correspond à une fraction de pixel avec notre échantillonnage.

La différence de flux dans cette zone n'est pas plus conséquente. La principale différence se situe immédiatement après le terminateur, zone qui voit au plus la moitié du soleil sous un angle maximal du demi rayon appartenant du soleil (et majoritairement inférieur au quart du rayon de celui-ci). Nous pouvons donc calculer la borne maximale de flux supplémentaire reçu dans cette zone par :

$$I < \frac{I_0}{2} \sin \frac{\alpha_{\odot}}{4} \quad (6.37)$$

avec I_0 le flux maximum reçu (lorsque la source est au zénith).

Ce qui nous donne un flux de $10^{-3} I_0$ pour Venus et $10^{-4} I_0$ pour Jupiter. Nous pouvons donc conclure que l'effet de la source étendue est négligeable pour Jupiter.

6.4 Effets pouvant affecter les cartes de vitesses

6.4.1 L'effet Young

Il existe un effet subtil, appelé effet Young, pouvant affecter les cartes de vitesses radiales obtenues par décalage Doppler. Cet effet a été mis en évidence en 1975 (Young, 1975), il met en lumière l'impact de la rotation du soleil et de son diamètre apparent dans la mesure de la vitesse radiale d'une surface réfléchissant le flux solaire. En effet, si on considère un point de la planète dont on cherche à mesurer la vitesse, nous voyons que celui-ci est éclairé par différents points du soleil vus à différents angles. D'un point de vue photométrique le point de la surface de la planète ainsi éclairé recevra plus de flux d'une partie du soleil que d'une autre (l'éclairement dépendant du cosinus de l'angle d'incidence par rapport à la normale). Du fait de la rotation du soleil (qui produit un gradient de décalage Doppler d'Est en Ouest de 4km/s sur tout le diamètre) cette asymétrie d'éclairement s'accompagnera d'une asymétrie de décalage Doppler moyen. Cet effet est d'autant plus fort que le diamètre apparent du soleil est grand, il est aussi maximal au niveau du terminateur de la planète où une partie du soleil est occulté par l'horizon.

Le biais obtenu en un point de la planète peut se calculer en intégrant la carte de vitesse du soleil pondéré par le cosinus de l'angle d'incidence de chaque rayon issu du disque solaire par rapport à la normale de la surface de la planète. Young exprime le résultat de ce biais à l'équateur de la planète en fonction de l'angle zénithal du soleil par :

$$\Delta V(\gamma) = \frac{V_{eq}}{4} R \tan \gamma \quad (6.38)$$

avec V_{eq} la vitesse de rotation du soleil à l'équateur, R le rayon appartenant du soleil en radian et γ l'angle zénithal du soleil.

Cette équation est valable tant que le disque solaire n'est pas occulté par l'horizon, c'est-à-dire pour $|\gamma| < \pi/2 - R/2$. Le biais maximum, sans occultation du disque solaire, est au niveau du terminateur pour $|\gamma| < \pi/2 - R/2$, sachant que $\tan\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon\right) = 1/\varepsilon$ nous avons :

$$\Delta V(\gamma)_{max} = \pm \frac{V_{eq}}{2} \quad (6.39)$$

La valeur maximale avec occultation étant $\Delta V(\gamma)_{max} = \pm V_{eq}$

L'effet peut donc être important mais il ne concerne qu'une minuscule portion du terminateur. Si nous regardons à partir de quel rayon R_p de l'image projeté nous avons un biais supérieur à 5m/s nous trouvons $0.996 R_p$, soit si $R_p=150$ px l'effet n'est supérieur à 10m/s qu'à $\frac{1}{2}$ pixel du bord du disque (ou à 0.1" arcs du bord), zone qui par ailleurs ne contient qu'une infime portion de flux (2% par rapport à la zone centrale de la planète). Nous pouvons donc conclure que l'effet Young sur Jupiter peut être négligé, surtout au regard de la PSF et de ces effets sur la carte de vitesse, comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

6.4.2 Effet de la PSF sur la carte de vitesse

Au cours des traitements préliminaires effectué sur les données de 2014 pour lequel le tip-tilt ne fonctionnait pas encore correctement, nous avons remarqué des biais importants sur les bords Est et Ouest du disque de Jupiter. Cela nous a amené à réfléchir sur les effets que pouvait produire la PSF sur les cartes de vitesse. Ce problème a déjà été remarqué par Civeit (Civeit et al., 2005), à propos de mesures spectrométrique faites sur le satellite IO.

La vitesse mesurée par l'instrument en un point donné de l'image est (en première approximation) la valeur moyenne des vitesses portées par les photons incidents en ce point. Pour une image affectée par une PSF cela correspondra à la convolution de la carte de vitesse pondérée par la carte de flux, normalisé par la convolution du flux par la même PSF :

$$\bar{v}_r(x, y) = \frac{\int v_r(u, v)F(u, v)PSF(x - u, y - v)dudv}{\int F(u, v)PSF(x - u, y - v)dudv} \quad (6.40)$$

On en déduit la phase des franges (en supposant que l'effet soit direct) :

$$\phi(x, y) = S \bar{v}_r(x, y) \quad (6.41)$$

avec S la sensibilité de l'instrument en rad.m.s^{-1} .

L'effet principal va se manifester sur les bords Est et Ouest de Jupiter du fait du fort gradient de flux (et de vitesse) dans ces zones (Figure 6-7). La PSF utilisée ici est une gaussienne dont la FWHM est de 3 arcs.

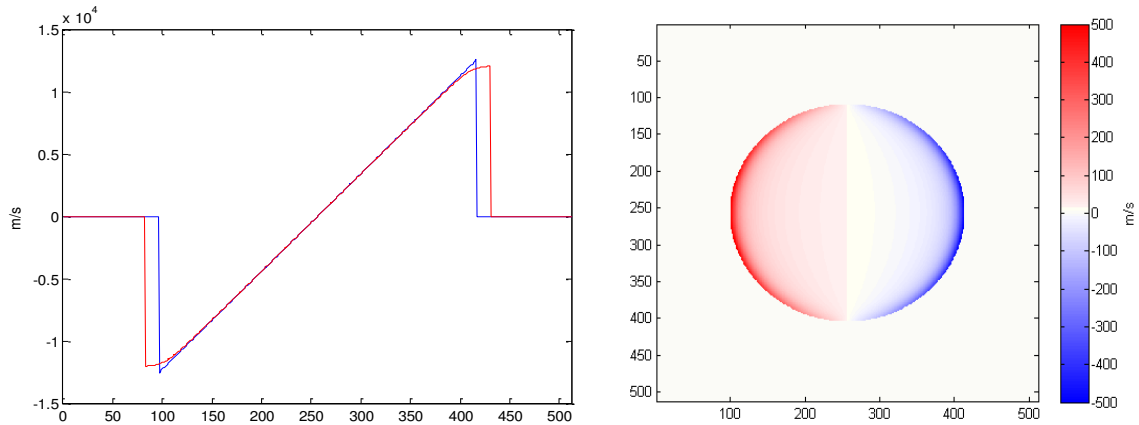


Figure 6-7 A gauche : coupe des vitesses radiales sur l'équateur avec (en rouge) et sans (en bleu) l'effet de la PSF (seeing de 2.5 arcs). A droite : différence entre les deux. Le biais que produit la PSF atteint 500 m/s sur les bords Est et Ouest de Jupiter.

Le biais introduit par la PSF est important et devra être pris en compte dans le traitement des données. Il sera donc intégré dans le modèle de la planète.

6.4.3 Effet de la texture photométrique de l'atmosphère de Jupiter

Nous avons vu qu'un gradient de vitesse associé à un gradient photométrique produit des biais dans la mesure de la phase. Les motifs contrastés de l'atmosphère de Jupiter devraient donc en toute logique produire également des biais, notamment lorsque le gradient photométrique et le gradient de vitesse vont dans le même sens. Pour mesurer cet effet, il suffit de calculer la carte de vitesse altérée par la PSF avec et sans la texture de l'atmosphère de Jupiter et de soustraire les deux résultats. La Figure 6-8 montre la carte résiduelle obtenue, nous avons des fluctuations de ± 20 m/s avec un écart-type de 8 m/s. Si nous voulions supprimer ce résidu, il faudrait connaître la photométrie exacte de Jupiter en haute résolution, ce que nous n'avons pas. Ce résidu est cependant faible par rapport au bruit de chaque images (qui est de l'ordre de $1 \text{ km.s}^{-1}.\text{px}^{-1}$) et son évolution est lente puisqu'il faut compter une demi-rotation de Jupiter pour changer complètement la configuration. La taille caractéristique de ces structures correspond à celle de la PSF. L'évolution dans le temps de la valeur moyenne des fluctuations sur tout le disque est visible sur la partie droite de la Figure 6-8. Sur cette courbe nous voyons que le temps caractéristique des variations est d'environ 2h ($130\mu\text{Hz}$) avec un écart-type de l'ordre du m/s. Après application d'un filtre coupant les signaux en dessous de $300\mu\text{Hz}$, l'écart-type est inférieur au cm/s. Ces valeurs sont à comparer au bruit de photons qui, après intégration sur le disque, donne encore un écart-type de plusieurs m/s. Nous pouvons donc conclure que les fluctuations résiduelles produites par les motifs de l'atmosphère de Jupiter ne devrait pas poser de problème pour les mesures moyennes des cartes de vent, ni pour la recherche de mode d'oscillations.

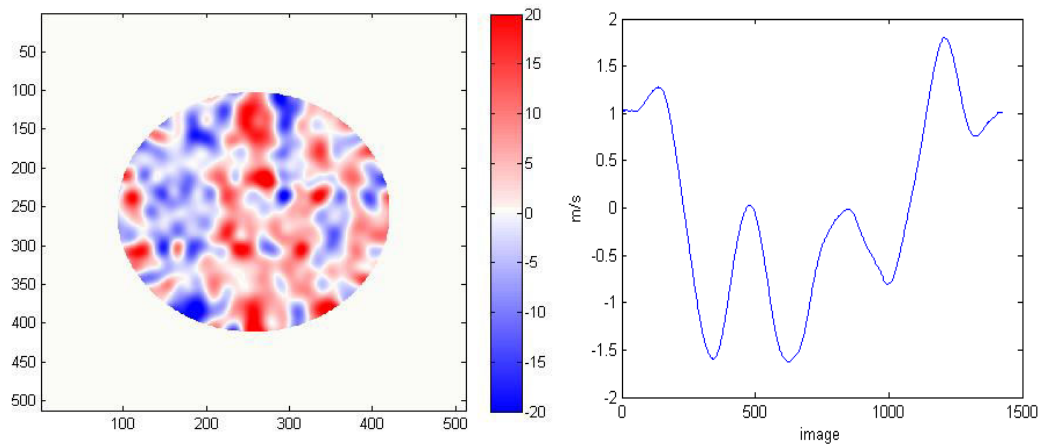


Figure 6-8. A gauche : carte des fluctuations résiduelles de la carte de vitesse causées par la PSF et résultant des motifs photométriques de l'atmosphère de Jupiter. A droite l'évolution de la vitesse moyenne intégrés sur le disque au cours du temps (image toute les 30s).

6.4.4 Effet de l'ombre d'un satellite sur les cartes de vitesse

Le passage de l'ombre d'un satellite galiléen devant le disque de Jupiter produit un fort gradient de flux susceptible de générer un biais local dans la carte de vitesse.

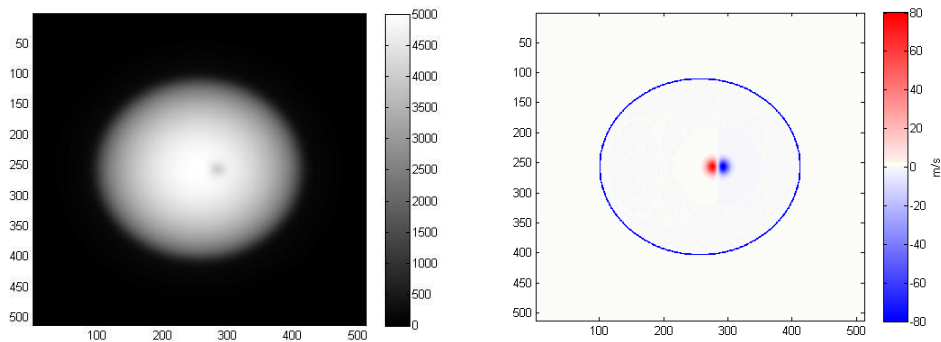


Figure 6-9. Simulation de l'ombre d'un satellite galiléen passant devant le disque avec une FWHM de 2.5 arcs. A gauche l'image photométrique, à droite le biais local produit sur la carte de vitesse.

Le biais introduit par l'ombre du satellite est assez important (± 60 m/s), mais celui-ci étant symétrique et se déplaçant au cours du temps, la moyenne le long du trajet tendra rapidement vers zero.

6.4.5 Estimation du biais sur la mesure de la phase des franges

On a supposé ici que le modèle de convolution de la carte de vitesse par la PSF suffit à rendre compte de l'effet sur sa mesure, mais en définitive ce que l'on mesure, c'est la phase des franges en un point donné. En ce point, du fait de la turbulence, on verra le flux moyen produit par la somme des franges d'amplitude et de phase différentes. La vitesse déduite de la frange moyenne ne sera donc pas forcément équivalente à la vitesse moyenne même si la différence est probablement faible.

Nous devons donc réécrire l'expression des franges pour mieux modéliser cet effet, soit :

$$\bar{I}_k(x, y) = \frac{\int F(u, v)[1 + \gamma \cos(\varphi_i(x, y) + S v_r(u, v) + \varphi_k)]PSF(x - u, y - v)dudv}{\int F(u, v)PSF(x - u, y - v)dudv} \quad (6.42)$$

avec :

$$\varphi_k = (k - 1) \frac{\pi}{2}, \text{ si on a bien la quadrature, et } S \text{ la sensibilité en rad.m}^{-1}.\text{s}$$

La différence avec le modèle précédent provient du fait que les franges suivent le sinus de la phase, et non la phase elle-même, proportionnelle à la vitesse, comme dans l'équation précédente. La carte de phase s'écrira à partir des trois interférogrammes de la manière suivante :

$$\varphi'(x, y) = \arg\{(I_1 - I_3) + i(I_4 - I_2)\} \quad (6.43)$$

On peut alors estimer la différence $\phi - \phi'$ et en déduire l'écart produit par l'approximation.

Des simulations ont été réalisées avec et sans textures de l'atmosphère. Les résultats (Figure 6-10) montrent que l'approximation reste largement valable tant que la PSF n'est pas trop importante. On constate des divergences inférieures à 1% (essentiellement sur les bords de l'image) pour un seeing de 2.5 arcs. En prenant en compte la texture de l'atmosphère de Jupiter nous voyons encore apparaître des « grumeaux » sur le disque de quelque m/s. Pour la réduction de données, nous utiliserons simplement le modèle de l'équation (6.40) qui est plus simple et plus rapide à mettre en œuvre.

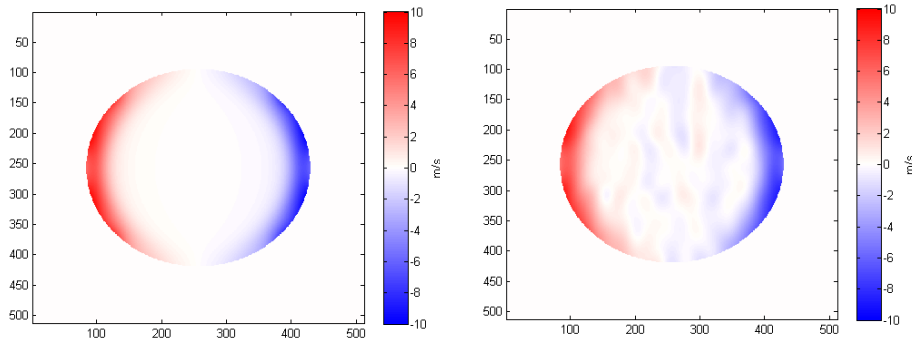


Figure 6-10. Différence entre le modèle simple reproduisant l'effet de la PSF sur la carte de vitesse et le modèle exact de l'effet sur la mesure. A gauche : sans texture, à droite avec texture.

6.5 Le cas particulier de Saturne

A la différence de Jupiter, Saturne à un anneau très lumineux susceptible de cacher une bonne partie du disque planétaire. Le profil de densité et de réflectivité des anneaux est déduit d'une image qu'en a fait la sonde Cassini⁵. Les ombres de la planète sur les anneaux sont calculés en fonction de l'élongation. La carte de vitesse sur le disque planétaire est calculée de la même manière que pour Jupiter. Pour réaliser la carte de vitesse des anneaux, nous devons prendre en compte le fait que les anneaux sont constitués d'innombrables objets glacés en rotation képlériennes.

Le disque des anneaux est situé sur le plan (x, y), nous avons donc les vecteurs vitesses suivantes :

$$v_x = -\frac{y}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \quad v_y = \frac{x}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \quad v_z = 0 \quad (6.44)$$

avec G la constante de gravitation, M la masse de Saturne et r la distance au centre en pixel, b est le facteur d'échelle en m/px.

Nous avons donc le vecteur vitesse et les vecteur source et observateur suivant :

$$\vec{v} = \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ 0 \end{bmatrix} \quad \vec{O} = \begin{bmatrix} \cos \delta \\ 0 \\ \sin \delta \end{bmatrix} \quad \vec{S} = \begin{bmatrix} \cos \beta \cos \gamma \\ \cos \beta \sin \gamma \\ \sin \beta \end{bmatrix} \quad (6.45)$$

Les composantes des vitesses liées à l'observateur et à la source s'écrivent :

$$v_o = -\vec{v} \cdot \vec{O} = \frac{y}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \cos \delta \quad (6.46)$$

⁵ https://www.universetoday.com/wp-content/uploads/2013/10/saturn_20131010-e1417854764439.jpg

$$v_s = -\vec{v} \cdot \vec{S} = \frac{y}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \cos \beta \cos \gamma - \frac{x}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \cos \beta \sin \gamma$$

La projection du disque des anneaux sur le plan image s'écrit simplement $y = X$ et $x = \frac{-Y}{\tan \alpha}$

Ce qui nous donne les vitesses en fonction de X et Y :

$$\begin{aligned} v_o &= \frac{X}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \cos \delta \\ v_s &= \frac{X}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \cos \beta \cos \gamma + \frac{Y}{r \tan \alpha} \sqrt{\frac{GM}{br}} \cos \beta \sin \gamma \end{aligned} \quad (6.47)$$

Soit, en faisant l'approximation que $\delta \cong \beta \cong \alpha$, une vitesse Doppler égale à :

$$v_d = v_o + v_s = \frac{\cos \alpha}{r} \sqrt{\frac{GM}{br}} \left[X(1 + \cos \gamma) + \frac{Y}{\tan \alpha} \sin \gamma \right] \quad (6.48)$$

avec $r = \sqrt{X^2 + \frac{Y^2}{\tan^2 \alpha}}$ et $|\alpha| > 0$ le facteur d'échelle en km/px.

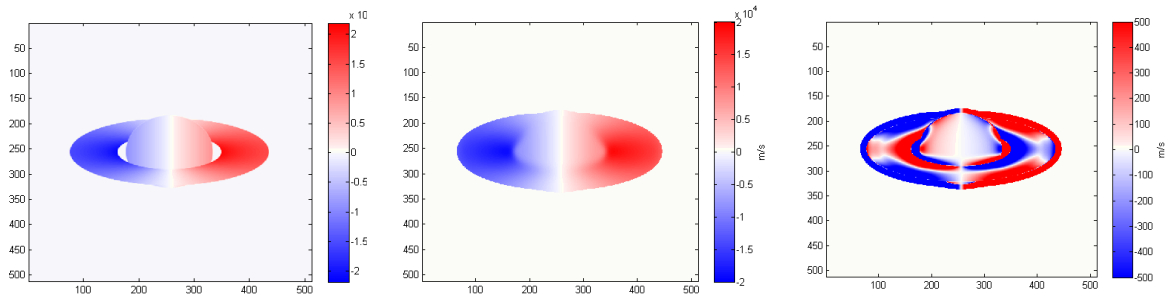


Figure 6-11. Illustration des modèles de cartes de vitesse obtenus pour Saturne. A gauche : carte sans PSF. Au centre : carte avec un seeing de 2.5 arc. A droite : différence entre les deux, mettant en évidence la « contamination » des anneaux sur le disque planétaire.

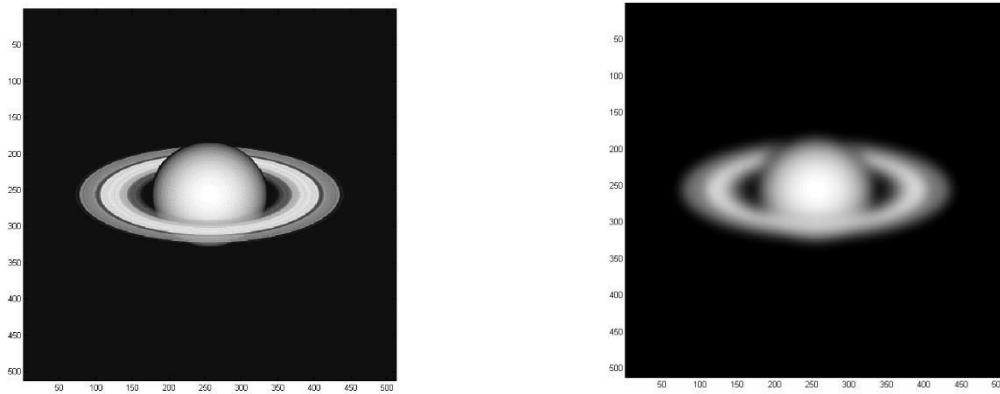


Figure 6-12 . Modèle photométrique de Saturne correspondant à la nuit du 15-03-2014 ($SEP=21.6^\circ$ $SSP=22.0^\circ$, $phase=0.54$). L'image de droite est affectée par une PSF de FWHM égale à 2.5 arcs.

L'occultation du disque par les anneaux est gênante dans le cadre d'une recherche des modes d'oscillation puisqu'elle limite la surface analysable et entrave l'exploitation de la symétrie des modes. La prise en compte des effets de la turbulence aggrave encore la situation puisqu'une partie supplémentaire du disque planétaire sera contaminée par le flux provenant des anneaux. L'effet de cette contamination sur les cartes de vitesses est illustré dans la Figure 6-11.

Pour espérer faire une recherche de mode sur Saturne dans de bonnes conditions, on peut soit attendre que l'angle d'inclinaison des anneaux de Saturne s'approche de zéro, soit utiliser une optique adaptative performante pour au moins limiter la contamination de flux des anneaux sur la planète. La

Figure 6-13 illustre l'évolution de l'inclinaison des anneaux de Saturne au cours des 40 prochaines années. Le prochain créneau pour voir les anneaux « par la tranche » est pour septembre 2025...

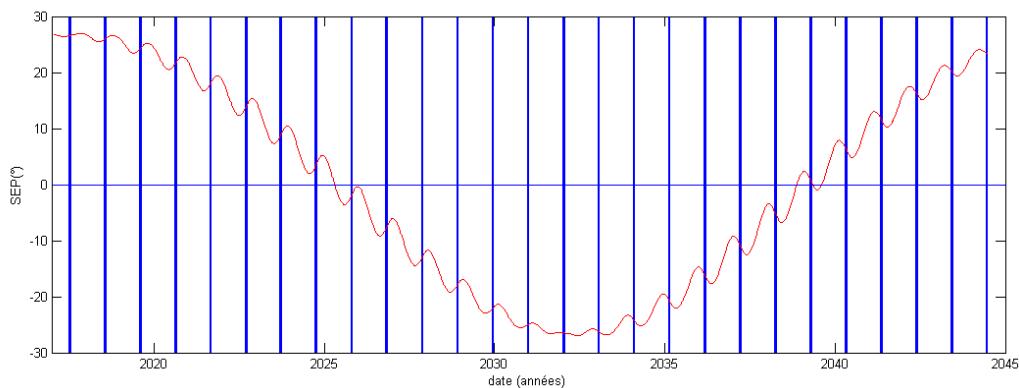


Figure 6-13. Evolution de l'inclinaison des anneaux (en rouge) entre 2017 et 2045. Les traits verticaux représentent les périodes de l'opposition de Saturne. Les meilleures dates pour observer Saturne sans être gêné par les anneaux sont en septembre 2025 (avec -2° durant l'opposition) et mars 2039 (avec 0.5° durant l'opposition).

Chapitre 7

REDUCTION DES DONNEES

Dans ce chapitre il sera question de l'ensemble des opérations nécessaires pour obtenir des cartes de phase ajustées de l'objet observé sous forme de cubes de données utilisables directement pour l'analyse, qui sera décrite dans le chapitre 8 des résultats. On décrira notamment la mesure et la correction des distorsions géométriques entre les images nécessaires pour obtenir une superposition précise des quatre sous-images, du traitement de la phase instrumentale, de l'estimation du seeing et de ses effets. Il sera également question d'une simulation capable de générer des données brutes semblables aux acquisitions faites lors des observations. Cette simulation a pour but de valider le processus de traitement tout en offrant la possibilité d'explorer les effets qu'un certain nombre d'imperfections instrumentales pourrait produire.

7.1 Outils d'analyse et de traitement

La première partie de ce chapitre sera consacré à la description rapide de quelques outils de traitement des images utilisés dans la réduction des données.

7.1.1 Nettoyage des images

Avant d'appliquer des traitements délicats sur les images, il convient de les nettoyer de toutes les petites structures riches en fréquences spatiales comme les points chauds résiduels, ou les impacts de rayons cosmiques. L'image est d'abord filtrée par une gaussienne dont l'écart-type est comparable à celle de la PSF. En soustrayant l'image originale par l'image filtrée, on fait apparaître les structures à hautes fréquences spatiales (voir Figure 7-1). Les coordonnées de celles-ci sont repérées par un seuillage. Une fois obtenues les coordonnées des points chauds et des « cosmiques », il suffit de revenir sur l'image originale et de remplacer le pixel incriminé par la valeur médiane de ces huit voisins immédiats. L'opération peut être itérée plusieurs fois si la structure est étendue sur plusieurs pixels.

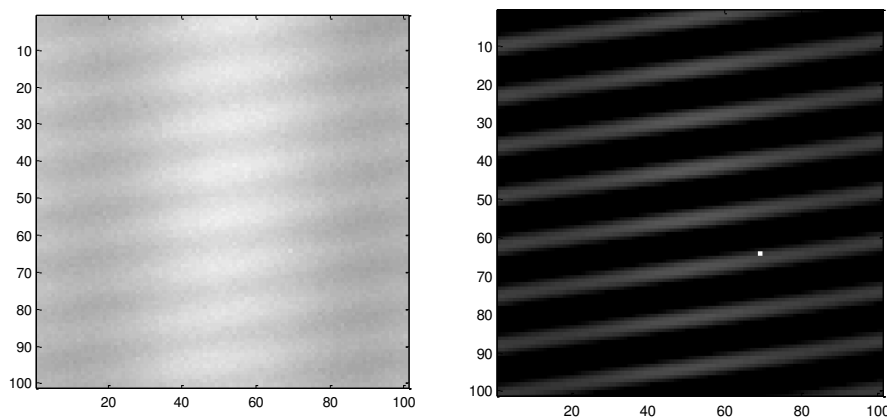


Figure 7-1. Détail d'une image de Jupiter affecté par un point chaud résiduelle et qui est bien visible après filtrage des basses fréquences.

7.1.2 Filtrage des franges

Sur nos images « science », la planète observée est par principe affectée par des franges d'interférences. L'analyse indépendante de certains paramètres propres aux quatre images fournis par l'instrument peuvent nous amener à vouloir supprimer ces franges. La méthode utilisée exploite le fait que nos franges sont bien régulières. Elle consiste à calculer la transformée de Fourier 2D de l'image contenant les franges et de masquer dans l'espace de Fourier les deux pics qui leurs sont associées. L'application de la transformée de Fourier inverse du spectre ainsi masqué permet de reconstruire une image de la planète débarrassée des franges d'interférence. La Figure 7-2 montre le résultat sur image réelle de Jupiter.

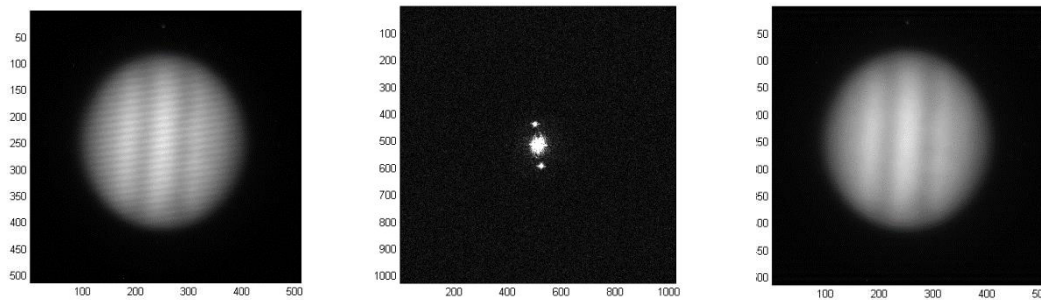


Figure 7-2. Filtrage des franges d'interférence sur l'image de Jupiter. A gauche : Jupiter avec ces franges. Au centre le module de la transformé de Fourier avec les deux pics correspondant aux franges. A droite : l'image filtrée correspondant à la transformé inverse après masquage des deux pics.

7.1.3 Outils de manipulation des images

Lors du traitement des données nous devons faire appel à de nombreuses manipulations d'images. Ces manipulations doivent se faire de la manière la plus précise possible, en particulier lorsqu'il s'agit d'images contenant des franges. Il y a trois principales transformations affines à effectuer sur les images : la translation, la rotation et le changement d'échelle. La méthode classique consiste à appliquer la transformation à chaque pixel de l'image puis à faire une interpolation polynomiale. Cette méthode a des inconvénients comme le lissage du bruit où l'apparition d'artefacts. Pour notre traitement, il a été préféré une méthode basée sur les propriétés de la transformé de Fourier. Ces propriétés permettent de réaliser les trois transformations affines élémentaires à partir des transformée de Fourier des images ou plus exactement leurs FFT (Fast Fourier Transform). Cette méthode a l'avantage de conserver plus d'informations sur l'image, notamment le bruit, mais elle demande quelques précautions. Il faut éviter que l'image soit affectée par des structures de haute fréquence spatiale. L'image doit donc être conditionnée en supprimant les points chauds, les « cosmiques » (impact des rayons cosmiques sur le CCD de la caméra).

La description technique de ces transformations est détaillée en annexe A, ainsi que le résultat de quelques tests pour les valider.

7.2 Traitement de la Calibration

Il s'agit ici de décrire en détail le traitement des images de calibration acquises lors des observations sur le ciel. Ces calibrations consistent d'une part à caractériser la géométrie relative des images et d'autre part à caractériser les franges instrumentales.

7.2.1 Grille de calibration et extraction des paramètres géométrique des images

Pour pouvoir ajuster le plus parfaitement possible les quatre sous images de l'instrument, il est nécessaire de connaître précisément la position relative de celle-ci. Pour cela, nous avons utilisé une grille de calibration formée de nombreuses petites pastilles régulièrement réparties. La procédure de calibration, qui a été décrite au chapitre 5.2, a produit de nombreuses images des quatre voies de l'instrument, certaines avec la grille (GRID), d'autres sans la grille (GRIDFLAT) ainsi que de nombreuses images avec le shutter de la caméra fermée pour connaître le courant d'obscurité (DARK). La première étape du traitement consiste à regrouper les images par type et d'en faire la somme (la moyenne), ceci afin de réduire le bruit (de photons et de lecture). L'image de la grille est ensuite soustraite du courant d'obscurité et corrigé de la réponse photométrique :

$$GRID = \frac{GRID - DARK}{GRIDFLAT}$$

L'image ainsi obtenue est uniforme et nettoyée des variations de transmission de l'instrument et des variations de sensibilité du capteur CCD (Figure 7-3).

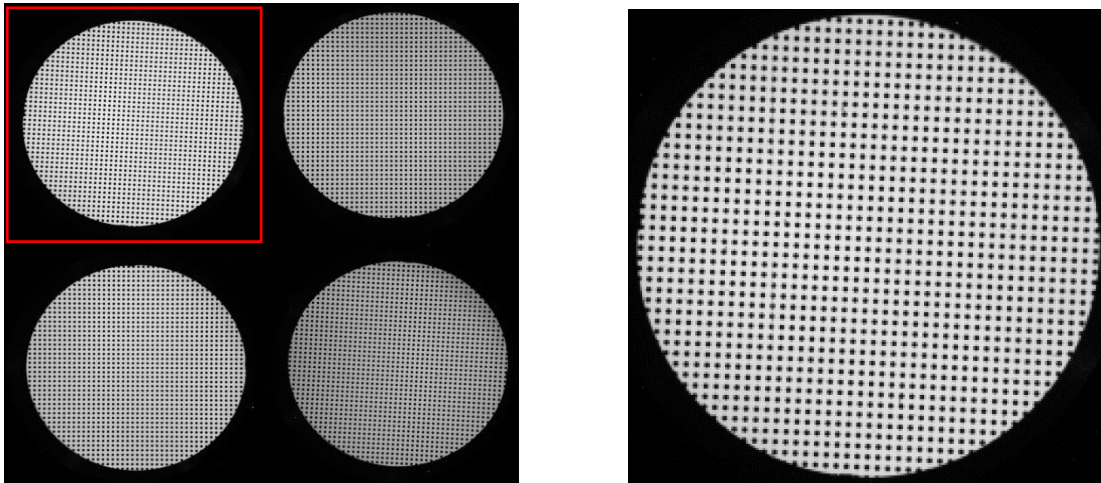


Figure 7-3. Image des quatre voies de l'instrument avec la grille de calibration, la sous-image encadrée en rouge représente l'image de référence. A droite : détail de la grille de référence correspondant à la voie 1.

L'image contenant les quatre sous-images de la grille est ensuite découpée en quatre parties égales de 512x512 pixels. La première image (en haut à gauche) est utilisée comme référence. La seconde étape consiste à réorienter les trois autres images afin de les ramener grossièrement à la même position que la référence. Cette modification se fait sans interpolation (simple transposition) car il s'agit de tourner de 90° et de faire une symétrie miroir. La troisième étape

consiste à affiner l'ajustement d'abord en translation puis en rotation. L'estimation de la translation se fait à partir du barycentre de l'image du diaphragme seul obtenue par seuillage de l'image. L'estimation de la rotation se fait en minimisant la différence entre l'image de référence et l'image à ajuster. Après ce premier ajustement les images sont suffisamment proches entre elles pour pouvoir assurer la correspondance de chaque pastille d'une image à l'autre. L'étape suivante consiste à repérer chaque pastille, cela se fait à l'aide de l'algorithme de remplissage par diffusion (algorithme récursif 4-connexe dit « remplissage4 » ou « floodFill4 »⁶) qui parcourt l'image à la recherche d'ilots de pixels. Pour que l'algorithme fonctionne, il faut préalablement seuiller l'image de telle sorte que l'on ait plus que deux niveaux (un dans la pastille et un l'autre en dehors). Le barycentre de chaque ilot calculé est associé à une pastille. A ce stade, nous avons donc déterminé la position grossière de chaque pastille de la grille pour chaque image. L'étape suivante va consister à isoler chacune des pastilles de la grille et à déterminer précisément sa position en ajustant un modèle. La fonction mathématique utilisée pour l'image de la pastille prend en compte la diffraction qui a tendance à émousser les bords du disque. L'équation utilisée est la suivante :

$$p(x, y) = \frac{\pi}{2} - \arctan^4 \left[\left(\frac{x - x_0}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y - y_0}{\sigma_y} \right)^2 \right]$$

avec $\sigma_x = \sigma_y$ le rayon caractéristique de la pastille et (x_0, y_0) le centre de celle-ci.

Cet ajustement permet de déterminer la position des pastilles de la grille avec une précision d'au moins $1/50^{\text{ème}}$ de pixels. Une dernière vérification est faite pour ne garder que les points en correspondance exacte et éviter des effets liés à des poussières ou à la bordure du champ.

L'opération suivante va consister à manipuler les coordonnées de ces points afin de trouver d'une part les paramètres de transformations affines minimisant la distance à la référence et d'autre part les transformations liées à la distorsion résiduelle. La transformation de l'image se fait en deux étapes car elle utilise deux méthodes : une première par transformée de Fourier pour les corrections affines et une interpolation pour la correction des distorsions relatives.

Paramètres des transformations affines

Considérons la grille de référence G_r et la grille G_q devant être ajustée (avec $q=1$ à 3). A chaque grille correspond un ensemble de points de coordonnées (x, y) . Le but est de trouver les transformations affines permettant de minimiser les distances entre les points (x, y) de G_q des points (x, y) de G_r . La solution consiste à faire une régression polynomiale par la méthode des moindres carrés (annexe B).

Cette régression permet de déterminer les deux polynômes à deux dimensions reliant les coordonnées x et y d'une grille à l'autre : $x_r = f_x(x, y)$ et $y_r = f_y(x, y)$. Ce dont nous avons besoin pour cette première étape de transformation affine correspond à un polynôme de degré 1, avec uniquement les trois coefficients pour $f_x = a_0 + a_1x + a_2y$ et pour $f_y = b_0 + b_1x + b_2y$

Nous devons ensuite déduire des coefficients du polynôme les valeurs correspondantes aux transformations affines. La matrice de transformation affine entre les coordonnées des points de

⁶ http://lodev.org/cgtutor/floodfill.html#4-Way_Recursive_Method_floodFill4

la grille de référence (x_r, y_r) est de la q^{eme} sous-image (x_q, y_q) peut s'écrire en fonction des coefficients a et b par :

$$\begin{bmatrix} x_r \\ y_r \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1 & a_2 & a_0 \\ b_1 & b_2 & b_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_q \\ y_q \\ 1 \end{bmatrix} \quad (7.1)$$

La transformation est ensuite décomposée par une série de transformations affines dans un ordre bien déterminé (les transformations ne sont pas commutatives). L'ordre des transformations utilisées ici est [FRTE] pour Flip, Rotation, Translation, Echelle. Le Flip étant fait préalablement sur les sous images découpées par simple transposition. Les coefficients correspondant à ces transformations pouvant être déduits des coefficients a et b :

$$[FRTE] = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -1 & 0 & dx \\ 0 & 1 & dy \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S & 0 & 0 \\ 0 & S & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7.2)$$

soit

$$[FRTE] = \begin{bmatrix} -S \cos \theta & S \sin \theta & dy \sin \theta - dx \cos \theta \\ S \sin \theta & S \cos \theta & dy \cos \theta - dx \sin \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7.3)$$

D'où :

$$\begin{aligned} \theta &= -\tan^{-1}\left(\frac{b_1}{a_1}\right) \\ S &= \frac{a_1}{\cos \theta} \\ dx &= -(a_0 \cos \theta + b_0 \sin \theta) \\ dy &= -(b_0 - dx \sin \theta) / \cos \theta \end{aligned} \quad (7.4)$$

avec θ l'angle de rotation de l'image, S le coefficient de dilatation d'échelle, dx et dy les translations.

Ces paramètres sont ensuite appliqués aux transformations de chaque sous-image, qui sont comparées à l'image de référence. La

Figure 7-4 montre le résidu obtenu entre la grille de la voie 4 et la grille de référence après ajustement.

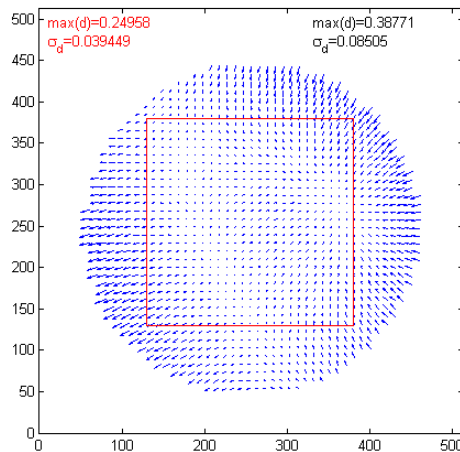


Figure 7-4. Illustration de l'écart résiduel entre la grille de référence et la grille de la voie 4. L'écart-type moyen est de 0.08 px (0.36px au maximum). Dans la partie centrale indiquée par le carré rouge, l'écart-type n'est plus que de 0.039 px.

Coefficients des distorsions relatives

A ce stade nous connaissons les paramètres permettant d'ajuster les images au mieux par les transformations affines à l'aide des outils basés sur la FFT. Il reste à présent à corriger la distorsion relative des images par rapport à l'image de référence. Cette distorsion est estimée à l'aide d'un ajustement de la carte des différences résiduelles en x et des différences résiduelles en y par des polynômes de degré 3. On utilise la même méthode que précédemment, les valeurs x' et y' de l'équation (7.1) étant ici représenté par les différences : $dx = x_r - x_q = f_{dx}(x, y)$, $dy = y_r - y_q = f_{dy}(x, y)$ avec (x_r, y_r) les coordonnées des points de la grille de référence et (x_q, y_q) les coordonnées des points de la grille de la voie q déjà ajustée par la transformation affine. La Figure 7-5 montre un exemple d'un tel ajustement sur la carte de distorsion en X pour la grille de la voie 4.

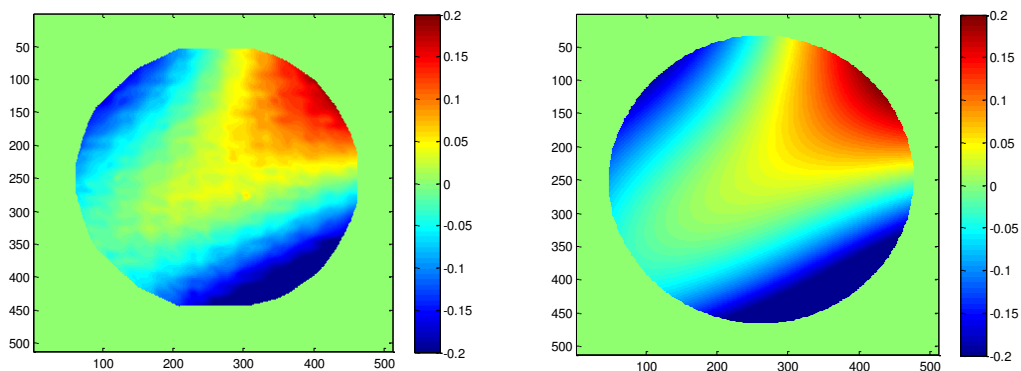


Figure 7-5. Illustration de l'ajustement polynomial de la carte de distorsion $dY(x, y)$. A gauche : image interpolée des écarts dY de chaque point de la grille. A droite : ajustement polynomial correspondant. L'échelle est en pixels.

Chaque image est ensuite corrigée de la distorsion par interpolation. Pour vérifier l'ajustement, la position de chaque pastille de l'image interpolée est recalculée (en ajustant le modèle de pastille) et comparée à la position des pastilles de la grille de référence. La Figure 7-6 montre le résultat obtenu pour la voie 4. L'écart-type des distances résiduelles n'est que de 0.007 px (0.0058 px dans la partie centrale).

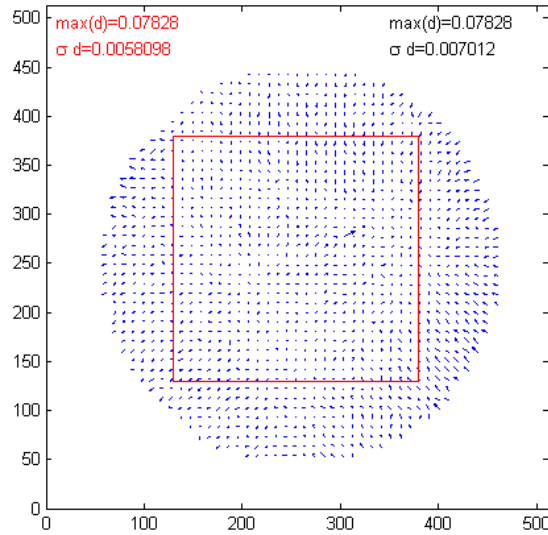


Figure 7-6. Distance résiduelle entre la grille de référence et une grille ajustée (Voie 4).

La distorsion absolue

Il faut noter que nous n'avons corrigé ici que des distorsions relatives, d'une sous-image à la sous-image de référence. La grille régulière utilisée permet de connaître également la distorsion absolue de l'instrument, commune à toutes les images. Bien que la correction de la distorsion absolue ne soit pas appliquée sur les images contenant les franges d'interférence, il est nécessaire de connaître ces paramètres pour corriger les cartes de phase et de flux afin de les comparer au modèle de la planète. Pour déterminer cette distorsion absolue, on procède de la même manière que pour la distorsion relative mais avec cette fois comme référence une grille régulière. Les coefficients de distorsion sont ainsi déterminés pour chacune des quatre images. La Figure 7-7 montre le résultat de cette distorsion absolue, une distorsion essentiellement radiale pouvant atteindre 2 pixels sur les bords du champ. La correction de cette distorsion se fera par interpolation et pourra s'accompagner d'une correction du flux. La correction de flux se justifie par la déformation importante du pixel en bord du champ. Entre l'image non corrigée et l'image corrigée de la distorsion absolue la surface du pixel change entraînant une variation du flux l'interpolation ne concernant que les positions. Cette variation de surface est estimable au premier ordre à partir du gradient $dX(x,y)$ et $dY(x,y)$ en écrivant simplement $ds(x,y) = |\vec{grad}(\sqrt{dX^2 + dY^2})|$. Pour corriger le flux de l'image redressé, il suffit de lui appliquer le masque $1+ds(x,y)$. La Figure 7-8 montre que la variation de flux est infime puisque inférieur à 0.7% en bordure du champ et moins de 0.1% dans la zone où se trouve le bord de la planète.

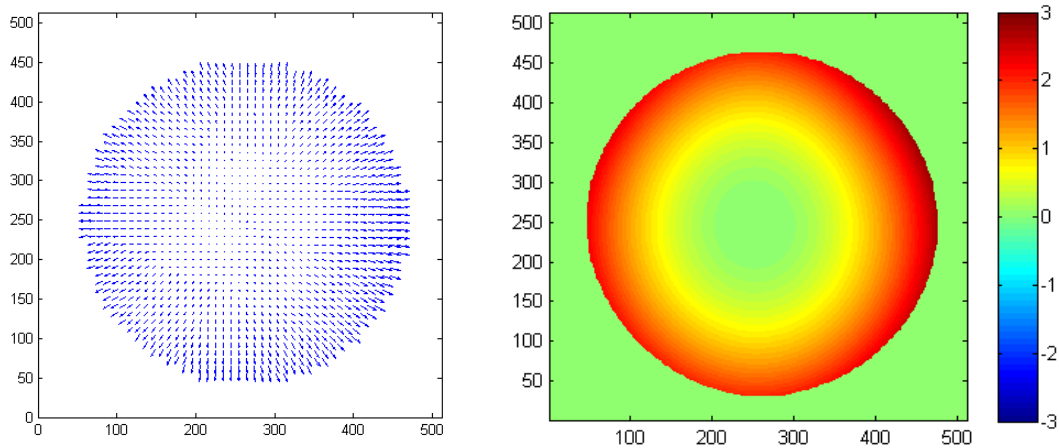


Figure 7-7. Illustration de la distorsion absolue par des vecteurs et par le module (en pixels)

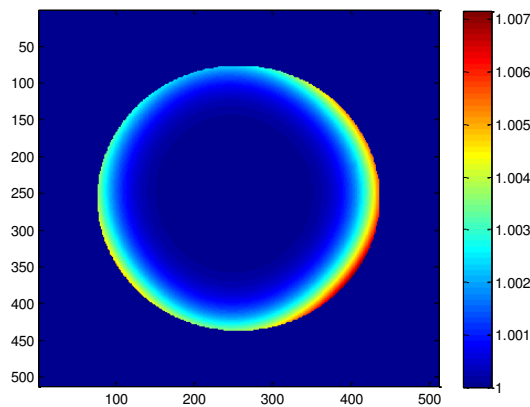


Figure 7-8. Masque correctif à appliquer sur l'image pour corriger les biais photométriques produits par la déformation de surface des pixels.

7.2.2 Extraction des cartes de phase, de contraste et de transmission

La procédure de calibration (décrite dans la section 5.2) par modulation de la différence de marche a produit, pour chaque voie, de nombreuses images de franges du ciel en quadrature de phase. La première étape pour traiter ces données consiste à regrouper toutes les images de même type c'est-à-dire les DARK, les FLAT, et les franges en quadrature de phase FRINGES_N (avec N=0 à 3 pour les quatre déphasages). Des tests sont réalisés sur les images de frange afin de vérifier que nous avons les mêmes phases (des défaillances sont possibles). Après cela chaque type d'image sont rassemblées puis additionnées (moyennées). Les images de franges sont ensuite soustraites du courant d'obscurité puis corrigées du flat :

$$FRINGES_N = \frac{FRINGES_N - DARK}{FLAT}$$

La seconde étape consiste à découper les quatre sous-images sous forme de carré de 512x512 que nous appellerons $FRINGES_N_n$ avec n le numéro de la voie. Chaque image est nettoyée des points chauds résiduels et des « cosmiques ».

La carte de phase $\phi_n(x,y)$ en chaque point du champ est alors déterminée en écrivant :

$$\begin{aligned} U_n &= FRINGES_1_n - FRINGES_2_n \\ V_n &= FRINGES_3_n - FRINGES_4_n \\ Z_n &= U_n + iV_n \\ \phi_n &= \arg(Z_n) \end{aligned} \quad (7.5)$$

La carte de contraste se détermine simplement par :

$$\gamma_n(x,y) = \frac{|Z_n|}{Q_n} \quad (7.6)$$

avec

$$Q_n = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 FRINGES_i_n$$

Phase différentielle entre les voies

Une fois obtenues les cartes de phase « absolues » de chaque voie, nous pouvons les comparer les unes aux autres et vérifier leur déphasage mutuel. Ce paramètre est indispensable pour corriger les effets de la non-quadrature. Pour faire cette comparaison, chaque sous-image est ajustée à la voie de référence (voie 1) en utilisant les paramètres de transformation trouvés lors de la calibration géométrique. La carte la plus importante pour corriger les effets de la non-quadrature est celle de l'angle $\theta(x,y)$ de l'équation (3.25) et qui s'écrit $\theta = (\phi_2 + \phi_4 - \phi_2 - \phi_3 - \pi)/2$.

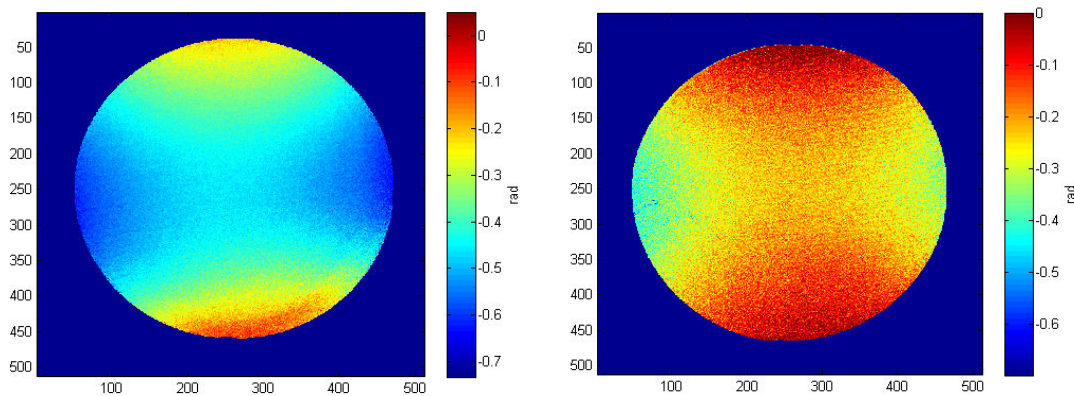


Figure 7-9. Carte de θ pour 2015 (à gauche) et 2016 (à droite). La moyenne étant égale à 26° pour 2015 et 12° pour 2016.

Résultat des cartes de phase et de contraste pour 2015 et 2016

La figure suivante montre les résultats des calibrations effectuées sur le ciel durant le jour. Pour 2015, la meilleure séquence de calibration a été obtenue pour la journée du 22/02/2015. En 2016, deux séquences de calibration ont été validées pour les journées du 12/03/2016 et 23/03/2016.

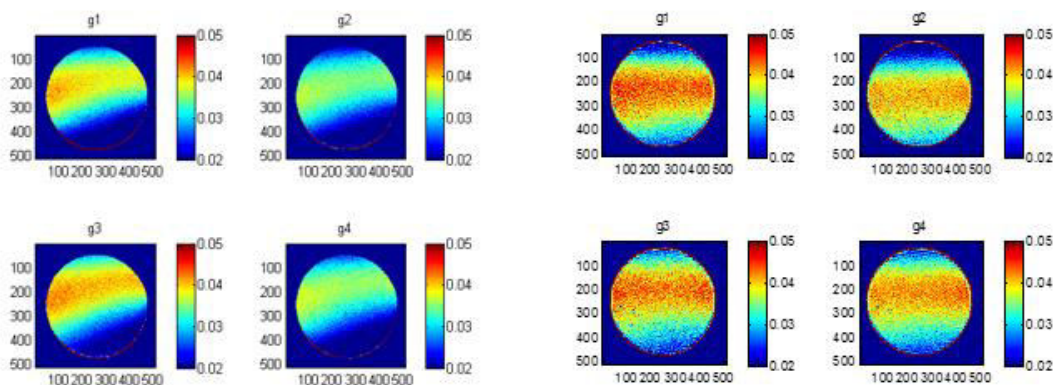


Figure 7-10 Carte de contraste de l'instrument pour 2015 (à gauche) et 2016 (à droite).

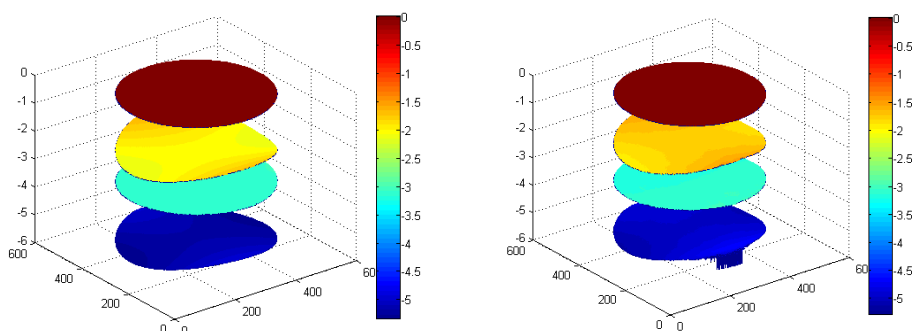


Figure 7-11. Déphasage entre les voies pour 2015 (à gauche) et 2016 (à droite)

En 2016, nous constatons une amélioration à la fois du contraste et de la quadrature de phase, par rapport à 2015. Les cartes de contraste sont plus homogènes et plus fortes en 2016 qu'en 2015. La quadrature de phase est également meilleure en 2016. Les déphasages moyens mesurés entre les voies pour 2015 et 2016 sont indiqués dans le Tableau 7-1.

Tableau 7-1. Déphasage relatif entre les voies

	2015	2016	Quadrature
Φ_{12}	115.7°	101.4°	90°
Φ_{13}	179.3°	179.3°	180°
Φ_{14}	295.6°	283.6°	270°
Φ_{24}	179.9°	182.2°	180°
θ	26.4°	12.1°	0°

Même s'il est prévu qu'un fichier de calibration (géométrique et instrumental) soit associé à chaque nuit d'observation, en pratique un seul fichier de calibration (le meilleur) a été utilisé pour chaque saison d'observation. Cela vient du fait que les conditions idéales sont difficiles à réunir pour obtenir de bonnes données. Notons toutefois que les conditions ne semblent pas évoluer d'une nuit à l'autre puisque l'analyse des deux calibrations de 2016 (du 12 et 23 mars) n'a pas montré de différence significative.

7.3 Réduction des données « sciences »

Il sera question ici de la description de l'ensemble des étapes permettant de passer des images brutes aux cartes de vitesses radiales de la planète cible. Le but de cette réduction est de produire pour chaque nuit d'observation l'ensemble des cartes de vitesse associées à l'ensemble des images acquises. Chaque carte est positionnée et orientée de la même manière puis enregistrée en fonction de la date. Ce cube de données sera alors directement exploitable pour l'analyse temporelle et l'extraction des cartes de vents.

7.3.1 Prétraitement des données

Analyse qualitative de la nuit et sélection des images

La première étape consiste à sélectionner, parmi les centaines d'images acquises durant la nuit, celles dont la qualité est suffisante pour justifier un traitement. Les principaux critères sont la luminosité, le seeing et les sauts de dérive du suivi du télescope. Si une partie de ces paramètres a été déterminée lors de l'acquisition et placée dans le header de chaque image, comme la luminosité moyenne par pixel de la planète ou sa position (son photocentre), l'estimation du seeing est faite à posteriori. La grande quantité d'image à traiter nous a conduit à chercher une méthode plus rapide que celle basé sur des ajustements de modèle. L'idée est ici d'exploiter « l'étalement » de l'image produit par la PSF : plus le seeing est important plus la planète apparaîtra grande, l'augmentation de son rayon étant à peu près égale à la FWHM.

Le seeing est défini par la longueur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF, son estimation est ici faite à partir d'une des quatre images de Jupiter (celle de la voie 1) dont on a retiré les franges par un filtrage numérique (voir section 7.1.2). Au préalable, l'image est corrigée de la distorsion absolue pour que son aspect reflète bien la réalité sur le ciel. La méthode consiste à compter tous les pixels de l'image dont le flux est supérieur à un certain seuil (10% du flux maximal déterminé par le médian du flux dans une étroite zone centrale). La surface ainsi obtenue (ou le rayon équivalent du disque de même surface) est d'autant plus grande que le seeing est important. Cette méthode nécessite un étalonnage préalable pour relier la surface à la valeur du seeing, étalonnage que l'on obtient en utilisant l'image synthétique de Jupiter (même rayon apparent, même phase) convoluée avec une gaussienne de FWHM différente (Figure 7-12). Pour éviter de recalibrer chaque configuration, nous pouvons prendre comme critère, non pas R , mais la différence $R - R_0$ avec $R_0 = \frac{R_p}{2}(1 + \cos \gamma)$, R_p étant le rayon de la planète et γ la phase planétaire. Cette dernière méthode reste valable si le rayon apparent de la planète ne change pas de plus de quelques %.

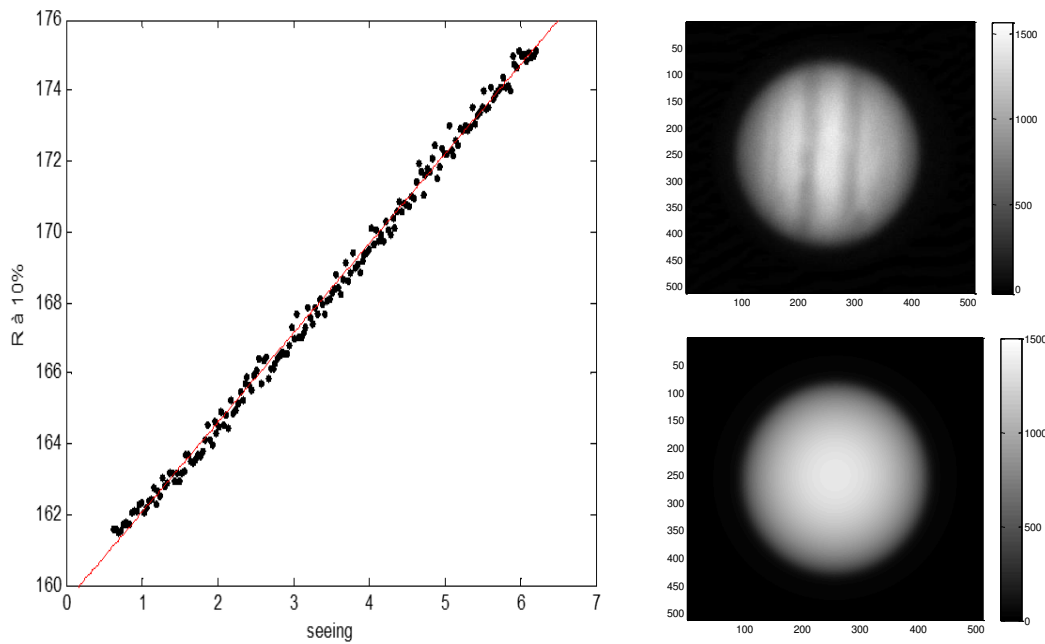


Figure 7-12 Courbe d'étalonnage relie le seeing au rayon $R = \sqrt{S/\pi}$ où S est le nombre de pixel dont le flux est au-dessus de 10% de la valeur maximale. Le rayon de la planète est ici de 156 px. Le modèle synthétique de Jupiter inclut la rotation des motifs de son atmosphère, d'où le bruit des points de mesure qui donne une idée de l'incertitude sur le seeing (de l'ordre de 0.25 arcs). A droite : une image de Jupiter et son modèle synthétique (sans texture) convolué par la PSF dont la FWHM est déduite de la courbe d'étalonnage.

Pour tester la méthode un ajustement de l'image acquise sur un modèle de la planète (sans sa texture) convolué par une PSF. Les paramètres libres sont : la FWHM, la position (x,y), le flux et le facteur d'échelle. Cette méthode est plus précise mais plus lente et a été utilisé essentiellement pour valider la méthode précédente plus rapide (Figure 7-13) ainsi que pour vérifier la valeur du facteur d'échelle. Nous pouvons voir que les deux méthodes donnent un seeing comparable.

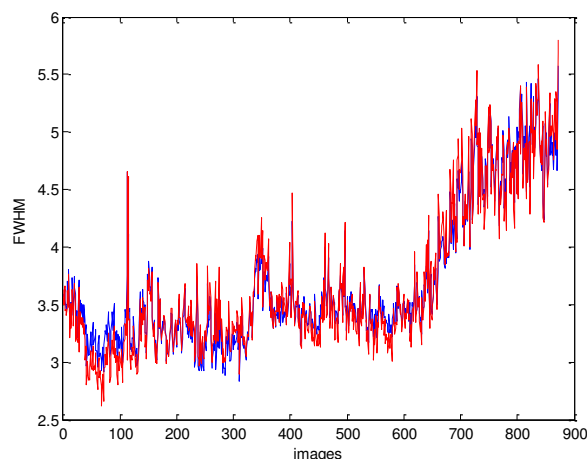


Figure 7-13. Exemple de mesure de la FWHM par la méthode de seuillage (en bleu) et par l'ajustement du modèle (en rouge). Pour les données de la nuit du 05-03-2016.

Une fois obtenu le seeing de chaque acquisition, nous pouvons procéder à la sélection des images. Les seuils choisis sont les suivants : un seeing inférieur à 4 arcs, un flux moyen par pixel supérieur à 1000 ADU et une dérive d'une image à l'autre inférieure au pixel ($dx < 1px$ et $dy < 1px$). Ce dernier critère permet de s'assurer que l'image n'a pas bougé au cours de la pose.

Pour chaque nuit, une image de référence est déterminée. Cette image a pour but de servir de repère sur lequel toutes les autres seront ajustées. L'image de référence correspond à celle dont le seeing est le plus faible.

Forme de la PSF

La forme de la PSF utilisée dans notre modèle est essentiellement une gaussienne. Celle-ci englobe à la fois les effets liés à l'optique (téléscope et instrument) et les effets du seeing intégrés sur un temps de pose de 30s. Les premiers tests effectués pour comparer le profil des images acquises de Jupiter et son modèle photométrique ont montré une légère divergence au niveau du bord du disque, indiquant que la PSF était affectée par un halo de faible intensité lié probablement à la diffusion des optiques. Pour intégrer cette diffusion, la PSF a été modélisée comme la somme de deux fonctions : une gaussienne, contenant l'essentielle de l'énergie, avec une FWHM correspondant au seeing, et une fonction plus large et plus faible modélisant le halo de diffusion :

$$PSF(x, y) = \frac{2.355}{2\pi FWHM^2} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\left(\frac{FWHM}{2.355}\right)^2}\right) + A \left(\frac{\pi}{2} - \arctan\left[\frac{x^2+y^2}{R^2}\right]\right)^{25} \quad (7.7)$$

Avec $A=4.610^{-6}$ et $R=100$ px. La PSF est ensuite renormalisée.

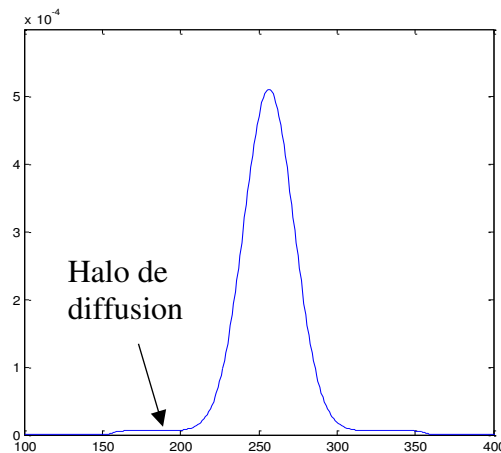


Figure 7-14. Profil du modèle de la PSF

Il est sans doute possible d'améliorer le modèle de la PSF en utilisant des fonctions plus réalistes. Il existe notamment un modèle (R. Racine 1963) utilisant une fonction hybride comprise entre une Lorentzienne et une gaussienne et prenant en compte de l'effet du halo de diffusion. Cette piste n'a pas été explorée pour l'instant. Il semble toutefois que le halo soit, dans notre cas, assez spécifique à l'instrument.

Calibration des images « science »

Chaque image « science » que l'on a sélectionnée (contenant les acquisitions de la planète cible), subit la procédure habituelle de calibration consistant à corriger l'image du courant d'obscurité et des différences de transmission optique et de sensibilité du CCD suivi d'un nettoyage des « cosmiques ».

$$SCIENCE = \frac{SCIENCE - DARK}{FLAT}$$

Le flat utilisé ici est celui obtenu sur le ciel durant la journée en modulant la différence de marche pour supprimer les franges d'interférence. Ce flat peut poser problème car son homogénéité et la polarisation de sa lumière n'est pas forcément identique à celle propre aux observations nocturnes. Cela peut avoir un impact sur l'homogénéité des quatre sous-images calibrées de la planète en termes de flux, en particulier s'il y a un gradient sur le disque planétaire. Ce problème peut produire des franges résiduelles lors de l'extraction de la phase.

Des mesures de la position relative des photocentres des images de la planète entre les voies ont montré une dérive évoluant au cours du temps. L'analyse de la position du diaphragme ne montrant pas de dérive particulière, cela ne peut s'expliquer que par une évolution de la transmission relative d'une voie par rapport à l'autre. La solution trouvée consiste à réaliser une calibration supplémentaire basée sur des flats secondaires relatifs à chaque image. Mais avant d'aborder cette partie, nous devons ajuster chaque image à la voie de référence.

Ajustement des images

L'ajustement des images des trois voies sur l'image de la voie 1 de référence se fait en appliquant les paramètres trouvés lors de la calibration géométrique (section 7.2.1). La première étape consiste à découper l'image en quatre parties de 512x512, puis à opérer les flip, translation, rotation et dilatation d'échelle à l'aide des outils basées sur la FFT. Un masque apodisé est appliqué sur les images pour atténuer les effets de bords éventuelles produit par le diaphragme du champ. Le tableau Tableau 7-2 montre l'ordre de grandeur des transformations effectuée sur les sous-images.

Tableau 7-2. Exemple de paramètre de transformation utilisé pour l'ajustement des images

	dX (px)	dY (px)	Θ (°)	f_e
Voie 2	3.209	-9.292	90-3.385	0.9982
Voie 3	4.292	-19.746	90-3.536	1.0013
Voie 4	7.649	6.828	0.16177	0.9967

Une fois opérés les ajustements de type affine, la correction de la distorsion relative est appliquée. Cette correction s'opère en appliquant les paramètres de distorsion issus de la seconde phase de la calibration géométrique. A chaque pixel de l'image d'origine correspond un décalage dX et DY déterminé par un polynôme du troisième degré. La transformation se fait par interpolation polynomiale.

Calibration secondaire

Ce qui est critique pour l'extraction de la phase, c'est l'homogénéité relative (en termes de flux) du couple d'images I1 et I3 et du couple d'image I2 et I4 intervenant dans la fabrication des interférogrammes U et V. Or nous avons vu que cette homogénéité pouvait être affectée par de légères variations de transmission des voies venant d'une différence de conditions (comme l'état de polarisation de la lumière) entre les mesures et le moment où ont été produites les images de flat. Ces variations n'affectant que les basses fréquences spatiales de l'image, il est possible de réaliser des flats secondaires pour chaque acquisition. La solution trouvée consiste à récupérer les images ajustées, à supprimer leurs franges par filtrage numérique ($I \rightarrow I'$), puis à réaliser une carte de flux relatif entre les voies 1 et 3 ainsi qu'entre les voies 2 et 4. Pour éviter d'ajouter du bruit aux images ainsi corrigées (et compte-tenu que les défauts sont de basse fréquence spatiale), ces flats secondaires sont convolués par une gaussienne g dont la largeur est de l'ordre de 5 px :

$$\begin{aligned} F_{13} &= \frac{I'_1}{I'_3} * g \\ F_{24} &= \frac{I'_2}{I'_4} * g \end{aligned} \quad (7.8)$$

Les images des voies 3 et 4 (avec leurs franges) sont alors corrigées en écrivant :

$$\begin{aligned} I_3 &= I_3 F_{13} \\ I_4 &= I_4 F_{24} \end{aligned} \quad (7.9)$$

Les corrections sont de faible intensité (de l'ordre du %), mais elles permettent de supprimer les franges résiduelles de la carte de phase.

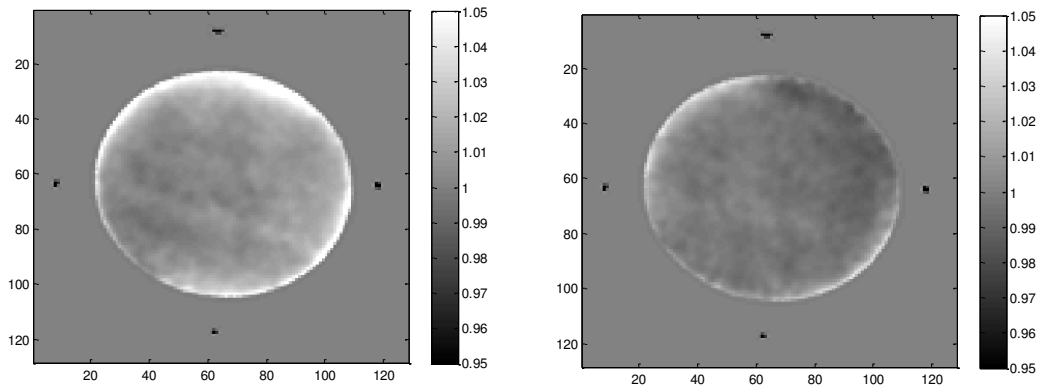


Figure 7-15 exemple d'une carte de flux relatif (flat secondaire) entre la voie 1 et 2 (à gauche) et entre 3 et 4 (à droite) correspondant à une image de début de nuit le 12/03/2016.

Notons que cette procédure ne permet pas de corriger la carte photométrique dans l'absolu, puisque l'ajustement est relatif,

7.3.2 Extraction de la phase

Nous avons vu dans la section (3.2.1) comment extraire la phase par la méthode ABCD. Maintenant que nous avons redressées et calibrées les images, nous pouvons appliquer cette méthode à nos images « science ». La première étape consiste à extraire l'expression complexe des franges en écrivant $Z = U + iV$. Les interférogrammes U et V s'écrivent à partir des images ajustées des quatre voies :

$$U = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad \text{et} \quad V = \frac{I_3 - I_4}{I_3 + I_4} \quad (7.10)$$

Comme nous ne sommes pas en quadrature parfaite, il est nécessaire de corriger cette expression par les équations (3.27) et (3.28) de la section 3.2.2. Nous pouvons profiter du fait que nous connaissons maintenant la carte de contraste des franges instrumentales pour normaliser ces deux interférogrammes. La calibration fournissant une carte de contraste pour chaque voie, nous choisirons ici la valeur moyenne de ces cartes.

$$U' = \cos(\phi) = \frac{U \cos \frac{\theta}{2} - V \sin \frac{\theta}{2}}{\gamma \cos \frac{\theta}{2}} \quad \text{et} \quad V' = \sin(\phi) = \frac{V \cos \frac{\theta}{2} - U \sin \frac{\theta}{2}}{\gamma \cos \frac{\theta}{2}} \quad (7.11)$$

la valeur de θ étant issue de la calibration instrumentale. L'expression corrigée de Z s'écrira : $Z' = U' + iV'$ (

Figure 7-16). La

Figure 7-17 illustre la correction que produit cette opération sur le nuage de point (U, V) prise dans une petite portion de l'image. 50 acquisitions ont été additionnées ici pour diminuer le bruit et clarifier le redressement de l'ellipse. Les courbes rouges montrent les valeurs attendues sur le ciel, nous voyons que, sur Jupiter, nous avons une perte de contraste de 20% environ.

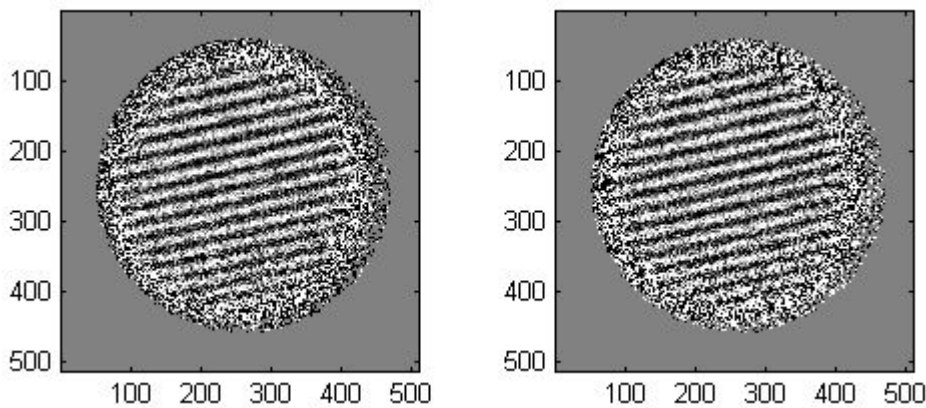


Figure 7-16. Interférogrammes normalisés U' (à gauche) et V' (à droite), reconstitués à partir des quatre interférogrammes de Jupiter pour une seule acquisition de 30s.

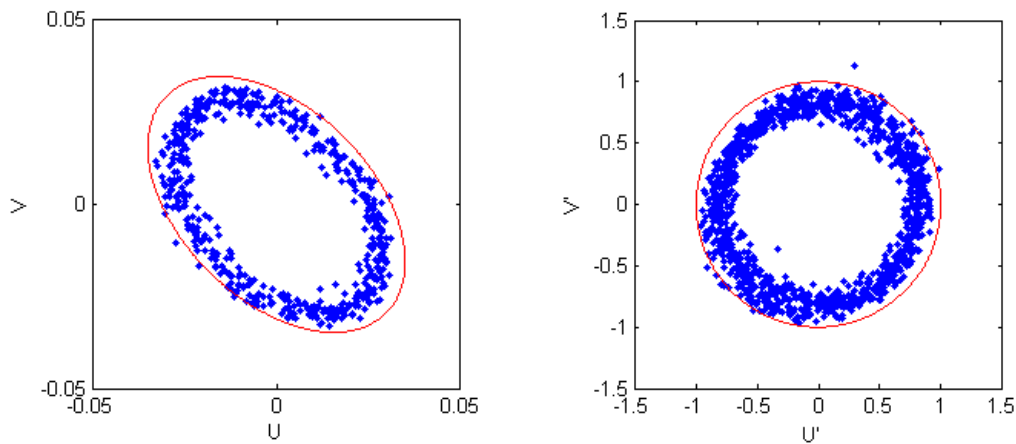


Figure 7-17. Illustration de Z et Z' pour des images de Jupiter obtenues en 2015. A gauche : nuage de points (U, V) dans une petite portion de l'image avant correction. A droite : nuage de point (U', V') après correction et normalisation. 50 images ont été additionnées pour diminuer le bruit. En rouge les valeurs mesurées sur le ciel. Cela donne une idée de la perte de contraste sur Jupiter.

Soustraction de la composante instrumentale

Dans Z' nous avons à la fois les franges produites par la vitesse radiale de notre cible et les franges instrumentales. Pour extraire la carte de phase résultant uniquement de la vitesse radiale de la planète il nous faut soustraire la composantes instrumentales Z_{inst} . La phase des franges propres à l'objet observé sera donc l'argument du produit de Z' par le conjugué de Z'_{inst} :

$$\begin{aligned} \phi_p &= \arg(Z_p) \\ \text{Avec :} \quad Z_p &= Z' Z'_{inst}^* \end{aligned} \tag{7.12}$$

L'expression de Z'_{inst} s'obtient à partir de la calibration des franges instrumentales. Nous avons vu que cette calibration nous avait permis de connaître les expressions complexes des franges pour chacune des voies (Z_n), pour passer de Z_n à Z_{inst} puis Z'_{inst} il nous faut passer par le même processus que nous venons de voir pour les images « science ». À partir de Z_n nous pouvons reconstituer les quatre interférogrammes I_n en écrivant $I_n = \text{real}(Z_n)$, puis en déduire U_{inst} et V_{inst} et enfin passé de Z_{int} à Z'_{inst} .

La distorsion absolue est ensuite corrigée sur les cartes de phase ϕ_p et la carte photométrique de la planète. La

Figure 7-18 montre la carte de phase ϕ_p obtenue de Jupiter pour une acquisition de 30s.

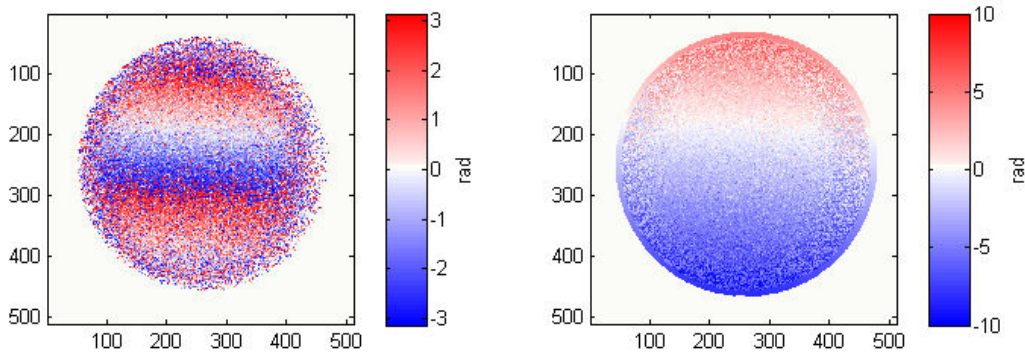


Figure 7-18. Carte de phase de Jupiter montrant la rotation de la planète. A gauche : phase brute, à droite phase déroulée. Le déroulement de la phase est réalisé en s'appuyant sur le modèle. L'axe de rotation de Jupiter est ici horizontal.

Soustraction de la rotation solide par ajustement du modèle

L'étape suivante consiste à retirer de la carte de phase ϕ_p la composante produite par la rotation de la planète. Cette carte de phase résiduelle s'obtient en écrivant :

$$\begin{aligned} \phi_{res} &= \arg(Z_{res}) \\ \text{avec} \quad Z_{res} &= Z_p Z_{rot}^* \end{aligned} \quad (7.13)$$

Z_{rot} étant le complexe associé à la phase produite par la vitesse de rotation et décrit par le modèle $v(x,y)$ de la planète :

$$Z_{rot} = e^{iSv} \quad (7.14)$$

avec S la sensibilité de l'instrument, v la carte de vitesse du modèle. Rappelons que le modèle prend en compte les paramètres astronomiques et les effets de la PSF (dont la FWHM a été évaluée pour chaque acquisition). Notons que cette étape permet également de dérouler la phase de Z_p (Figure 7-18), en ajoutant à la phase résiduelle ϕ_{res} la phase Sv .

Le point critique de cette étape est la procédure d'ajustement du modèle sur la mesure. Nous connaissons déjà l'orientation précise de l'axe de rotation via les éphémérides et la position du télescope mais il nous reste à connaître la position exacte du centre physique de la planète à partir de son image photométrique. L'utilisation du photocentre pour déterminer le centre physique de la planète pose plusieurs problèmes. Le premier problème est que la planète a une phase non négligeable qui a pour effet de décaler le photocentre. Ce décalage peut toutefois être calculé en fonction de la phase sans trop de difficultés. Le second problème est lié aux satellites et à leurs ombres projetées sur le disque planétaire. Leurs effets pourraient théoriquement être estimés à partir des éphémérides, mais cela complexifierait grandement le modèle. Enfin le dernier problème est lié à la rotation de Jupiter est aux modifications de l'aspect photométrique que cela entraîne. Du fait de la rotation, la répartition des différents motifs de son atmosphère change et déplace le photocentre. Ce déplacement peut atteindre 2.5 pixels le long de l'équateur, ce qui dans notre résolution (d'environ 7.6 px/arcs) représente 0.3 arcs. Résoudre ce problème

demanderait à connaître précisément la carte photométrique de Jupiter durant les observations. N'ayant pas cette information, la solution trouvée pour déterminer au mieux le centre de la planète a été d'ajuster à l'image acquise de la planète un modèle photométrique nu (sans texture) incluant la phase planétaire et le seeing. Les paramètres libres étant uniquement la position en x et y, la FWHM de la PSF ayant déjà été prédéterminé par la méthode décrite dans le paragraphe précédent. En procédant de cette manière on diminue la dérive résultant des variations atmosphériques.

La Figure 7-19 montre les résultats d'une simulation faisant intervenir une image synthétique de Jupiter avec une texture atmosphérique en rotation (voir chapitre 6.3) et un seeing de 1 arcs. Les courbes représentent le résultat du calcul du photocentre ainsi que la valeur du centre déterminée par un ajustement d'un modèle photométrique sans texture sur l'image avec texture. Nous pouvons voir que l'ajustement permet de diviser par trois l'amplitude des dérives, passant de 2.5 px à 0.8 px. La dérive est par contre un peu moins lisse, ce qui est susceptible d'introduire un peu plus de bruit au niveau de la mesure de la phase à des fréquences plus élevées. La

Figure 7-20 montre (à la même échelle) l'évolution du photocentre et de l'ajustement d'un modèle lors du passage de l'ombre d'un satellite devant le disque planétaire (qui est ici sans sa texture atmosphérique) et du satellite lui-même. Nous voyons que le décalage du photocentre introduit par le passage de l'ombre du satellite ou du satellite lui-même est bien plus faible que celui provoquée par les motifs atmosphériques de Jupiter avec ± 0.15 px. L'ajustement, quant à lui reste insensible au passage des satellites.

Rappelons qu'une erreur de 1 px en x entre la position du modèle et la position réelle de la carte de phase mesuré va produire une erreur de la vitesse globale de l'ordre de 78 m/s (le gradient de vitesse de Jupiter est de 25km/s sur son diamètre qui est de l'ordre de 320px). Cette erreur est d'évolution lente et n'affecte pas les fréquences qui nous intéressent il est toutefois préférable de la réduire au maximum, et passé ainsi de 2.5px à 0.8 px permet d'espérer limiter les fluctuations de la vitesse d'un facteur 3 (passant de 195m/s à 62m/s).

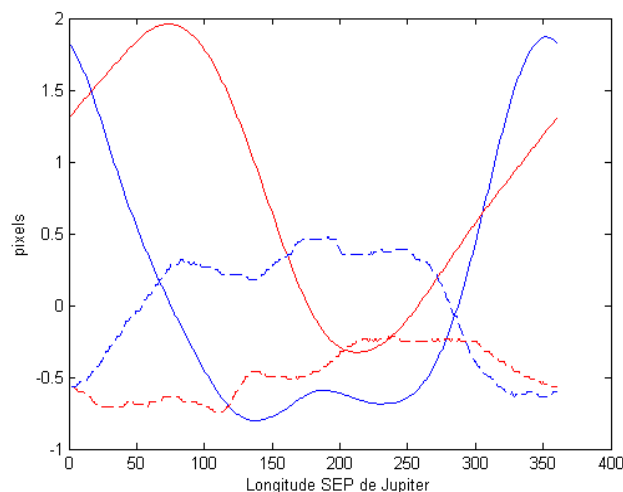


Figure 7-19. Position en x (bleu) et en y (rouge) du photocentre de l'image de la planète en rotation (trait continu) et du centre de la planète par ajustement du modèle photométrique (en pointillé).

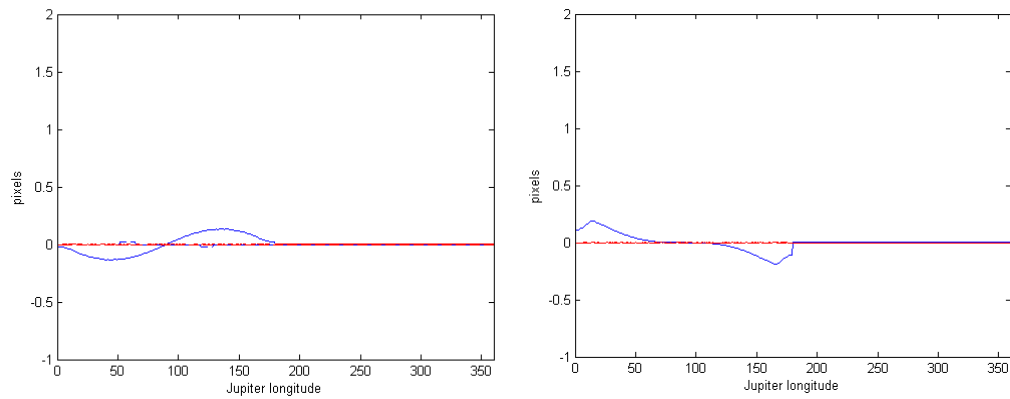


Figure 7-20. Effet d'un passage de satellite sur l'estimation du photocentre (trait plein) de l'image de la planète et du centre de celle-ci estimé par ajustement (pointillé). A gauche : l'ombre d'un satellite passant devant le disque planétaire. A droite : le satellite lui-même passant devant le disque planétaire. L'abscisse représente la position projetée sur le disque de Jupiter en longitude. Le photocentre est estimé sur une zone limitée autour de Jupiter d'où l'aspect tronqué de la courbe de droite.

Ces tests restent basés sur des simulations et il est probable que sur les images réelles, qui sont affectées par des fluctuations de transmission, nous n'obtiendrons pas tout à fait les mêmes résultats. Pour le savoir, l'ensemble du traitement peut être réalisé avec l'une ou l'autre des méthodes. L'analyse comparative de l'évolution de la phase suivant la méthode a permis de montrer que l'ajustement donne des résultats environ deux fois meilleurs en termes d'amplitude que la méthode par photocentre (sans passage de satellite).

Une fois que le modèle photométrique est ajusté sur l'image courante, nous pouvons procéder à l'ajustement de la carte de vitesse associée, traduite en phase, puis en déduire le Z_{rot} de l'équation (7.14). La Figure 7-21 montre un exemple de résidu de phase obtenu sur une seule acquisition de Jupiter en 2015. Le bruit de phase moyen par pixels de cette carte est de l'ordre du km/s ce qui est conforme à ce qui est attendu comme bruit de photon pour le flux de 3500 ADU correspondant à l'image de Jupiter.

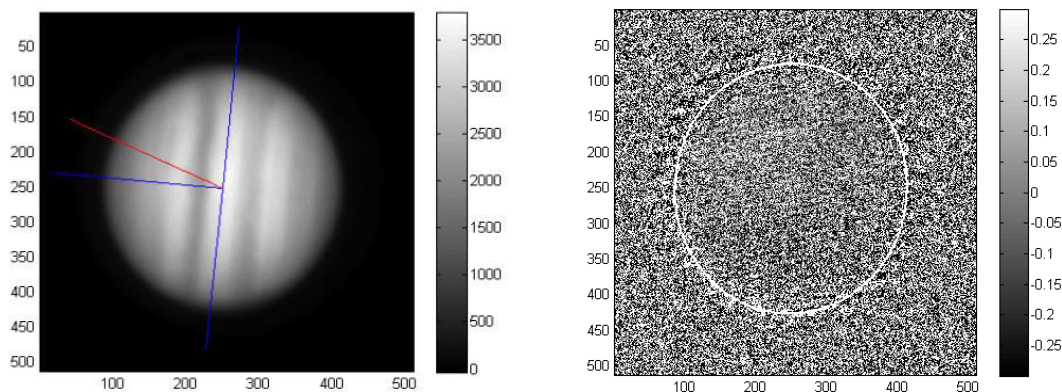


Figure 7-21. Image courante de Jupiter (à gauche) avec son axe de rotation et l'équateur (en bleu) ainsi que l'axe du nord céleste (en rouge). A droite : le résidu de la phase correspondant à cette image (valeur moyenne ramenée à zéro). En blanc le contour physique de Jupiter.

Soustraction des biais résiduels dus à la non-quadrature de phase

Chaque carte du résidu de la phase est ensuite corrigée du biais de mesure mis en évidence dans la section 3.2.2 et régie par l'équation (3.35). Le biais a une amplitude trop faible pour être vu sur une seule image. Le modèle est ajusté sur l'image, le paramètre libre étant la phase et un coefficient multiplicateur de l'amplitude proche de l'unité. La

Figure 7-22 montre le résultat de cette correction sur une carte composée par la moyenne de 50 images afin que l'effet soit bien visible.

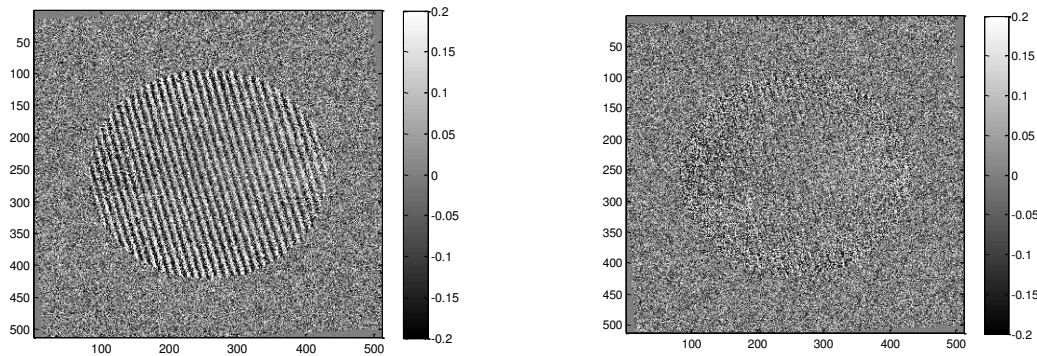


Figure 7-22. Soustraction du biais par un ajustement du modèle (moyenne de 50 images pour rendre visible de biais).

Si de faibles résidus de biais persistent (notamment en bord de disque où le bruit est au-delà du modèle de validité du modèle), les franges du biais ayant une fréquence spatiale bien spécifique, il est toujours possible d'appliquer un filtre semblable à celui utilisé pour supprimer les franges instrumentales avec une fréquence spatiale double. Cette fréquence spatiale étant supérieur à la résolution de l'image, cela n'aura aucune influence sur la carte de vitesse.

Ajustement à la référence

Une fois la carte ϕ_{res} nettoyée du biais, celle-ci est ajustée à la position de l'image de référence en faisant coïncider les deux centres et l'axe de rotation de la planète. Les cartes ϕ_p déroulées sont également ajustées à la référence. Cette opération permet d'avoir toutes les cartes d'une nuit superposables.

Notons qu'il est possible d'exploiter les cartes ϕ_p déroulées pour extraire des cartes de résidus de phase sans utiliser de modèle. Il suffit d'écrire :

$$\phi'_{res} = \phi_p - \phi_p^{ref} \quad (7.15)$$

avec ϕ_p^{ref} la carte de phase déroulée associé à l'image de référence.

Cette façon de faire ne permet pas de s'affranchir des effets de la PSF (sauf lorsque la PSF de l'image courante est identique à l'image de référence). Elle ajoute également du bruit. Par contre,

les cartes résiduelles ainsi obtenues auront un intérêt ne serait-ce que pour faire une analyse comparative avec les résidus obtenus à l'aide du modèle.

Toutes ces cartes sont ensuite enregistrées en fonction de la date et sont prêtes à l'analyse.

7.4 Simulations de test

Une simulation des images produites par l'instrument a été réalisée afin d'une part de vérifier la cohérence interne du traitement (en lui soumettant ces images) et d'autre part de vérifier l'impact des différents problèmes pouvant affecter l'instrument (dérive des images, défaut de calibrations, etc.). Ces simulations ne concerneront que Jupiter. Pour plus de réalisme, les paramètres de position, flux, orientation, pourront être pris sur les séquences réelles d'une nuit d'observation.

Pour réaliser ces données synthétiques, il faut :

- Produire une carte de vitesse (avec vents) et de flux synthétique de Jupiter
- Traduire la carte de vitesse en franges en utilisant les cartes de calibration de l'instrument
- Disposer les quatre images de Jupiter et ses franges sur l'image CCD synthétique en procédant à une transformation exactement inverse de l'ajustement des images réelles (transformation affine puis application des distorsions optiques)

7.4.1 Planète synthétique avec vents zonaux

La production des cartes de vitesse et de flux de Jupiter est simplement créée à partir du modèle déjà mise au point pour le traitement à la différence près que l'on ajoute ici des vents zonaux aux cartes de vitesse de Jupiter. Les vents zonaux sont modélisés à partir des profils mesurés par la méthode de « cloud tracking » consistant à déterminer la vitesse apparente de l'atmosphère de Jupiter à partir de d'images prises à différent instants. Les mesures viennent du programme OPAL (Simon et al., 2015) qui se base sur des images du télescope Hubble. Deux profils de vents ont été utilisés pour les simulations : un profil pour 2015 (du 9 Janvier) et un profil pour 2016 (du 9 Février).

Ces profils sont déterminés en fonction de la latitude planétocentrique de Jupiter. Pour injecter des vents zonaux dans la carte des vitesses, il suffit de remplacer la vitesse angulaire Ω par une expression tenant compte des vents, soit :

$$\Omega(\Phi) = \Omega_0 + \Omega_z(\Phi) \quad (7.16)$$

où Ω_z est la vitesse angulaire supplémentaire lié à la vitesse des vents zonaux v_z à la latitude planétocentrique Φ :

$$\Omega_z(\Phi) = \frac{v_z(\Phi)}{\rho(\Phi) \cos(\Phi)} \quad (7.17)$$

avec ρ le rayon de la planète à la latitude donnée. Ce qui s'écrit en coordonnées cartésiennes propres à l'ellipsoïde :

$$\Phi = \text{atan} \left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right) \quad (7.18)$$

et

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$

En exprimant x et z par X et Y (équation (6.11) et (6.15)) on trouve la valeur de la phase Φ pour et donc la valeur de du vent zonale pour chaque point (X, Y) . Cela nous donne une expression de Ω_z en fonction de X et Y à incorporer dans l'expression de la vitesse Doppler :

$$v_d = [\Omega_0 + \Omega_z(X, Y)]f_z(X, Y) \quad (7.19)$$

La Figure 7-23 nous montre le résultat de la carte de vitesse Doppler une fois soustrait la rotation solide.

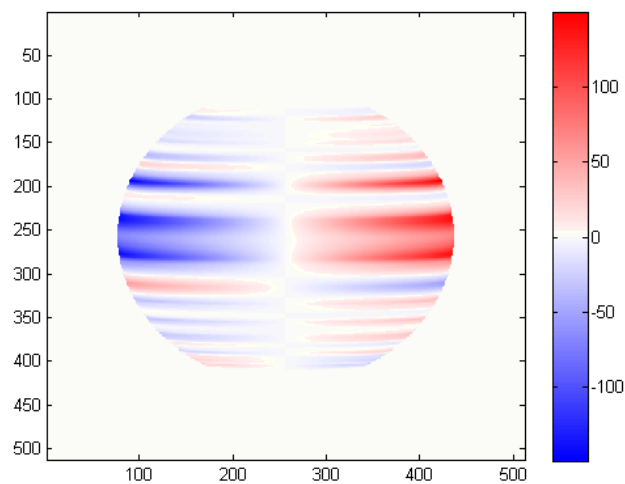


Figure 7-23. Carte des vitesses des vents zonaux $v_z(X, Y)$ pour une inclinaison de l'axe de Jupiter de 2° .

A partir de là la carte de vitesse radiale est calculée en prenant en compte les effets de la PSF.

La carte de Flux reprend le modèle Lambertien de sa surface et ajoute une texture pour simuler son atmosphère. Cette texture n'évolue pas dans le temps mais la rotation de l'atmosphère est reproduite par changement de la longitude du point sub-terrestre en fonction du temps.

7.4.2 De la carte de vitesse à la carte de franges

Une fois créées les cartes de vitesses et de flux de Jupiter il reste à les traduire en franges. Pour cela nous allons utiliser les expressions complexes des franges Z_i produites pour chacune des quatre voies lors de la phase de calibration de l'instrument (équation (7.5)). Les franges instrumentales s'écriront donc :

$$I_i(X, Y) = \frac{I(X, Y)}{4} (1 + \gamma_i(X, Y) \cos(\phi_i(X, Y) + \varphi_j(X, Y))) \quad (7.20)$$

Avec :

$$\gamma_i(X, Y) = \frac{|Z_i(X, Y)|}{Q(X, Y)} \quad \text{et} \quad \phi_i = \arg(Z_i(X, Y))$$

$I(X, Y)$ correspond au modèle photométrique de Jupiter (flux en nombre de photons) et $\varphi_j(X, Y)$ à la phase introduit par la carte de vitesse radiale de Jupiter et la vitesse relative Jupiter-Terre :

$$\varphi_j(X, Y) = -\frac{4\pi\Delta}{\lambda_0 c} [v(X, Y) + v_{J-T}] \quad (7.21)$$

Avec Δ la différence de marche de l'instrument, λ_0 la longueur d'onde, c la vitesse de la lumière, $v(X, Y)$ la carte de vitesse radiale de la surface de Jupiter et v_{J-T} la vitesse relative entre Jupiter et la terre.

Les interféromètres sont ensuite affectés par un bruit de photons en écrivant :

$$I_i(X, Y) = I_i(X, Y) + N(0, I_i(X, Y))$$

Avec N une variable aléatoire suivant la loi normale de valeur moyenne nul et de variance égale à $I_i(X, Y)$. Le Flux est ici suffisamment fort pour ne pas avoir à utiliser la loi de poisson.

7.4.3 Création de l'image CCD synthétique

Pour produire une image CCD synthétique identique à celle fournie par l'instrument au cours des observations, il faut réorienter l'image précédemment calculée et les placer dans les quatre cadrans du CCD. Pour cela il suffit d'utiliser les paramètres d'ajustement déterminés lors de la phase de calibration géométrique de l'instrument et d'appliquer les transformations exactement inverses que celle opérées lors de la réduction des données. C'est-à-dire que pour chaque sous image i (sauf pour $i=1$ puisque c'est l'image de référence) on procède par la cascade de transformation suivante :

$$I'_i = (F_i R_i T_i E_i D_i)^{-1} I_i = (D_i^{-1} E_i^{-1} T_i^{-1} R_i^{-1} F_i^{-1}) I_i \quad (7.22)$$

F, R, T, E et D étant les matrices de transformation de Flip, Rotation, Translation, Echelle et Distorsion. Toute ces transformations se faisant toujours à l'aide des outils basés sur la transformé de fourrier.

L'image est ensuite convertie en ADU en écrivant $I' = I / 1.5$ ($1.5e^-$ par ADU) puis cette image est multipliée par le Flat puis additionné par un Dark (le Dark et le Flat sont réels et issus des acquisitions) :

$$I'_i = I_i * Flat + Dark$$

Ne pas oublier de créer un header avec tous les paramètres correspondant aux observations virtuelles (identique aux observations réelles si elles ont été utilisées dans la simulation des images. La Figure 7-24 montre un exemple d'image obtenu lors de cette simulation. Des centaines d'images brutes simulées sont ainsi générées (reproduisant la rotation de Jupiter sur son axe et la rotation du champ) et enregistrées dans un répertoire afin de pouvoir être analysées par le pipeline de traitement exactement comme si elles étaient issues d'acquisitions réelles.

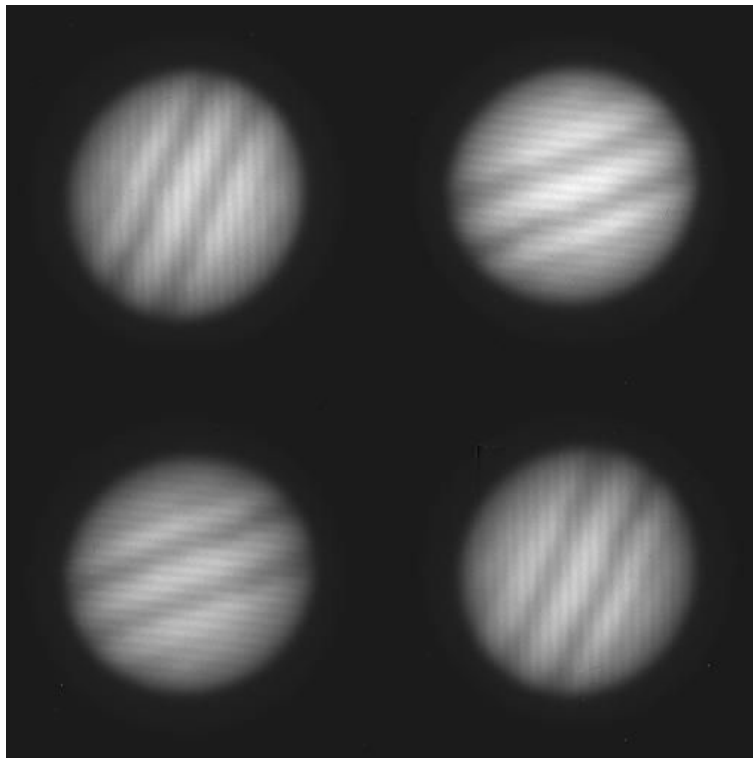


Figure 7-24. Exemple d'une image CCD simulée contenant les quatre images de Jupiter avec leurs franges d'interférences

Chapitre 8

RESULTATS

Ce chapitre est consacré aux résultats scientifiques obtenus à partir des cartes de phases réduites par le traitement décrit précédemment. Les résultats concerneront essentiellement les observations de 2015 et 2016 faites sur Jupiter. Deux types d'analyses scientifiques ont été effectués. D'une part, nous avons analysé les cartes de vents à la surface de Jupiter, d'autre part nous avons analysé les variations temporelles de vitesse pour chercher d'éventuelles oscillations. Nous discuterons les biais observés et les moyens de les filtrer, ainsi que les incertitudes sur les mesures.

8.1 Analyses préliminaires

8.1.1 Evaluation du bruit de mesure

Dans un premier temps nous devons convertir les cartes de phase résiduelles (ϕ_{res}) en carte de vitesses radiales résiduelles :

$$V_{res} = \frac{\phi_{res}}{2S} \quad (8.1)$$

L'évaluation du bruit de mesure en chaque point des cartes de vitesse résiduelles peut se faire directement sur les mesures elles-mêmes, en soustrayant la valeur moyenne de chaque carte (sur la zone centrale du disque planétaire) puis en calculant l'écart-type d'un pixel donné au cours du temps. Nous pouvons également comparer cette valeur au bruit de photon théorique (3.13) à partir du flux des quatre images de Jupiter et en prenant en compte le contraste des franges et l'écart à la quadrature. La Figure montre un exemple de résultat obtenu sur la nuit du 17/02/2015 et du 08/03/2016. Le bruit moyen de la mesure par pixel sur l'ensemble du disque planétaire (90% du rayon) est de 1.36 km/s pour 2015 contre 0.976 km/s pour l'estimation théorique. Ces valeurs sont nettement meilleures pour 2016 avec 0.847 km/s de bruit réel contre 0.690 km/s pour l'estimation théorique. Ce qui correspond à un bruit intégré sur le disque de $3.3 \text{ cm.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ pour la mesure du 17/02/2015 (contre $2.15 \text{ cm.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ théorique) et $1.9 \text{ cm.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ pour la mesure du 08/03/2016 (contre $1.53 \text{ cm.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ théorique).

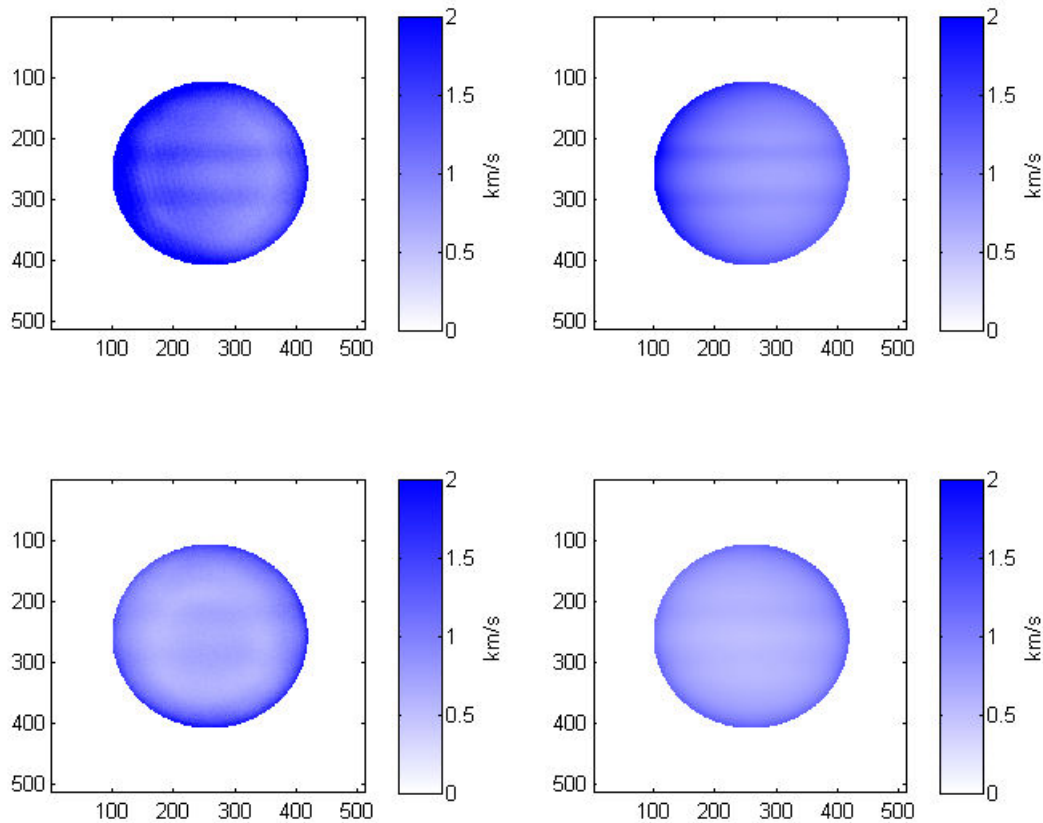


Figure 8-1. Ecart-type de la vitesse de la mesure (colonne de gauche) et sa valeur théorique (colonne de droite), pour 2015 (en haut) et 2016 (en bas).

8.1.2 Polarisation propre de la lumière de Jupiter

En dehors de la polarisation de la lumière provenant du télescope, il existe une polarisation propre à Jupiter au niveau de ces pôles. Cette polarisation est bien connue (Schmid, 2011), et n'excède pas 10%. En utilisant les images de Jupiter issues des voies de polarisation opposées de l'instrument DSI, il est possible de reproduire une carte du taux de polarisation linéaire (Figure 8-2). Celle-ci montre effectivement un taux de polarisation de l'ordre de 8% au niveau des pôles avec une faible asymétrie. On ne voit pas de polarisation au niveau de bandes, mais l'incertitude sur les mesures y est grande.

Cette polarisation ne devrait pas trop perturber les mesures de vitesses avec des biais potentiels inférieurs à 20m/s aux pôles et moins de 2m/s sur le disque.

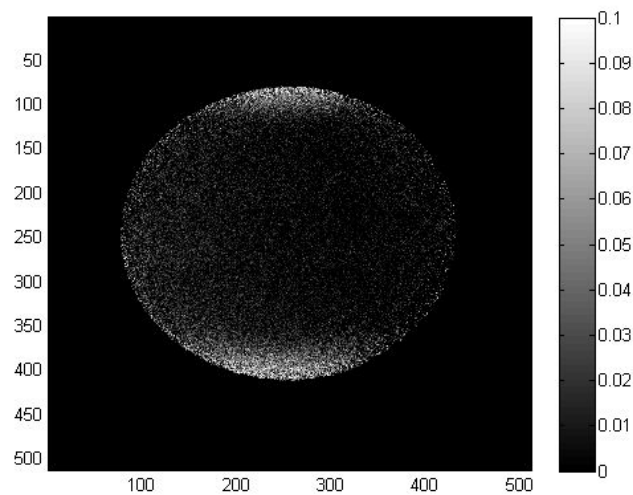


Figure 8-2. Degré de polarisation de la lumière provenant de Jupiter mesuré par DSI. Ce taux de polarisation est d'environ 8% au niveau des pôles avec une légère asymétrie.

8.1.3 Vitesse moyenne

La seconde donnée intéressante à analyser sur les cartes de phase résiduelles (ϕ_{res}) est leur valeur moyenne sur l'ensemble du disque planétaire. Cette valeur est, à une constante près, proportionnelle à la vitesse relative de la cible par rapport à l'observateur. Cette constante de proportionnalité est égale à la sensibilité de l'instrument sans le facteur 2 ($V_{res} = \phi_{res}/S$), car ici la vitesse globale moyenne est dû au mouvement de la Terre par rapport à Jupiter alors que Jupiter ne bouge pas par rapport au soleil qui l'éclaire. La

Figure 8-3 montre l'évolution de cette vitesse moyenne en fonction du temps pour les campagnes de 2015 et 2016. La valeur théorique des vitesses est représentée en noir. Elle est constituée à la fois de la vitesse liée à la rotation terrestre et de sa trajectoire orbitale. Nous pouvons constater sur cette figure que les données de 2015 sont moins stables que celle de 2016. Ceci est dû au fait que la pupille n'était pas stabilisée cette année-là.

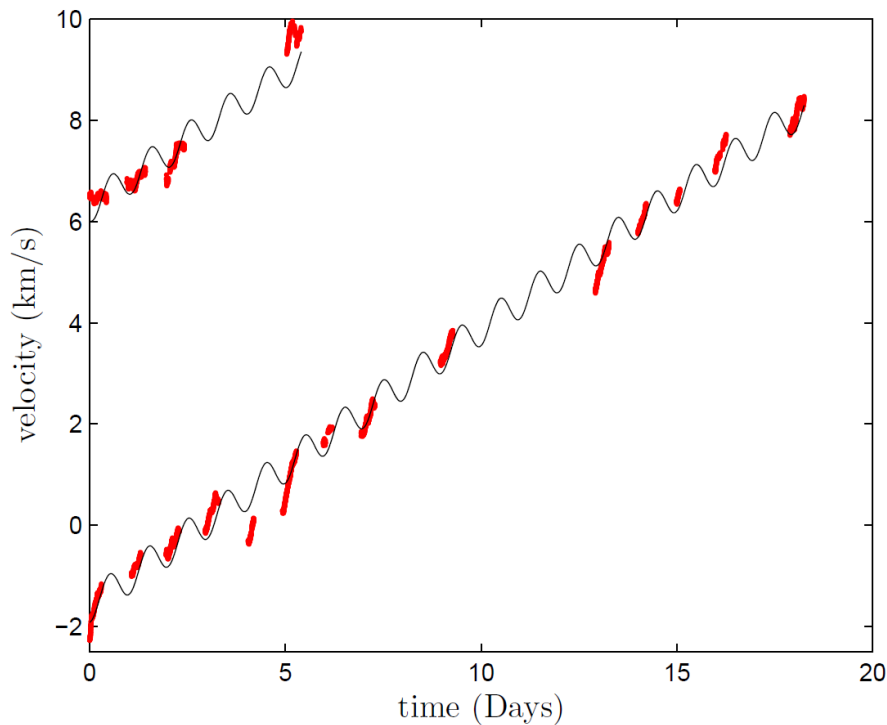


Figure 8-3. Vitesse moyenne mesurée (en rouge) sur le disque de Jupiter pour 2015 (en haut) et 2016 (en bas). La courbe noire représente la valeur théorique de cette vitesse résultant à la fois de la rotation de la Terre et de son déplacement orbital.

Chaque mesure d'une nuit est corrigée d'une constante liée à la configuration de l'instrument pour cette nuit. Cette configuration change par exemple si la position de la lame B3 a été modifiée par le système piézo-électrique (lors d'une phase de calibration diurne), système qui peut avoir aussi été désactivé (c'est le cas des quatre premières nuits de 2016). D'autres facteurs peuvent également provoquer un décalage de phase comme une instabilité temporaire de température lié à une récente coupure de courant (c'est le cas de la 5^{ème} et 6^{ème} nuit d'observation de 2016). A cela s'ajoute l'incertitude sur la position du centre de Jupiter -vue dans la section 7.3.2- qui est de ± 0.5 px. Cette erreur de la position du modèle sur l'image induit une erreur de la valeur moyenne liée au gradient de vitesse ($\sim 80 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{px}^{-1}$), soit $\pm 40 \text{ m/s}$. Cette fluctuation est de basse fréquence puisque liée au changement de l'apparence photométrique de Jupiter au cours de la rotation.

Biais des cartes résiduelles

Pour estimer les biais pouvant affecter les basses fréquences spatiales et temporelles des cartes de phase, la valeur moyenne de celle-ci a été mesurée sur quatre large zones fixe par rapport au centre et aux axes de la planète (une au nord, une au sud, une à l'Ouest et une à l'Est). La Figure 8-4 montre la valeur de la différence Nord-sud (en bleu) et Est-Ouest (en rouge) obtenue pour les trois premières nuits de la campagne de 2015 et 2016. Les courbes montrent que les cartes résiduelles sont affectées par un biais qui évolue au cours de la nuit. Ces biais ont un caractère relativement systématique (moins en 2015 qu'en 2016 du fait de l'instabilité de la position de la pupille) et que celui-ci est corrélé avec l'heure des observations (et donc aussi avec la position du télescope et l'orientation de l'image de Jupiter sur la caméra science). Ce biais n'a

donc pas une origine intrinsèque à Jupiter mais est lié aux conditions d'observations. L'amplitude de ce biais au cours de la nuit est à peu près le même (environ 120 m/s pour 100 px) pour les deux axes et pour les deux années. Pour 2016 la moyenne du biais Est-Ouest a une valeur importante d'environ -150m/s pour 100 px. Néanmoins, les variations sont beaucoup plus régulières.

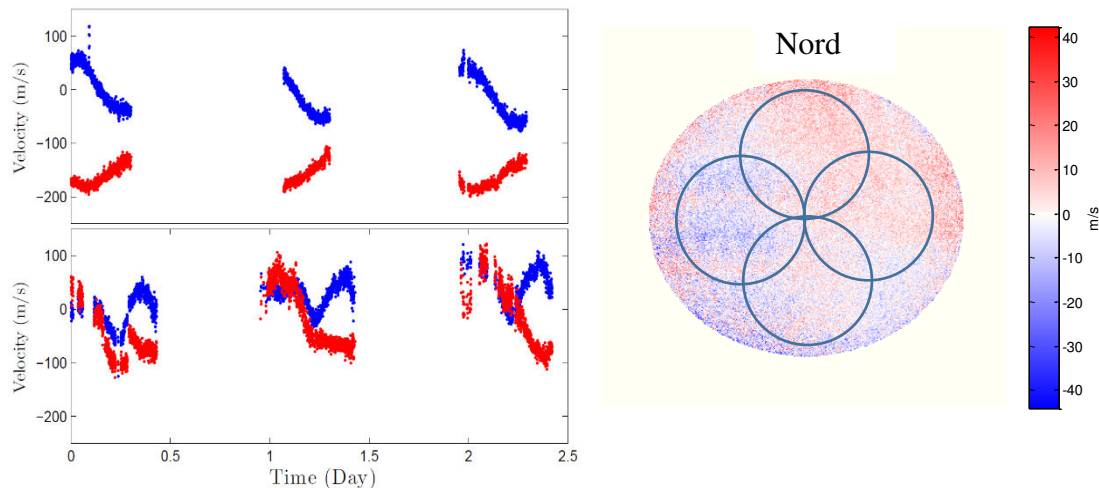


Figure 8-4 Evolution du biais de la carte de vitesse résiduelle. Les courbes correspondent à la différence entre quatre zones de la carte de vitesse : une différence entre Nord-sud (en bleu) et Est-Ouest (en rouge) obtenue pour les trois premières nuits de la campagne de 2015 (en bas) et 2016 (en haut). A droite la carte de vitesse résiduelle correspondant à la moyenne sur une heure de données, les cercles correspondent à la zone où sont calculées les vitesses moyennes Nord, Sud, Est et Ouest. La distance entre les centres des cercles est de 100 pixels.

Discussion autour de l'origine de ces biais

Un certain nombre d'hypothèses ont été explorées pour expliquer ces biais, telles que :

- Une estimation erronée du facteur d'échelle des images
- Une fluctuation de l'orientation de Jupiter sur le capteur
- Un biais constant lié aux calibrations
- Une variation de la forme de la PSF au cours de la nuit
- Un effet lié à des dérives des optiques
- Un effet lié aux fuites des prismes polariseurs
- Un effet de la correction du flat secondaire
- Un effet de la polarisation

Il faut ici distinguer deux aspects du biais mesuré : il y a la part constante du biais qui est surtout visible dans les données 2016 et la part variable qui est à peu près de même amplitude en 2015 et 2016.

Une estimation erronée de l'échelle des images est possible, car elle dépend à la fois du modèle de Jupiter et de la PSF. Pour 2016, nous avons un biais constant qui est clairement rattaché à Jupiter (biais Est-Ouest). Le plus logique serait de rattacher cette part constante du biais Est-

Ouest observé en 2016 à une surestimation de 1% de la valeur du facteur d'échelle. En effet si cette échelle est légèrement surestimée ou sous-estimée, nous pouvons trouver un modèle de carte de vitesse possédant un gradient (dû à la rotation de Jupiter) plus ou moins important par rapport à la carte mesurée et la soustraction des deux cartes produirait une pente résiduelle constante. Le biais mesuré semble toutefois trop important pour être expliqué de cette manière. La correction du biais par une correction de l'échelle devenant en effet rapidement incompatible avec l'estimation de la FWHM ou du modèle Lambertien de sa surface (même s'il est possible que le modèle Lambertien soit faussé dans la configuration de 2016 par un effet optique non pris en compte, comme par exemple un vignetage qui dépend de l'étendue de la source, capable de légèrement modifier l'assombrissement centre bord de l'image de Jupiter). Il reste la possibilité d'un problème de calibration pour l'estimation de la FWHM dû à une différence de forme de la PSF optique entre MEO et C2PU.

Une mauvaise valeur de la sensibilité de l'instrument en 2016 pourrait également expliquer cette part constante du biais, mais la valeur de la différence de marche à utiliser pour corriger le biais serait alors incompatible avec la qualité du contraste des franges.

La part variable de ce biais Est-Ouest au cours de la nuit s'expliquerait peut-être aussi par une variation du facteur d'échelle dans les mêmes proportions. Les ajustements effectués sur les images de Jupiter en gardant le facteur d'échelle comme paramètre libre montrent des variations de l'ordre du % (Figure 8-5), mais celles-ci sont probablement imputables aux variations de l'aspect photométrique de Jupiter. Des tests effectués sur une image synthétique de Jupiter ont montrés une incertitude sur la valeur du facteur d'échelle de l'ordre de 0.3%. Dans tous les cas il paraît difficile de trouver un mécanisme capable de changer le facteur d'échelle à hauteur du %. De petites variations de la focalisation sont théoriquement capables de produire des fluctuations de facteur d'échelle mais avec une focale de 36m (F/D=12.5) celle-ci serait bien inférieure : une erreur de focalisation de 6 mm (qui augmente la FWHM de 1" d'arc) correspond à une variation d'échelle de 0.01%.

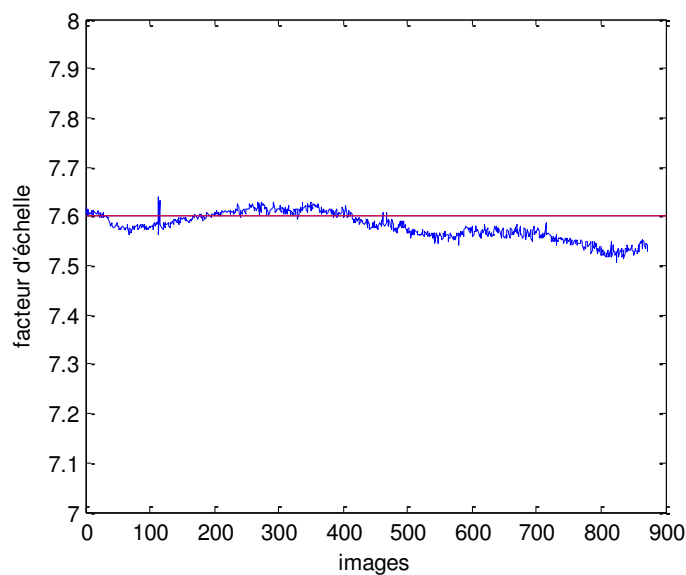


Figure 8-5. Estimation du facteur d'échelle de l'image (en px/arcs) pour la nuit du 05/03/2016 (en bleu). La valeur utilisée dans le traitement est en rouge.

Pour expliquer des fluctuations Nord-Sud, on pourrait invoquer une légère variation de la rotation de l'image par rapport à son orientation théorique déduite des coordonnées du télescope. Un léger défaut de l'axe de rotation de la monture (pour C2PU) pourrait éventuellement expliquer ces fluctuations. Une erreur d'angle de θ sur l'orientation de l'axe de rotation de Jupiter sur l'image peut produire un gradient de vitesse vertical de $v_{max} \sin \theta$ sur le rayon de la planète avec v_{max} la vitesse de rotation sur l'équateur (12.5km/s). Pour expliquer les fluctuations observées sur l'axe Nord-Est, il faudrait donc une erreur d'angle variant sur la nuit avec une amplitude de l'ordre de 0.6° . Des mesures de l'angle de l'axe de rotation de Jupiter à partir de son image ont été tentées (en exploitant ses bandes atmosphériques) mais ces mesures ont une précision de l'ordre de $\pm 1^\circ$ du fait des variations des motifs atmosphériques. Des tentatives de mesures de l'angle de rotation du champ à partir des images de la pupille (issues de la caméra rattachée au stabilisateur de pupille) où est visible l'araignée du télescope ont également été faites. Pour faire cela, les quatre bras de l'araignée du télescope visibles sur l'image de la pupille ont été isolés puis leur orientation a été évaluée par la transformée de Radon. Ces mesures ont montré une possible dérive de l'ordre de 0.3° sur la nuit, mais l'incertitude sur l'angle est du même ordre de grandeur (plus de 0.1°). Il est difficile dans ces conditions de valider cette hypothèse, qui n'expliquerait de toute façon qu'une partie du biais Nord-Sud.

Si les cartes de calibration ne correspondent plus exactement aux conditions régnantes aux cours des observations, on imagine que des biais pourraient apparaître. La Figure 8-6 montre la valeur des biais moyens pour une nuit en 2015 et en 2016 sur les cartes de vitesse résiduelles non corrigés de la rotation du champ (repère lié à l'instrument). Si le problème était rattaché uniquement à la calibration, ces biais devraient être ici constant dans le temps, or il n'en est rien.

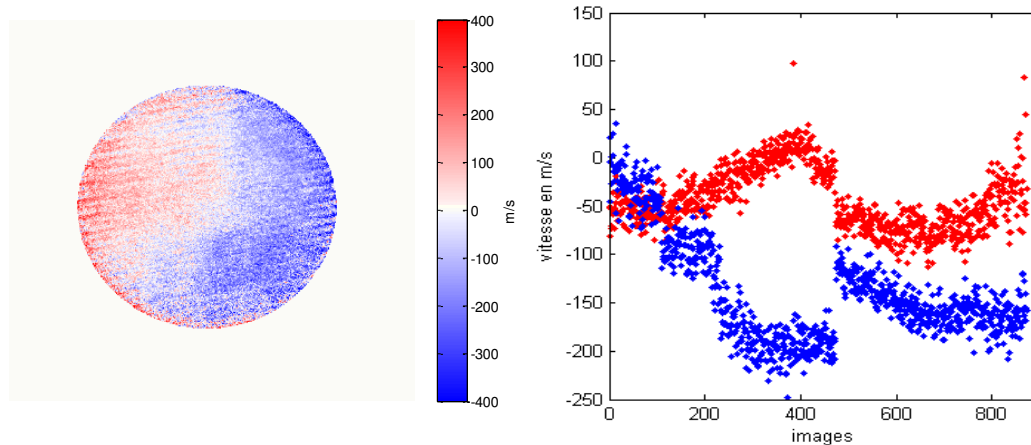


Figure 8-6. À gauche : Biais moyen sur les cartes résiduelles sans rotation de l'image pour une nuit de 2015. À droite : évolution du biais Nord-sud (en bleu) et Est-Ouest (en rouge) au cours de la nuit.

Des simulations ont été effectuées pour vérifier de nombreuses autres hypothèses comme la variation de la PSF (astigmatisme évoluant au cours de la nuit), l'effet possible des flats secondaires, de la dérive des optiques ou de la fuite des polariseurs. Les variations de PSF n'ont montré que des effets au bord du disque de la planète et aucun biais à l'intérieur. Les simulations introduisant des corrections de flats secondaires n'ont pas montré non plus de biais particulier. L'introduction de dérives optiques (mouvement relatif entre les quatre images) produit des variations globales de la phase ainsi que des franges parasites mais aucun gradient au niveau des cartes de phase. Enfin, les fuites des polariseurs ne produisent d'effet qu'en bord extrême du disque

planétaire (suivant sa position dans le champ) et reste globalement bien inférieur aux biais observés.

Pour vérifier l'hypothèse d'un effet induit par la polarisation de la lumière appuyons-nous sur les mesures du degré de polarisation décrit dans la section 5.2 (Figure 5-9). Pour les données de 2015 effectuées sur le télescope MEO, on remarque notamment une certaine corrélation entre les biais Nord-Sud et le degré de polarisation. La corrélation entre les deux courbes est visible sur la Figure 8-7 (figure du haut). Cette corrélation ne se retrouve pas pour les mesures obtenues à C2PU en 2016. Encore une fois, le manque de reproductibilité des résultats ne permet pas de conclure sur le lien entre degré de polarisation et biais de mesures.

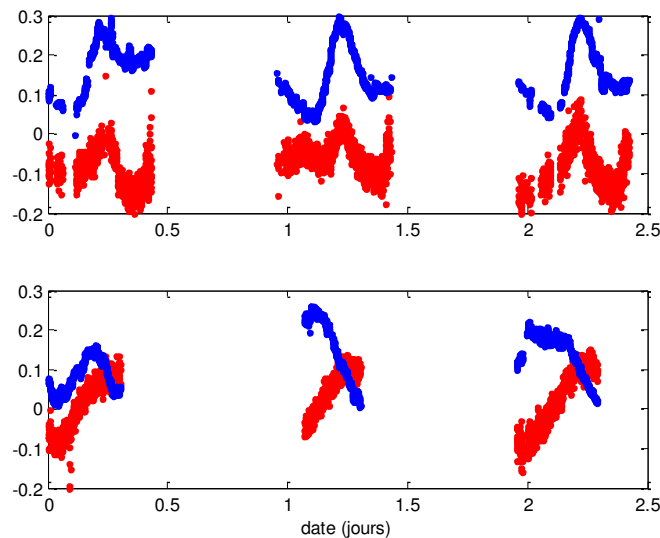


Figure 8-7. Degré de polarisation (en bleu) et biais des cartes de vitesse résiduelles Nord-Sud (en rouge) pour les trois premières nuits d'observation de 2015 (en haut) et 2016 (en bas).

En conclusion, il apparaît que les biais des cartes de vitesse résiduelles ont, soit une origine principale non identifiée, soit une origine multiple (une combinaison des différentes possibilités évoquées ici) auquel cas il sera très difficile de s'en prémunir. Faute d'un modèle permettant de s'en affranchir, leur nature « basse fréquence » nous donne la possibilité d'atténuer leurs effets indésirables que ce soit par des filtres temporelles, pour l'analyse spectrale, ou des filtres spatiaux pour l'analyse des cartes de vents. On note aussi que les biais sont beaucoup plus réguliers en 2016, spatialement et temporellement, ce qui facilite leur filtrage.

8.2 Analyse des cartes de vents

8.2.1 Profil moyen des vents

La première idée qui vient pour tenter d'extraire la signature des vents zonaux à partir des cartes de vitesse résiduelles est d'en faire simplement la moyenne pour chaque nuit puis pour toute la campagne d'observation. Pour limiter la contribution des images bruitées, cette moyenne se fait par une somme pondérée par la carte de bruit (décrite dans la Figure 8-1). Le résultat fait apparaître un biais moyen (Figure 8-8) résultats de la somme de tous les biais évolutifs mis en évidence précédemment. Il apparaît toutefois sur ces cartes moyennes des structures horizontales

compatibles avec des vents zonaux organisés par bandes. Toute la difficulté va être d'éliminer la composante du biais sans trop affecter la carte des vents.

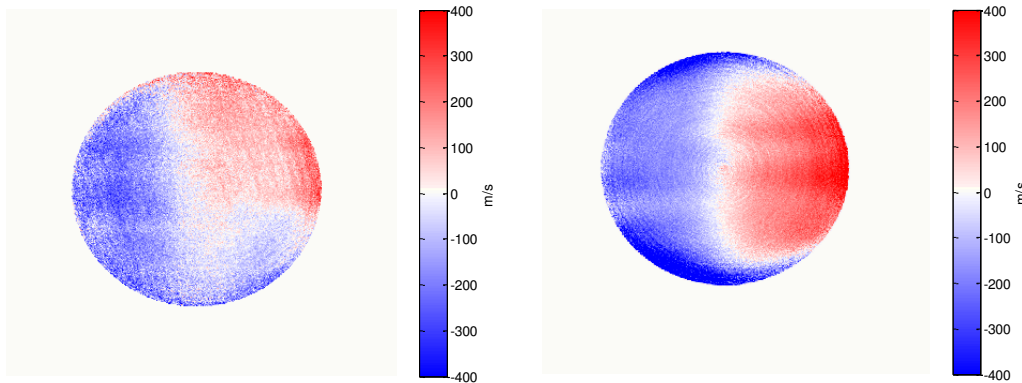


Figure 8-8. Somme pondérée des cartes de vitesse résiduelles de Jupiter pour la première nuit d'observation de 2015 (à gauche) et la première nuit de 2016 (à droite). Nous pouvons voir que le biais de 2015 est plus irrégulier que celui de 2016. Le biais de 2016 est dominé par une composante linéaire peut-être lié à une incertitude sur le facteur d'échelle.

Correction du biais

Pour corriger ces biais, on peut s'appuyer sur le fait que le signal des vents a une structure en bandes étroites alors que le biais a lui une structure de basse fréquence spatiale. Cette basse fréquence spatiale peut être supprimée en ajustant un polynôme de degré pas trop élevé (en l'occurrence de degré 2) et en tenant compte de la pondération par l'inverse de la carte l'écart-type du bruit de la mesure.

L'ajustement consiste à minimiser en chaque point de la mesure la distance $(v_{res}(x, y) - P(x, y))^2$ par régression polynomiale.

Avec $P(x, y)$ un polynôme de degrés 2 limité de la forme suivante :

$$P(x, y) = p_6 y^2 + p_5 xy + p_4 x^2 + p_3 y + p_2 x + p_1 \quad (8.2)$$

Ce polynôme est limité pour éviter de prendre en compte des détails de plus haute fréquence spatiale.

L'image à traiter est formé de n pixels ($n=512 \times 512$). Soit x_i , y_i les coordonnées en colonne et ligne de chaque pixel de l'image, z_i la valeur de ce pixel et w_i le poids associé à ce pixel. Soit p le vecteur contenant les coefficients du polynôme de degrés 2:

$$p = [p_1 \ p_2 \ p_3 \ p_4 \ p_5 \ p_6] \quad (8.3)$$

La pris en en compte d'une pondération peut être fait en construisant le vecteur V de taille $n \times 6$, tel que :

$$V = \begin{pmatrix} w_1 & w_1x_1 & w_1y_1 & w_1x_1^2 & w_1x_1y_1 & w_1y_1^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ w_n & w_nx_n & w_ny_n & w_nx_n^2 & w_nx_ny_n & w_ny_n^2 \end{pmatrix} \quad (8.4)$$

et le vecteur wz de taille $n \times 1$:

$$wz = \begin{pmatrix} w_1z_1 \\ \vdots \\ w_nz_n \end{pmatrix} \quad (8.5)$$

Nous avons donc :

$$wz = Vp$$

Les valeurs du coefficient du polynôme s'écriront donc en inversant la matrice V :

$$p = V^{-1}(wz) \quad (8.6)$$

L'insertion de V se fait par la méthode classique de décomposition QR.

La Figure 8-9 montre le résultat de la soustraction du fit polynôme de degré 2 sur le biais des cartes de vitesses résiduelles obtenu sur Jupiter pour la saison 2015.

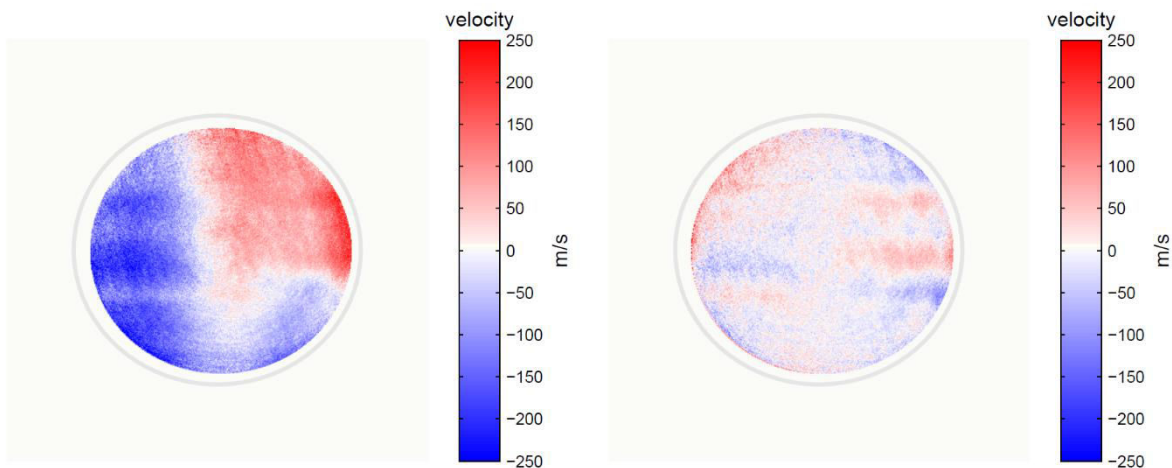


Figure 8-9. Résultat de la soustraction du biais de mesure de la carte de vitesse résiduelle par un polynôme de degré 2, pour la saison 2015.

Correction géométrique

Avant de chercher à extraire les vents, nous devons corriger les cartes de vitesse de l'inclinaison de l'axe de rotation de Jupiter vers l'observateur (angle i correspondant à la latitude du point sub-terrestre SEP). Si cette inclinaison est de plus de 0.5° , les lignes d'iso-latitude auront une courbure dont la flèche dépassera 1 pixel. Pour passer à l'image corrigée de l'inclinaison, nous devons trouver la relation entre les coordonnées (x,y) sur l'image corrigée en

fonction des coordonnées X,Y de l'image acquise. En tenant compte de l'aplatissement de Jupiter ($\mu=a/b=1.0692$) nous avons :

$$Y = \rho \sin(i - \lambda) \quad \text{et} \quad X=x \quad (8.7)$$

λ étant la latitude planétocentrique :

$$\lambda = \text{atan}\left(\frac{y}{\sqrt{R_{eq}^2 - x^2 - (\mu y)^2}}\right) \quad (8.8)$$

et ρ le rayon de Jupiter au point considéré :

$$\rho = \sqrt{R_{eq}^2 + (1 - \mu^2)y^2} \quad (8.9)$$

avec R_{eq} le rayon de Jupiter à l'équateur.

Il suffit ensuite de recréer l'image corrigée de l'inclinaison en allant chercher, pour chaque point x,y de la nouvelle image, la valeur correspondante X,Y sur l'image acquise.

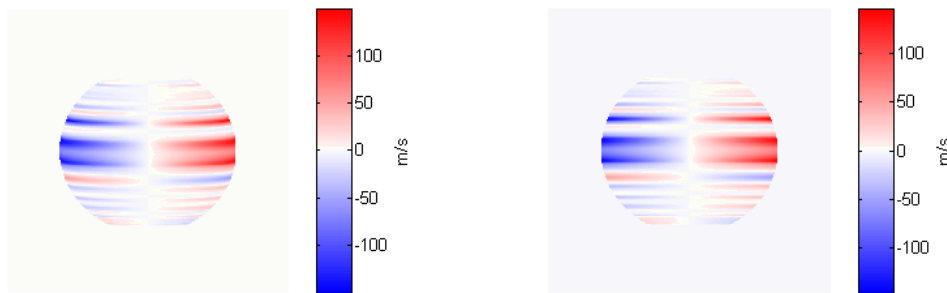


Figure 8-10. Illustration de l'effet de la correction de l'inclinaison de l'axe de rotation sur une image simulée de vents zonaux.

Ajustement ligne par ligne d'une pente de la carte de vitesse

Sur l'image corrigée de l'inclinaison, chaque ligne correspond à une latitude. En faisant l'hypothèse que le vent zonal ne dépend que de la latitude, celui-ci devrait apparaître sur la carte de vitesse comme une pente dont l'inclinaison est proportionnelle à la vitesse angulaire à cette latitude. Le profil des vents peut donc s'obtenir en ajustant une droite de type $v_r = \Omega x + b$ où v_r est la vitesse radiale et Ω la vitesse angulaire. Le vent zonal se déduira ensuite en écrivant $v_z = \Omega r$ avec r la distance à l'axe de rotation de la planète. Pour tenir compte du bruit qui est important en bord de disque, l'ajustement est pondéré par l'inverse du bruit de la mesure.

L'ajustement de la droite se fait par la méthode des moindres carrés de la manière suivante.

Soit un vecteur y de données dont on cherche un modèle de type :

$$\mathbf{y} = \mathbf{X}\alpha + \beta \quad (8.10)$$

de telle sorte que la somme des écarts quadratique χ^2 soit minimale :

$$\chi^2(\alpha, \beta) = \sum_{i=1}^N w_i (y_i - \alpha x_i - \beta)^2 \quad (8.11)$$

Ce qui revient à chercher $grad(\chi^2) = 0$ soit :

$$\begin{pmatrix} \alpha_{min} \\ \beta_{min} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum w_i x_i^2 & \sum w_i x_i \\ \sum w_i x_i & \sum w_i \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum w_i x_i y_i \\ \sum w_i y_i \end{pmatrix} \quad (8.12)$$

avec w_i le poids donné à la $i^{\text{ème}}$ mesure.

La barre d'erreur théorique sur les paramètres α et β est évaluée par Monte-Carlo en mesurant la dispersions des valeurs obtenues sur un grand nombre de tirage de mesures virtuelles affectées par les mêmes incertitudes que les mesures (lié au bruit de photons)

Une autre estimation de l'erreur est calculée pour prendre en compte les effets probables du biais variable au cours de la nuit. Cette barre d'erreur, plus réaliste, est estimée en groupant les mesures par paquet de 15 mn. Chaque paquet produit une carte de vitesse sur lequel est déterminé un profil de pente. La barre d'erreur sur la pente α de la carte finale (somme de toutes les cartes d'une saison) est déduite à partir de l'écart-type de cette série de valeur en la divisant par la racine carrée du nombre de paquet.

Résultat obtenu sur les cartes de la simulation

Le principe de la mesure a été testé sur une carte de vitesse simulée faisant intervenir tous les paramètres correspondant aux observations de Jupiter en 2015. La carte de vitesse est ensuite traitée exactement comme les mesures, subissant les différentes étapes décrites précédemment y compris le filtrage par le polynôme. Les résultats sont visibles sur la Figure 8-11. Pour plus de clarté, la droite ajustée a été ramené à zéro le long de la méridienne de vitesse nulle. Si on la compare à la carte de vitesse théorique utilisée (visible sur la Figure 8-10), il apparait un biais sur la partie nord de Jupiter de l'ordre de 50 m/s qui résulte du filtrage par le polynôme utilisé pour la correction du biais global.

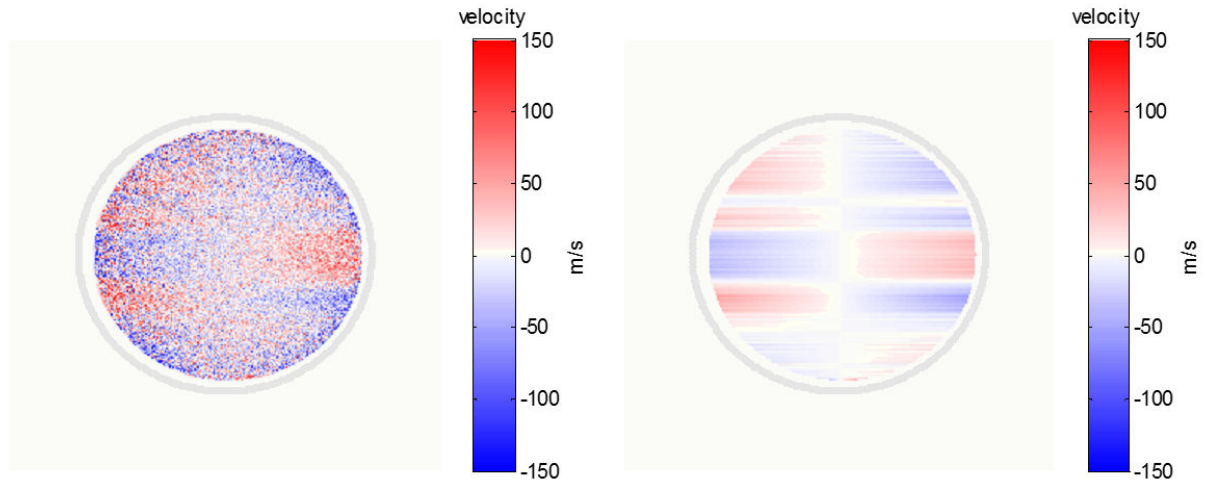


Figure 8-11. Ajustement des pentes (ligne par ligne) de la carte des vitesses résiduelles simulées. À gauche la carte de vitesse simulé ayant subi toutes les étapes du traitement et correspondant aux paramètres des observations de 2015. À droite le résultat de l'ajustement d'une pente ligne par ligne faisant apparaître les vents introduits dans la simulation.

Résultat sur les données réelles de 2015 et 2016

L'application de cette méthode sur la donnée réelle fait apparaître des structures assez proches de celles obtenue par simulation, que ce soit au niveau de la forme générale ou de l'amplitude (Figure 8-12). Chaque pente, qui donne une estimation de la vitesse angulaire locale après la prise en compte du facteur d'échelle, est ensuite convertie en vitesse zonale. $v_z = \Omega r = \Omega \rho \cos \lambda$ avec ρ le rayon de la planète à la latitude λ (équation (8.9)). Cette courbe est ensuite lissée sur une largeur équivalente à la PSF à l'aide de l'algorithme de Savitzky-Golay (Savitzky and Golay, 1964).

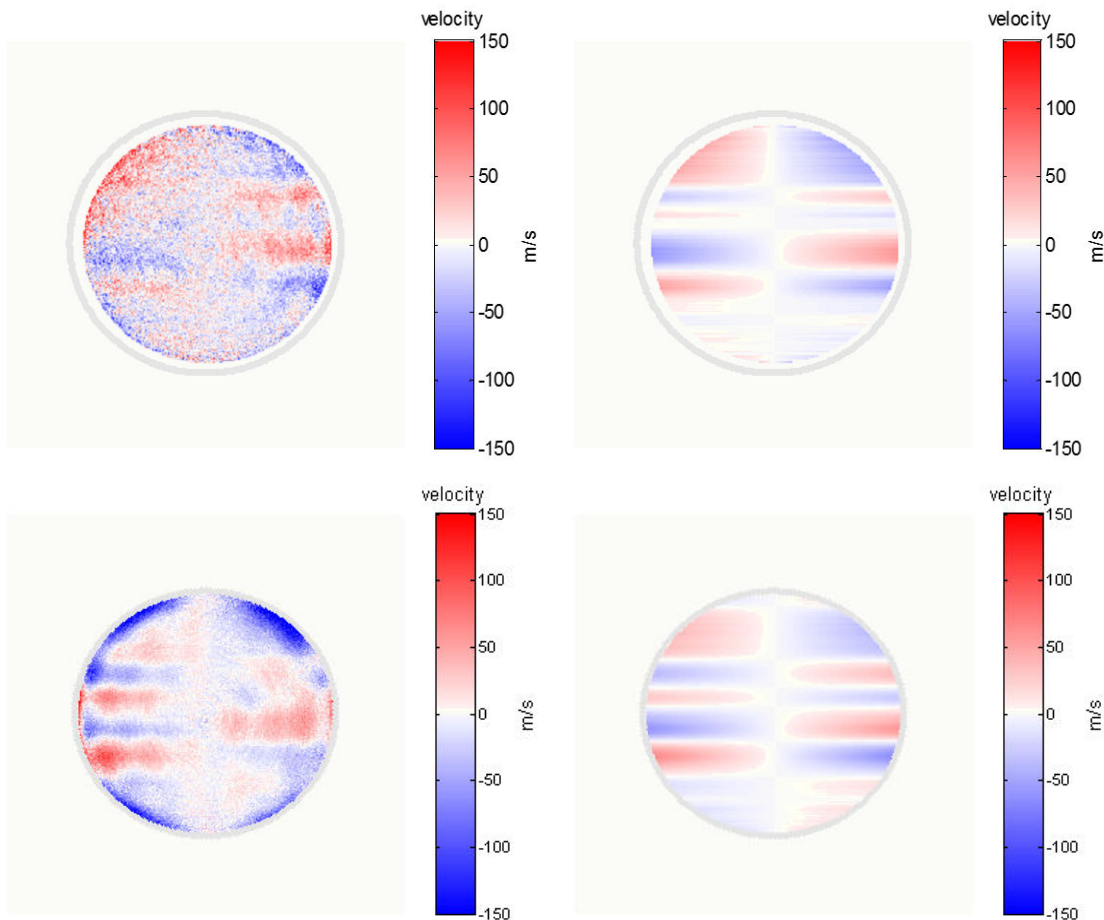


Figure 8-12. Ajustement des pentes (ligne par ligne) de la carte des vitesses résiduelles de Jupiter obtenue en 2015 (en haut) et 2016 (en bas). À gauche la carte de vitesse ayant subi toutes les étapes du traitement. À droite le résultat de l'ajustement d'une pente ligne par ligne faisant apparaître les vents introduits dans la simulation. Le cercle gris correspond à la taille physique de Jupiter (la zone utilisée pour l'ajustement est plus restreinte en 2015 qu'en 2016)

Les profils de vitesses zonales ainsi obtenus sont représentés sur la Figure 8-13. Les mesures de la campagne 2015 sont indiquées en trait bleu épais et ceux de la campagne 2016 en trait vert épais. La figure de droite montre les mêmes courbes en corrigeant le léger biais visible en partie nord (en particulier pour les données de 2015). Ce biais est corrigé en supposant que les vents zonaux moyens aux latitudes élevées (supérieur à 45° en valeur absolue) ont une valeur nulle. Pour faire cela un polynôme de degré trois est ajusté uniquement sur les mesures des latitudes élevés puis la courbe de mesure est entièrement corrigée de la différence entre le polynôme et la mesure. Le résultat correspond à la partie droite de la Figure 8-13.

Entre 2015 et 2016, les mesures sont cohérentes au sens où les deux courbes ont leurs barres d'erreur qui se recouvrent tout au long du profil. Une différence notable apparaît entre les mesures DSI et les courbes obtenues par simulation (courbe en trait fin sur la Figure 8-13) à partir des profils de vitesse données par le cloud tracking. L'écart se trouve entre 0 et 10° de latitude avec 50m/s d'écart au maximum, soit à plus de 3σ de la mesure. Cette zone correspond à la partie haute de la bande centrale de Jupiter qui est censé aller à la même vitesse que la partie basse de

cette bande. Si cette différence est réelle, cela voudrait dire que le mouvement apparent de l'atmosphère de Jupiter à cet endroit ne reflète pas le mouvement réel des particules atmosphériques mesurées par effet Doppler. Une autre explication pourrait faire intervenir des mouvements verticaux de l'atmosphère capable de fausser l'estimation de la mesure des vents zonaux à partir de la vitesse radiale. Il faudrait pour cela que cette zone soit affectée par des vents verticaux de 100m/s environ plutôt descendant à l'Ouest et ascendant à l'Est mais cela semble très peu réaliste.

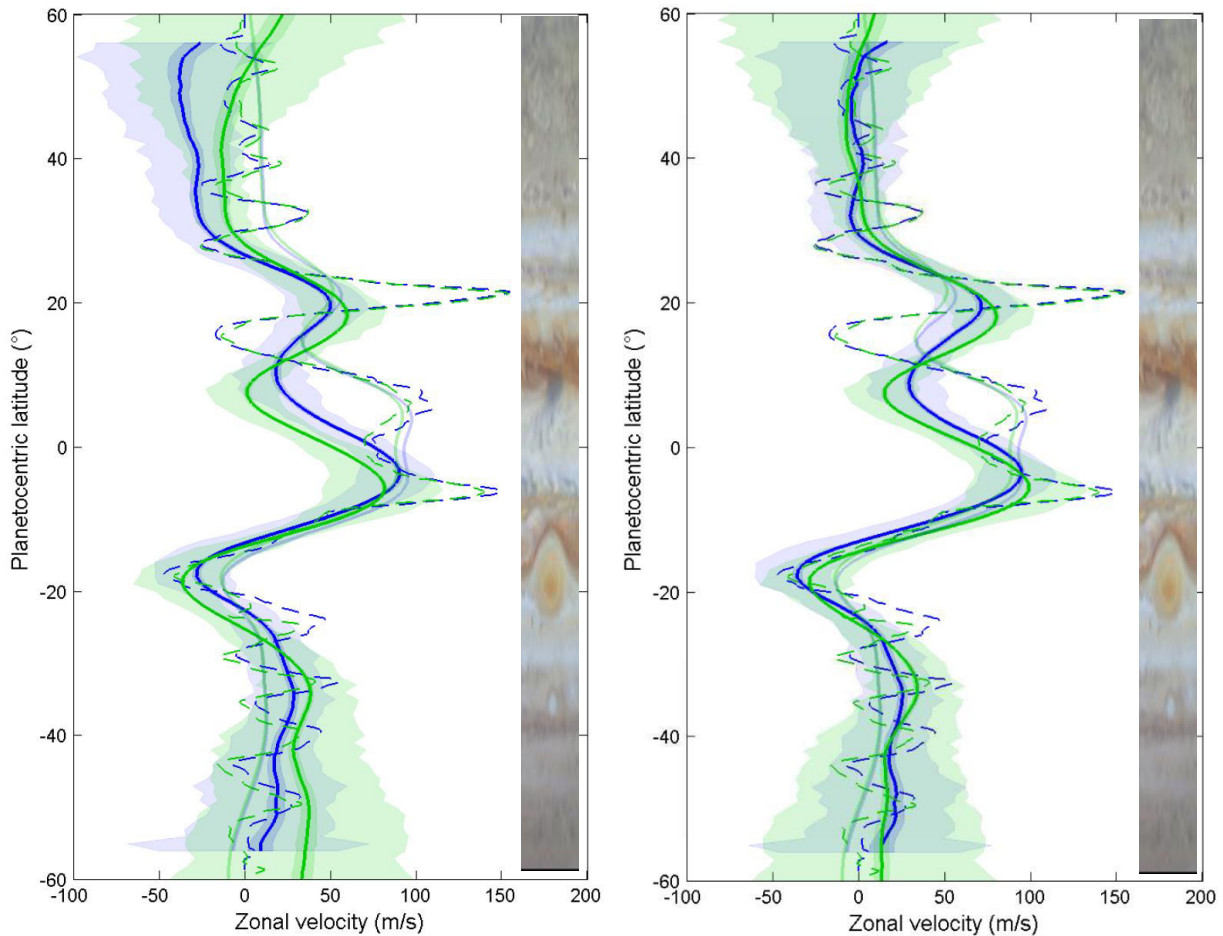


Figure 8-13. Profil des vents mesurés sur Jupiter par DSI en fonction de la latitude pour la campagne de 2015 (trait épais bleu) et 2016 (traits épais vert). Les profils en pointillés correspondent aux mesures effectuées par cloud tracking durant la même période. Les traits fins correspondent au résultat de la simulation qui tient compte des effets de la PSF à partir du profil des vents correspondant aux mesures de cloud tracking (en bleu pour 2015 et en vert pour 2016). Les barres d'erreur de nos mesures sont représentées comme une zone d'incertitude plus ou moins transparente : la zone étroite et plus foncée correspondant au bruit de photon et la zone large et plus claire prenant en compte les variations des mesures elles-mêmes. Sur l'image de droite, les courbes mesurées ont été corrigé par moyenne glissante, atténuant les biais aux bords Nord et Sud.

Données 2017

Les données de 2017 ont été traitées partiellement. Cette année-là un dépolariseur a été utilisé à l'entrée de l'instrument, or il s'est avéré que la quadrature de phase entre les quatre voies de DSI est influencée par la position angulaire du dépolariseur. La raison de cet effet est encore incertaine. Le fait est que pour la plupart des nuits d'observation de Jupiter, le déphasage entre les voies est trop important pour utiliser le pipeline de traitement de données actuels, sauf pour la dernière nuit (du 28/04/2017) où le dépolariseur a été placé sur une position qui s'est avéré produire une quadrature parfaite. Cette nuit-là a donc été traitée, et comme le montre la Figure 8-14, le profil de vitesse des vents zonaux est toujours visible et reste qualitativement et quantitativement comparable à ceux obtenus en 2015 et 2016. On peut remarquer que la dispersion est moins importante en 2017, peut-être un effet bénéfique du dépolariseur.

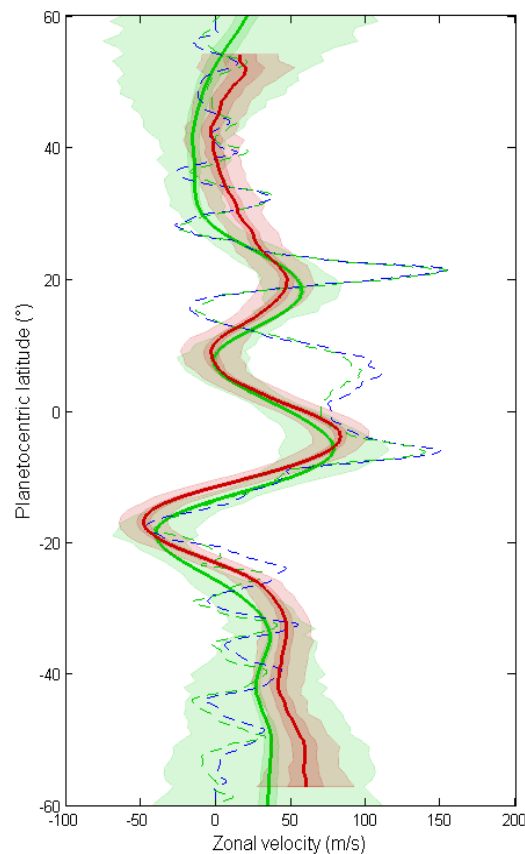


Figure 8-14. Profils de vitesse des vents mesurés sur Jupiter pour la seule nuit du 28/04/2017 (en rouge) comparé à celui mesuré sur l'ensemble de la campagne d'observation de 2017 (en vert)

8.2.2 Déprojection des cartes de vents

Nous avons précédemment considéré les vents zonaux comme des régimes constants le long de la longitude de Jupiter. Cette hypothèse avait permis de superposer toutes les cartes de vitesse et d'en faire une moyenne globale dont on pouvait extraire les profils de vents par latitude.

Nous allons voir ici une autre approche, consistant à déprojeter chaque carte de vitesse radiale (une par acquisition) pour la convertir en une carte de vitesse zonale. A chaque point (X,Y) de l'image déprojetée correspondra une vitesse zonale locale. Ces cartes pourront ensuite être placées dans un planisphère en fonction de la latitude et de la longitude de la planète en tenant compte de l'orientation de la planète au moment de l'acquisition. Grâce à la rotation de la planète, les cartes seront sommées les unes aux autres (avec pondération) au fur et à mesure des observations. Pour entièrement remplir ce planisphère, il sera nécessaire d'intégrer plusieurs nuits d'observation, la rotation de Jupiter étant plus longue que la durée de la nuit.

Déprojection individuelle des cartes de vitesses

Nous partons d'une carte de phase résiduelle obtenue lors de la réduction de données pour en déduire la carte de vitesses radiales résiduelles.

$$v_{res}(X, Y) = S\phi_{res}(X, Y) \quad (8.13)$$

avec S la sensibilité de l'instrument ($\sim 2442 \text{ m.s}^{-1}\text{rad}^{-1}$).

Cette vitesse résiduelle correspond à la soustraction de la composante rotation solide de Jupiter. S'il reste une composante zonale résiduelle locale produite par des vents zonaux, elle s'écrira :

$$v_{res} = v_z f'_z \quad (8.14)$$

avec f'_z le facteur de projection décrit par l'équation (6.22).

La déprojection consiste à retrouver la valeur de la vitesse zonale locale en écrivant simplement :

$$v_z = \frac{v_{res}}{f'_z} \quad (8.15)$$

Cette transformation pose toutefois deux problèmes. Il faut d'une part tenir compte des biais que produit la PSF et d'autre part introduire une pondération pour éviter les divergences lorsque f'_z tend vers zéro.

En tenant compte de l'effet de la PSF, la mesure des vitesses Doppler s'écrit :

$$\overline{v_d} = \frac{(v_d F) * P}{F * P} = \overline{v_{d0}} + \overline{v_{dz}} \quad (8.16)$$

avec F le modèle du flux de la planète sans PSF (modèle Lambertien), $\overline{v_{d0}}$ et $\overline{v_{dz}}$ sont respectivement les composantes attachées à la rotation solide et aux vents zonaux affecté par la PSF (notée P).

Nous cherchons la vitesse zonale v_z à partir des cartes résiduelles v_{res} . Or, appliquer directement la relation (8.15) produirait des biais. Essayons d'estimer ce biais en exprimant v_{res} en fonction de v_z :

$$v_{res} = \overline{v_{dz}} = \overline{v_d} - \overline{v_{d0}} = \frac{(v_z f'_z F) * P}{F * P} \quad (8.17)$$

En considérant v_z constant sur la largeur de la PSF, nous pouvons le sortir de la parenthèse et écrire :

$$v_{res} \approx v_z \frac{(f'_z F) * P}{F * P} \quad (8.18)$$

Ce qui nous donne :

$$v_z \approx \frac{v_{res}}{f'_z} C \quad \text{avec} \quad C = f'_z \frac{F * P}{(f'_z F) * P} \quad (8.19)$$

Obtenir la carte de vitesse zonale directement à partir de la carte de vitesse radiale résiduelle est donc possible à condition de la corriger par la carte C. La Figure 8-15 représente le facteur C(X,Y) du biais, il atteint 1.03 sur les bord au niveau de l'équateur pour une FWHM de 3 arcs.

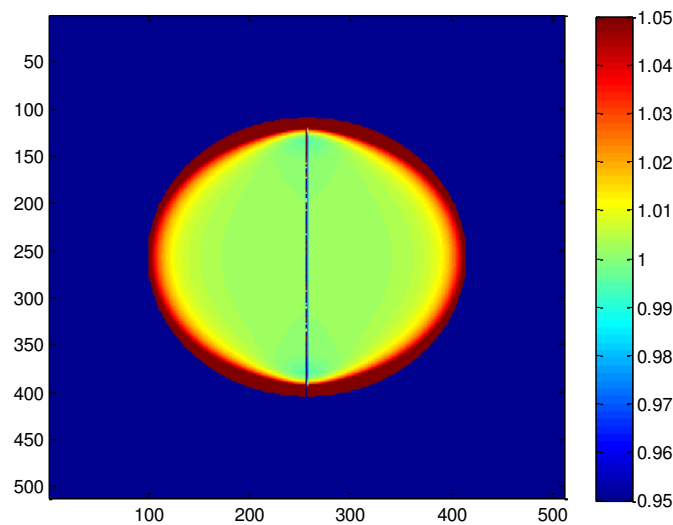


Figure 8-15. Image du biais $C(X,Y)$, pour une FWHM de 3 arcs.

Prise en compte du bruit

Nous avons vu que la vitesse zonale pouvait s'obtenir en divisant la vitesse radiale par le facteur de projection zonale. Ce facteur de projection étant nul proche du méridien, nous aurons une valeur qui tendra vers l'infini dans cette zone. Nous devons donc, avant de procéder à la somme de toutes les cartes de vitesse zonales projetées sur le planisphère, procéder à une pondération qui sera égale à l'inverse du bruit de la vitesse zonale. On peut associer à chaque

carte de vitesse radiale mesurée une carte de bruit théorique (voir section 8.1.1) et en déduire une carte de bruit associée à la vitesse zonale par déprojection :

$$\sigma_{v_z} = \frac{\sigma_{v_{res}}}{|f'_z(X, Y)|} C$$

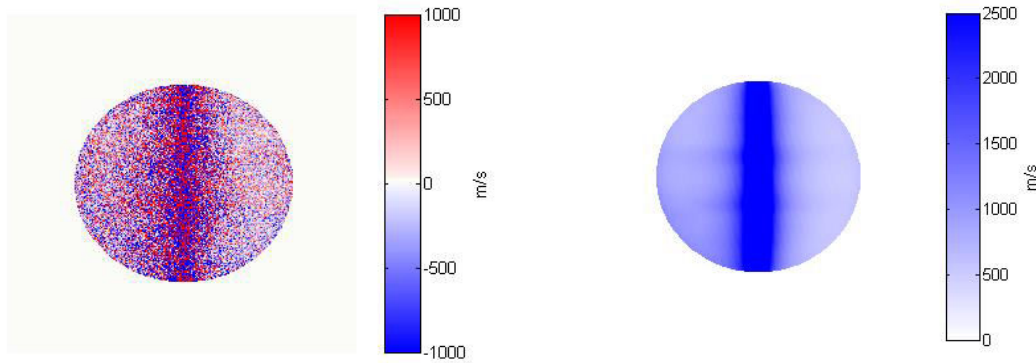


Figure 8-16. À gauche : carte de vitesse zonale obtenu pour 60 images (15mn). A droite : la carte de bruit correspondant.

En faisant l'hypothèse que la vitesse zonale reste constante localement (pour une longitude donnée) pendant la durée des observations, il est possible de créer une carte de vitesse zonale moyenne en faisant la moyenne pondérée de toutes les projections sur un planisphère en fonction de la latitude (λ) et de la longitude (Φ , système II). Chaque projection des images des cartes de vitesse radiales est ajustée en longitude par la valeur courante de la longitude du point sub-terrestre (SEP) donnée par les éphémérides.

Chaque point de la carte moyenne se calcule ensuite en écrivant la somme pondérée suivante :

$$\bar{v}_z(\lambda, \Phi) = \frac{\sum_{i=1}^N v_{z_i}(\lambda, \Phi) w_{z_i}(\lambda, \Phi)}{\sum_{i=1}^N w_{z_i}(\lambda, \Phi)} \quad (8.20)$$

avec

$$w_{z_i}(\lambda, \Phi) = \frac{1}{(\sigma_{v_{z_i}}(\lambda, \Phi))^2} \quad (8.21)$$

$v_{z_i}(\lambda, \Phi)$ étant la carte de vitesse zonale estimée pour la i^{eme} image courante et σ_v la carte de l'écart type du bruit pour l'image courante.

La vitesse zonale $v_{z_i}(\lambda, \Phi)$ est obtenu à partir de l'image $v_{z_i}(X, Y)$ à l'aide de l'équation (8.7) qui relie (λ, Φ) à (X, Y) . Les cartes de pondération $w_{z_i}(\lambda, \Phi)$ sont déterminées de la même manière à partir de $\sigma_v^i(X, Y)$. Le maillage différent entre les deux systèmes de coordonnées doit cependant être pris en compte. Pour ce faire, le planisphère (λ, Φ) est d'abord découpé en éléments $d\lambda=1^\circ$ et $d\Phi=1^\circ$, puis cet élément est subdivisé en une grille plus fine de 10x10 sous-

éléments dont on calcul les valeurs X et Y sur l'image des cartes de vitesses. Les vitesses correspondantes aux coordonnées X et Y sont alors déterminées par interpolation puis moyennées, donnant ainsi la valeur d'un élément de $v_{z_i}(\lambda, \Phi)$. On procède de même pour $w_{z_i}(\lambda, \Phi)$. Les résultats obtenus pour Jupiter sont représentés sur la Figure 8-17 (campagne 2015) et la Figure 8-19 (campagne 2016). Les cartes de flux sont également représentées sur les Figure 8-18 et Figure 8-20, elles donnent une bonne idée de la résolution spatiale des cartes.

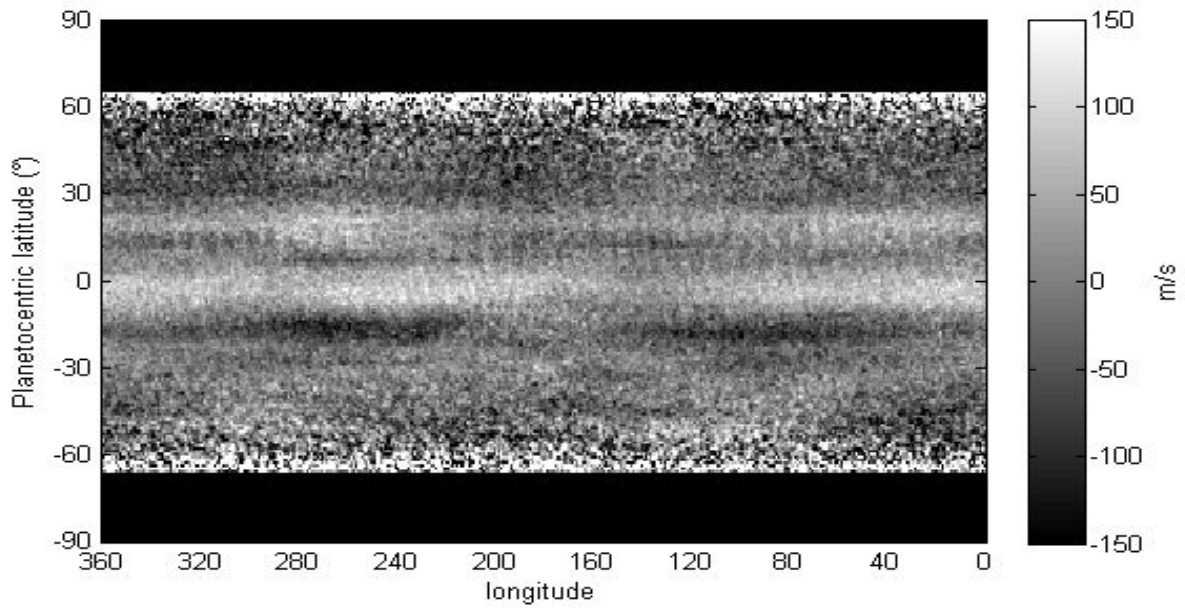


Figure 8-17. Planisphère $\bar{v}_z(\lambda, \Phi)$ obtenu pour l'ensemble des images de Jupiter au cours de la campagne d'observation de 2015.

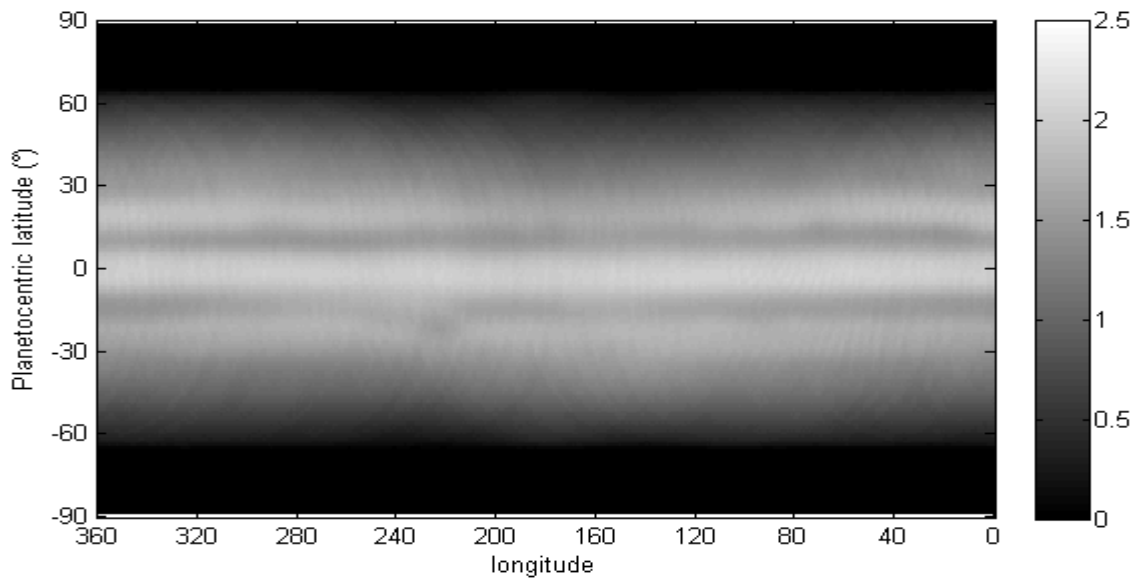


Figure 8-18. Carte de flux correspondant aux observations de 2015.

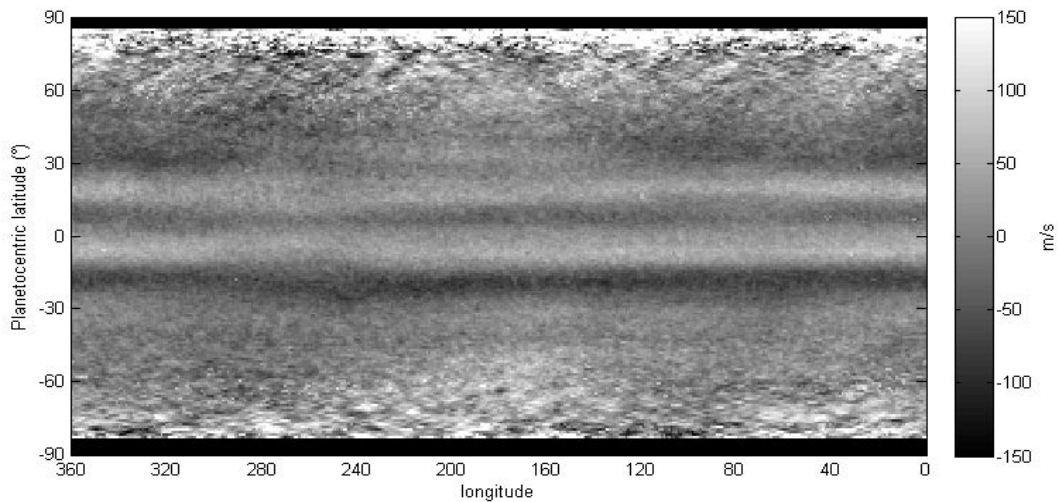


Figure 8-19. Planisphère $\bar{v}_z(\lambda, \Phi)$ obtenu pour l'ensemble des images de Jupiter au cours de la campagne d'observation de 2016.

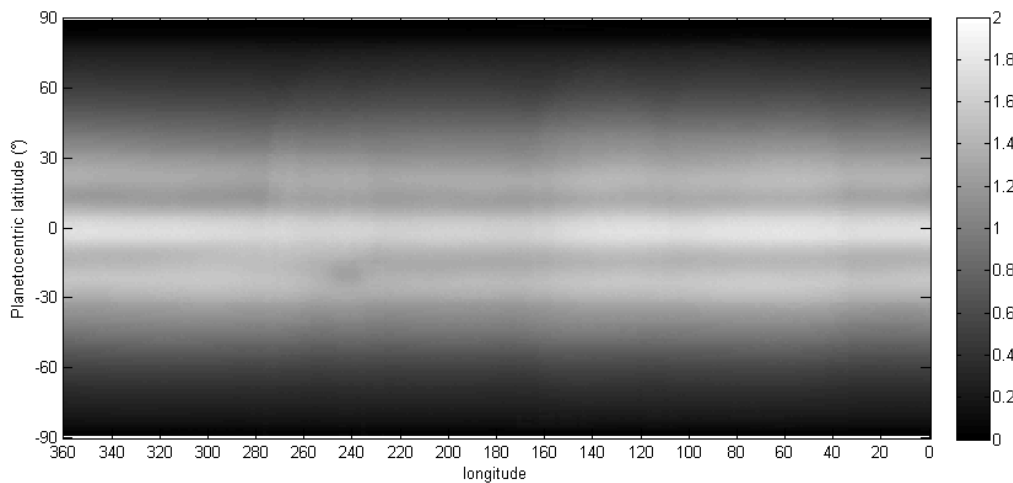


Figure 8-20. Carte de flux correspondant aux observations de 2016.

Sur ces cartes, apparaissent deux bandes claires de vents zonaux positifs, et deux bandes sombres représentant des vents zonaux négatifs. Comme pour les profils de vitesses moyennes décrits précédemment, nous voyons que la bande centrale est moins large que ce que suggèrent les mesures par cloud-tracking. Nous pouvons voir également des fluctuations de l'intensité et de la position des vitesses zonales en fonction de la longitude. Les problèmes de biais de mesures ne nous permettent toutefois pas de garantir que toutes ces structures aient une réalité physique propre à l'atmosphère de Jupiter, même si, en moyennant sur plusieurs nuits, on peut espérer atténuer ces biais (qui sont corrélés à l'orientation du télescope et seront donc différents d'une nuit à l'autre en fonction de l'orientation de Jupiter). On notera que les observations de 2016 sont beaucoup complètes que celle de 2015, donnant une carte finale beaucoup plus lisse. On trouve néanmoins une bonne cohérence entre les structures des deux cartes.

Il est également intéressant de voir si la grande tache rouge de Jupiter est visible sur ces cartes de vitesses. La latitude de la tache rouge est fixe et vaut environ -25° . Sa longitude par contre évolue dans le temps. Une estimation de sa position est consultable sur le site JUPOS⁷. Sur leur courbe de position, on peut voir que la tache rouge se situait en 2015 à une longitude de 220° contre 240° pour 2016. La carte de 2015 ne semble pas montrer clairement une structure spécifique à la tache rouge (bruit trop important). Il y a toutefois une zone sombre visible à la bonne latitude mais elle s'étend à des longitudes comprises entre 240° à 280° .

Sur la carte de 2016, on voit bien une petite structure de la taille et de la forme de la tache rouge à 240° de longitude. La rotation de la tache rouge étant entraînée par les bandes nuageuses supérieures et inférieures, on devrait s'attendre à peu de contraste en termes de vitesse zonale entre la tâche et son environnement. De petites différences de vitesses existent toutefois et semblent être visibles sur ces cartes. On notera également que sur le côté Ouest de la tâche, sur une zone comprise entre 240° et 300° de longitude et entre -25° et -10° de latitude la stratification des vents est plus floue. Or cette zone correspond à une région très chaotique, riche en tourbillons, pour laquelle aucune stratification n'apparaît. La carte de vitesse zonale obtenue ici semble confirmer ce comportement.

8.2.3 Conclusion sur les mesures des vents

Ces résultats sur les mesures des vents zonaux de Jupiter sont importants car c'est la première fois que l'on effectue de telles mesures par effet Doppler. Ceci offre un nouvel outil d'investigation indépendant et complémentaire par rapport au cloud-tracking. Bien que ces mesures soient encore affectées par des biais, elles montrent l'intérêt que ce type d'instrument peut apporter à l'étude de la dynamique atmosphérique des planètes géantes. Les progrès effectués par rapport à l'instrument précédent (SYMPA) offre des perspectives prometteuses pour les instruments à suivre (JIVE et JOVIAL) grâce aux améliorations proposées au cours de cette thèse.

Nos résultats sur les profils des vents zonaux mettent en évidence un résultat totalement nouveau concernant la vitesse des vents au niveau de la partie nord de la bande équatorial de Jupiter. Le vent zonal mesuré par notre instrument à cette latitude paraît bien moins important que les mesures déduites du cloud-tracking. Cela suggère plusieurs hypothèses. Soit la vitesse apparente des structures mesurée par cloud-tracking n'est pas, à cet endroit, le reflet d'un déplacement physique des particules atmosphériques mais plutôt le résultat d'une propagation d'onde. Pour étayer cette hypothèse, on peut s'appuyer sur l'aspect périodique des zones sombres (hot spots) qui caractérisent cette zone. Il faut noter toutefois que cela va à l'encontre des travaux théoriques (Allison, 1990) faisant appel à ce type d'ondes. Ces travaux suggèrent en effet que les vitesses apparentes des vents à ces latitudes sont sous-estimées par la propagation d'une onde rétrograde alors que nos mesures suggèrent exactement l'inverse. Pour expliquer cette mesure, on pourrait également faire appel à des mouvements verticaux susceptible de fausser nos estimations de vents zonaux, plutôt ascendants dans la partie Est et descendants dans la partie Ouest, mais les vitesses nécessaires pour reproduire les mesures serait de l'ordre de 100m/s ce qui paraît totalement irréaliste. Enfin, il reste la possibilité que, dans cette zone particulière, nos mesures ne se fassent pas exactement à la même profondeur que celle du cloud-tracking soit pour

⁷ http://jupos.privat.t-online.de/img/GRS_from_1965.GIF

des raisons de longueurs d'ondes différentes, soit pour des raisons liées à l'altitude des structures utilisées pour le cloud-tracking.

On peut noter que les derniers résultats obtenus par Juno montrent des anomalies thermiques dans la zone dont il est question ici, c'est-à-dire entre 0 et 10° de latitude, lié à des courants verticaux en profondeur (voir Figure 1-8). Nos mesures de vitesse s'insèrent dans un contexte global d'une mise en évidence d'une dissymétrie entre le nord et le sud dans la bande équatoriale de Jupiter. J'y reviendrais dans la conclusion.

Par ailleurs, les cartes de vitesse zonale en fonction de la longitude montrent la possibilité d'étudier la dynamique globale de Jupiter localement, et pas uniquement en moyenne par latitude. Notamment les effets vus aux alentours de la tache rouge pourront amener une étude plus poussée pour bien comprendre la dynamique dans cette bande. De nouvelles observations permettront aussi d'étudier l'évolution de cette dynamique au cours du temps.

8.3 Analyse fréquentielle

L'analyse fréquentielle des séquences temporelles a pour but de rechercher le contenu spectral des séries temporelles et de rechercher la signature de possibles modes d'oscillations. Le travail d'analyse est encore en cours, et je ne mentionne dans ce chapitre que des résultats préliminaires, à la fois sur la recherche de modes propres solaires sur le ciel diurne et sur l'analyse des données obtenues sur Jupiter en 2015 et 2016.

Pour cette étude, on utilise essentiellement la transformation de Fourier. Je présente ici quelques rappels sur ses propriétés et donne les conventions qui seront utilisées, notamment pour bien calibrer les densités spectrales. Il y a également des précautions à prendre sur la mise en forme préalable des données, en particulier aux discontinuités, pour éviter des problèmes.

8.3.1 Généralités sur l'analyse temporelle

Transformée de Fourier

Ce que l'on recherche en sismologie, ce sont les signaux périodiques relatifs aux modes d'oscillation. L'outil mathématique le plus naturel pour analyser ce genre de signal est la transformée de Fourier. Cette transformée de Fourier s'écrit dans le cas de variable continu :

$$\hat{s}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \exp(-2\pi i \nu t) dt \quad (8.22)$$

Ce spectre est représenté en général par son module au carré, on parle alors de spectre de puissance. Lorsque l'on travaille sur des données réelles (données numériques) il est plutôt question de transformé discrète :

$$\hat{s}(\nu) = \sum_{i=1}^N s(t_i) \exp(-2\pi i \nu t_i) \delta t_i \quad (8.23)$$

avec t_i les dates des mesures, N le nombre total de mesures et $\delta t = t_i - t_{i-1}$ la durée entre chaque mesure.

La discrétisation et la durée limitée des mesures a pour conséquences d'une part de produire une fréquence de coupure (fréquence de Nyquist) et d'autre part de limiter la résolution du spectre. Nous avons alors, dans le cas d'un échantillonnage régulier de mesures espacées de δt une fréquence de coupure égale à :

$$\nu_c = \frac{1}{2\delta t} \quad (8.24)$$

et pour une durée total T des mesures une résolution en fréquence de :

$$\delta \nu = \frac{1}{T} \quad (8.25)$$

Notons qu'il existe un algorithme permettant d'accélérer grandement les calculs de la transformée de Fourier appelé FFT (Fast Fourier Transform). Cet algorithme implique toutefois que le pas d'échantillonnage soit régulier.

Pour avoir un spectre $\hat{s}(\nu)$ de dimension identique à $s(t)$, il est nécessaire de normaliser celui-ci, ce qui se fait en écrivant :

$$\hat{s}(\nu) = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N s(t_i) \exp(2\pi i \nu t_i) \delta t_i = \frac{\hat{s}'(\nu)}{2} \quad (8.26)$$

$\hat{s}'(\nu) = 2\hat{s}(\nu)$ correspond à un spectre ne contenant que les fréquences positives.

La conservation de l'énergie entre l'espace des temps et des fréquences implique (théorème de Parseval) que :

$$\frac{1}{N} \sum_1^N |s(t_i)|^2 = \sum_1^N |\hat{s}(\nu_i)|^2 = \sum_1^{N/2} |\hat{s}'(\nu_i)|^2 \quad (8.27)$$

Il convient également de définir le bruit du point de vue temporel et fréquentiel. La variance σ_t^2 du bruit de la série temporelle s'écrit :

$$\sigma_t^2 = \frac{1}{N} \sum_1^N |s(t_i)|^2 \quad (8.28)$$

Et la variance du bruit σ_v^2 s'écrit :

$$\sigma_v^2 = \frac{1}{N} \sum_1^N |\hat{s}(v_i)|^2 = \frac{1}{2N} \sum_1^{N/2} |\hat{s}'(v_i)|^2 = \frac{\sigma_v'^2}{2} \quad (8.29)$$

La variance du bruit (blanc) du spectre est inversement proportionnelle au nombre de mesures. Il s'écrit en fonction du bruit de la mesure par :

$$\sigma_v^2 = \frac{\sigma_v'^2}{2} = \frac{\sigma_t^2}{N} \quad (8.30)$$

L'avantage d'utiliser le spectre $\hat{s}'(v)$ plutôt que $\hat{s}(v)$ est que, dans ce spectre une sinusoïde d'amplitude 1 donnera un pic de hauteur 1, et le bruit du spectre donnera l'amplitude limite de détection (signal à bruit de 1).

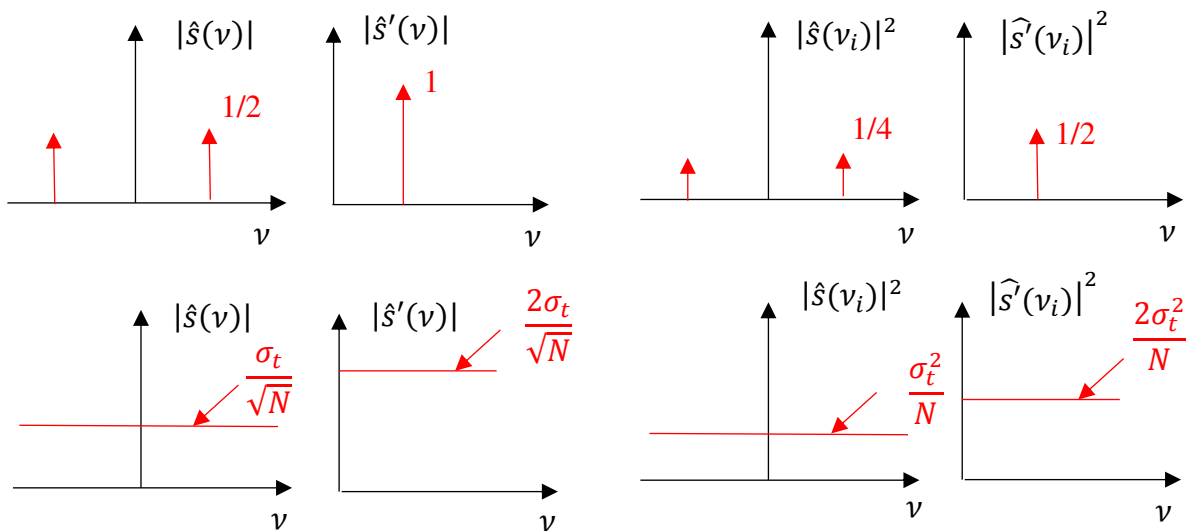


Figure 8-21. Illustration graphique des propriétés des spectres avant et après repliement de la partie négative sur la partie positive. En haut les spectres d'une sinusoïde d'amplitude 1, et, en bas, les spectres moyens d'un bruit blanc (σ_t). Les spectres en amplitude sont représentés à gauche, les spectres en puissance sont représentés à droite.

Effet de fenêtre et conditionnement des données

Dans les données réelles, il est rare d'avoir une séquence temporelle sans interruptions. C'est bien évidemment le cas de nos observations qui sont faites depuis le sol et donc sujet aux alternances jour-nuit et à la météo. Dans le cadre de la transformée de Fourier (TF), ces interruptions produisent un effet de fenêtre. Dans l'espace de Fourier la multiplication du signal par la fenêtre se transforme en un produit de convolution entre la TF du signal et la TF de cette fenêtre. Cette convolution va atténuer le pic d'un signal sinusoïdal en dispersant une partie de son énergie dans des pics secondaires proche espacés de $11.57\mu\text{Hz}$ (alias) pour des fenêtres

espacées de 24h. Pour atténuer les problèmes liés aux fenêtres, il est préférable d'apodiser celles-ci par une fonction qui atténue les bords « nets ».

Avant d'appliquer la transformée de Fourier, un certain nombre d'opérations sont à effectuer sur les données temporelles. En premier lieu les données sont ramenées à un échantillonnage régulier. Toutes nos mesures ont été synchronisées de telle sorte que chaque image provienne d'une acquisition faite toute les 30s et calées par rapport au changement de minute du serveur de temps NTP. Pour les observations manquantes, lorsque l'interruption est de courte durée (moins de 30mn), les valeurs sont interpolées. Lorsque l'interruption est de plus de 30mn, les valeurs sont mises à zéro.

La valeur théorique (si elle est connue) est soustraite à chaque paquet de mesure puis la courbe résiduelle est filtrée des basses fréquences (inférieur à 0.27mHz) correspondant à des temps caractéristiques de plus d'une heure. Ce filtrage utilise l'algorithme de Savitzky-Golay qui réalise une moyenne glissante à partir d'un ajustement polynomial local à l'intérieur de la fenêtre, la « moyenne » correspondant ici à la valeur du fit au centre de la fenêtre.

Pour atténuer les problèmes liés aux fenêtres, celle-ci sont apodisées en effectuant une convolution par une fonction du type $y = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{\pi x}{R} \right) \right]$ (avec $|x| < R$) sur une largeur R (qui est fixé à 10 échantillonnages).

Densité spectrale d'un signal discontinu

Pour pouvoir comparer des spectres obtenus sur des séquences temporelles différentes il est utile de produire des spectres de densité spectral en amplitude équivalent à un signal continue de 10^6 seconde (exprimer par unité de μHz).

Un tel spectre s'exprime en fonction de $\hat{s}(v)$ obtenu à partir du signal $s(t_i)$ échantillonné régulièrement avec un pas temporel de δt_i (30s dans notre cas) et dont on a remplacé les mesures absentes par des zéros. La durée total $T=N \delta t_i$ du signal est la différence entre la date de la dernière mesure et la date de la première mesure. Si on appelle n le nombre de mesures réel et N le nombre de points total du signal régulier utilisé pour produire le spectre. On peut exprimer le Duty-cycle par $duty = n/N$.

Notre spectre calibré s'écrira :

$$sp = \frac{|\hat{s}(v_i)|}{\sqrt{duty}} \sqrt{\frac{N \delta t}{10^6}} \quad (8.31)$$

8.3.2 Mesures sur le ciel, recherche des modes solaires

En 2016 et 2017 de nombreuses mesures ont été réalisées sur le ciel diurne dans le but de chercher des modes solaires. L'idée étant de tester la capacité de l'instrument à détecter ce type de signal. Cette mesure est toutefois difficile car dans le cas du soleil nous ne bénéficions pas du double effet Doppler comme sur Jupiter et l'amplitude des oscillations n'est que de quelque cm/s. Nous sommes par ailleurs fortement gênés par les fluctuations de la polarisation du ciel. La

Figure 8-22 montre le spectre obtenu sur le ciel après suppression des moments avec des polarisations les plus fluctuantes (ce qui représente une suppression de 30% du signal). Notons que sur le ciel bleu le flux est faible (de l'ordre de 5000 ADU sur 30s) et que sur un ciel nuageux le flux est extrêmement variable (5000 à 30000 ADU).

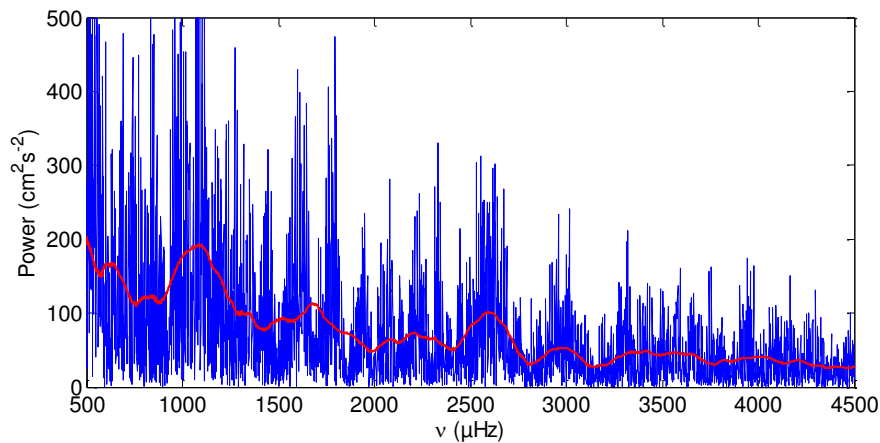


Figure 8-22. Spectre de puissance du signal sur le ciel après sélection des moments avec peu de variations de polarisation.

Nous constatons que le niveau de bruit est encore trop important, notamment à basse fréquence, pour espérer détecter les oscillations solaires. Pour espérer réussir ce test, il faudrait atténuer les effets de la polarisation en utilisant un dépolariseur. Je ne présente ici que les spectres bruts, sans recherche de régularité qui permettrait de mettre en évidence des modes solaires avec un rapport signal/bruit faible.

Spectre simulé

Afin d'estimer la qualité des données et la possibilité d'identifier des modes solaires, j'ai réalisé des simulations réalistes d'observations de modes propres solaires avec notre instrument. Grâce aux données fournies par l'instrument GOLF de la sonde SOHO qui réalise des mesures en continu de la vitesse radiale du Soleil depuis 1996, il est possible de simuler le spectre que devrait mesurer DSI sur le ciel. Pour cela il suffit de récupérer les mesures de GOLF⁸, d'ajouter le bruit de mesure de DSI résultant du bruit de photons et d'appliquer la fenêtre d'observation.

Le spectre est d'abord calculé sans le bruit de mesure (Figure 8-23) puis le bruit de photon est ajouté à partir de la mesure du flux des données réel (Figure 8-24). Notons que cette simulation n'est pas totalement représentative, car elle ne reproduit pas les variations basses fréquences de nos données. Nous voyons néanmoins que le bruit reste trop important pour espérer la détection des oscillations solaires.

⁸ https://www.ias.u-psud.fr/golf/assets/data/GOLF_velocity_series_pm2.fits.gz

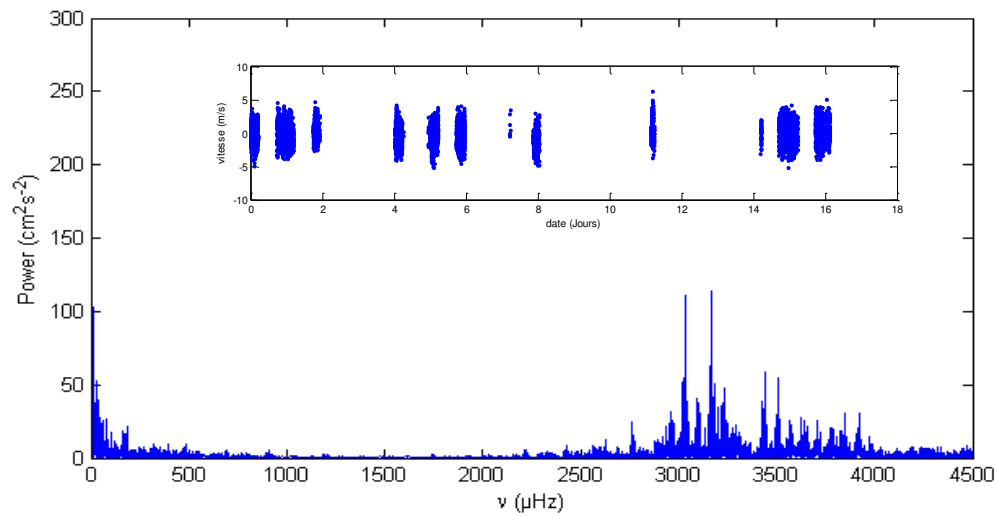


Figure 8-23. Simulation du spectre sans bruit (2016). La séquence temporelle est représentée au-dessus du spectre.

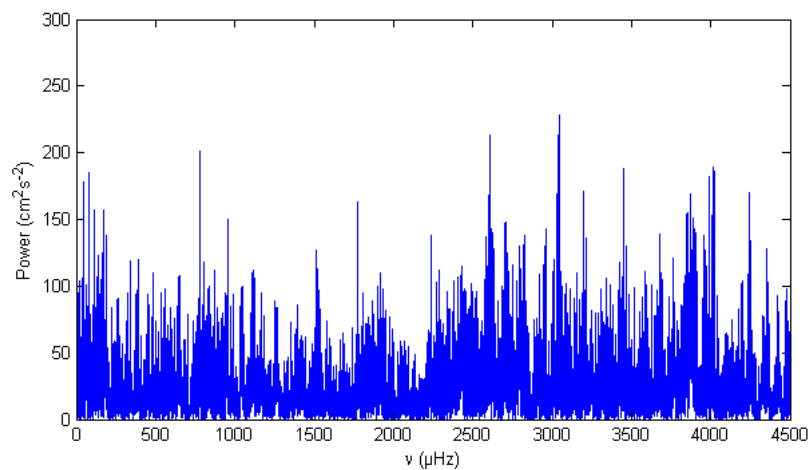


Figure 8-24. Simulation du spectre de puissance avec le bruit de la mesure correspondant aux observations de 2016.

Nous constatons que même sans les effets de la polarisation, il est difficile de faire apparaître le signal des oscillations solaires.

Pour améliorer les possibilités de détection, l'idéal serait d'utiliser, en plus du dépolariseur, un système capable de suivre le soleil et d'injecter directement un flux dans l'instrument via une fibre optique avec suffisamment de flux pour exploiter toute la dynamique de la caméra. Plusieurs jours sans passage nuageux seraient également nécessaires.

8.3.3 Mesures sur Jupiter

Avoir des cartes de vitesses de Jupiter nous permet d'appliquer à celles-ci des masques permettant d'en extraire les différents modes. Le plus simple, de prime abord, est d'utiliser comme masque les harmoniques sphériques projeté (Y'_{lm}) des différents modes à détecter. Nous aurions alors comme signal :

$$s(l, m) = \frac{\sum v_r Y'_{lm} w}{\sum Y'_{lm} w} \quad (8.32)$$

avec v_r la carte de vitesse résiduelle de Jupiter, Y'_{lm} la carte des harmoniques sphériques projetés (degrés l et m) et w le poids de chaque pixel de la carte (inverse de l'estimation du bruit).

Les harmoniques sphériques projetés s'expriment par rapport aux harmoniques sphériques non projetés par :

$$Y'_{lm} = Y_{lm} \sin \theta \cos \varphi \quad (8.33)$$

avec θ et φ les coordonnées sphériques que l'on peut exprimer en fonction de X et Y par :

$$\varphi = \arccos\left(\frac{Y}{R}\right) \quad (8.34)$$

$$\theta = \arccos\left(\frac{X}{R \sin \varphi}\right) \quad (8.35)$$

On suppose ici un Jupiter de forme sphérique.

Densité spectrale pour les données de 2015

Il sera question ici que d'une tentative de détection du mode $m=0$, $l=1$, ce mode a un masque symétrique (positif sur un hémisphère et négatif sur l'autre) qui permet de diminuer les dérives de la vitesse moyenne. Ce masque est appliqué à toutes les cartes de vitesse résiduelles obtenues au cours de la campagne de 2015 (4 nuits d'observation). Le signal temporel obtenu est ensuite filtré à la basse fréquence de plus d'une heure de temps caractéristique. La Figure 8-25 montre le résultat du spectre de ce signal.

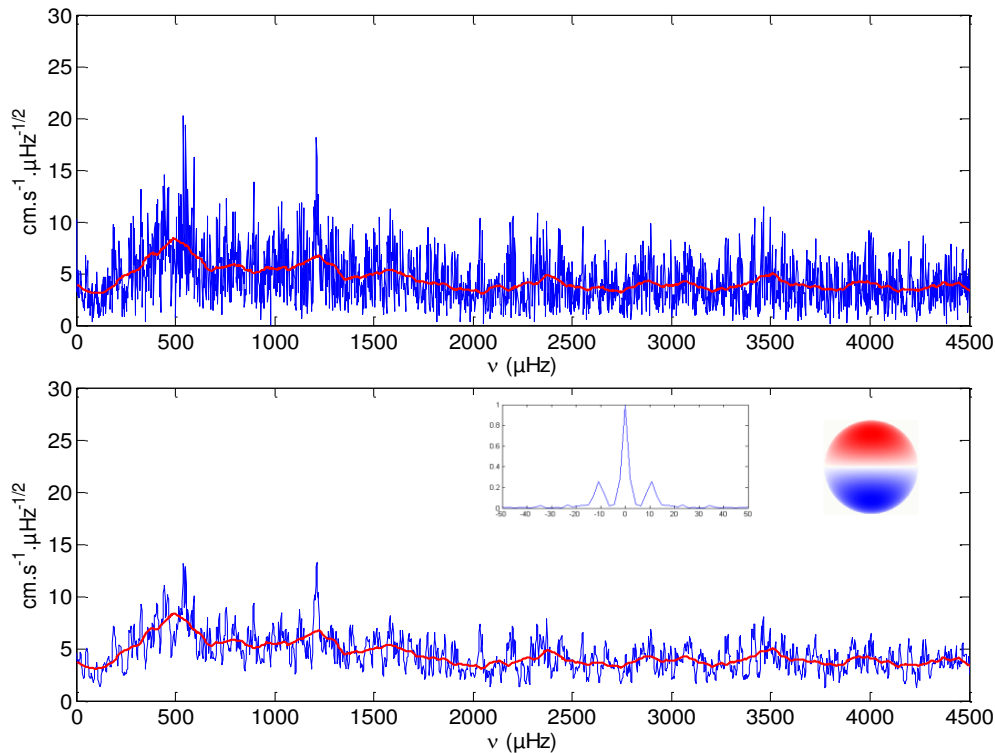


Figure 8-25. Densité spectrale en amplitude de la vitesse radiale obtenue sur Jupiter en 2015 pour le mode $m=0, l=1$ en 2015. En bas : le même spectre, convolué par une fenêtre triangulaire sur 7 points. En vignette : spectre de la fenêtre des observations et masque utilisé sur le disque de Jupiter (correspondant au mode $m=0, l=1$) pour extraire le signal du mode. La ligne rouge correspond à une moyenne glissante du spectre avec une fenêtre de $300\mu\text{Hz}$ de large.

Le bruit moyen de la séquence temporelle des mesures filtrées des basses fréquences est de $\sigma_t = 7.36 \text{ m/s}$ (correspondant à 4000 points de mesures de 30s). La durée totale entre la première mesure et la dernière est de 5.4 jours (équivalent à $15550 \times 30\text{s}$) et le duty-cycle de 0.259. Le niveau moyen du spectre de densité en amplitude total est ici de $4.0 \text{ cm.s}^{-1}\mu\text{Hz}^{-1/2}$. Ce qui donne un bruit de 11.6 cm.s^{-1} pour nos mesures. Pour détecter un pic rattaché à une sinusoïdale avec un signal sur bruit supérieur à 1 il nous faudrait, en tenant compte du duty-cycle, ici une amplitude supérieure à 46 cm.s^{-1} .

Le spectre ne semble pas montrer le signal obtenu avec SYMPA (Figure 2-6) malgré un bruit similaire ($7.7 \text{ cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ en 7 nuits pour SYMPA). Nous remarquons cependant un pic significatif à $1200 \mu\text{Hz}$ mais celui-ci ne semble pas persister dans les données de 2016.

Spectre des données 2016

Le spectre de puissance des données 2016 (14 nuits) est obtenu de la même manière que celui de 2015

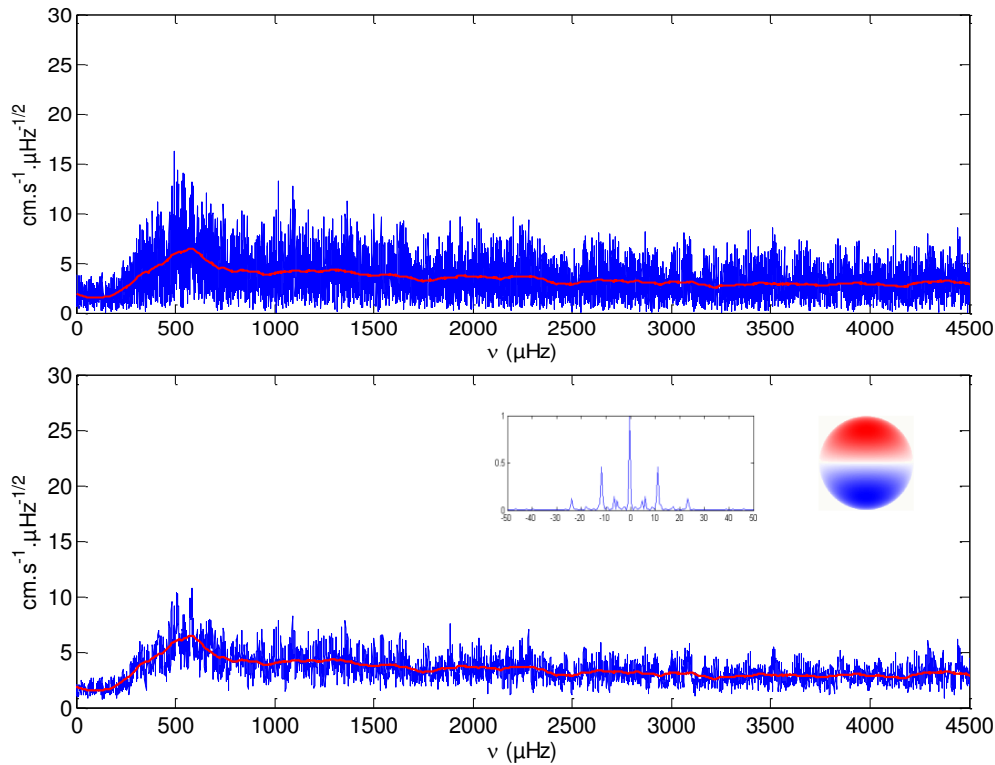


Figure 8-26. Densité spectrale en amplitude des vitesses radiales obtenues sur Jupiter pour le mode $m=0$, $l=1$ en 2016. En bas : le même spectre, convolué par une fenêtre triangulaire sur 7 points. En vignette : spectre de la fenêtre des observations et masque utilisés sur le disque de Jupiter pour extraire le signal du mode. La ligne rouge correspond à une moyenne glissante du spectre avec une fenêtre de $300\mu\text{Hz}$ de large.

Le bruit moyen de la séquence temporelle des mesures est de $\delta_t = 5.98 \text{ m/s}$ (correspondant à 8700 points de mesures de 30s). La durée totale entre la première mesure et la dernière est de 18.25 jours (équivalent à $52560 \times 30\text{s}$) et le duty-cycle de 0.20. Le niveau moyen du spectre total est ici de $3.28 \text{ cm.s}^{-1}\mu\text{Hz}^{-1/2}$. Ce qui correspond à un bruit pour nos mesures de 6.4 cm.s^{-1} . Pour détecter un pic rattaché à une sinusoïdale avec un signal sur bruit supérieur à 1, il nous faudrait, en tenant compte du duty-cycle, une amplitude supérieure à 28.6 cm.s^{-1} .

Le spectre est moins bruité qu'en 2015, malgré cela le signal obtenu avec SYMPA ne semble toujours pas visible ici. Nous remarquons que le pic à $1200 \mu\text{Hz}$ a complètement disparu dans les données de 2016.

CONCLUSION

Contexte

Porté par le succès de l'héliosismologie et les travaux théoriques de ces quarante dernières années, les promesses de la sismologie appliquée aux planètes géantes gazeuse et en particulier à Jupiter, n'ont eu de cesse d'encourager les observateurs à scruter la surface de ces géantes dans l'espoir de détecter d'infimes signaux pouvant trahir la présence d'ondes de pression rattachées aux modes propres prédits par la théorie. Les enjeux d'une telle détection sont d'une grande importance puisque qu'elle permettrait de mieux connaître la structure interne des planètes gazeuse avec des implications allant de la physique de la matière à la formation du système solaire.

De nombreuses tentatives de détections ont eu lieu autour des années 90, exploitant différentes méthodes comme la photométrie infrarouge, la spectrométrie par cellule à sodium et la spectrométrie par transformée de Fourier. Pour optimiser les chances de détection, un instrument spécifique a été développé dans les années 2000 à l'OCA. L'instrument, appelé SYMPA, est un spectro-imageur constitué d'un Mach-Zehnder compact capable de produire des cartes de vitesse radiales d'un objet étendu. Le spectre temporel des fréquences des vitesses mesurées lors d'une campagne d'observations de cinq jours en 2005 ont montré pour la première fois des pics compatibles avec des modes propres d'oscillation sur Jupiter (Gaulme, 2011).

Une version améliorée de SYMPA a ensuite été mise au point dans le but, au départ, d'embarquer sur une sonde en route pour Jupiter. Finalement non retenu, l'instrument a été intégré dans un projet d'observation depuis le sol avec l'idée de le dupliquer pour former un réseau d'observation sur trois sites équidistribués en longitude et ainsi assurer la continuité des données. Le projet appelé JOVIAL a bénéficié d'une ANR et d'un financement par la Nasa, permettant de réaliser deux copies, l'une pour les USA (au nouveau Mexique), l'autre pour le Japon.

Le sujet de la thèse s'est inscrit dans cette perspective, alors qu'un seul exemplaire de l'instrument existait, avec pour objectif de caractériser l'instrument en laboratoire puis sur le ciel. Plusieurs campagnes d'observations de Jupiter avec DSI ont été réalisées à l'observatoire de Calern (sur le télescope MEO puis C2PU). Les premières campagnes ont surtout servi et à l'identification de problèmes instrumentaux et à la mise au point de l'ensemble du système entourant DSI (stabilisation des images, stabilisation de la pupille, etc...). Des mesures scientifiquement exploitables ont pu être obtenues dès la seconde année avec une amélioration constante des données d'une année sur l'autre. Au final, il fut possible d'acquérir suffisamment de données de qualité pour tester l'ensemble de la chaîne de traitement et produire des résultats scientifiques intéressants.

Bien que destiné à la sismologie, l'instrument DSI permet en théorie d'étudier également la dynamique de l'atmosphère de Jupiter, tout du moins celle qui a une certaine constance dans le temps (comme les vents zonaux). Cette perspective était inédite, les mesures étant faites jusqu'ici par cloud-tracking. Une bonne partie de la fin de la thèse a donc été consacrée à l'exploitation des mesures de vents.

Résultats

La faiblesse des signaux recherchés (quelques cm/s sur plusieurs jours d'intégration) fait de DSI un instrument susceptible d'être sensible à toute sorte de perturbations extérieures. Les premières études ont donc été consacrées à l'évaluation de la stabilité des mesures sur le long terme. Le design de l'instrument a été conçu dès le départ pour atténuer au maximum sa sensibilité à la température. Ainsi, le Mach-Zehnder a été placé à l'intérieur d'une cuve à vide stabilisé à 0.1°C, et en choisissant les propriétés des verres de telle sorte que les effets thermiques se compensent mutuellement. Malgré ces précautions, les mesures ont montré une sensibilité à la température plus importante que prévue. Les fluctuations trouvées ont cependant une évolution lente et reste plus faible que le bruit de photons attendu pour Jupiter dans la zone de fréquences des modes d'oscillation (entre 0.5 à 3 mHz) que l'on recherche. Une certaine sensibilité aux fluctuations externes de température a également été mise en évidence au niveau de la chambre optique formant les images sur la caméra science, montrant la nécessité de thermaliser celle-ci. Le design des deux répliques de DSI a été modifié en conséquence.

Un des points critiques du système est la calibration de l'instrument. Pour extraire des cartes de vitesse de qualité, il est nécessaire de connaître précisément la phase instrumentale pour l'ensemble du champ. Un des points faibles de SYMPA est l'impossibilité de connaître la phase de l'instrument en chaque point du champ sans recourir à une extrapolation ou à un modèle. Pour pallier à cet inconvénient, une lame mobile a été incorporée à l'intérieur de l'un des bras du Mach-Zehnder permettant la modulation de la différence de marche. Un certain nombre d'outils ont été développés pour exploiter cette caractéristique et produire des cartes absolues de la phase, du contraste et de la transmission pour chaque voie de l'instrument. Pour aider les procédures de réglage en laboratoire un modèle de l'instrument a été développé permettant de mieux comprendre les effets produits par les nombreux degrés de liberté offerts par le système mécanique d'ajustement de la lame mobile. La mesure de la différence de marche de l'instrument (autre paramètre critique) a également nécessité de mieux préciser la méthode et a nécessité le développement d'outils informatiques.

Les premiers essais sur le ciel diurne ont permis d'évaluer la sensibilité en vitesse de l'instrument en mettant en évidence la rotation de la Terre. Ces mesures ont également révélé une sensibilité inattendue de l'instrument au degré de polarisation de la lumière. Les premières campagnes d'observation de Jupiter ont révélé une dérive importante de la pupille nécessitant l'ajout d'un stabilisateur qui fut installé à partir de 2016. La dernière campagne de 2017 a permis de réaliser des tests avec un dépolariseur visant à diminuer la sensibilité de l'instrument à la polarisation instrumentale, mais dont les effets précis restent encore à étudier.

L'ensemble des images de la campagne de 2015 (4 nuits) et 2016 (14 nuits) a fait l'objet d'un traitement complet de données. Le traitement a nécessité le développement de nombreux outils de manipulation des images et un modèle complet de Jupiter avec carte de vitesse et carte de flux. Une simulation complète des images produites par l'instrument a également été réalisée pour contrôler l'ensemble de la chaîne de traitement. Au final il a été possible d'extraire pour chaque acquisition des mesures de carte de vitesse radiale de Jupiter. Ces cartes, après soustraction de la composante de rotation, ont montré des biais à évolution lente d'origine instrumentale, liés peut-être à la polarisation de la lumière (venant des miroirs en rotation), ou à de petites variations de paramètres (facteur d'échelle, rotation du champ, PSF, etc...). Pour s'affranchir de ces biais, il a été nécessaire de procéder à des filtrages (temporels et spatiaux) de basse fréquence. Au final, il a été possible de produire des cartes de vitesses mettant en évidence des profils de vents zonaux, un résultat inédit en termes de mesures par effet Doppler et offrant un résultat indépendant du

cloud-tracking (méthode basée sur l'analyse des images, la vitesse étant déduite du déplacement apparent des motifs sur celles-ci).

Le profil des vents zonaux obtenus par DSI en 2015 et 2016 (et une nuit de 2017) sont similaires les uns les autres et proches également des profils issus du cloud-tracking. Une différence importante avec le cloud-tracking apparaît cependant au niveau de la partie nord de la bande équatoriale de Jupiter. Quelle interprétation physique donner à ce résultat ? Notons tout d'abord que contrairement aux mesures Doppler, le cloud-tracking peut être victime d'un mouvement apparent différent du mouvement physique du gaz (typiquement des ondes), nous savons par ailleurs que des ondes de Rossby se propagent possiblement dans cette bande (Allison, 1990) comme semble le suggérer la périodicité des nuages sombre à cette latitude. Les mesures Doppler pourrait être aussi faussées par une composante verticale dépendent de l'heure locale, mais cela semble cependant assez irréaliste tant les vitesses nécessaires sont importantes (de l'ordre de 100m/s). Les récentes mesures de la sonde Juno ont montré des asymétries nord-sud sur Jupiter (notamment entre 0° et 10°) qui renforce le sentiment que quelque chose de particulier et de mal compris se produit dans cette zone. Les mesures de DSI offrent un nouveau point de vue dans ce domaine et pourrait bien jouer dans l'avenir un rôle important dans l'étude de la dynamique atmosphérique de Jupiter et dans l'interprétation des données de Juno.

Par ailleurs, la production de carte de vitesse zonale en fonction de la longitude, comme montrée dans les résultats, constitue une première. Beaucoup de travail d'étude de la dynamique sera possible, à partir de ces cartes, travail qui excède largement le périmètre de la thèse. Avec des données plus précises, temporellement et spatialement, qui pourront être obtenues avec le réseau JOVIAL et l'Optique Adaptative, c'est un nouveau champ d'investigation qui s'ouvre.

Pour ce qui est des mesures temporelles des vitesses, l'analyse préliminaire des spectres n'a pour l'instant pas permis de confirmer les résultats de SYMPA. Une analyse plus poussée (notamment sur le filtrage des modes et la recherche de pics périodiques) sera nécessaire avec plus de données avant de conclure sur ce point. Le point positif, et le but essentiel de ce travail, est que le niveau de bruit aux fréquences du signal attendu s'est avéré satisfaisant et meilleur que SYMPA et a pu être amélioré au cours de cette thèse.

Perspectives

Le projet JOVIAL qui démarre ces premières observations en 2018 devrait profiter de cette étude en lui offrant la possibilité de procéder à plusieurs modifications importantes du design et de la mise en œuvre. D'autres améliorations plus poussées sont prévues dans l'avenir pour cet instrument comme l'utilisation d'une Optique Adaptative qui permettra à la fois d'améliorer la résolution et la précision des cartes de vitesse et d'atteindre des modes d'oscillation de degré plus élevés. L'OA permettrait également de faciliter la recherche sismologique sur Saturne en diminuant la contamination des anneaux sur le disque planétaire produite par la turbulence atmosphérique.

Du point de vue du traitement des données, une analyse poussée des spectres obtenus en 2015 et 2016 reste à faire. Une modification significative de l'ensemble de la chaîne de traitement serait également nécessaire pour extraire les cartes de vitesse de la campagne de 2017 pour lequel les images s'écartent fortement de la quadrature de phase (le dépolariseur n'ayant pas été mis sur sa position optimale au cours d'une bonne partie des observations).

La présence de la sonde Juno en orbite autour de Jupiter depuis 2017 renforce l'intérêt du projet JOVIAL en offrant la possibilité de réaliser des mesures simultanées et indépendantes. Les moments gravitationnels mesurés par Juno dépendent à la fois de la structure en densité et de la rotation différentielle. Des contraintes supplémentaires et en particulier des mesures fiables des vents zonaux telles que JOVIAL pourrait les apporter permettront d'améliorer leur interprétation. Par ailleurs, les mesures en réseau avec JOVIAL amélioreront la capacité de détecter les modes d'oscillations, qui donneront des contraintes sur la structure interne, complémentaires des mesures de Juno.

PUBLICATIONS

Advances in the development of a Mach-Zehnder interferometric Doppler imager for seismology of giant planets

Ivan Gonçalves¹, François-Xavier Schmider¹, Yves Bresson¹, Julien Dejonghe¹, Olivier Preis¹, Sylvie Robbe-Dubois¹, Thierry Appourchaux², Patrick Boumier², Jean-Christophe Leclec'h², Gilles Morinaud², Patrick Gaulme^{3,4} and Jason Jackiewicz³

¹Laboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, OCA, CNRS, Nice, France ;

²Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud, CNRS, Orsay, France ;

³Department of Astronomy, New Mexico State University, Las Cruces, NM, USA;

⁴Apache Point Observatory, Sunspot, NM, USA

ABSTRACT

The measurements of radial velocity fields on planets with a Doppler Spectro-Imager allow the study of atmospheric dynamics of giant planets and the detection of their acoustic oscillations. The frequencies of these oscillations lead to the determination of the internal structure by asteroseismology. A new imaging tachometer, based on a Mach-Zehnder interferometer, has been developed to monitor the Doppler shift of solar lines reflected at the surface of the planets. We present the principle of this instrument. A prototype was designed and built, following the specifications of a future space mission. The performance of the prototype, both at the laboratory and on the sky, is presented here.

Keywords: Giant planets, asteroseismology, radial velocity map, Mach-Zehnder imaging interferometer, Jupiter, acoustic oscillations

1. INTRODUCTION

The Doppler Spectro-Imager (DSI) presented in this paper is dedicated to the study of the internal structures and atmospheric dynamics of giant planets. It produces simultaneously radial velocity maps and images in the visible domain of the whole planet surface. Studies of that instrument were initially undertaken for the Laplace space mission, which was selected as an ESA Large mission under the name JUICE (JUpter ICy moons Explorer). The DSI instrument was proposed to study the formation and evolution of Jupiter's system¹. Although the instrument was not selected for the final payload of the space mission, the R&T was continued and a prototype of the instrument was realized in view of ground based observations.

Seismology was the first objective of the instrument, while the study of atmospheric dynamics from radial velocities, independently of cloud-tracking measurement, was an additional target. The design of the instrument has been mainly driven by constraints arising from seismology. Seismology consists in retrieving the internal density profile of a planet thanks to the measurements of its acoustic mode frequencies². Helioseismology has been very successful for the past 40 years to determine the solar internal structure³. The possibility to use seismic technique for Jupiter's internal structure has been envisioned at the very beginning of helioseismology by Vorontsov⁴. Further works have shown how much could be learnt about its interior, in particular the unambiguous determination of the core mass and size⁵. Measurements on the latter would give strong insights on giant planets formation and the Solar System in general, since Jupiter has played a crucial role in shaping the solar system with a large mass and rapid formation⁶. Two scenarios are competing to explain its formation: the nucleated instability model assumes accretion of gas around a rocky core⁷, while the gravitational instability model proposes that giant planets formed by gravitational collapse from the protoplanetary disk⁸.

Theoretical works^{5,9} predict that Jovian global oscillations should have a frequency range of [800, 3500] μ Hz with 10 to 100 cm/s amplitude, values that are comparable to the Sun's values. Several attempts to observe Jovian global modes have been carried out since the mid-1980s^{10,11}. The major difficulty of seismic observations of Jupiter is related to its rapid rotation (>500 m/s at the equator on 1 arcsec), which diminishes the instrument's velocity sensitivity and makes it extremely sensitive to pointing errors. It conducted to develop a specific instrument combining a good spatial resolution

and a high spectral sensitivity to measure very small Doppler shifts¹² and to a first positive detection in 2011¹³. This first experience permitted to start the DSI instrument study.

This paper describes the DSI instrumental concept and the first experimental results obtained on a prototype of the Mach-Zehnder interferometer which was realized at the Observatoire de la Côte d'Azur (OCA). We first describe the measurement principle, i.e. how we extract a radial velocity field from the interference pattern, and the choice of the optimized working spectral domain. First tests of the prototype were realized on an optical bench at the Observatoire de la Côte d'Azur. The experimental tests demonstrate that most of the theoretical performance is met. Observations were then carried out with a telescope at Calern Observatory, near Nice (France). We present here some results obtained by observing the diffused solar light during the day, and show the bias due to the finite PSF size for observations of Jupiter. We conclude that the concept is now validated and operational for future observation program within the JOVIAL project¹⁴ and indicates possible improvement of the instrument.

2. INSTRUMENT PRINCIPLE

2.1 Instrumental concept

The instrument is a compact Mach-Zehnder interferometer with a fixed Optical Path Difference (OPD). It provides images of extended objects as well as velocity maps. The principle is the following: a narrow band of the solar spectrum reflected on the observed object is injected in the MZ. Any Doppler shift of the spectrum will produce a corresponding phase shift of the fringes at the output of the interferometer following the equation:

$$\varphi = \frac{2\pi\Delta v}{\lambda c} \quad (1)$$

where Δ is the OPD and λ the wavelength.

The instrument produces simultaneously four images with fringes in phase quadrature. The value of the phase (hence, of the velocity) can be determined on each point of the image through the so-called ABCD method¹⁵. The OPD and the spectral band are chosen to maximize the Signal to Noise Ratio (SNR) of the velocity measurements. A piezo-electric plate allows a modulation of the OPD for calibration.

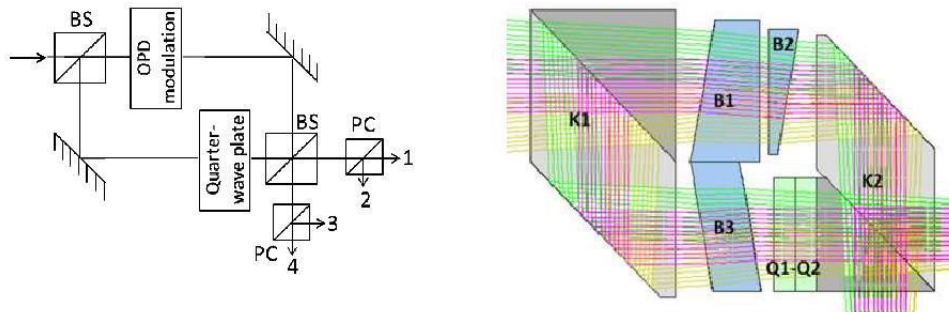


Fig. 1. Left: Concept of the Mach-Zehnder interferometer. The first beam splitter produces two identical arms. The second one recombines the beams and provides two outputs with opposite fringe pattern (as long as the beam splitters have no absorption). Each output is separated in two by a Polarizer Cube (PC), providing four beams. Because of the quarter wave plate, the fringe phases of the four outputs are separated by $\pi/2$. The Optical Path Difference (OPD) can be modulated for calibration. Right: Design of the MZ interferometer. The K1 and K2 blocks, made of K5, constitute an “empty” Mach-Zehnder with a 2 mm OPD. The tilted plates B1, B2 and B3, made of BK7, produce uniform fringes. B2 is attached to a translation plate that can be moved vertically to change the OPD for calibration purpose. The Q1 and Q2 quartz plates, with a small width difference (14 μm) and axes tilted by 90 degrees form a quarter-wave plate that induces a phase shift of $\pi/2$ between the polarizations.

2.2 Measurement principle

The goal of the instrument is to obtain Doppler shift measurement in each point of the observed object, i.e. it produces radial velocity images. It has been demonstrated that velocity measurements are more sensitive and less noisy than photometric measurements for detection of acoustic oscillations. However, because of the fast rotation of the planets, observations of oscillations on Jupiter or other giant planets requires a good spatial resolution to avoid line broadening that limits the sensitivity and spurious velocity noise coming from inaccurate guiding. The Doppler Spectro Imager has that capability, as the phase of the fringes at each point of the planet is proportional to the Doppler shift of the solar lines and can be recovered together with the intensity in the image.

The standard deviation on the velocity measurement due to photon noise can be expressed as a function of the OPD Δ , the mean wavelength λ , the contrast γ and the number N of photons per pixel by:

$$\sigma_v = \frac{c\lambda}{\gamma\pi\Delta\sqrt{2N}} \quad (2)$$

It can be seen than the Signal to Noise Ratio can be optimized by maximizing the product of the contrast by the OPD, for a given spectral bandwidth. A systematic exploration of the solar spectrum has been conducted to find the better spectral band. A bandwidth of 1nm around 519.4 nm together with an OPD of 5073 μm provides an optimum of the sensitivity, as shown on fig. 2. The Mach-Zehnder has been designed with this OPD.

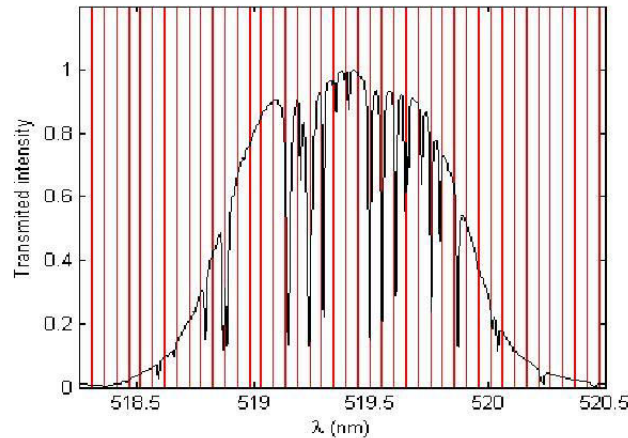


Fig.2. Solar spectrum selected by the entrance filter. The red lines indicate the periodicity of the fringes as a function of the wavelength for the adequate OPD. When they coincide with the spectral lines, the contrast is maximized.

The choice of the OPD and bandwidth conduces to a theoretical maximum contrast of 5%. However, because of the defaults in the realization of the Mach-Zehnder, the maximum recorded contrast was only 4% at the center of the field (fig. 4).

2.3 Data processing

The phase of the fringes is obtained by the so-called ABCD method: each point of the image of the planet modulated by the fringes is seen at four phases in quadrature:

$$I_k = I_0 [1 + \gamma \cos(\varphi + (k-1)\pi/2)] \quad (3)$$

By combining the four images, it is possible to eliminate the flux of the planet and to get the phase as the argument of the complex fringes:

$$\begin{aligned} U &= \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} = 2\gamma \cos \varphi \\ V &= \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} = 2\gamma \sin \varphi \end{aligned} \quad (4)$$

and

$$\varphi = \arg(Z) \quad (5)$$

Z being the complex build from U and V in the way $Z = U + iV$.

The velocity map can be extracted from the complex fringes Z by dividing it by Z_{instr} , where Z_{instr} are the instrumental fringes which are measured from a zero velocity field, obtained with a spectral lamp at the laboratory. The full procedure is described in Soulat et al¹⁶

However, this estimation of the phase as presented above would suppose a uniform pixel response and a perfect quadrature between outputs. In the fact, in order to correctly estimate the phase, we have to correct each sub-images by the pixel response and take into account the departure to quadrature between the outputs. Actually, a model of the fringe pattern for each output is produced from the calibration by modulation of the OPD. The calibration consists in the acquisition of four frames in sequence after increasing the OPD by a value $\lambda/4$ at each acquisition. This procedure permits to have, for each pixel of the detector, four realizations of the fringes separated by $\pi/2$.

It is then possible to extract the coefficients of the instrumental fringe pattern for each sub-image in the way described in equation 3 and 4:

$$I_{k,j} = \tau_k I_0 [1 + \gamma_k \cos(\varphi_k + (j-1)\pi/2)] \quad (6)$$

and

$$\begin{aligned} U_{inst,k} &= \frac{I_{k,1} - I_{k,3}}{I_{k,1} + I_{k,3}} = 2\gamma_k \cos \varphi_k \\ V_{inst,k} &= \frac{I_{k,2} - I_{k,4}}{I_{k,2} + I_{k,4}} = 2\gamma_k \sin \varphi_k \end{aligned} \quad (7)$$

The sequence permits to establish for each pixel its photometric response τ_k , the local contrast γ_k and the local phase difference φ_k to an arbitrary phase reference (assumed to vary linearly within the field).

Some of the calibration maps are displayed on fig. 4.. They show the response of the instrument for the four sub-images of 512x512 pixels on the camera. The detector is a 1024x1024 px E2V CCD. The field diaphragm corresponds to a 60 arcsecs on the sky, allowing the observation of Jupiter. Fig. 4 shows the non-uniformity of the contrast in the field, and the departure to the phase quadrature between sub-images with opposite polarization.

Fig. 5 shows the results of our numerical model of the Mach-Zehnder outputs, taking into account the interferences between the two arms of the Mach-Zehnder on the whole field integrating the solar spectrum on the full bandwidth of the entrance filter. The model includes the possible defaults of the optics and offers the possibility to identify the origin of the different problems found in experimental data.

3. EXPERIMENTAL VERIFICATION

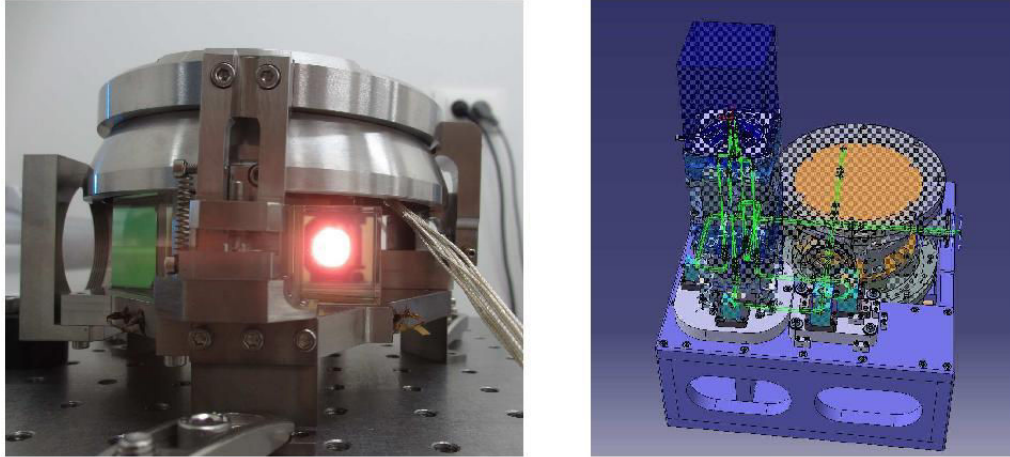


Fig. 3 : The Mach-Zehnder interferometer in its mechanical assembly (left). The upper mechanism allows the precise adjustment of the B2 plate inclination on 3 axes. This B2 plate is attached to a piezoelectric driven translation plate, inside this assembly, that permits a precise adjustment of the OPD and its modulation.

On the right, the MZ is placed inside the vacuum tank (in grey) and thermally controlled thanks to a copper oven (in orange) coupled with an external thermal regulator through a circulating fluid. The temperature of the MZ can be set within a range of 30 °C around room temperature with a stability of 0.1°C. The two optical outputs of the vacuum tank are separated by polarization beam splitters and folded onto the detector thanks to a series of mirrors.

The Mach-Zehnder interferometer is made of several glass prisms of different materials, all glued on the same Titanium plate, except the moving plate B2, used for adjustment and calibration. The latter is holding on a piezo translation stage, and can be mechanically adjusted in tilt and position with 6 degrees of freedom. The use of the different materials allows a minimization of the thermal sensitivity of the MZ. The MZ is placed in a vacuum tank, thermally controlled to avoid OPD variations due to pressure or temperature variations.

The optical test bench included several light sources: a white lamp, a spectral lamp giving a monochromatic light at 508nm and an optical fiber conducting solar light into the laboratory. Several tests were conducted at the laboratory in order to assess the behavior of the instrument. First the wave-front in each arm of the MZ interferometer was analyzed with a Zygo interferometer. This analysis demonstrated that the quality of the wave-front was correct for a beam of 10mm diameter. However, a default of parallelism between the two arms was observed. It appeared after the gluing of the prisms and might have been due to some stress on the glass blocks during the gluing process.

This default is responsible of a loss of contrast inside the Mach-Zehnder, as can be seen on fig. 4. The adjustment process allowed us to partially compensate it by tilting the B2 plate. However, this procedure cannot be perfect and a contrast loss is still present on the size of the field. We were able to model the contrast loss with our numerical model of the MZ, confirm the origin of the default, and providing an optimal set-up of the adjustable B2 plate to have the best possible sensitivity on the whole surface of Jupiter.

We conducted also long-term stability measurement. The MZ was optimized to minimize the sensitivity of the OPD to the temperature. We have checked that the thermal sensitivity shows a minimum for a given temperature, depending on the OPD. However, the piezo-electric plate used for the calibration demonstrated an unexpected sensitivity to the temperature. This sensitivity disappears when the piezo driver is not powered for several days, after an initial drift toward a rest position. This solution is not fully satisfactory as we need to operate the translation plate for calibration purpose at least once every week during the observations. We are presently investigating other piezo translation plates with a different sensor technology and a known temperature response.

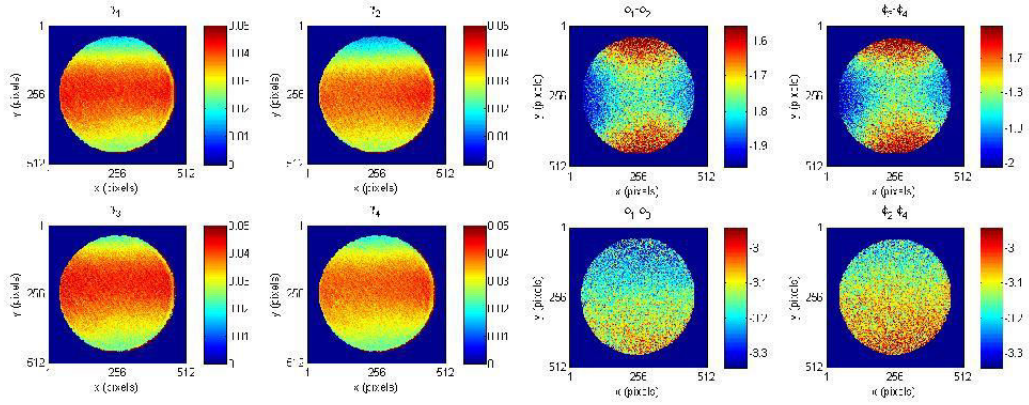


Fig 4. Measured instrumental contrast and phase of the four outputs of the Mach-Zehnder, as obtained by the calibration procedure. Left: the contrast map obtained on solar light for the four fields of the MZ. The two images at the top correspond to the direct output of the MZ, the two at the bottom to the perpendicular output. The two images of the left correspond to one polarization, the two to the perpendicular polarization. The maximum contrast is about 4.3 %. The loss of contrast on the edges is due to a misalignment of the optical beams into the MZ (see text). The contrast difference between the different sub-images is mainly due to the non-equilibrium of the beam splitter.

Right: phase differences between outputs of the MZ. The two images on top correspond to phase differences between outputs with opposite polarization (1-2 and 3-4) and the two images below to the phase differences for the outputs with same polarization (1-3 and 2-4). For the top images, the mean phase differences are respectively: 1.76 and 1.81 rad, or a discrepancy with the phase quadrature of the order of 10 degree. The shape of the phase response in the field corresponds to the model of the quarter-wave plate (see fig. 5). The two images at bottom have a mean phase difference of 3.15 rad, as expected, but the gradient in the image has been identified as the result of a leak of the polarizing beam splitter.

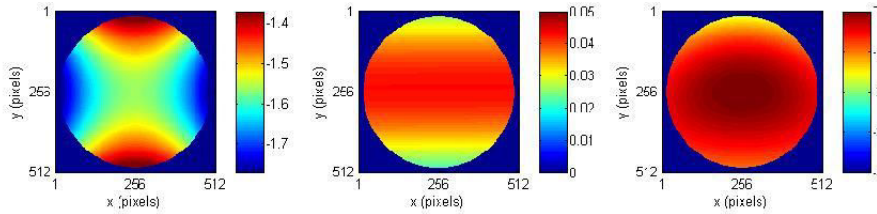


Fig 5. Left : theoretical model of the phase difference between two components of the polarization at the output of the MZ on a field of ± 2 degrees. The mean value is $\pi/2$, with departure to the quadrature up to ± 0.21 radian on the edges. The saddle shape is due to the response of the quarter-wave plate for different input angle. The model reproduces perfectly the observation.

Center : Simulated contrast map obtained with a default of parallelism of the surfaces of the prisms, compensated by an adjustment of tilt of the moving plate B2. The maximum contrast is 4.3%, with a minimum of 2.2 à 2.4% on the edges. This corresponds to the defaults of the wave-front in the MZ as measured with a Zygo interferometer and reproduces well the contrast measured with the calibration procedure.

Right : Simulated evolution of the phase map along the field, as compared to a regular fringe pattern. The maximum discrepancy is less than $\pi/2$ radian near the field border.

Nevertheless, we conducted thermal stability tests at the laboratory with the piezo powered in order to assess the phase measurement precision. Despite a higher sensitivity of the MZ to the remaining thermal variations into the vacuum tank,

we have shown that the phase measurement variations due to temperature variations were slow enough to not compromise the quality of the measurements in the frequency range where the oscillations are expected (fig. 6).

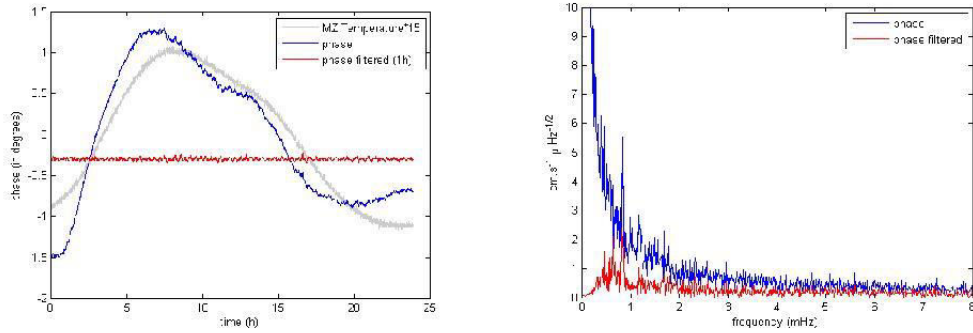


Fig.6. left: The blue curve represents the evolution of the phase with time. After filtering the low frequencies with a one hour high pass filter, the red curve is obtained. The temperature curve (in grey) has been scaled to show the same amplitude variations. The daily temperature variations are about $0,13^\circ$ peak to peak. Right : Spectral density of the temporal evolution of the phase converted in velocity with and without low frequency filtering. On the filtered curve in red, the noise level remains lower than the expected photon noise for Jupiter measurements in the acoustic modes frequency range (0.5 to 3 mHz).

4. TESTS ON THE SKY

The DSI prototype was installed in the coudé room, at the bottom of the MEO 1.5m telescope at Calern observatory (see above). The optical interface to the telescope included a fast tip-tilt mirror to compensate the guiding default of the telescope and the atmospheric agitation of the image. The red part of the beam (above 550 nm) was used to feed a fast guiding camera. The centroid of the planet of the guiding camera was calculated at a rate of 200 Hz and used as a correction signal to be applied to the steering mirror. This allowed a stabilization of the position of Jupiter in the field within 0.1 arcsec. However, slow drifts of the pupil during the rotation of the telescope occurred. This was responsible of slow variations of the phase, as the instrumental phase of the MZ is not uniform along the field. In a further version of the instrument, a correction of the pupil was implemented by placing a tip-tilt mirror in the first image plane. A stability of the pupil position, better than 1/100 of the pupil diameter, was achieved.

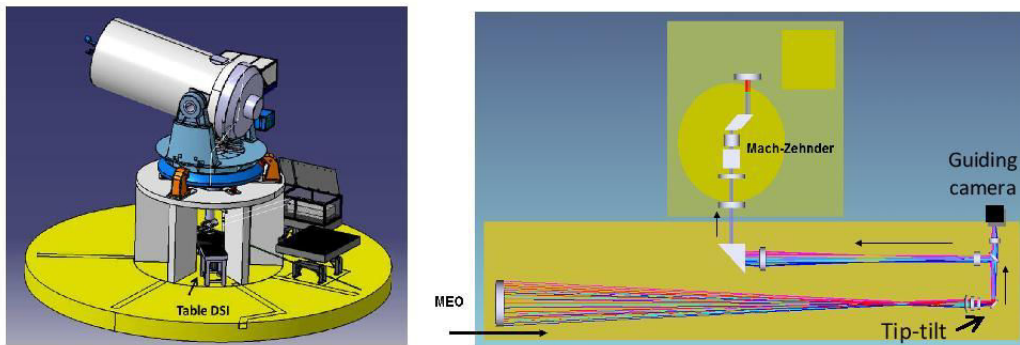


Fig.7. Set-up of the DSI prototype at MEO observatory. The DSI table was placed below the pillar and fed by the an orientable mirror in the azimuthal axis of the telescope. At the right, a schematic view of the optical interface between the telescope after the orientable mirror and the DSI instrument on the board.

Two types of measurements were made during the tests. First, we observed the diffused daylight through the telescope. The daylight has the same spectral content than the reflected solar light on the planets, but produces a uniform velocity field, with a known velocity between the observer and the Sun. This is very useful to calibrate the instrumental response and to measure the instrument stability. The telescope was then maintained at a fixed position toward the northern horizon. Instrumental calibration produced similar results than the ones obtained at the laboratory.

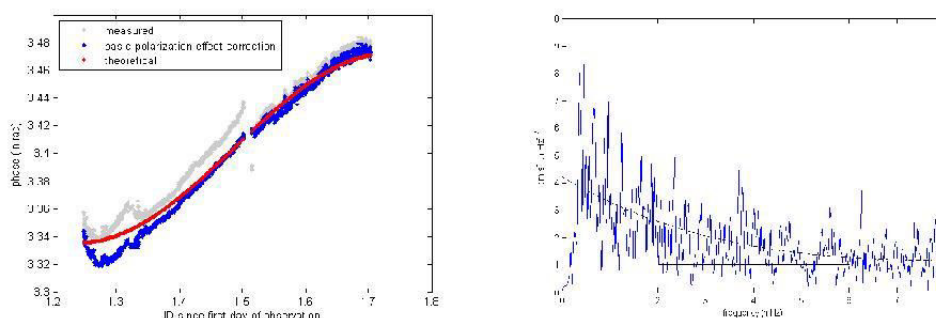


Fig.8. Left: temporal evolution of the phase along the day by observing the diffused skylight. The grey curve represents the raw phase evolution. During the morning, the phase is strongly affected by the variations of the daylight polarization. During the afternoon, only one polarization was selected at the entrance of the instrument. The blue curve is corrected from the bias due to the polarization rate. The Earth-Sun velocity in red varies from -370 m/s to +370 m/s because of Earth rotation. Right: Spectral density of the temporal evolution of the phase converted to velocity, after subtraction of the Earth rotation and low frequency (longer than 1h) filtered out. The horizontal line indicates the level of white noise at high frequency. The dashed line is a quadratic fit of the mean noise level as the inverse of the frequency. The high noise level at low frequencies is due to polarization fast variations with cloud motion in the sky.

The tests put in evidence the effect of the polarization rate at the entrance of the instrument. As the telescope is looking always in the same sky direction, the polarization rate evolves between 0 and 100 % polarization rate following the position of the Sun with respect to the telescope direction on the sky, when looking at blue sky. At first order, the polarization induces a known bias on the phase within the field. However, this bias is dependent of the polarization rate, which can be deduced from the measurements itself, but also of the direction of polarization, which is unknown. However, moving white clouds in front of the telescope produce fast variations of the polarization rate and direction that cannot be corrected.

Other tests were realized on Jupiter, used as a known velocity field. The fast rotating planet is a good target to test the sensitivity of the instrument and look for possible bias. The velocity field for a single acquisition of 30s on Jupiter clearly shows the fast rotation of the planet, the blue part coming toward the observer. The measured rotation rate is 12.5 km/s and is accurate to about 1% (the error mainly comes from the uncertainty on the size of the planet on the detector). The noise level for each pixel of 0.16 arcsec and for a single exposure of 30s is about 1 km/s in average. It confirms the theoretical value for the photon noise level. However, a bias is observed on the right and left edge of the image. The bias has been identified and modeled as an effect of the PSF and the non-uniform intensity in the image. In our case, the size of the PSF is dominated by the atmospheric turbulence, and is of the order of 1.5 arcsec (varying from day to day).

5. CONCLUSION

We developed a new kind of imaging tachometer, dedicated to the study of giant planets interior and atmosphere dynamics through the measurement of surface velocity maps. In order to detect Jovian oscillations, the specifications for is to have a velocity noise level lower than $4 \text{ cm}^2/\text{s}^2/\mu\text{Hz}$ in the frequency range of the oscillations, i.e. between 0.8 and 3 mHz (3 to 20 mns). A prototype of the Doppler Seismic Imager has been build and tested at the laboratory, then directly on the sky with a 1.5 m telescope at Calern observatory. We estimated the performance both at the laboratory and on the sky.

At the laboratory, we were able to check the correctness of the instrumental set-up and calculate the noise level for each image and the phase stability during the time. The calibration procedure permits to establish the instrumental phase map that will be used for processing of the data. The instrumental phase map shows some defects, in particular a non-uniform contrast and a departure to the phase quadrature between polarizations. We were able to model the observed defects, taking into account the misalignments into the MZ, also recorder with a Zygo interferometer. Thanks to this work, we have developed a new procedure for the gluing of the MZ assembly that will avoid this contrast loss. The polarization beam splitters used for the prototype proved to have an insufficient field. New polarizers have been provisioned to circumvent that default. The assessment of the long-term stability of the phase measurement was one of the objectives of the laboratory tests. Instrumental noise as measured at the laboratory is smaller than the expected photon noise on the scientific measurement in the frequency range of acoustic modes.

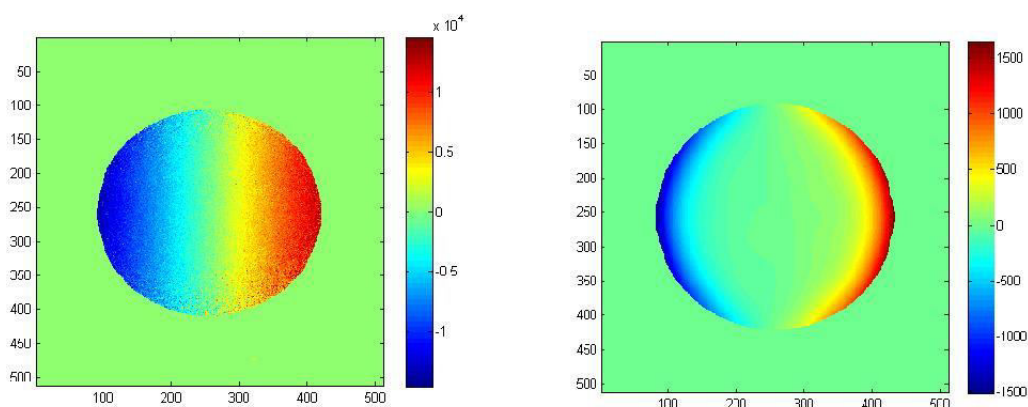


Fig.9. Left: velocity field of the rotation of Jupiter obtained for one single acquisition. Right: bias between recorded and theoretical velocity map of Jupiter due to the finite PSF size which drives an underestimation of the velocity at the edges of the planet. The color scale is for both figures in m/s.

We then installed the instrument at the Coudé focus of the MEO telescope at Calern observatory in order to test the instrument on the sky, both on diffused solar light during the day and on Jupiter during the night. Slow drifts (with periods longer than 1h) occur for observations with the telescope, due to motions of the optical beam and changes in the polarization rate. We minimized the drifts by stabilizing the pupil at the entrance of the instrument and intent to correct the polarization effect. With this precaution, the stability of the instrument during daylight measurement allows to clearly see the Earth rotation motion and to estimate the noise level. This noise level is compatible with the laboratory performance at high frequency. Low frequency noise (<3 mHz) was dominated by cloud motion in the sky which induced fast polarization variations. It was possible to minimize that effect by placing a polarizer at the entrance of the instrument but to the cost of losing 75% of the photons, the white noise level is then multiplied by a factor of 2. With this set-up, the solar oscillations could be detectable by looking at daily stray light for about 4 days. It has to be noticed that such effect would not occur with observations of Jupiter, which has very low polarization in the bandwidth of our instrument, except very near the poles.

We foresee to change the polarizer beam splitters and to optimize the light path from the telescope to the instrument to minimize the polarization variations during the night observations.

Observations of Jupiter showed for the first time Doppler images of the fast rotation of the planet. The measured sensitivity to the velocity field is accurate to about 1% in average. A strong bias in the measured velocity map appeared at the edge of the planet. It is identified as an effect of the PSF, mainly dominated by the atmospheric turbulence. This effect could be modeled and corrected. Other improvements are presently being implemented. In particular, a large field Adaptive Optics (AO) system will be used. It will permit a partial correction of the atmospheric turbulence effect. It will improve the resolution of the images and minimize the velocity bias due the size of the PSF.

Two more copies of the instrument will be realized within the JOVIAL project, supported by the French Agence Nationale de la Recherche (ANR) and NASA/EPSCOR funds. Observations of Jupiter with three telescopes around the world (USA, France, Japan) to obtain continuous measurements for several weeks are foreseen in 2018.

REFERENCES

- [1] Soulat, L., Schmider F.-X. et al, "Echoes: a new instrumental concept of Doppler Spectro-Imager for the ESA mission projet JUICE," Optical Complex Systems: OCS11, Proceedings of the SPIE, vol. 8172, 81720V (2011)
- [2] Jackiewicz, J., Nettelmann, N., Marley, M., Fortney, J., "Forward and inverse modeling for jovian seismology," Icarus 220, 84 (2012)
- [3] Christensen-Dalsgaard, J., "Physics of solar-like oscillations," Solar Physics, Volume 220, Issue 2, pp.137-268 (2004)
- [4] Vorontsov S., Zharkov V., Iubimov V.M., "The free oscillations of Jupiter and Saturn," Icarus, vol. 27, p.109-118 (1976)
- [5] Gudkova, T. et al, "Seismological comparison of giant planet interior models," A&A, 303,594 (1995)
- [6] Cameron, A.G.W., Moon and Planets, 18, 5 (1978)
- [7] Safronov V.S., & Ruskol. E. L., Icarus, 49,284 (1982)
- [8] Mayer, L., Quinn T., Wadsley J., & Stadel J., Science, 298, 1756 (2002)
- [9] Bercovici, D.; Schubert, G., "Jovian seismology," Icarus 69, p. 557-565 (1987)
- [10] Schmider, F.-X.; Fossat, E.; Mosser, B., "Possible detection of Jovian global oscillations," A&A 248, 281 (1991)
- [11] Mosser, B., Mekarria D., Maillard J-P. et al, A&A, 267,604 (1993)
- [12] Schmider, F.-X., Gay, J. et al, "SYMPA, a dedicated instrument for Jovian seismology. I. Principle and performance," A&A, 474, 1073 (2007)
- [13] Gaulme, P., Schmider, F.-X. et al," Detection of Jovian seismic waves: a new probe of its interior structure" A&A, 531, 104 (2011)
- [14] Schmider, F. X., Appourchaux, T., Gaulme, P. et al, "The JOVIAL Project for Jovian Seismology," in Fifty Years of Seismology of the Sun and Stars, ASP Conference Proceedings, Vol. 478, 119 (2013)
- [15] Wyant J.C., "Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with realtime wavefront correction systems," Applied Optic, 14, 2622-2626 (1975)
- [16]

AKNOWLEDGEMENT

The PhD of I. Gonçalves is funded by a grant of the Observatoire de la Côte d'Azur. The DSI prototype development has been supported by CNES and Thalès Alenia Space. The JOVIAL project is funded by the French Agence National pour la Recherche (ANR). The development of the JIVE instrument in New Mexico is supported by NASA/EPSCOR program and by the New Mexico State University.

First measurements of Jupiter’s zonal winds with visible imaging spectroscopy

Ivan Gonçalves^a, F.X Schmider^a, Patrick Gaulme^{b,c,d}, Raúl Morales-Juberías^d, Tristan Guillot^a, Jean-Pierre Rivet^a, Thierry Appourchaux^e, Patrick Boumier^e, Jason Jackiewicz^c, Djamel Mékarnia^a, Thomas A Underwood^c, David Voelz^c

^aLaboratoire Lagrange, Université Côte d’Azur, UMR 7293, Observatoire de la Côte d’Azur (OCA), Nice, France

^bMax-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077, Göttingen, Germany

^cDepartment of Astronomy, New Mexico State University, P.O. Box 30001, MSC 4500, Las Cruces, NM 88003-8001, USA

^dPhysics Department, New Mexico Institute of Mining and Technology, 801 Leroy Place, Socorro, NM 87801, USA

^eInstitut d’Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex, France

Abstract

We present the first measurements of Jupiter’s wind profile ever obtained with radial-velocity measurements. Hitherto, knowledge about atmospheric dynamics has been obtained with cloud-tracking technique, which consists of tracking visible features from images taken at different dates. However, cloud tracking indicates the motion of large cloud structures, which is rather an indication of the speed of iso-pressure regions, than the speed of the actual atmospheric particles. Doppler imaging is as challenging – motions are usually less than 100 m s^{-1} – as appealing because it measures the speed of cloud particles instead of large cloud structures. Significant difference is expected in case of atmospheric waves interfering with cloud structures. Here we present the first scientific results of the Doppler spectro-imager JOVIAL-JIVE, which is dedicated to giant planets’ seismology and atmospheric dynamics by providing instantaneous radial-velocity maps of the planets of the solar system. The instrument is a Fourier transform spectrometer at fixed optical path difference working in the mid-visible domain, which monitors the position of solar Fraunhofer lines that are reflected in the planets’ upper atmospheres. We report measurement of the average zonal wind speed of Jupiter, as function of latitude, from datasets obtained in 2015 and 2016 during the planet’s opposition. We compare our results with simultaneous wind profiles obtained by cloud tracking from Hubble-space-telescope images, and point out some discrepancies, especially at the latitude of the hot spots in the northern equatorial band ($\approx 5^\circ \text{ N}$).

Keywords: Atmospheres, dynamics, Instrumentation, Spectroscopy, Jupiter

1. Context

By tracking the motion of visible clouds in the troposphere we know that the predominant weather pattern in the Jovian atmosphere consists of a series of alternating eastward and westward zonal jets that are remarkably steady over long time scales (Limaye, 1986; Stamp and Dowling, 1993; García-Melendo and Sánchez-Lavega, 2001; Porco et al., 2003). We also know that, embedded between these alternating jets, other dynamical structures such as vortices and waves develop (Mac Low and Ingersoll, 1986; Deming et al., 1997; Morales-Juberías et al., 2002a,b; Li et al., 2004; Young et al., 2005; Reuter et al., 2007; Simon-Miller et al., 2012; Choi et al., 2013). Some of the most prominent of these features, like the Great Red Spot (GRS), are well characterized (Mitchell et al., 1981; Vasavada et al., 1998; Simon-Miller et al., 2002; Choi et al., 2007; Asay-Davis et al., 2009), and infrared observations indicate that Jupiter has a strong equatorial stratospheric jet (Flasar et al., 2004; Liming et al., 2008).

Despite the wealth of atmospheric information derived from ground-based observational campaigns and from space missions like *Voyager* and *Galileo*, many questions still remain unanswered. The mechanisms maintaining the dominant alternating jets, vortices and waves in the troposphere as well as their structure below the visible cloud level is largely un-

constrained by the existing observations. The relationship between small-scale variability in the jets and the observed atmospheric morphology variability is also poorly understood. Finally, it remains unclear the precise role that eddies and waves play in governing Jupiter’s weather pattern and its variability (both in the troposphere and in the stratosphere). Overall, the Jovian weather pattern is a complex system involving many different phenomena at different spatial and temporal scales, and we lack the continuous high-resolution observations of Jupiter’s weather system as a whole needed to understand such dynamics.

The *Juno* NASA spacecraft, which has been orbiting Jupiter since July 2016, aims at investigating the internal structure below the surface of the planet by measuring the gravitational moments. Very accurate values have been obtained so far (Bolton et al., 2017), and the accuracy keeps improving with each new flyby. However, interpreting these measurements depends on our ability to correctly model the dynamics of the surface layers, as the moments are sensitive to both local composition gradients and to underlying differential rotation, which are not easy to disentangle. Thus, accurate measurements of the dynamics of Jupiter’s upper atmosphere are fundamental for interpreting *Juno*’s data.

In this paper, we present the first measurements of Jupiter’s atmospheric dynamics obtained with Doppler imaging spec-

50 troscopy in the visible domain. As we discuss in the next¹⁰⁵
section, measuring atmospheric dynamics with radial-velocity
techniques brings unique information, complementary to the
traditional cloud tracking results. The main result of our pa-
per is the identification of a significant discrepancy of the zonal
55 wind profiles between Doppler imaging and cloud tracking,¹¹⁰
which we observe in the north equatorial band where the fa-
mous “hot spots” are observed.

2. Imaging spectroscopy versus cloud tracking

115 With cloud tracking, the wind speed is derived from changes
of cloud position as a function of time (Barrado-Izagirre et al.,
2013; Tollefson et al., 2017b, and Johnson et al., submitted).
However, clouds are affected by traveling thermal and grav-
ity waves, and could show an apparent displacement different¹²⁰
from the true motion of the gas. In that sense, cloud tracking
is rather an indication of the speed of iso-pressure regions, than
65 the speed of the actual cloud particles. Moreover, the vertical
distribution of clouds is not well constrained, and some parts of
the planet are not covered by clouds thus making cloud tracking¹²⁵
impossible in those regions. Direct Doppler shift measurements
of reflected solar light at the planetary surface are an alternative
70 way to derive the velocity field. However, it is very difficult
to obtain spectroscopic measurements with a sufficient accu-
racy at different angular positions to get a velocity image. So¹³⁰
far, most observational efforts with Doppler measurements of
dense planetary atmospheres have been dedicated to Venus and
75 Jupiter, for two distinct reasons.

Doppler spectrometry has been envisioned for Venus since
the 1970s to understand its atmospheric circulation as it is a¹³⁵
mostly featureless planet (Traub and Carleton, 1975; Young
et al., 1979). Starting in 2007, a significant international ef-
fort was organized to support the observations of Venus by
the ESA mission Venus Express (Lellouch and Witasse, 2008).
The objective was to measure the atmospheric circulation us-¹⁴⁰
ing different spectral ranges, to probe different altitudes in the
85 Venus mesosphere. Significant results on the upper meso-
spheric dynamics were obtained using mid-infrared heterodyne,
millimeter and submillimeter wave spectroscopy (Sornig et al.,
2008, 2012; Clancy et al., 2008, 2012). As regards the vis-¹⁴⁵
ible domain, observations of solar Fraunhofer lines scattered
90 by Venus clouds have constituted most of the ground-based
wind measurements (Widemann et al., 2007, 2008; Gabsi et al.,
2008; Gaulme et al., 2008b; Machado et al., 2012, 2014, 2017,
Gaulme et al., in prep.).¹⁵⁰

The use of Doppler spectrometry for giant planets, Jupiter
in particular, was inspired by its success with helioseismology
95 to probe their deep internal structures (e.g., Appourchaux and
Grundahl, 2015). The principle relies on the detection of global
oscillation modes, whose properties are function of the internal¹⁵⁵
density profile. Giant planets being mostly fluid and convective,
their seismology is much closer to that of solar-like stars than
100 that of terrestrial planets. The basic principle relies on moni-
toring the position of a spectral line that probes an atmospheric
level where the amplitude of acoustic modes is maximum. So far,
resonant cell (Schmider et al., 1991; Cacciani et al., 2001)

and Fourier transform spectrometry (FTS, e.g., Mosser et al.,
1993; Schmider et al., 2007; Gonçalves et al., 2016) have been
considered. Two dedicated instruments were subsequently de-
signed: the SYMPA instrument was an FTS based on a Mach-
Zehnder interferometer (Schmider et al., 2007) which has pro-
vided so far the clearest observational evidence of Jupiter’s os-
cillations (Gaulme et al., 2011). Since then, the new instru-
ment JOVIAL-JIVE, inherited from SYMPA, has been devel-
oped and tested to perform both atmospheric dynamics of dense
atmospheres and seismic measurements of Jupiter and Saturn
(Gonçalves et al., 2016).

The Doppler spectro-imager (DSI) JOVIAL-JIVE is dedi-
cated to study both internal structures and atmospheric dynam-
ics of the giant planets of the solar system, through radial ve-
locity mapping in the visible domain. Studies of JOVIAL-JIVE
were initially undertaken for *Laplace*, a mission project dedi-
cated to the Jupiter system, proposed to the ESA Cosmic Vision
program. *Laplace* then turned into the JUPITER ICY moons Ex-
plorer (JUICE), which was selected as the first Cosmic-Vision
L-class mission. The DSI was part of the preliminary defini-
tion document of *Laplace* to study the formation and evolu-
tion of Jupiter’s system. The payload was not selected in the
end of a 5-year process, but fundings for studying its feasibil-
ity by CNES, ESA, Thales, and NASA¹ allowed us to develop
a prototype. The design of the instrument was mainly driven
by constraints arising from seismology. The project was then
transformed into a ground-based multi-site instrument, which
will be located in France (Calern observatory), USA (Sunspot),
and Japan (Okayama) by the end of 2018. The current version
of the project is funded by Agence Nationale pour la Recherche
(ANR) under the name JOVIAL², and by the NASA EPSCoR³
under the name JIVE in NM⁴.

Even from the ground, with limited spatial resolution, this
instrument has a unique capability of providing radial-velocity
maps. Indeed, other works dealing with measurements of
planetary atmospheric dynamics with visible spectroscopy met
some limitations related to the sequential way of acquiring data.
Regarding Venus, the techniques that have been employed so
far are high resolution échelle spectroscopy with single opti-
cal fiber feeding (Widemann et al., 2007, 2008; Gabsi et al.,
2008; Machado et al., 2014, 2017), and long-slit spectroscopy
(Gaulme et al., 2008b; Machado et al., 2012, and Gaulme et al.,
submitted). None of these approaches provides direct imaging
of velocity fields. There are therefore sensitive to image re-
construction problems and guiding errors. Beyond single-fiber
or long-slit spectrometers, spectral imaging is possible with in-
tegral field spectrographs, which are made of different spatial
channels (e.g., fiber bundles with the survey Mapping Nearby
Galaxies at APO (MaNGA) within the Sloan Digital Sky Sur-
vey, described in Bundy et al., 2015). However, the disconti-
nuities in the space domain caused by spaces in between the

¹Centre National d’Etudes Spatiales (CNES), European Space Agency (ESA), National Aeronautics and Space Administration (NASA)

²Jupiter: Oscillation through Velocity Image at several Longitudes

³Established Program to Stimulate Competitive Research

⁴Jovian Interiors from Velocimetry Experiment in New Mexico

channels generally generate discontinuities in the spectral domain. The DSI is so far the only instrument able to provide instantaneous radial-velocity imaging of planets.

In this paper, we present the first scientific results of the JOVIAL-JIVE project that were obtained with the prototype instrument at the Calern observatory. We report the first measurement ever of Jupiter's average wind profile obtained with Doppler spectroscopy in the visible. The planet was observed during two runs, in 2015 and 2016 at Jupiter's oppositions, while the instrument was mounted at the foci of two telescopes: the 1.5-m MéO telescope in 2015 and the 1-m C2PU telescope in 2016⁵. Since this paper is the first report of JIVE-JOVIAL observations, we extensively describe the instrument concept, theoretical performance, and data processing method in the next two sections. Then we present the two average wind profiles of Jupiter, which we compare to simultaneous cloud-tracking data obtained by Johnson et al. (in press in PSS).

3. How the instrument works

3.1. Instrumental concept

The Doppler Spectro-Imager (DSI) is an instrument that produces radial velocity maps of extended objects. Its concept and performances are described in two SPIE papers by Soulat et al. (2012) and Gonçalves et al. (2016). The instrument is a compact Mach-Zehnder (MZ) interferometer with a fixed Optical Path Difference (OPD) which provides four interferograms, whose fringes are in phase quadrature from channel to channel. The schematic concept of the MZ is illustrated in Fig. 1. The first beam splitter (BS) separates the incoming light into two beams. The second one recombines the beams and provides two outputs with, theoretically, opposite fringe patterns. At each output, the beams are split into two polarization components by a polarizer beam splitter (polarization cube PC), which end up producing four images. The presence of a quarter wave plate on one of the arms of the MZ generates a $\pi/2$ phase shift between the opposite polarizations, and thus a $\pi/4$ phase shift between each of the four outputs of the instrument.

The intensity of the four outputs of the instrument on the CCD detector can be described as:

$$I_i(x, y) = \frac{I_0(x, y)}{4} [1 + \gamma_i(x, y) \cos \Phi_i(x, y)], \quad (1)$$

where i is the index of each of the interferometer's output ($i \in [1, 4]$), I_0 the continuum component of interferogram, γ_i the fringe contrast, and Φ_i the phase of the fringes at each output. The (x, y) coordinates refer to the detector's coordinate and points out which term are spatially variable. Note that the continuum term I_0 is the optical image of the considered target. The phase of the interferogram is a function of the central wavenumber (inverse of wavelength) of the entrance filter σ_0 , of the OPD Δ , and of the Doppler velocity field v_D :

$$\Phi_i(x, y) = 2\pi\sigma_0\Delta(x, y) \left(1 + \frac{v_D(x, y)}{c}\right) + \phi_i, \quad (2)$$

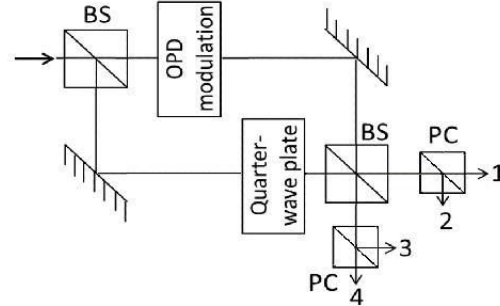


Figure 1: Conceptual design of the Mach-Zehnder interferometer. The instrument combines beam splitters (BS) and polarizing cubes (PC) to provide four images with interferometric fringes separated by $\pi/2$ thanks to a quarter-wave plate. The Optical Path Difference (OPD) between the arms is fixed to $5030 \mu\text{m}$ to maximize the sensitivity. The OPD can be modulated for calibration of the response of each output.

where ϕ_i the phase shift of each output. With a perfect phase quadrature $\phi_i = (i - 1)\frac{\pi}{2}$. As we discuss later, the phase quadrature is not reached in practice. In the following we usually drop the (x, y) dependence to ease the reading.

We define the instrument sensitivity as the amplitude of the phase shift of an interference fringe that corresponds with a 1-m s^{-1} radial velocity field:

$$S = \frac{2\pi\sigma_0\Delta}{c}. \quad (3)$$

In a Fourier transform spectrometer only $(\bar{\gamma}/\sqrt{2})N$ photons contribute to the radial velocity signal: those of the fringes, not of the continuum. We here note $\bar{\gamma}$ the mean fringe contrast, which is slowly varying spatially and in between the four channels. When observations are limited by the photon noise only, the amplitude of a velocity signal δv that is detectable at $1\text{-}\sigma$ is a function of the instrument sensitivity and the image signal-to-noise ratio (SNR): $\delta v = (1/S)(1/\text{SNR})$. By developing S , the photon-noise-limited velocity sensitivity is:

$$\delta v = \frac{\sqrt{2}}{\bar{\gamma}} \frac{1}{S \sqrt{N}}, \quad (4)$$

where N is the number of photons received on the detector.

The above relation indicates that high-performance Doppler velocimetry must optimize the product of the sensitivity by the square root of the bandwidth. The optimal OPD was determined by exploring the whole solar spectrum (which Jupiter reflects back) with variable OPD and optical bandwidth. An optimum sensitivity is found for a $5190\text{-}\mu\text{m}$ OPD. The optimal wavelength is found at $\lambda_0 = 519.4 \text{ nm}$, where the solar spectrum is rich of absorption lines that are regularly spaced. Regular line spacing is a key ingredient to maximize the contrast of interferometric fringes. Maximum fringe contrast is found by setting the entrance filter's width at 1 nm around the central wavelength λ_0 .

Last but not least, for calibrations, the other arm of the MZ displays a movable plate system that allows for modulating the

⁵Métrieologie Optique (MéO), Centre Pédagogique Planète Univers (C2PU) 210

OPD. The calibration process consists of providing an instrumental response map of the four outputs, which can be obtained with the help of a uniform velocity field such as the scattered solar light in the sky (see Sect. 4). The calibration plate is eventually stabilized at its nominal position during observations.

Thanks to the phase quadrature of the four interferograms, it is possible to extract the phase of the interference fringes for each point of image by the so-called ABCD method (Wyant, 1975). We then get the radial velocity at each point of the target from the phase of the interferogram, after removing from it the instrumental component that we know from the calibration procedure.

3.2. Dealing with several layers of radial velocity fields

Any Doppler shift of the solar spectrum induced by a motion of the reflective surface – Jupiter’s upper clouds – results in a shift of the phase of the interferogram. According to Eq. 2, the phase shift $\delta\phi(x, y)$ is expressed as:

$$\delta\Phi(x, y) = S(x, y) v_D(x, y). \quad (5)$$

We here implicitly remind that the sensitivity S is variable across the field of view because the OPD is a function of the varying incidence angle on the MZ prisms.

The Doppler shift of solar lines that are reflected on Jupiter is the combination of the relative motion of Jupiter with respect to the Sun ($v_{J/S}$), to the Earth barycenter ($v_{E/J}$), and to the observer who is located on the rotating Earth ($v_{E,rot}$). Therefore, a given point at the surface of Jupiter feels the incident light coming from the Sun with a relative radial velocity:

$$v_i = v_{J/S} + v_{J,rot} + v_{wind}, \quad (6)$$

where we split the radial velocity field associated with Jupiter’s rotation into a mean solid body $v_{J,rot}$ and a wind v_{wind} components. The same given point reflects the light towards the observer with a relative radial velocity:

$$v_e = v_{E/J} + v_{E,rot} + v_{J,rot} + v_{wind}. \quad (7)$$

Thus, the total radial velocity map is the sum of the relative projected motions:

$$v_D = v_{E/J} + v_{E,rot} + v_{J/S} + 2(v_{J,rot} + v_{wind}). \quad (8)$$

However, the above expression is only true when the source and the observer are aligned, i.e., when the planet is seen at opposition, and when we work with reflected solar lines. In this precise case, the instrument sensitivity to proper motions of the surface of the considered planet is doubled (factor 2 in Eq. 8).

In the general case, for any planetary target T seen at whatever phase angle φ – Sun-target-observer angle – the coefficient that magnifies (or not) the amplitude of motions at the surface of the planet is $(1 + \cos \varphi)$ when we work with reflected solar lines. Note that there is no magnification at all in the case of intrinsic planetary lines, as molecular methane absorption on Jupiter or carbone dioxide on Venus, which is *not* the case of

JOVIAL-JIVE. Therefore, in the general case of a planet observed from Earth, we write:

$$v_D = v_{E/T} + v_{E,rot} + \zeta v_{T/S} + \kappa(v_{T,rot} + v_{wind}), \quad (9)$$

where

$$\zeta = 1 \text{ and } \kappa = (1 + \cos \varphi) \text{ for reflected solar lines} \quad (10)$$

$$\zeta = 0 \text{ and } \kappa = 1 \text{ for planetary lines} \quad (11)$$

From Eq. 1, the phase map is the sum of two contributions: an instrumental term $\Phi_{instr} \equiv 2\pi\sigma_0\Delta$, and a Doppler velocity term $\Phi_D \equiv 2\pi\sigma_0\Delta v_D/c$. In this paper, the whole purpose of the data processing chain is to first remove the instrumental contribution Φ_{instr} from the interferograms, then disentangle the several components of the velocity field to extract the v_{wind} term from Φ_D .

3.3. From four interferograms to a velocity map

If we now consider the two pairs of interferograms with opposite phases, it is possible to cancel the continuous component I_0 of the interferograms by combining them. We get pure and normalized interferograms U and V by computing:

$$U = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \propto \cos \Phi \quad V = \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} \propto \sin \Phi, \quad (12)$$

where I_i with $i \in [1, 4]$ are the four images, and where odd and even subscripts correspond to equal polarizations and opposite phases.

The Doppler signal being stored in the phase of the interferograms, we need to extract the phase from U and V . This can be achieved by first computing the complex interferogram Z , defined as:

$$Z = U + iV \propto e^{i\Phi}. \quad (13)$$

The argument of Z is the phase map of the interferogram. However, to extract the Doppler contribution from the phase of Z , we need to multiply Z with the conjugate complex of the instrumental component Z_{instr} obtained from the calibration process, and then compute its argument. The Doppler velocity field v_D is embedded in the phase of the complex interferogram Z_D :

$$Z_D = ZZ_{instr}^* \propto \exp(iS v_D) \quad (14)$$

To eventually focus on the differential rotation of Jupiter – i.e., the winds – we need to repeat the process by multiplying Z_D with the conjugate complex map of the solid-body radial-velocity field of Jupiter $Z_{J,rot} = \exp(iS \kappa v_{J,rot})$. In practice, the solid-body term $Z_{J,rot}$ is obtained with a theoretical model of the planet, which includes its orientation and oblateness (see Appendix A). The radial-velocity map of the winds is the spatially variable part of argument of the complex quantity Z_{wind} :

$$Z_{wind} = Z_D Z_{J,rot}^* \propto \exp[iS (v_{unif} + \kappa v_{wind})], \quad (15)$$

where S is the instrument velocity sensitivity defined by Eq. 3, v_{wind} the velocity of the Jovian winds which is (x, y) -dependent, and $v_{unif} = v_{E/J} + v_{E,rot} + v_{J/S}$ which is the uniform radial-velocity component.

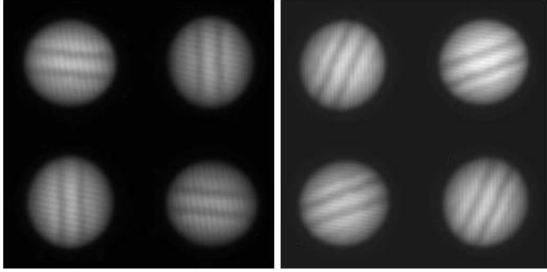


Figure 2: RAW CCD images of four Jupiter images with fringes taken during the 2015 (left) and 2016 (right) observation runs.

4. Actual performance and data processing

4.1. Issues caused by geometrical distortions

The raw data consists of four images of Jupiter (I_1, I_2, I_3, I_4) displayed on a single CCD square chip (Fig. 2). The pre-processing steps consists of cleaning, cutting out and adjusting each image to create the normalized interferograms (U, V). We first work with the whole frame – the four images together – to subtract the dark current of the camera to eliminate the thermal noise. Then, we divide each frame by a flat-field image to eliminate the inhomogeneous response of the CCD pixels. Note that obtaining a flat field for a spectral device is not an easy task. Generally, for astronomical observations, flat fields are obtained by enlightening an isotropic white surface or by taking data on the cloud-clear twilight sky. For an interferometer, such an approach is not possible because either the lamp used to enlighten a white surface or the sky may display spectral lines that could cause low-contrasted interference fringes, which would bias the flat-field image. We managed to get proper flat-field calibration data by modulating the OPD with the piezoelectric system during exposures taken on the blue sky. During flat-field exposures, the OPD is continuously modulated by steps of one wavelength to blur the fringes and cancel them out. As regards the hot pixels and cosmic rays, we remove and replace them by the average values of the neighboring pixels. The pre-processed CCD image of 1024×1024 pixels is then cut into four equal size images of 512×512 pixels.

The computation of the Jupiter phase map requires that the four images overlap within an accuracy better than $1/10$ pixels. This constraint is driven by the goal of keeping the error introduced by overlapping the images below a given level. The goal of a tenth of a pixel was determined thanks to simulations of the instrument, when we aim at keeping the noise introduced by image recombination lower than the photon noise. Repositioning the four images so finely requires an accurate calibration of the optical device to know the parameters of the image transformation: translation, rotation, scale and optical distortion.

The optical distortion has a component that is common to all four images, and a differential one that is specific to each channel. To limit the impact of interpolation on the phase of the interferogram, we first measure all terms related to optical distortion and apply a correction once, at the end of the data

processing chain. Also, we do not aim at rectifying the images in an absolute manner: instead, we aim at getting the four images of each exposure to be superimposable and the radial velocity maps to be superimposable as function of time. Therefore, we select a reference image based on SNR criteria, and we transform the three others to superimpose them on the reference image.

We perform the affine transformations (translation, rotation and scale) with a method based on Fourier transform, which gives more accurate results than other interpolation methods. This method is based on the shifting and scaling properties of the Fourier Transform:

$$f(x - x_0, y - y_0) \longleftrightarrow F(u, v) e^{-2\pi i(u x_0 + v y_0)} \quad (16)$$

$$f(ax, by) \longleftrightarrow \frac{1}{|ab|} F\left(\frac{u}{a}, \frac{v}{b}\right) \quad (17)$$

For performing the rotation operation, we make use of the 3-shear transform method (Owen and Makedon, 1996). This approach has the advantage of better preserving the spectral information than other numerical methods. We tested different methods, by applying a transform on an image and the inverse transform and compared the result to the initial image. The differences found with this method are much lower than with any other interpolation methods. Note that operating the transformations in the Fourier domain requires to smooth the image edges to avoid high spatial frequency noise caused by abrupt edges.

4.2. Measuring the optical distortion

The process used to measure the distortions is similar to what was developed for processing the SYMPA data (see Gaulme et al., 2008b, for a comprehensive explanation). In brief, we determine the transformation parameters thanks to a calibration grid, which consists of a slice of glass with laser-incised dots, that is placed at the focal plane the instrument. Eventually, the knowledge of the set of distorted coordinates is used to build the new rectified image by interpolating the image on the regular detector coordinates. The number of dots is about 50×50 across the FOV. In practice, over a 1200 points are used to rectify the images. To estimate the distortion of the FOV, it is necessary to precisely know the position of the dots in each image. This position of the dots is obtained by fitting each of it by modeling them as ellipses with blurred edges. An empirical expression of the photometric profile of each dot upon the detector is:

$$P(x, y) = \pi/2 - \arctan^4 \left(\left(\frac{x - x_0}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y - y_0}{\sigma_y} \right)^2 \right) \quad (18)$$

This process permits to determine the dot positions with an accuracy better than $1/50$ pixel. Once the coordinates of each dot for each image are measured, we can determine the transformations to be applied to the coordinate frames of each image.

The relative distortion map is fitted with a two-dimensional third-degree polynomial. The amplitude of relative distortion is of the order of one pixel, with a typical standard deviation of about 0.1 pixel. The interpolation is performed with a cubic spline algorithm. We finally estimate the efficiency of the

rectification by applying the transformation to the set of four calibration grid images. It appears that residual differences between the coordinates of an image with respect to the reference one are less than 0.04 pixel with a standard deviation of about 0.007 pixel.

4.3. Measuring the instrumental response

According to Sect. 3.3, it is necessary to measure the complex expression of the instrumental fringes Z_{instr} to get the complex interferogram Z_D that corresponds with the Doppler signal (see Eq. 14). On top of that, we need to measure the fringe-contrast map γ_i , and a transmission map Q_i of each channels to further correct the data from imperfections caused by different optical properties in each channel. For this, we need to take four types of calibration data, by slewing the telescope at the blue sky to get a motionless velocity field. Then, we consecutively modulate the OPD three times by steps of $\pi/2$ thanks to the piezo-electric plate of the MZ, from which we extract a complete mathematical description of the instrumental fringes (Fig. 3).

This calibration is realized by acquiring data on the day sky, ideally when it is covered by uniform white clouds. Indeed, a uniform cloud layer make the sky brighter and less polarized than the blue sky, which implies better calibrations. Acquisitions are required to last over an hour to get a sufficient SNR. In principle, one calibration map would be sufficient to analyze a whole observing run. However, as subtle telescope/instrument configurations could happen, we opt to having one calibration per day, weather permitting.

Fig. 4 displays the relative phase maps of each outputs. It appears that the condition of having a phase quadrature between each output is not perfectly met: we observe a departure to quadrature that is about $\theta = 12^\circ$ in average. The origin of this departure to quadrature is likely the results of imperfections of the optical device, in particular the beam splitters and the quarter-wave plate. Such a departure to phase quadrature was also observed with the SYMPA instrument and methods to cope with it were proposed by Gaulme et al. (2008a). We discuss the implication of departure to phase quadrature to the data processing and the quality of radial-velocity measurements in the next section.

4.4. Correction of the departure from quadrature

The departure from quadrature results in non orthogonal expressions for U and V :

$$U = \gamma_U \cos \Phi \quad \text{and} \quad V = \gamma_V \sin (\Phi + \epsilon) \quad (19)$$

or alternatively

$$U_n = \cos (\Phi - \epsilon/2) \quad \text{and} \quad V_n = \sin (\Phi + \epsilon/2), \quad (20)$$

where U_n and V_n are balanced expressions of U and V with respect to the departure to phase quadrature ϵ . As proposed by Gaulme et al. (2008a), orthogonal expression of U and V are obtained by applying the following operation:

$$U' = \frac{U_n \cos (\epsilon/2) - V_n \sin (\epsilon/2)}{\cos (\epsilon)} \quad (21)$$

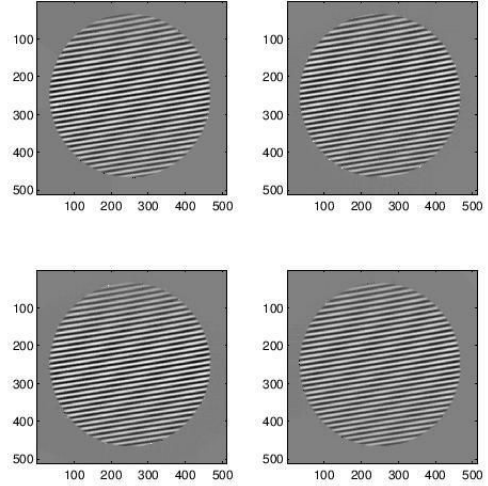


Figure 3: Instrumental fringes (real part of $Z_{\text{instr},i}$) for the four instrumental outputs obtained from the calibration process.

$$V' = \frac{V_n \cos (\epsilon/2) - U_n \sin (\epsilon/2)}{\cos (\epsilon)} \quad (22)$$

The phase map is the argument of the complex interferogram $Z' = U' + iV'$.

In practice, computing U' and V' involves measuring γ and ϵ . As indicated in the previous section, γ_i is measured for each channel thanks to the instrumental interferogram calibration data. We note variations of the contrast across the field, which range from 4.5 % at the center of the field down to 3 % towards the edge. In the following, we use $\gamma_U = (\gamma_1 + \gamma_3)/2$ and $\gamma_V = (\gamma_2 + \gamma_4)/2$, which we use to normalize U and V (Eq. 19). We estimate ϵ as the average value of the departure to phase quadrature:

$$\epsilon = \frac{\pi - \Phi_{13} - \Phi_{12} - \Phi_{14}}{2} \quad (23)$$

where Φ_{ij} is the difference between the phase map calibration Φ_i and Φ_j .

Finally, if transforming U and V into U' and V' allows us to process the data in way we would have done in case of perfect quadrature, it has the drawback to introduce spurious fringes. In the present paragraph, we explain why, and what to do to get rid of them. Let us consider a complex diagram where we plot V as function of U , as done in Gaulme et al. (2008b). By considering the measurement errors on U and V to be equal, $\sigma_U = \sigma_V$, the error box around a point of values (U_i, Y_i) is a disk of radius σ_U in the complex diagram (Fig 5, left). In such a case, the error on the phase $\Phi_i = \arctan V_i/U_i$ is symmetrical around its estimator, which makes $\arctan V_i/U_i$ an unbiased estimator of the phase. To the contrary, once we transform (U, V) into (U', V') ,

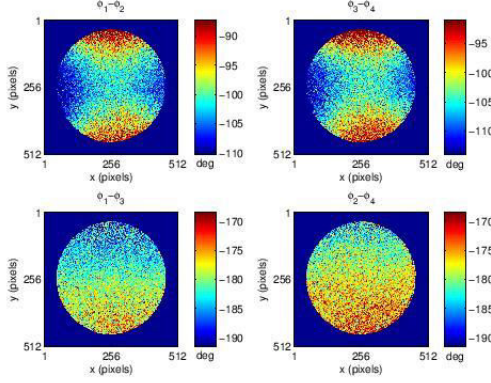


Figure 4: Instrumental phase difference between outputs of the MZ in degrees. The two image on top correspond to phase differences between outputs with opposite polarization (1-2 and 3-4) and the two images below to the phase difference for the output with same polarization (1-3 and 2-4)

the correlation of U' and V' make their errors correlated, and the error area is no more a disk but an ellipse tilted by 45° . In such a case, the error on $\Phi'_i = \arctan V'_i/U'_i$ is no more symmetrical around the estimator, so that $\arctan V'_i/U'_i$ turns out to be a biased estimator of Φ'_i . Since the orientation of the ellipse is independent from the value of the phase, the bias on the phase is the same for Φ' and $\Phi' + \pi$, which means that the bias is periodic with a with a frequency twice that of the fringes. More precisely, this bias can be expressed by:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial U^2} \sigma_U^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial V^2} \sigma_V^2, \quad (24)$$

where σ_U and σ_V are the errors on U and V . Developing the above expression leads to:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{2\gamma^2 \cos^4(\epsilon)} \left\{ (\sigma_U^2 - \sigma_V^2) \sin(2\Phi) \cos \epsilon + \frac{1}{2} \sin(2\epsilon) \left[\sigma_U^2 \cos(2\Phi - \epsilon) + \sigma_V^2 \cos(2\Phi + \epsilon) \right] \right\}. \quad (25)$$

By assuming σ_U and σ_V to be equal, we obtain:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\sigma_U^2 \sin(2\epsilon)}{2\gamma^2 \cos^3 \epsilon} \cos(2\Phi) \quad (26)$$

$$= \frac{\sin(2\epsilon)}{N\gamma^2 \cos^3 \epsilon} \cos(2\Phi). \quad (27)$$

given that $\sigma_U \approx \sqrt{N/2}$. We thus have a bias which is presented as a quasi-sinusoidal modulation (Fig. 6), with a frequency twice that of the fringes. The amplitude of the periodic bias is equal to a fraction of the phase noise, so the bias will appear after the accumulation of several phase maps. It can be suppressed in large part, by applying a correction of a model of the bias obtained by a fit of the amplitude. The possible residual can be eliminated by filtering the specific spatial frequency.

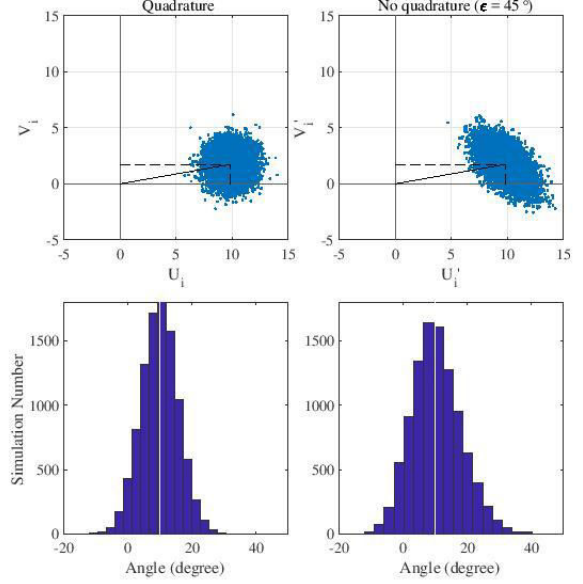


Figure 5: Estimating the phase of the interferogram at the point i on the detector consists of computing $\arctan V_i/U_i$ in case of perfect quadrature, and $\arctan V'_i/U'_i$ when there is a departure to that condition. To illustrate the bias in measuring the phase once we correct the departure to quadrature, we consider 100 000 realizations of the interferogram at pixel i , by producing U_i and V_i as normally random distributions around the average $\cos \Phi_i$ and $\sin \Phi_i$, respectively. In this simulation $\Phi = 10^\circ$, $\gamma_U = \gamma_V = 10$, and $\epsilon = 45^\circ$. We then retrieve the phase Φ as $\arctan V_i/U_i$ (left) and $\arctan V'_i/U'_i$ (right) and plot the histograms that correspond to both cases. In case of quadrature, the histogram is symmetrical around the true phase (vertical white line), whereas it is not in case of departure to quadrature.

After correction of the departure from the phase quadrature, we get rid of the instrumental contribution to the interferograms in the same way as for perfect quadrature (see Eq. 14):

$$Z'_D = Z' Z'_{\text{instr}}^*, \quad (28)$$

where the calibration interferogram Z'_{instr} is created in the same way as Z' . The noise level on the phase is increased by a factor $1/\cos \epsilon$.

4.5. Correction of non-uniform relative flux

An unexpected problem that appeared by processing actual data is that the pairs of images I_1, I_3 and I_2, I_4 do not display a uniform relative flux, despite flat-field correction. Moreover, this non-uniformity changes throughout the night. Such non-uniformity generates spurious fringes. The origin of this problem is unclear, but is probably related to the polarization of the instrument coupled with the rotation of the FOV throughout the night, caused by the fact that the instrument was mounted at telescopes' coudé foci. To solve this problem, we apply a photometric correction to each acquisition. The correction consists of two steps: we first filter the spurious fringes out of each image $I_i, i \in [1, 4]$ in their 2-D Fourier transform, and then convolved them with a Gaussian function to smooth the map of

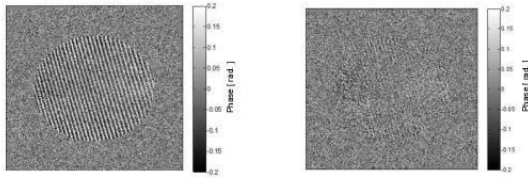


Figure 6: left: periodic bias of phase with cumulative 50 images, right: correction after model fitting (simulation)

the photometric correction. Then, we build the photometrically corrected images multiplying I_3 and I_4 as follows:

$$I'_3 = \frac{\tilde{I}_1}{\tilde{I}_3} I_3 \quad \text{and} \quad I'_4 = \frac{\tilde{I}_2}{\tilde{I}_4} I_4 \quad (29)$$

where \tilde{I}_i are the filtered images. This photometric correction does not exceed a few percent of the maximum intensity, and it eliminates all of the undesired fringes.

4.6. Testing the data processing with simulations

To test the complete data processing chain, we produced simulations of the whole CCD frame that include the quadruplet of Jupiter interferograms. The interferograms take into account the actual figure of Jupiter in the visible for the photometric part, and the solid-body rotation plus the mean zonal wind profile for the radial velocity part.

The continuum component $I_0(x, y)$ was obtained by “painting” a model of Jupiter, i.e., an oblate ellipsoid oriented as Jupiter was during our observations, with an actual planisphere of the planet in the visible (see Appendix A). The visible map of Jupiter was made and posted by Flavio Fortunato (www.astrobin.com/161663/b) based on lucky imaging observations at the same epoch as our observations. The maps were generated with a resolution of 0.1 deg/pix, between -79.8° and $+79.8^\circ$ planetographic latitudes.

As regards the wind circulation, we used the planetocentric zonal wind profiles obtained by Johnson et al. (in press in PSS) from cloud-tracking measurements obtained with the Hubble space telescope as part of the OPAL program in 2015 and 2016 (Simon et al., 2015). More precisely, the HST data were acquired with the Wide Field Camera (WFC3/UVIS) on Jan. 19, 2015 between 02:00 and 23:40 UT (this is about a month earlier than the DSI observations) in the F502N green filter. The maps used for the 2016 extraction were composed of Jupiter data acquired with WFC3/UVIS between Feb. 9, 2016 09:35 and Feb 10, 2016 05:12 UT (also about a month earlier than the DSI observations) in the F502N green filter.

From the simulated model, we calculate four sub-images with interferometric fringes, and apply the geometrical transformation to reproduce the relative distortions. The simulation also includes the photon noise, flux variations, field rotation through the night, degradation of the image by the instrumental

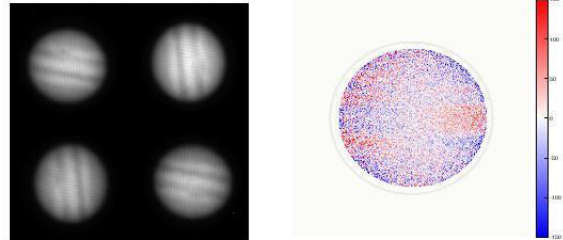


Figure 7: Left: simulation image CCD. Right: Example of result of simulation for cumulative residual velocity for one night with parameters corresponding to the observation of 02/18/2015. The zonal winds introduced in the noisy model appear clearly

Table 1: Mach-Zehnder setting for the two observation campaigns.

Year	OPD [μm]	Fringe contrast	Sensitivity S [$\text{rad km}^{-1}\text{s}^{-1}$]	Fringe period pixel #	Pixel FOV [arcsec]
2015	5140	3.5%	0.4	16	0.128
2016	5190	4.3%	0.4	28	0.131

PSF and the atmospheric turbulence, as for a typical observation night. It has to be noticed that the PSF not only affect the image quality, but also introduces a bias in the estimate of the velocity, as shown by . We treat this effect in the companion paper (Gaulme et al., 2018). It is obviously included in our simulated data. The simulated time series is then processed by the pipeline in the exact same way as science images. Figure 7 displays an example of simulated data (left) and the mean radial velocity v_{wind} resulting from a night of simulated data (right). No specific bias are visible on the mean velocity map, whereas we easily distinguish the signal caused by zonal winds. The simulations thus validates the procedure of data reduction within the limits of the assumptions taken into account. These simulations are eventually used to compare our results of the wind profile in section 5.

5. Observations of Jupiter in 2015 and 2016

5.1. Observing conditions

Two observation campaigns were organized in 2015 and 2016 with the prototype of the MZ. The Mach-Zehnder settings were slightly modified between both campaigns (Table 1). The optical setting were changed in laboratory after we updated the mechanical assembly of the MZ device. Also the fringes intervals was reduced to allows a correct sampling of the fringes upon the detector, and at the same time as tight as possible to keep a good-enough spatial resolution on the radial velocity maps.

Two observation campaigns (Tables 2 and 3) were conducted at the Calern Observatory (France), the first in February 2015 with 4 useful nights (24% duty cycle), and the second in March 2016 with 14 exploitable nights (16.4% duty cycle). Two different telescopes were used: the 1.5-m M EO azimuthal

telescope in 2015 and the 1-m C2PU-East equatorial telescope in 2016. In both cases the DSI instrument was installed on a fixed table at the coudé focus of the telescope. Such a configuration causes the image of Jupiter to rotate in the field of view of the instrument.

The exposure time of individual images is driven by the need of sampling fast-enough the expected oscillations of Jupiter, and having a sufficient signal-to-noise ratio (SNR) of the phase at each point. Indeed, the noise on the phase must be well below 2π for each pixel of a single image, otherwise we loose track of the absolute phase. These requirements led to choose a sample rate of 30s and an exposure time of 28.7s, by taking into account the detector's read-out time. For both campaigns, the optical interface of the telescope included a fast-steering mirror to compensate for guiding errors and atmospheric seeing. Thanks to the fast-steering mirror, the position of Jupiter in the field could be stabilized within 0.1 arcsec. In addition, during the first observing run, we observed a slow drift of the pupil that was related to the rotation of telescope. This causes the interferogram phase to slowly vary due to optical inhomogeneities in the MZ interferometer. For the second campaign, we implemented a correction of the pupil position by placing a slow steering mirror at the first focus plane at the entrance of the instrument. This allowed a stabilization of the pupil to better than 1/200 of its diameter.

The optical output of DSI is arranged to form four images of Jupiter on a CCD camera FLI4710 having 1024x1024 pixels. The field in each images is about 60 arcsec with a scale factor of 7.8 pixel arcsec⁻¹ for 2015 and 7.6 pixel arcsec⁻¹ for 2016. The maximum image rotation overnight was 112° in 2015 and 122° in 2016. The total transmission (telescope and instrument in 1nm band) was estimated to be 7% in 2015 and 15% in 2016. The difference of total transmission in between the 2015 and 2016 runs, which is related to the number of optical devices and optical quality, was enough to compensate for the loss of collecting area in between the two campaigns. In the end, the total effective flux was practically the same despite a 1-m versus a 1.5-m telescope.

5.2. Phase maps and noise level

We processed the complete times series taken during the 2015 and 2016 campaigns by following the protocol described in the previous sections. In Fig. 8, we display an example of data, where a phase map is corrected from the instrumental component, by applying Eq. 28 and filtering out the residual fringes caused by flat-field imperfections (see Sect. 4.5). This operation is applied to each acquisition. All the phase maps are rectified from optical distortions, centered and corrected from field rotation, so that they can be superimposed.

Once we have radial-velocity maps, a determining criterion to distinguish “good” from “bad” data is to estimate the noise level for each pixel for each map. We can derive the variance of the phase measurements from the normalized interferograms U and V (see Eq. 4 and Sect. 4.4). We derive the theoretical standard deviation expected for each point on a single image as from the actual number of photons for each image. In average,

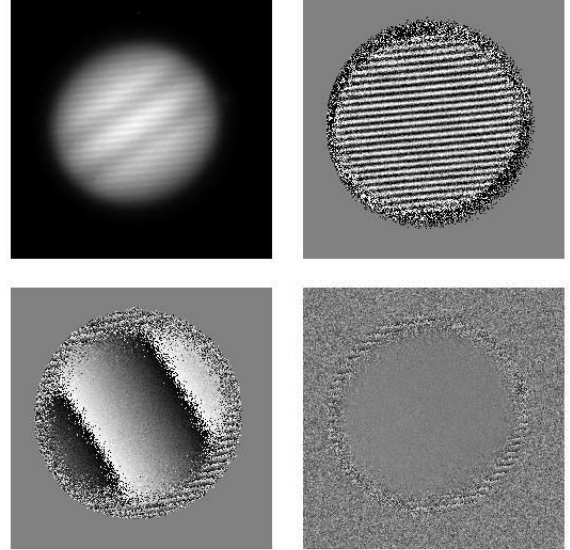


Figure 8: Top left: example of a Jupiter image obtained on March 3rd, 2016 at C2PU, where the rotation axis is tilted by about 45° on the detector. Top right: real part of the interferogram Z' as described in Eq. 28. Bottom left: phase map of Z'_D after subtracting the instrumental fringes from the complex interferogram Z'_{instr} . It shows the rotation of Jupiter, which produces a linearly increasing phase along the equator. Phase jumps correspond with phase getting larger than 2π . Bottom right: *residual* phase map, i.e., the phase of the complex interferogram Z'_{wind} .

the theoretical noise level based on the actual fringe contrast and photon noise during the 2015 and 2016 campaigns are:

$$\delta_\phi = \begin{cases} 0.38 \text{ rad} \equiv 928 \text{ ms}^{-1} & (2015) \\ 0.32 \text{ rad} \equiv 780 \text{ ms}^{-1} & (2016) \end{cases} \quad (30)$$

per pixel and per image.

Figure 9 shows two examples of estimating the noise level for a complete night of 2015 (February 17th) and 2016 (March 8th). The right images are the estimates of the photon noise level, based on the actual contrast and photon number averaged over the whole night, taking into account the discrepancy with phase quadrature. The left images represent the standard deviation between all the phase maps of the same night, showing the actual noise level. In 2015, the noise was measured on Jupiter to be 1.36 km s⁻¹ per pixel per image, which is about 30% larger than the photon noise that was measured that night, based on the flux measured on the detector. In 2016, we find a much better noise level of 820 m s⁻¹, compared to a theoretical level of 690 m s⁻¹ of the corresponding night.

5.3. Temporal and spatial evolutions of velocity maps

Assessing the long-term stability of the instrument involves monitoring the mean value of the phase of the complex interferogram Z'_D , computed on the whole disk of Jupiter (Fig. 10).

Starting date (UT) m-d-y, h:m:s	Ending date (UT) m-d-y, h:m:s	Sampling seconds	# of acquisitions	# selected	Duration h:m:s	Mean Intensity photons image ⁻¹	Mean FWHM arcsec
02-17-15, 18:33:40	02-18-15, 04:56:00	30	898	873	06:57:35	0.87 10 ⁹	2.5
02-18-15, 17:13:30	02-19-15, 05:00:00	30	1298	1249	09:57:26	1.05 10 ⁹	2.9
02-19-15, 17:39:30	02-20-15, 04:41:00	30	1058	899	07:10:01	1.14 10 ⁹	3.5
02-22-15, 19:31:30	02-23-15, 04:44:00	30	1086	1085	08:38:59	0.95 10 ⁹	2.8
03-03-16, 22:58:30	03-04-16, 04:29:00	30	305	0	00:00:00	-	-
03-05-16, 21:01:30	03-06-16, 04:18:30	30	872	819	06:31:45	1.24 10 ⁹	3.9
03-06-16, 20:37:30	03-07-16, 04:16:30	30	719	619	04:56:05	1.25 10 ⁹	2.5
03-07-16, 19:55:00	03-08-16, 04:12:30	30	949	898	07:09:32	1.27 10 ⁹	4.0
03-08-16, 19:56:00	03-09-16 04:08:30	30	956	943	07:31:04	1.32 10 ⁹	3.8
03-09-16, 22:05:00	03-10-16, 02:10:30	30	470	337	02:41:11	0.65 10 ⁹	3.3
03-10-16, 19:18:30	03-11-16, 04:00:00	30	987	841	06:42:16	1.17 10 ⁹	3.0
03-11-16, 20:20:30	03-12-16, 02:00:30	30	244	166	01:19:24	0.64 10 ⁹	2.6
03-12-16, 19:52:00	03-13-16, 03:51:30	30	986	968	07:43:01	1.11 10 ⁹	2.6
03-14-16, 20:02:00	03-15-16, 03:51:30	30	850	822	06:33:11	1.10 10 ⁹	2.3
03-18-16, 19:03:30	03-19-16, 03:26:30	30	988	982	07:49:43	1.24 10 ⁹	2.9
03-19-16, 21:00:00	03-20-16, 02:13:00	30	626	594	04:44:07	1.17 10 ⁹	2.9
03-20-16, 20:47:00	03-21-16, 22:56:00	30	248	230	01:50:01	0.70 10 ⁹	3.2
03-21-16, 20:19:00	03-22-16, 03:13:30	30	633	607	04:50:20	1.11 10 ⁹	3.2
03-22-16, 19:05:30	03-23-16, 00:26:00	30	17	0	00:00:00	-	-
03-23-16, 18:20:30	03-24-16, 03:05:00	30	971	910	07:15:17	0.85 10 ⁹	3.8

Table 3: Astronomical and physical configurations of Jupiter during the 2015 and 2016 campaigns.

	2015	2016
RA [h]	09.23 to 9.20	11.32 to 11.18
Dec [deg]	16.98 to 17.28	05.93 to 06.85
VMag	-2.55 to -2.53	-2.49 to -2.46
Eq. diameter [arcsec]	44.8 to 44.6	44.1 to 43.8
Max. altitude [deg.]	63.15 to 63.30	52.10 to 53.00
Phase [deg.]	2.420 to 3.420	0.340 to 3.200
Velocity J/E [km.s ⁻¹]	6.3 to 9.0	-1.6 to 8.17
Amp. E.rot [km.s ⁻¹]	0.32	0.33
Time over 20 deg Alt.	10h20	9h00
Opposition date	02-06-2015	03-08-2016
SEP LAT [deg.]	-0.15 to -0.13	-1.88 to -1.80
SSP LAT [deg.]	-0.06 to -0.08	-1.59 to 1.65
NP [deg.]	19.5 to 19.3	25.3 to 25.10

This time series shows the rotation of the Earth as well as the relative velocity between Jupiter and the Earth. We observe some fluctuations around theoretical expectations, which are caused by uncertainties on the exact position of Jupiter's center on the reference image. In addition, in 2015, the position of the pupil changed during the night due to the telescope optical configuration, which results in variations of the phase of the interferometric fringes, as indicated in Sect. 5.1.

In 2016, the pupil was stabilized into the MZ to avoid the phase variations caused by the pupil drift throughout the night. The mean temporal phase variations are less noisy than the previous year. However, other offsets appear, which can result from multiple causes. Firstly, the piezoelectric system was off during the first four nights, then switched on for calibration during two consecutive nights – sometimes needed for “lab” calibrations – resets its positions and may introduce an OPD offset. Secondly, long term temperature variations may affect

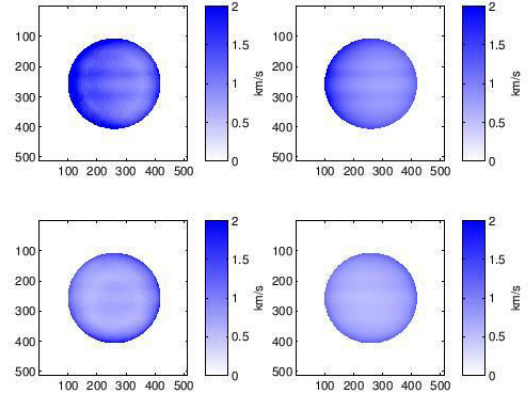


Figure 9: Comparison of noise for each pixel and on image between actual data (left) and theoretical photon noise estimate for the same image (right). The upper panel corresponds to an image taken in 2015, the lower in 2016.

the phase, even though the MZ interferometer is thermally controlled in its vacuum tank. Also, a general power flaw can generate phase discontinuities, as about 24 hours are required for the instrument to reach a thermal equilibrium. The first four observation nights of 2016 show no strong variations. The absolute stability for these four nights is of the order of 200 m s⁻¹, which is close to the level measured in laboratory tests (Gonçalves et al., 2016).

After removing the mean phase of each image, we remove from each image the instrumental phase and the solid rotation model. In the following, we call *residual* velocity maps the

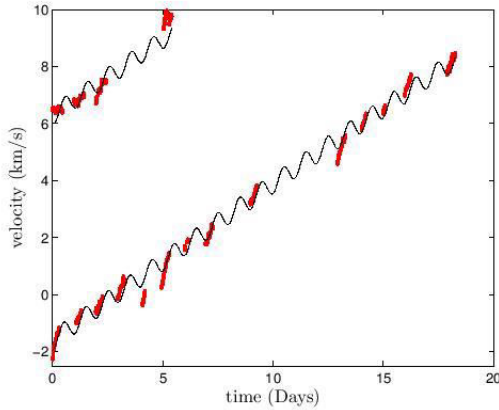


Figure 10: Time series of the mean radial-velocity of Jupiter for 2015 (top) and 2016 observations (bottom). Red lines are data and black curves theoretical radial-velocities from ephemeris.

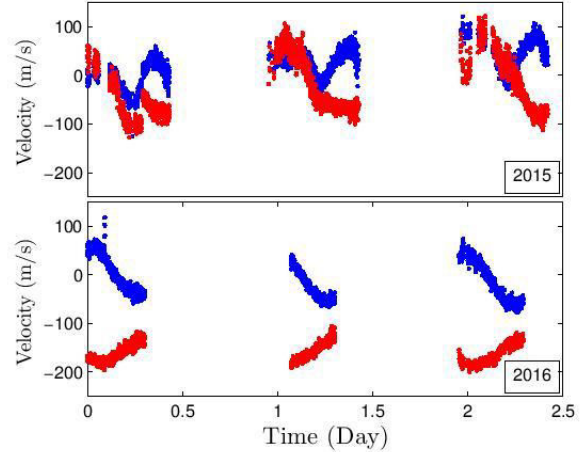


Figure 11: An illustration of the intensity and evolution of velocity map drift: North-South difference (blue) and East-West difference (red) for the first 3 days of 2015 (bottom) and 2016 (top)

maps that are both corrected from instrumental and solid body rotation, i.e., extracted from the phase of Z_{wind} . The residual velocity map is also corrected from the bias arising from the PSF effect, as explained in equation A.11. In order to estimate the stability of the residual maps, we measure the difference of velocity on four small areas of Jupiter's disk, namely, near the north, south, east, and west edges of the planet. This reveals biases between north-south and east-west directions (Fig. 11). The biases include a large constant component in 2016 (mostly east-west), which was much smaller in 2015, and a variable component. The constant bias could be explained by an uncertainty about the pixel size on the sky, which has no impact on the wind profile estimate. The variable part changes during the night in a relatively systematic way, which is correlated with the position of the telescope, and could have its origin on a slight modification of the instrumental phase maps during the night. One explanation is the evolution of the instrumental polarization when the multiple mirrors in the coudé train of the telescope rotate. The rotation of Jupiter in the field could also produce this effect, if for example the instrumental phase map had a slight change with respect to the calibration file. In 2015, motions of the pupil could also account for this bias. It has to be noticed that the variations are much more systematic in 2016 than in 2015. We explored possible causes of the observed effects with simulated data, but we could not identify a single origin, which means they are the result of multiple causes.

To overcome these biases, it is necessary to rely on their apparent intrinsic spatial and temporal properties, which are very different from the structures expected for the zonal winds. We therefore empirically model and remove them as much as we can from the final product.

5.4. Stacking the radial-velocity maps

To increase the SNR of the radial-velocity maps, we compute one averaged phase-map per night, by weighting each map with the photon noise of its corresponding image (i.e., individual weight per pixel for each image).

In Fig. 12, we note the presence of an important bias that dominates the mean radial-velocity map, but also horizontal structures that are compatible with radial velocities of zonal winds: in Doppler maps, prograde zonal winds will appear as a band with red in the west and blue in the east (color reversed for retrograde winds), as we see here. To get rid of the bias, we model it with a 2-D second-order polynomial in the form:

$$v_p(x, y) = p_1 + p_2x + p_3y + p_4x^2 + p_5xy + p_6y^2, \quad (31)$$

weighted by the inverse of the theoretical photon noise variance w . The filtering of such a second-order polynomial only affects the low spatial frequencies, and does not modify the shear structure of the zonal winds. We then subtract the 2-D polynomial fitting from the mean radial-velocity map to get a *flattened* map.

The polynomial fitting is not able to remove all of the biases, especially those that display jumps in the spatial domain, as we see in the southern hemisphere from the 2015 data. To get rid of the remaining spurious signals, we compute the *projected* radial-velocity along the x -axis, by adding up the radial velocity along each line. The result is an average radial-velocity profile as function of y , i.e., along the North-South (NS) direction. As for the polynomial fitting, the average profile is obtained by using weighted average:

$$v_{NS}(x) = \sum_y \frac{[v(x, y) - v_p(x, y)]w(x, y)}{w(x, y)}. \quad (32)$$

We then subtract line by line a smooth of v_{NS} from the previously flattened radial-velocity map (Fig. 12, right panel). A

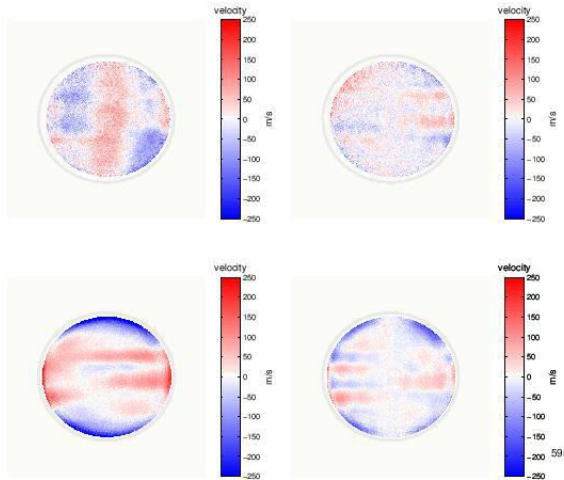


Figure 12: Top Left: sum of all phase maps for 2015 after removal of a East-West slope. Right : phase map after correction of a quadratic bias (see text). The Jupiter zone used corresponds to the region with at least 40 % of maximum flux that corresponds to 90 % of disk diameter(in gray). Bottom: same has below for 2016.

good reason for doing it that way is to force the Doppler signal to be zero along the central meridian, as it should be within the assumption of purely zonal circulation and observations during planetary opposition. Removing line by line the average Doppler shift makes the map cleaner, but does not affect the measurement of the slope, from which we calculate the zonal wind profile. However, such a process likely filters out possible meridional wind signal, which we do not aim at searching for in this work.

5.5. Average zonal wind profile

If we assume the zonal wind to be invariant as function of longitude and that all observations were done at exact planetary opposition, we can fit the mean radial-velocity map line by line with a 1-D polynomial (Fig. 13). Before doing so, it is necessary to rectify our Doppler maps from the inclination of Jupiter's rotation axis with respect to the observer. In particular, in 2016, this angle was 1.9° , which is close to its maximum value. Because of this inclination, a given parallel on Jupiter appears as a curved line on the detector. The correction consists of interpolating the velocity maps on a new set of coordinates (\tilde{x}, \tilde{y}) , where parallels are straight lines. In the new coordinate frame:

$$\tilde{x} = x \quad \text{and} \quad \tilde{y} = \tilde{R} \sin(\alpha + \beta) \quad (33)$$

with :

$$\tilde{R} = \sqrt{R^2 + (1 - \mu^2)y^2} \quad \text{and} \quad \beta = \arctan \frac{y}{\sqrt{R^2 - x^2 - \mu^2 y^2}} \quad (34)$$

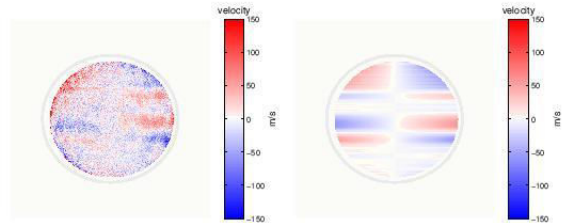


Figure 13: Left: Phase map cleaned and corrected of inclination axis for 2015. Right: Fit of a straight line for each latitude. The meridional value is forced to be 0.

where R is a equatorial Jupiter's radius in pixel, which was 349 and 334 pixels in 2015 and 2016 respectively.

With this correction, the data are placed in the frame where the jovian rotation axis is vertical and the latitudes are horizontal. The zonal wind profile is then given by the slope of the velocity map. For radial velocity of zonal wind, we approximately have $v_{\text{wind}} = \Omega_d x'$ and thus $\Omega_d = dv_r/dx$, where Ω_d is the differential angular rotation (angular rotation without the solid rotation). The zonal wind v_{zon} is then expressed as:

$$v_{\text{zon}} = \frac{dv_{\text{wind}}}{dx} \tilde{R} \cos(\text{lat}) \quad (35)$$

where "lat" stands for latitude. The value of dv_{wind}/dx is obtained with a linear fit weighted by the inverse of photons noise variance for each latitude. The resulting zonal velocity profile (v_{zon}) is then smoothed over the typical size of the PSF, i.e., about 15 pixels. The results for years 2015 and 2016 are shown in Fig. 14, where the Doppler wind profiles are compared to wind profile obtained from cloud tracking the same year (Johnson et al., 2017), by using the simulations explained in Sect. 4.6.

We add two types of error bars on the wind profile on the figure. The smallest one is the result of the calculation of the photon noise level, taking into account the true sensitivity and photon intensity at each latitude. It does not exceed 2 m s^{-1} in the central region. The largest error bar is calculated as the standard deviation of the measurements averaged every 15 minutes over all the nights for each observation run. The mean error is about 20 m s^{-1} , which is much larger than the corresponding photon noise. It includes some systematic variations of the bias along the night. It could also indicate genuine zonal winds variations with time, as we measure a mean profile at different local times. At this stage, we do not intent to measure these variations and just give a mean wind profile with its standard deviation, which overestimates the measurements error bars.

These results are compared with zonal wind profiles obtained by cloud tracking from HST at similar epoch (01-19-2015 and 02-09-2016) in the visible domain at 502 nm (Johnson et al., in press in PSS). For accurate comparison, we simulated radial velocity measurements corresponding to the cloud-tracking wind profile, taking into account the degradation by the atmospheric

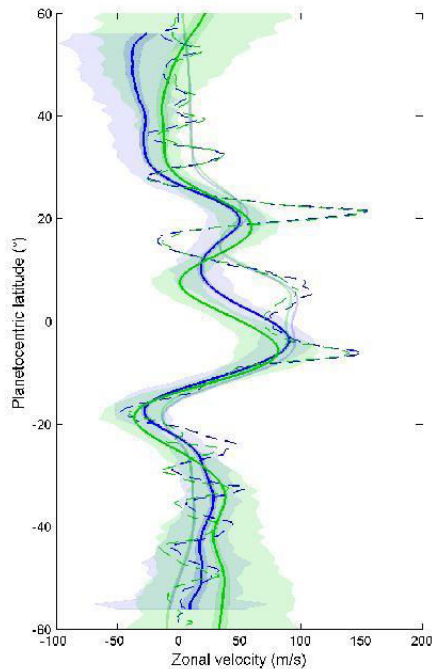


Figure 14: Mean zonal wind profile from Doppler measurements in 2015 (blue) and 2016 (green). The smallest error bars (darker) show the photon noise, the wide error bars (lighter) show the measurement standard deviation. Thin lines: Simulation of Doppler measurements using velocity profile from cloud tracking degraded by observation parameters in 2015 (in blue) and 2016 (in green). Dashed line: zonal wind profile from cloud tracking performed by Johnson et al. (in press in PSS) with HST data of 2015 and 2016.

turbulence, where the quality of the PSF corresponds to the conditions of our radial velocity observations. Overall, the Doppler measurements are in good agreement with cloud tracking (Fig. 14). However, we note a significant discrepancy between latitudes 0° and 15° , in particular around 5° N where zonal winds appear to be much slower than those derived from cloud tracking. We discuss this point in the next section.

6. Discussion and prospects

In this paper, we presented the first Jovian zonal wind profiles obtained by Doppler shift measurements of reflected solar lines in the visible domain. Unlike cloud tracking, the Doppler shift supposedly reflects the true motion of the atmosphere at the level where the light is reflected. The novelty of this measurement and the originality of the results – discrepancy at $\approx 5^\circ$ N – raise several questions.

The wind profiles shown in the previous section are obtained after removing large biases from the raw Doppler measurements. It is therefore legitimate to wonder about the signifi-

cance of the result. It has to be noticed that we are measuring winds of the order of a few tenth of m s^{-1} , whereas the total rotation rate is larger than 24 km s^{-1} side to side. A small error of about 2% on the scale factor, i.e. the pixel size on the sky, could produce the large East-West bias, as observed. This constant bias does not affect the wind profile, but only the absolute rotation rate, i.e. the zero velocity profile in Fig 14.

Other variable biases are observed mainly on each side of the velocity maps. They are averaged over each night. Technically speaking, there are physical reasons that can explain the biases that we observe. Linear or quadratic biases may arise from uncertainties on the photometric or geometric calibrations, no better than a few percent, which alter the most the measurements towards the edge of Jupiter. A part of the variable bias is clearly connected to the rotation of the telescope with respect to the instrument throughout the night. As said previously, it likely results from the instrumental polarization related with the output polarizer cubes, which induce a leakage in the reflected beams that is variable across the field. We plan to replace the cubes in the future. We also plan to test the possibility of depolarizing the beam at the entrance of the instrument. It has to be noticed that the varying bias is more systematic in 2016, once the pupil was stabilized. This means that we should be able to filter out more efficiently without altering the measurements. This is still the object of investigation.

In summary, the quadratic bias that we filtered out is a low spatial-frequency signal, and therefore cannot be considered to be responsible for the “quick” variations of the Jovian bands. From an observational point of view, our results can be regarded as robust as they are consistent over two consecutive years, with different instrumental settings and different telescopes configuration. However, they are quite surprising and clearly contradict the previous cloud tracking measurements in the Northern equatorial band (between 0 and 15 degrees latitude). It should be noticed that our profiles are consistent with cloud-tracking profiles elsewhere, in the southern hemisphere and above 25° N. The values found at latitudes higher than 40° (either North or South) are less reliable, since the filtering of instrumental bias may affect the profile at the northern and southern edges.

The region where the discrepancy arises is known to display peculiar properties with respect to other zones. Firstly, among all latitudes, this region is the one that shows the most temporal and longitudinal variability according to cloud-tracking measurements (García-Melendo et al., 2011; Tollefson et al., 2017a). This zone also has periodic dark spots which might well be the manifestation of a Rossby wave modes (Allison, 1990) that could affect the wind speed measurements derived by cloud tracking. All of this suggests that particular processes are at work at this latitude, and that the velocity measured by cloud tracking in this region does not necessary reflect the physical displacement of the particles, but that the apparent motion could be produced by traveling waves that modify the structure of the clouds. We do not believe that the thermal activity in the northern equatorial band could affect our Doppler shift measurements. Only solar lines are present in our narrow-band filter and are not affected by the activity on Jupiter. Brightness variations do not affect the velocity measurements, as proved

700 by the results in the southern hemisphere.

It has to be noticed that the Doppler shift cannot distinguish⁷⁰⁵ different directions of the motion and could result of other components than a pure zonal wind. In Gaulme et al. (submitted), we theoretically study how to retrieve the different components from Doppler maps taken at different rotation angle and phase.⁷¹⁰ At the considered latitudes, the Doppler measurements are al-⁷¹⁵ most insensitive to a meridional motion if it would exist. Another option would be the existence of vertical motions, rapidly changing with the local hour on Jupiter, and affecting the mean radial velocity slope along the latitude. This seems very un-⁷²⁰ realistic as it would requires vertical motions of the order of hundreds of m s^{-1} to explain the discrepancies. Thence, we consider that the Doppler measurement truly reflects the zonal⁷²⁵ motion of the gas, and clearly shows a much slower prograde wind in the northern equatorial band, between 0 and 15 degrees latitudes, that what was previously measured by cloud-tracking.

We consider therefore that the cloud tracking measurements⁷³⁰ in the northern equatorial band could be dominated by the effects of waves on the clouds, and fail to trace the actual gas motion. Previous studies pointed out to thermal waves propa-⁷³⁵ gating westward, and introducing a bias in the cloud tracking technique, minimizing the velocity of the eastward flux (Allison, 1990)**Raul, Tristan, another reference ?**. This effect is opposite to what we deduce from our Doppler measurements.⁷⁴⁰ Measurements of the actual velocity deduced from the Galileo probe proved that the wind is faster in the deep atmosphere that it is at the surface, reaching up to 170 m s^{-1} . We cannot be sure of the altitude of our measurements, as we integrate the reflected visible light at a given latitude. It might be possible⁷⁴⁵ that our measurements are dominated by the brightest features, which might have lower velocities if they are located at higher level. However, as we observe in a very narrow band in the visi-⁷⁵⁰ ble domain, we should see the same level that the cloud tracking in the green filter.

Recent *Juno* results also pointed out the peculiarity of this⁷⁵⁵ region and the asymmetry between the northern and southern hemispheres (Bolton et al., 2017) **Tristan: other reference ?**, as we see here. The present results does not seem to be com-⁷⁶⁰ patible with previous model of the zonal winds, but it certainly can be regarded as a new piece of the intriguing puzzle of the atmospheric dynamics in this region. We believe that our mea-⁷⁶⁵ surements could rise new model that will help to understand the *Juno* data.

At the moment, we cannot go further in the interpretation of⁷⁷⁰ the data. More observations are planned in Spring 2018, close to the Jovian opposition, and with a high continuity. We expect to have less bias in the absolute phase measurement by mini-⁷⁷⁵ mizing the possible effects of the polarisation. In the future, we plan to improve the instrumental set-up in order to decrease the bias. In particular, the use of an adaptive optics system at the⁷⁸⁰ C2PU telescope should avoid a large part of the PSF variations and distortions during the night. We also expect to study how the zonal winds change along the longitude on Jupiter.

Acknowledgments

The JOVIAL project is supported by the Agence Nationale de la Recherche under the contract number ANR-15-CE31-0014-01. Ivan Gonçalves's PhD is granted by Observatoire de la Côte d'Azur and the JIVE in NM project (NASA EPSCoR grant #NNX14AN67A). Patrick Gaulme was supported in part by the German space agency (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) under PLATO data grant 500O1501. Observations were performed with the support of the MéO and C2PU teams at the Caern observatory.

Appendix A. Model of Jupiter

Both a photometric and a radial-velocity models of Jupiter are needed for processing the data. As we see later on, a model of the photometric map of Jupiter is requested to estimate the position of the planet on the detector, and to estimate the amplitude of image alteration caused by atmospheric turbulence above the observatory, known as atmospheric seeing. In addition, as mentioned i, Eq. 15, a radial velocity map of the solid-body rotation component of Jupiter is needed to compute Z_{wind} .

By taking into account the oblateness of Jupiter, the contour of its edge on the detector is an ellipse of semi-major axis equal to the equatorial radius R_{eq} , and semi-minor axis b' . Its value is deduced from calculating the tangent point of the ellipse with the line of sight (Fig. A.15):

$$b' = R_{\text{eq}} \cos \alpha \sqrt{\tan^2 \alpha + \frac{1}{\mu^2}}, \quad (\text{A.1})$$

where α is an axial tilt of its rotation with respect to the sky plane, and μ is the ratio between the equatorial and polar radii. We use the Yoder (1995) terminology, which estimates Jupiter's oblateness coefficient to be $f = 0.0649$, such as $\mu = R_{\text{eq}}/R_{\text{pole}} = (1 - f)^{-1}$.

Here we consider the photometric profile of Jupiter's atmosphere in the visible to follow a Lambert law. The flux map inside the elliptic figure of Jupiter defined by Eq. A.1 is a function of the astronomical and physical parameters such as phase, radius, oblateness, and by assuming the Sun to be a point source. The coordinates used here are the same as in Fig. A.14 of the companion paper Gaulme et al. (submitted). We note the coordinate (x, y, z) with (x, y) in the sky plan or CCD plane, and (x', y', z') the natural coordinates to the ellipsoidal model with z' pointing to observer and y' to the north axis, x' is equal to x .

By associating the (x, y) coordinates frame to the detector, the assumption of a Lambertian surface leads to the expression of the flux:

$$I(x, y) = \vec{n} \cdot \vec{S} \quad (\text{A.2})$$

where \vec{n} is the normal vector of ellipsoid surface of Jupiter, and \vec{S} the source vector. In the case where $\alpha = 0$ we have:

$$\vec{n} = \frac{1}{\sqrt{x'^2 + \mu^4 y'^2 + z'^2}} \begin{pmatrix} x' \\ \mu^2 y' \\ z' \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} \sin \varphi \\ 0 \\ \cos \varphi \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

We can express z' according to x' and y' by:

$$z'(x', y') = \sqrt{R^2 - x'^2 - \mu^2 y'^2}, \quad (\text{A.5})$$

and therefore get:

$$I(x, y) = \frac{x \sin \varphi + \sqrt{R^2 - x^2 - \mu^2 y^2} \cos \varphi}{\sqrt{R^2 - \mu^2 (\mu^2 - 1) y^2}}, \quad (\text{A.6})$$

where φ is the phase angle, R is the equatorial radius of Jupiter on the detector after dropping the “eq” subscript. Here, we neglect the tilt α of Jupiter with respect to the observer, which leads to a bias less than 0.3% in relative intensity. On top of this, we attempted to insert a texture map that reproduces the actual image of Jupiter, based on some public photometric maps of Jupiter, but it appeared to be useless in practice because there is no such constant figure of Jupiter, as its atmospheric patterns evolve.

The radial velocity map associated with the solid-body component of Jupiter’s rotation is a function of the phase angle φ , the tilt of Jupiter’s rotation axis toward the observer α , and the oblateness μ . For a null solar phase and tilt, the radial velocity towards the Sun is simply $v_{\odot} = \Omega x'$, where Ω is the angular velocity and x' the abscissa along Jupiter’s equator. With non-zero phase and axial tilt the radial velocity fields with respect to the Sun v_{\odot} and the observer v_{O} are respectively:

$$v_{\odot} = \Omega (x' \cos \alpha \cos \varphi - z' \sin \varphi) \quad \text{and} \quad v_{\text{O}} = \Omega x' \cos \alpha. \quad (\text{A.7})$$

We neglected here the small latitude angle between the Jupiter-Earth direction and the Jupiter-Sun direction, which is less than 0.4° . We can express z' as a function of x and y :

$$z'(x, y) = N \sqrt{R^2 - x^2 - My^2} - My \sin \alpha \quad (\text{A.8})$$

with:

$$M = \frac{\tan^2 \alpha + 1}{\tan^2 \alpha + 1/\mu^2} \quad \text{and} \quad N = \frac{\cos^2 \alpha}{\mu} \sqrt{M} \quad (\text{A.9})$$

By replacing z' in Eq. (A.7) by Eq. (A.8) and x' by x , and considering that $v = v_{\text{O}} + v_{\odot}$, we get:

$$v = \Omega [(1 + \cos \alpha) x - (N \sqrt{R^2 - x^2 - My^2} - My \sin \alpha) \sin \varphi]. \quad (\text{A.10})$$

Hence, a model of the complex phase map of solid rotation is defined by $Z_{\text{J,rot}} = \exp(i S v_{\text{rot}})$ where $v_{\text{rot}} = (v_{\text{O}} + v_{\odot})/2$.

We may note that one of the main expected difficulty in processing the data lays on the accuracy of estimating Jupiter’s position, because 1 pixel, or 0.14 arcsec on the sky, corresponds to 75 m s^{-1} . The determination of Jupiter’s center as the barycenter of the image flux is sensitive to the transits of irregular and

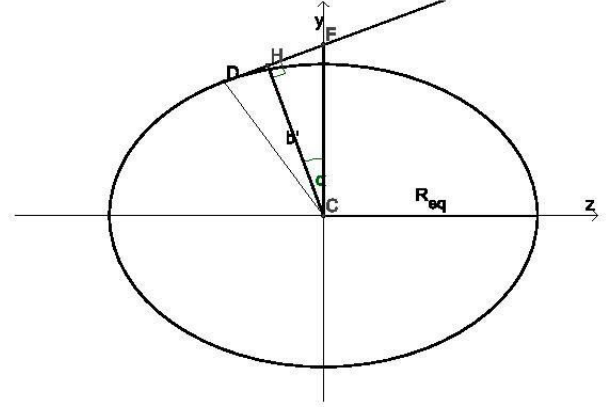


Figure A.15: Cut of the ellipsoid on the plane (y, z) . The line of sight is tangent to the ellipsoid in D , b' is the semi-minor axis of ellipse contour of Jupiter image.

variable atmospheric patterns, as well as moons and their shadows. As explained in Gaulme et al. (submitted), the determination of the edge of the image is also biased by the PSF. Therefore, we opted for a method based on fitting the position of the current acquisition image with the photometric image model degraded by the estimated atmospheric seeing at the time of acquisition.

The image PSF also affect the determination of the velocity, because of the simultaneous change of the intensity and the Doppler shift within the PSF, as explained in Gaulme et al. (2018). The effect is modeled by the equation

$$v(x, y) = \frac{\int \int V(u, w) F(u, w) P(x - u, y - w) du dw}{\int \int F(u, v) P(x - u, y - w) du dw} \quad (\text{A.11})$$

where V is the real velocity map, F is the real photometric map and P is the PSF.

Here, only the velocity term is convolved by the PSF. Actually, we should consider how the fringes are formed and calculate the effect of the PSF on the fringed images. Indeed, the fringes are not a linear function of the velocity. Only their phase is linear. However, a complete simulation demonstrated that the expression in the above equation is an excellent approximation of the velocity bias. We will then use it both in the simulated data and to correct the velocity maps on Jupiter.

References

- Allison, M., Feb. 1990. Planetary waves in Jupiter’s equatorial atmosphere. *Icarus*83, 282–307.
- Appourchaux, T., Grundahl, T., 2015. Asteroseismology observations and space missions. *Extraterrestrial Seismology*, Cambridge: Cambridge University Press, pp. 189–202.
- Asay-Davis, X. S., Marcus, P. S., Wong, M. H., de Pater, I., Sep. 2009. Jupiter’s shrinking Great Red Spot and steady Oval BA: Velocity measurements with the Advection Corrected Correlation Image Velocimetry automated cloud-tracking method. *Icarus*203, 164–188.

- Barrado-Izagirre, N., Rojas, J. F., Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Colas, F., Dauvergne, J. L., Peach, D., IOPW Team, Jun. 2013. Jupiter's zonal winds and their variability studied with small-size telescopes. *A&A*554, A74.
- Bolton, S. J., Adriani, A., Adumitroaie, V., Allison, M., Anderson, J., Atreya,⁹¹⁰ S., Bloxham, J., Brown, S., Connerney, J. E. P., DeJong, E., Folkner, W., Gautier, D., Grassi, D., Gulkis, S., Guillot, T., Hansen, C., Hubbard, W. B., Iess, L., Ingersoll, A., Janssen, M., Jorgensen, J., Kaspi, Y., Levin, S. M., Li, C., Lunine, J., Miguel, Y., Mura, A., Orton, G., Owen, T., Ravine, M., Smith, E., Steffes, P., Stone, E., Stevenson, D., Thorne, R., Waite, J., Durante, D.,⁹¹⁵ Ebert, R. W., Greathouse, T. K., Hue, V., Parisi, M., Szalay, J. R., Wilson, R., May 2017. Jupiter's interior and deep atmosphere: The initial pole-to-pole passes with the Juno spacecraft. *Science* 356, 821–825.
- Bundy, K., Bershady, M. A., Law, D. R., Yan, R., Drory, N., MacDonald, N., Wake, D. A., Cherinka, B., Sánchez-Gallego, J. R., Weijmans, A.-M.,⁹²⁰ Thomas, D., Tremonti, C., Masters, K., Coccato, L., Diamond-Stanic, A. M., Aragón-Salamanca, A., Avila-Reese, V., Badenes, C., Falcón-Barroso, J., Belfiore, F., Bizyaev, D., Blanc, G. A., Bland-Hawthorn, J., Blanton, M. R., Brownstein, J. R., Byler, N., Cappellari, M., Conroy, C., Dutton, A. A., Emmeslem, E., Etherington, J., Frinchaboy, P. M., Fu, H., Gunn, J. E., Hard-⁹²⁵ ing, P., Johnston, E. J., Kauffmann, G., Kinemuchi, K., Klaene, M. A., Knapen, J. H., Leauthaud, A., Li, C., Lin, L., Maiolino, R., Malanushenko, V., Malanushenko, E., Mao, S., Maraston, C., McDermid, R. M., Merrifield, M. R., Nichol, R. C., Oravetz, D., Pan, K., Parejko, J. K., Sanchez, S. F., Schlegel, D., Simmons, A., Steele, O., Steinmetz, M., Thanjavur, K.,⁹³⁰ Thompson, B. A., Tinker, J. L., van den Bosch, R. C. E., Westfall, K. B., Wilkinson, D., Wright, S., Xiao, T., Zhang, K., Jan. 2015. Overview of the SDSS-IV MaNGA Survey: Mapping nearby Galaxies at Apache Point Observatory. *ApJ*798, 7.
- Cacciani, A., Dolci, M., Moretti, P. F., D'Alessio, F., Giuliani, C., Micolucci,⁹³⁵ E., Di Cianno, A., Jun. 2001. Search for global oscillations on Jupiter with a double-cell sodium magneto-optical filter. *A&A*372, 317–325.
- Choi, D. S., Banfield, D., Gierasch, P., Showman, A. P., May 2007. Velocity and vorticity measurements of Jupiter's Great Red Spot using automated cloud feature tracking. *Icarus*188, 35–46.⁹⁴⁰
- Choi, D. S., Showman, A. P., Vasavada, A. R., Simon-Miller, A. A., Apr. 2013. Meteorology of Jupiter's equatorial hot spots and plumes from Cassini. *Icarus*223, 832–843.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., Moriarty-Schieven, G., Feb. 2012. Circulation of the Venus upper mesosphere/lower thermosphere: Doppler wind measure-⁹⁴⁵ ments from 2001–2009 inferior conjunction, sub-millimeter CO absorption line observations. *Icarus*217, 794–812.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., Moriarty-Schieven, G. H., Aug. 2008. Venus upper atmospheric CO, temperature, and winds across the afternoon/evening terminator from June 2007 JCMT sub-millimeter line observations. *PSS*56,⁹⁵⁰ 1344–1354.
- Deming, D., Reuter, D., Jennings, D., Bjoraker, G., McCabe, G., Fast, K., Wiedemann, G., Apr. 1997. Observations and Analysis of Longitudinal Thermal Waves on Jupiter. *Icarus*126, 301–312.
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Simon-Miller,⁹⁵⁵ A. A., Nixon, C. A., Gierasch, P. J., Romani, P. N., Bézard, B., Irwin, P., Bjoraker, G. L., Brasunas, J. C., Jennings, D. E., Pearl, J. C., Smith, M. D., Orton, G. S., Spilker, L. J., Carlson, R., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Parrish, P., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Biraud, Y., Fouchet, T., Ferrari, C., Owen,⁹⁶⁰ T. C., Abbas, M. M., Samuelson, R. E., Raulin, F., Ade, P., Césarsky, C. J., Grossman, K. U., Coradini, A., Jan. 2004. An intense stratospheric jet on Jupiter. *Nature*427, 132–135.
- Gabsi, Y., Bertaux, J. L., Hauchecorne, A., Schmitt, J., Guibert, S., Oct. 2008. Measuring Venus' winds using the Absolute Astronomical Accelerometer:⁹⁶⁵ Solid super-rotation model of Venus' clouds. *PSS*56, 1454–1466.
- García-Melendo, E., Arregi, J., Rojas, J. F., Hueso, R., Barrado-Izagirre, N., Gómez-Forrellad, J. M., Pérez-Hoyos, S., Sanz-Requena, J. F., Sánchez-Lavega, A., Feb. 2011. Dynamics of Jupiter's equatorial region at cloud top level from Cassini and HST images. *Icarus*211, 1242–1257.⁹⁷⁰
- García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Aug. 2001. A Study of the Stability of Jovian Zonal Winds from HST Images: 1995–2000. *Icarus*152, 316–330.
- Gaulme, P., Schmider, F.-X., Gay, J., Guillot, T., Jacob, C., Jul. 2011. Detection of Jovian seismic waves: a new probe of its interior structure. *A&A*531, A104.⁹⁷⁵
- Gaulme, P., Schmider, F. X., Gay, J., Jacob, C., Alvarez, M., Reyes-Ruiz, M., Belmonte, J. A., Fossat, E., Jeanneaux, F., Valtier, J.-C., Nov. 2008a. SYMPA, a dedicated instrument for Jovian seismology. II. Real performance and first results. *A&A*490, 859–871.
- Gaulme, P., Schmider, F. X., Gonçalves, I., 2018. Measuring planetary atmospheric dynamics with Doppler spectroscopy. *Icarus* (submitted).
- Gaulme, P., Schmider, F.-X., Grec, C., López Ariste, A., Widemann, T., Gelly, B., Aug. 2008b. Venus wind map at cloud top level with the MTR/THEMIS visible spectrometer. I: Instrumental performance and first results. *PSS*56, 1335–1343.
- Gonçalves, I., Schmider, F.-X., Bresson, Y., Dejonghe, J., Preis, O., Robbe-Dubois, S., Appourchaux, T., Boumier, P., Leclec'h, J.-C., Morinaud, G., Gaulme, P., Jackiewicz, J., Aug. 2016. Advances in the development of a Mach-Zehnder interferometric Doppler imager for seismology of giant planets. In: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*. Vol. 9908, p. 99083M.
- Johnson, P., Morales-Juberías, R., Simon, A., Gaulme, P., Wong, M., Cosentino, R. G., Nov. 2017. Longitudinal Variability in Jupiter's Zonal Winds Derived from Multi-wavelength HST Observations. *Planetary and Space Sciences* 000, 000–000.
- Lellouch, E., Witasse, O., Aug. 2008. A coordinated campaign of Venus ground-based observations and Venus Express measurements. *PSS*56, 1317–1319.
- Li, L., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., Porco, C. C., Del Genio, A. D., Ewald, S. P., Nov. 2004. Life cycles of spots on Jupiter from Cassini images. *Icarus*172, 9–23.
- Limaye, S. S., Mar. 1986. Jupiter - New estimates of the mean zonal flow at the cloud level. *Icarus*65, 335–352.
- Liming, L., Gierasch, P. J., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Flasar, F. M., Vasavada, A. R., Ingersoll, A. P., Banfield, D., Simon-Miller, A. A., Fletcher, L. N., Dec. 2008. Strong jet and a new thermal wave in Saturn's equatorial stratosphere. *GRL*35, L23208.
- Mac Low, M.-M., Ingersoll, A. P., Mar. 1986. Merging of vortices in the atmosphere of Jupiter - an analysis of Voyager images. *Icarus*65, 353–369.
- Machado, P., Luz, D., Widemann, T., Lellouch, E., Witasse, O., Sep. 2012. Mapping zonal winds at Venus' cloud tops from ground-based Doppler velocimetry. *Icarus*221, 248–261.
- Machado, P., Widemann, T., Luz, D., Peralta, J., Nov. 2014. Wind circulation regimes at Venus' cloud tops: Ground-based Doppler velocimetry using CFHT/ESPADONs and comparison with simultaneous cloud tracking measurements using VEx/VIRTIS in February 2011. *Icarus*243, 249–263.
- Machado, P., Widemann, T., Peralta, J., Gonçalves, R., Donati, J.-F., Luz, D., Mar. 2017. Venus cloud-tracked and doppler velocimetry winds from CFHT/ESPADONs and Venus Express/VIRTIS in April 2014. *Icarus*285, 8–26.
- Mitchell, J. L., Beebe, R. F., Ingersoll, A. P., Garneau, G. W., Sep. 1981. Flow fields within Jupiter's Great Red SPOT and White Oval BC. *JGR*86, 8751–8757.
- Morales-Juberías, R., Sánchez-Lavega, A., Lecacheux, J., Colas, F., May 2002a. A Comparative Study of Jovian Anticyclone Properties from a Six-Year (1994–2000) Survey. *Icarus*157, 76–90.
- Morales-Juberías, R., Sánchez-Lavega, A., Lecacheux, J., Colas, F., Dec. 2002b. A Comparative Study of Jovian Cyclonic Features from a Six-Year (1994–2000) Survey. *Icarus*160, 325–335.
- Mosser, B., Mekarnia, D., Maillard, J. P., Gay, J., Gautier, D., Delache, P., Jan. 1993. Seismological observations with a Fourier transform spectrometer - Detection of Jovian oscillations. *A&A*267, 604–622.
- Owen, C. B., Makedon, F., Nov. 1996. High Quality Alias Free Image Rotation. In: *Conference Record of The Thirtieth Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers*. Vol. 1. Dartmouth College, Computer Science, pp. 115–119.
- Porco, C. C., West, R. A., McEwen, A., Del Genio, A. D., Ingersoll, A. P., Thomas, P., Squyres, S., Dones, L., Murray, C. D., Johnson, T. V., Burns, J. A., Brahic, A., Neukum, G., Veverka, J., Barbara, J. M., Denk, T., Evans, M., Ferrier, J. J., Geissler, P., Helfenstein, P., Roatsch, T., Throop, H., Tiscareno, M., Vasavada, A. R., Mar. 2003. Cassini Imaging of Jupiter's Atmosphere, Satellites, and Rings. *Science* 299, 1541–1547.
- Reuter, D. C., Simon-Miller, A. A., Lunsford, A., Baines, K. H., Cheng, A. F., Jennings, D. E., Olkin, C. B., Spencer, J. R., Stern, S. A., Weaver, H. A., Young, L. A., Oct. 2007. Jupiter Cloud Composition, Stratification, Convection, and Wave Motion: A View from New Horizons. *Science* 318, 223.
- Schmider, F.-X., Fossat, E., Mosser, B., Aug. 1991. Possible detection of Jovian global oscillations. *A&A*248, 281–291.

- Schmider, F. X., Gay, J., Gaulme, P., Jacob, C., Abe, L., Alvarez, M., Belmonte, J. A., Fossat, E., Gelly, B., Guillot, T., Jeanneaux, F., Mosser, B., Valtier, J.-C., Nov. 2007. SYMPA, a dedicated instrument for Jovian seismology. I. Principle and performance. *A&A*474, 1073–1080.
- Simon, A. A., Wong, M. H., Orton, G. S., Oct. 2015. First Results from the Hubble OPAL Program: Jupiter in 2015. *The Astrophysical Journal* 812, 55.
- Simon-Miller, A. A., Gierasch, P. J., Beebe, R. F., Conrath, B., Flasar, F. M., Achterberg, R. K., the Cassini CIRS Team, Jul. 2002. New Observational Results Concerning Jupiter's Great Red Spot. *Icarus*158, 249–266.
- Simon-Miller, A. A., Rogers, J. H., Gierasch, P. J., Choi, D., Allison, M. D., Adamoli, G., Mettig, H.-J., Apr. 2012. Longitudinal variation and waves in Jupiter's south equatorial wind jet. *Icarus*218, 817–830.
- Somig, M., Livengood, T., Sonnabend, G., Kroetz, P., Stupar, D., Kostiuik, T., Schieder, R., Aug. 2008. Venus upper atmosphere winds from ground-based heterodyne spectroscopy of CO₂ at 10 μ m wavelength. *PSS*56, 1399–1406.
- Somig, M., Livengood, T. A., Sonnabend, G., Stupar, D., Kroetz, P., Feb. 2012. Direct wind measurements from November 2007 in Venus' upper atmosphere using ground-based heterodyne spectroscopy of CO₂ at 10 μ m wavelength. *Icarus*217, 863–874.
- Soulat, L., Schmider, F.-X., Robbe-Dubois, S., Appourchaux, T., Bresson, Y., Daban, J.-B., Gaulme, P., Gay, J., Gouvet, C., Sep. 2012. Echoes: a new instrumental concept of spectro-imaging for Jovian seismology. In: *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. Vol. 8442 of *Proc. SPIE*. p. 84424M.
- Stamp, A. P., Dowling, T. E., Oct. 1993. Jupiter's winds and Arnol'd's second stability theorem: Slowly moving waves and neutral stability. *JGR*98, 18.
- Tollefson, J., Wong, M. H., de Pater, I., Simon, A. A., Orton, G. S., Rogers, J. H., Atreya, S. K., Cosentino, R. G., Januszewski, W., Morales-Juberías, R., Marcus, P. S., Nov. 2017a. Changes in Jupiter's Zonal Wind Profile preceding and during the Juno mission. *Icarus* 296, 163–178.
- Tollefson, J., Wong, M. H., Pater, I. d., Simon, A. A., Orton, G. S., Rogers, J. H., Atreya, S. K., Cosentino, R. G., Januszewski, W., Morales-Juberías, R., Marcus, P. S., Nov. 2017b. Changes in Jupiter's Zonal Wind Profile preceding and during the Juno mission. *Icarus*296, 163–178.
- Traub, W. A., Carleton, N. P., Jun. 1975. Spectroscopic observations of winds on Venus. *Journal of Atmospheric Sciences* 32, 1045–1059.
- Vasavada, A. R., Ingersoll, A. P., Banfield, D., Bell, M., Gierasch, P. J., Belton, M. J. S., Orton, G. S., Klaassen, K. P., DeJong, E., Breneman, H. H., Jones, T. J., Kaufman, J. M., Magee, K. P., Senske, D. A., Sep. 1998. Galileo Imaging of Jupiter's Atmosphere: The Great Red Spot, Equatorial Region, and White Ovals. *Icarus*135, 265–275.
- Widemann, T., Lellouch, E., Campargue, A., Oct. 2007. New wind measurements in Venus lower mesosphere from visible spectroscopy. *PSS*55, 1741–1756.
- Widemann, T., Lellouch, E., Donati, J.-F., Aug. 2008. Venus Doppler winds at cloud tops observed with ESPaDOnS at CFHT. *PSS*56, 1320–1334.
- Wyant, J. C., Nov. 1975. Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems. *Appl. Opt.* 14, 2622–2626.
- Yoder, C. F., 1995. Astrometric and Geodetic Properties of Earth and the Solar System. In: Ahrens, T. J. (Ed.), *Global Earth Physics: A Handbook of Physical Constants*, p. 1.
- Young, A. T., Schorn, R. A., Young, L. D. G., Crisp, D., Jun. 1979. Spectroscopic observations of winds on Venus. I - Technique and data reduction. *Icarus* 38, 435–450.
- Young, L. A., Yelle, R. V., Young, R., Sciff, A., Kirk, D. B., Jan. 2005. Gravity waves in Jupiter's stratosphere, as measured by the Galileo ASI experiment. *Icarus*173, 185–199.

Measuring Planetary Atmospheric Dynamics with Doppler Spectroscopy

Patrick Gaulme^{1,2,3}, François-Xavier Schmider⁴, Ivan Gonçalves⁴

¹ Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077, Göttingen, Germany

² Department of Astronomy, New Mexico State University, P.O. Box 30001, MSC 4500, Las Cruces, NM 88003-8001, USA

³ Physics Department, New Mexico Institute of Mining and Technology, 801 Leroy Place, Socorro, NM 87801, USA

⁴ Laboratoire Lagrange, Université de Nice Sophia Antipolis, UMR 7293, Observatoire de la Côte d'Azur (OCA), Nice, France

Abstract

Doppler imaging spectroscopy is the most reliable way to directly measure wind speeds of planetary atmospheres of the Solar system. However, most knowledge about atmospheric dynamics has been obtained with cloud-tracking technique, which consists of tracking visible features from images taken at different dates. Doppler imaging is as challenging – motions can be less than 100 m s^{-1} – as appealing because it measures the speed of cloud particles instead of large cloud structures. Significant difference is expected in case of atmospheric waves interfering with cloud structures. The purpose of this paper is to provide a theoretical basis for conducting accurate Doppler measurements of planetary atmospheres, especially from the ground with reflected solar absorption lines. We focus on three aspects which lead to significant biases. Firstly, we fully review the *Young* effect, which is an artificial radial velocity field caused by the solar rotation that mimics a retrograde planetary rotation. Secondly, we extensively study the impact of atmospheric seeing and show that it modifies the apparent location of the planet in the sky whenever the planet is not observed at full phase (opposition). Besides, the seeing convolves regions of variable radial velocity and photometry, which tends to reduce the apparent amplitude of atmospheric motions. Finally, we propose a method to interpret data, i.e., how to retrieve zonal, meridional, and vertical circulation from radial velocity maps, by optimizing the signal to noise ratio.

Keywords: Atmospheres, dynamics, Instrumentation, Spectroscopy, Venus, Jupiter

1. Introduction

For dense atmospheres in the solar system, wind measurements mostly come from the cloud tracking technique. The method consists of following cloud features at specific wavelengths taken on image pairs obtained at different times, to retrieve the wind speed before cloud structures evolve or disappear (Sánchez-Lavega et al., 2008; Peralta et al., 2008; Moissl et al., 2009; Peralta et al., 2012). This method has also provided results with spacecrafts that flew-by or orbited planets (e.g. Choi et al., 2007). Cloud tracking indicates the motion of large cloud structures (limited by spatial resolution), which is rather an indication of the speed of iso-pressure regions, than the speed of the actual cloud particles. A complementary solution to access direct wind speed measurement is Doppler spectrometry, because it measures the actual speed of cloud particles. So far, most observational efforts with Doppler measurements of dense planetary atmospheres have been dedicated to Venus and Jupiter, for two distinct reasons.

Doppler spectrometry was envisioned for Venus to understand its atmospheric circulation as it is a mostly featureless planet. First attempts based on visible spectrometry were performed in the 1970s, but did not lead to robust results (Traub and Carleton, 1975; Young et al., 1979). In 2007, a significant international effort was organized to support the atmospheric observations of Venus by ESA mission Venus Express (VEx)

(Lellouch and Witasse, 2008). The objective was to measure the atmospheric circulation using different spectral ranges, to probe different altitudes in the Venus mesosphere. Significant results on the upper mesospheric dynamics were obtained using mid-infrared heterodyne spectroscopy (Sornig et al., 2008, 2012) and millimeter and submillimeter wave spectroscopy (Clancy et al., 2008, 2012) but Doppler spectroscopy is more challenging at shorter wavelength. Visible observations of solar Fraunhofer lines scattered by Venus clouds have provided the only ground-based wind measurements in recent years (Widemann et al., 2007, 2008; Gabsi et al., 2008; Gaulme et al., 2008b; Machado et al., 2012, 2014, 2017).

The use of Doppler spectrometry for giant planets, Jupiter in particular, was inspired by its success with helioseismology to probe their deep internal structures (e.g., Appourchaux and Grundahl, 2013). The principle relies on the detection of global oscillation modes, whose properties are function of the internal density profile. Giant planets being mostly fluid and convective, their seismology is much closer to that of solar-like stars than that of terrestrial planets. The basic principle relies on monitoring the position of a spectral line that probes an atmospheric level where the amplitude of acoustic modes is maximum. So far, resonant cell (Schmider et al., 1991; Cacciani et al., 2001) and Fourier transform spectrometry (FTS, e.g., Mosser et al., 1993; Schmider et al., 2007; Gonçalves

et al., 2016) have been considered. Two dedicated instruments were subsequently designed: the SYMPA instrument was an FTS based on a Mach-Zehnder interferometer (Schmider et al., 2007) which has provided so far the best possible detection of Jupiter’s oscillations (Gaulme et al., 2011). Since then, the new instrument JOVIAL/JIVE, inherited from SYMPA, has been developed and tested to perform both atmospheric dynamics of dense atmospheres and seismic measurements of Jupiter and Saturn (Gonçalves et al., 2016, and in prep.).

In this paper, we first study the influence of two possible sources of biases regarding Doppler spectroscopic measurements of planetary atmospheres. On one hand, we review and extensively revise the impact of the solar rotation on radial velocity measurements, which was originally studied by Young (1975) in the case of Venus (Sect. 2). On the other hand, we consider the impact of atmospheric seeing on both positioning on the planet and on radial velocity maps (Sect. 3). In a third part, we focus on how to retrieve zonal and meridional components of atmospheric circulation from radial velocity maps (Sect. 4).

2. Effect of the apparent diameter of the Sun

2.1. The Young effect

Young (1975) was the first to point out that the apparent diameter of the Sun as seen from Venus causes an artificial radial velocity field on it. Indeed, rays from different part of the Sun, which display different radial velocities, reach the planet with (slightly) different incidence angles. Regions of the Sun that are closer to Venus’ horizon contribute less to the reflected solar spectrum than regions closer to zenith. Thus, the radial velocity integrated over the whole solar disk is not zero in a given point of Venus. In other words, even if Venus would not be rotating, we would still measure a Doppler shift near the Venus terminator, and that Doppler shift would mimic a retrograde rotation because the solar rotation is prograde.

Despite its pioneering aspect, Young (1975)’s analytical description of the artificial Doppler shift on Venus is erroneous, and is only valid at the equator as we later show. Nonetheless, most authors who hitherto worked with Doppler spectroscopic data of Venus used Young’s formulation and certainly got biases in their results and conclusions (Widemann et al., 2007, 2008; Gabsi et al., 2008; Machado et al., 2012, 2014, 2017). We propose a revised analytical description of the “Young” effect with the same approximations used by Young (1975), as well as a more comprehensive numerical simulation.

2.2. Mathematical description

In this section, we focus on Venus, as this effect is almost negligible for external planets, even though our analysis is valid for any planet of the solar system. Note we do not consider Mercury, as such a kind of measurements is useful only to monitor dynamics of optically thick atmospheres and not solid surfaces covered by fixed contrasted features. To express the artificial Doppler shift ΔV_Y , known as *Young* effect, we assume that the uppermost cloud layer of the considered planet is a flat

surface. Within this assumption, at a given point on Venus, the intensity of a ray coming from the Sun is proportional to the cosine of the incidence angle (solar-zenith angle) γ .

There are two factors driving the *Young* effect, of which one was not considered by Young himself. Firstly, as originally considered, the variation of incidence angle from different parts of the Sun results in averaging regions with different radial velocities and intensities. Besides, the center part of the Sun appears brighter than the edge – limb darkening effect – which slightly counterbalances the artificial Doppler signal, by giving more importance to regions with low radial velocities. Secondly, the inclination of the solar rotation axis with respect to the horizon modulates the *Young* effect. For example, near Venus poles, where the solar rotation axis is perpendicular to the horizon, both the blue and red side of the Sun reach the surface in a symmetrical fashion and average out. To the contrary on Venus morning terminator, the blue side of Venus rises first and the artificial Doppler signal is maximum (Fig. 1). This second factor was not considered by Young (1975), which explains why his formulation was erroneous.

In other words, the parameters that drive the *Young* effect are: 1) the angle of solar incidence γ (solar-zenith angle); 2) the inclination θ of the solar rotation axis with respect to the local horizon. Let us consider the coordinate system that connects the sub-solar to the anti-solar points of Venus (Fig. 1). The incidence angle γ is uniform along parallels of this system of coordinates, while the tilt of the solar spin axis with respect to the horizon θ is uniform along the meridians. In a given point on Venus of solar incidence γ and rotation axis inclination θ , the artificial Doppler effect is the integral of the radial velocity map weighted by the differential photometry:

$$\Delta V_Y(\gamma, \theta) = \frac{\int_{-R}^R \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} I_{LD}(x, y) \cos(\gamma - y) \Delta V_{\odot}(x, y, \theta) dx dy}{\int_{-R}^R \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} I_{LD}(x, y) \cos(\gamma - y) dx dy} \quad (1)$$

where $I_{LD}(x, y)$ is the limb-darkening law of the Sun, $\Delta V_{\odot}(x, y, \theta)$ is the radial velocity field of the solar surface, both expressed in the frame (x, y) centered on the solar disk (Fig. 2).

2.3. Approximated analytical solution

In this section, we demonstrate the analytical expression of the *Young* effect, by assuming the same approximations that were used by Young (1975). The first approximation consists of considering the Sun as a solid rotator, i.e., with uniform rotation period as function of latitude, which is actually quite far from the actual Sun, for which differential is significant (24 days at equator and 38 in polar regions, according to Snodgrass and Ulrich, 1990). The second approximation consists of neglecting any solar limb-darkening, which is not accurate either (e.g., Allen, 1973). The third approximation consists of considering Venus at top-cloud level as a Lambert scattering surface, i.e. iso-scattering by surface element. Notations for angles are described in Fig. 3.

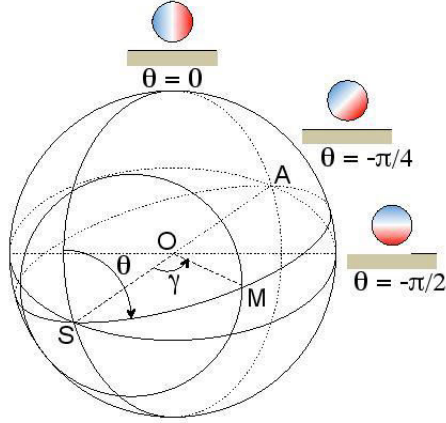


Figure 1: Reference frame used to express the *Young* effect. The points S and A are the sub-solar and anti-solar points respectively, O is the center of the coordinates and M a given point on the planet. In this frame, the angles of incidence γ and horizon inclination θ are uniform along parallels and meridians respectively. The sub-pictures represent the radial velocity map of the Sun as seen with $\theta = [0, \pi/4, \pi/2]$. The artificial radial velocity is not observed along the meridian $\theta = 0$, while it is maximum along $\theta = \pi/2$.

The radial velocity map of a solid rotator as seen from its equatorial plane is a linear function of the coordinates on the considered rotator. Let us consider the (x', y') system centered on the Sun and tilted accordingly to its rotation axis (Fig. 3), the radial velocity field $\Delta V_{\odot}(x', y')$ of the solar surface is:

$$\Delta V_{\odot}(x', y') = \frac{V_{\text{eq}}}{R} x', \quad (2)$$

where V_{eq} is the solar equatorial velocity and R the solar apparent diameter as seen from Venus, with x, y , and R are expressed in arcsec. By considering that the Sun is tilted by the angle θ , it re-expresses in the local system (x, y) of Venus: :

$$\Delta V_{\odot}(x, y, \theta) = \frac{V_{\text{eq}}}{R} (x \cos \theta + y \sin \theta). \quad (3)$$

Since we neglect the solar limb-darkening, Eq. 1 gets simplified:

$$\begin{aligned} \Delta V_{\gamma}(\gamma, \theta) &= \frac{V_{\text{eq}}}{R} \frac{\int_{-R}^R \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} \cos(\gamma-y) (x \cos \theta + y \sin \theta) dx dy}{\int_{-R}^R \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} \cos(\gamma-y) dx dy} \quad (4) \\ &= \frac{V_{\text{eq}}}{R} \sin \theta \frac{\int_{-R}^R y \sqrt{R^2-y^2} \cos(\gamma-y) dy}{\int_{-R}^R \sqrt{R^2-y^2} \cos(\gamma-y) dy} \end{aligned}$$

By assuming that $y \ll \gamma$, which is true except for the sub-solar area, we can develop $\cos(\gamma-y)$ into $\cos \gamma + y \sin \gamma$ and analytically solve the integral:

$$\Delta V_{\gamma}(\gamma, \theta) = \frac{V_{\text{eq}}}{R} \sin \theta \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma} \frac{\int_{-R}^R y^2 \sqrt{R^2-y^2} dy}{\int_{-R}^R \sqrt{R^2-y^2} dy} \quad (6)$$

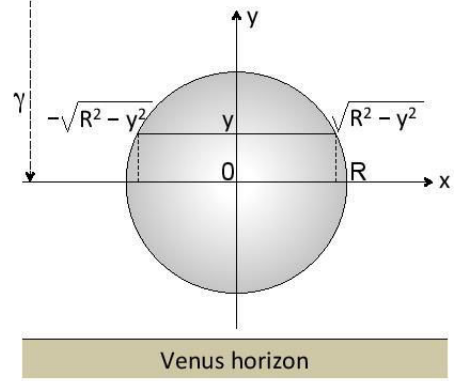


Figure 2: Schematic view of the photometric aspect of the Sun as seen from Venus. The angle γ is the solar-zenith angle, i.e., the angle between the zenith and the center of the Sun. The system of coordinates (x, y) is centered on the Sun; the y -axis points to the zenith. Hence, the ordinate of the solar region closest to the horizon is $\gamma - y$.

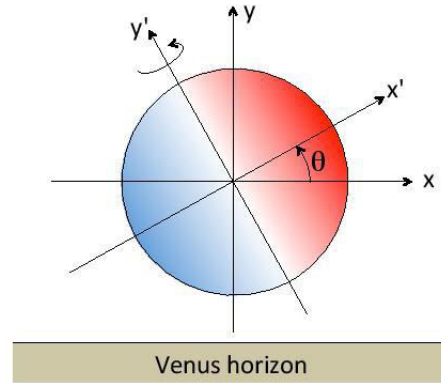


Figure 3: Schematic view of the radial-velocity map of the Sun as seen from Venus. The solar rotation axis is tilted by the angle θ . The system of coordinates (x, y) is the frame in which we compute the integral in Eq. 1, while (x', y') is the system in which the solar rotation is described.

The integration of the latter expression leads to a revised version of the *Young* effect:

$$\Delta V_{\gamma}(\gamma, \theta) = \frac{V_{\text{eq}} R}{4} \tan \gamma \sin \theta \quad (7)$$

By assuming a solar equatorial velocity of 2 km s^{-1} , and by considering that the apparent solar radius as seen from Venus is $6.43 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$, $V_{\text{eq}} R/4 \approx 3.2$. Our expression differs from Young's only by the introduction of the $\sin \theta$ dependence. The numerical simulation that is described in the next section will allow us to adjust the amplitude factor – here 3.2 – when we take into account the solar limb darkening and differential rotation.

2.4. Numerical simulations

It is impossible to analytically integrate Eq. (1) without significant approximations, as considering $y \ll \gamma$. We opt for a nu-

merical simulation based on the observational knowledge of the Sun's limb darkening and differential rotation. The simulations are built into two steps. First, we make a Venus 3-dimension model that we project into a 2-dimension frame, on which the angles γ and θ are known for each point of Venus surface (see Appendix A). Secondly, for each point on Venus, we simulate the rotating Sun and integrate Eq. (1).

To simulate Venus, we express the latitude λ and longitude ϕ in the coordinate system associated with the day-side of the planet. In other words, the ordinate does not cross the geographic poles as Venus is tilted by about 3° . In the following, when we mention "equator" and "poles", we refer to the day-side frame and *not* the geographic coordinate system. Latitudes run from 0 at the equator to $\pi/2$ at the poles in both hemispheres, whereas longitudes run from 0 at the evening terminator to π at the morning terminator.

From simple trigonometric considerations, the two angles γ and θ can be expressed as function of Venus latitude and longitude:

$$\gamma = \cos^{-1}(\cos \lambda \cos \phi) \quad (8)$$

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{\sin \phi}{\tan \lambda}\right) \quad (9)$$

In each position on Venus we consider both the solar photometric map, i.e. a disk dominated by the limb darkening law weighted by $\cos(\gamma - y)$, and the radial velocity map, which includes the solar differential rotation and the inclination θ with respect to the local horizon. According to Allen (1973), the limb darkening law can be described as a quadratic law:

$$I(\mu) = I(0) \left[1 - u_2(1 - \mu) - v_2(1 - \mu^2) \right], \quad (10)$$

where $\mu = \cos \gamma_\odot$, and where γ_\odot is the angle between the normal to the solar surface and the direction pointing at the observer. A point located at a radius r from the solar center is function of the γ_\odot angle as $r = R \cos \gamma_\odot$. Hence, $\mu = \cos(\sin^{-1}(r/R))$, i.e., $\mu = \sqrt{1 - (r/R)^2}$. Therefore, Eq. (10) can be expressed in the (x, y) coordinate system:

$$I_{LD}(x, y) = 1 - u_2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R^2}} \right) - v_2 \frac{x^2 + y^2}{R^2} \quad (11)$$

where we set $I(0) = 1$. From Allen (1973), the solar limb darkening coefficients are u_2 and v_2 are given for the whole visible range.

According to Snodgrass and Ulrich (1990), the angular velocity of the solar differential rotation can be described with the function:

$$\Omega_\odot = A + B \sin^2 \lambda_\odot + C \sin^4 \lambda_\odot \quad (12)$$

where λ_\odot is the solar latitude, and $A = 2.97 \pm 0.01$, $B = -0.48 \pm 0.04$, and $C = -0.36 \pm 0.05 \mu\text{rad s}^{-1}$. The rotation velocity map is then $R_\odot \Omega_\odot \cos \lambda_\odot$, and the radial velocity map ΔV_\odot is the projection of it towards Venus:

$$\Delta V_\odot = R_\odot \left(A + B \sin^2 \lambda_\odot + C \sin^4 \lambda_\odot \right) \cos \lambda_\odot \cos \phi_\odot, \quad (13)$$

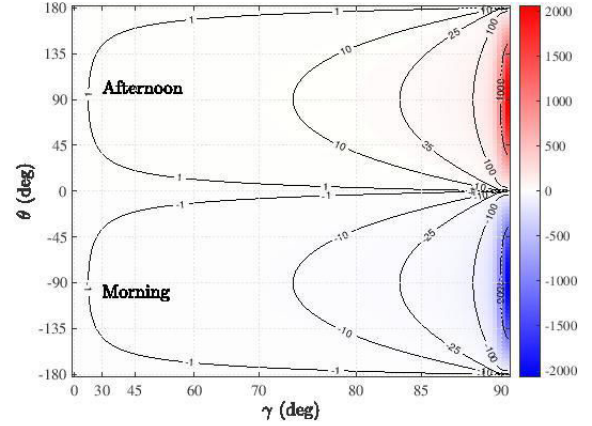


Figure 4: Numerical computation of the *Young* effect for Venus as function of the incidence angle γ and the solar rotation axis inclination with respect to the horizon θ , both expressed in degrees. Note the x -axis is not linear to enhance the large values of the effect at large incidence angles. Angles $\theta > 0$ correspond to the afternoon hemisphere of Venus, and $\theta < 0$ to the morning hemisphere.

where R_\odot is the solar radius in meters, and ϕ_\odot the solar longitude as seen from Venus, ranging from 0 to π . The numerical integration of Eq. (1) is therefore the sum of the solar radial velocity map ΔV_\odot times the photometric contribution $I_{LD} \cos(\gamma - y)$, then normalized by the sum of the photometric term. We simulated the Sun with a 256×256 element grid, which is enough in terms of precision. Note that next to the terminator, we take into account that the Sun is partially below the horizon. The maximum value of the *Young* effect corresponds to the configuration where only a thin portion of solar equator is visible, i.e., about 2 km s^{-1} . We represent the *Young* effect both for a 2D-map with θ ranging from -180 to 180° and γ from 0 to 90° (Fig. 4), and also for an example of Venus figure as seen from the Earth. Simulations were done with a limb darkening law corresponding to 550 nm optical wavelength. The two figures highlight the fact that this effect is significant only near the terminator, as it is less than $\pm 10 \text{ m s}^{-1}$ at incidence lower than $\approx 75^\circ$, whereas winds are expected to exceed 100 m s^{-1} .

To determine the empirical coefficient of the *Young* effect, we computed the ratio of the numerical *Young*-effect map to $\tan \gamma \sin \theta$. We also considered limb-darkening laws that covers the whole visible range (Fig. 6). The coefficient appears to range from 2.7 to 3 from 350 to 800 nm, which is logically smaller than the 3.2 value, obtained by neglecting the Sun's limb-darkening. We suggest to use the following expression for the *Young* effect:

$$\Delta V_Y(\gamma, \theta) = f(\lambda) \tan \gamma \sin \theta \quad (14)$$

where the coefficient $f(\lambda)$ is indicated in Table 1 for each planet with a dense atmosphere in the Solar system.

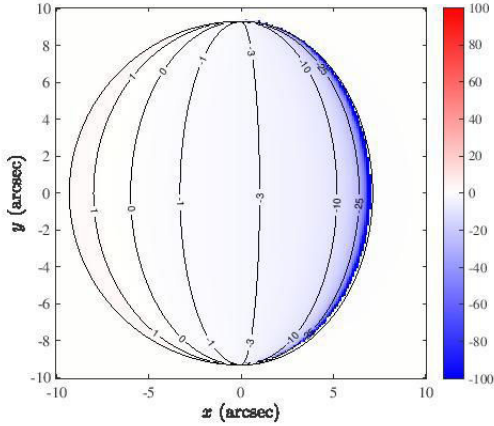


Figure 5: Numerical computation of the *Young* effect for Venus as seen from the Earth with a phase angle (Sun-Venus-Earth) of 40° and a apparent diameter of 11.6 arcsec. The morning hemisphere is mostly visible. The $0^{\text{m s}^{-1}}$ isovalue corresponds with the meridian crossing the sub-solar point of Venus.

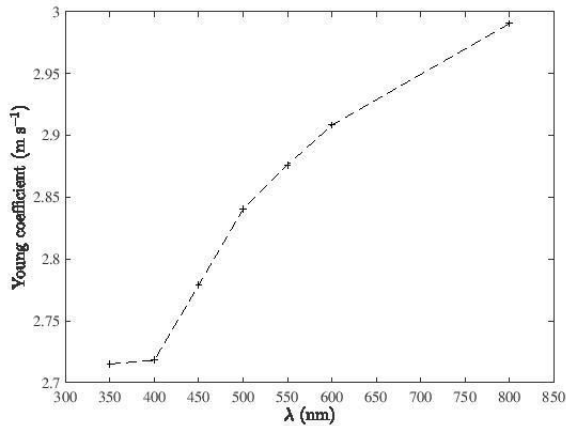


Figure 6: Coefficient of the *Young* effect for Venus as function of the optical wavelength, from the Allen (1973) limb darkening laws.

Table 1: Coefficient of the *Young* effect for Venus, Jupiter, Saturn, Uranus, and Neptune, for an optical wavelengths of 350, 550, and 800 nm from the Allen (1973) limb darkening laws.

Planet	f (350 nm)	f (550 nm)	f (800 nm)
Venus	2.71	2.88	2.99
Jupiter	0.38	0.40	0.42
Saturn/Titan	0.20	0.22	0.23
Uranus	0.10	0.10	0.11
Neptune	0.07	0.07	0.07

3. Impact of atmospheric seeing

3.1. Biases caused by the seeing

Atmospheric seeing is another major cause of biases in planetary observations. Firstly, seeing convolves the planetary

shape and photometry by a point spread function (PSF), which is usually described as a Gaussian. For external planets at their opposition, the seeing simply blurs the planetary image, which is not a major issue, except for defining the edge. Indeed, it is not always possible to perfectly know the pixel field-of-view (FOV) of an instrument mounted at a telescope focus, and convert the ephemeris apparent diameter from arcsec to pixels. For planets that are out of opposition, especially the inner planets Mercury and Venus, important phase angles (Sun-planet-observer) lead to significant mislocation of the planet because the blurring effect caused by the atmospheric seeing is not the same at limb or terminator edges. Secondly, besides positioning issues, atmospheric seeing blends regions with different photometry *and* radial velocity, which biases radial velocity measurements, more importantly towards the planetary edges, where photometric variations are steep.

3.2. Positioning on the planet

A fundamental step in measuring winds of a planet with a mostly featureless dense atmosphere is to make sure to know where the telescope is slewing. If ephemeris are very accurate for the main solar system bodies, pointing errors of any telescope are typically of about 10 arcsec, which is not enough for an extended object of that kind of apparent size. The use of a guider camera then allows the observer to position the spectrometer's pinhole/slit on the planetary disk. However, this step is not as accurate as one could think.

There are commonly two ways of determining the location on an extended object as a planet. A first approach is based on the calculation of the photometric centroid of the image, by assuming the background to be negligible. This statement is rather uncertain because the background signal is generally not uniform and scattering is often present around any bright object. This could bias the determination of the photocenter. Moreover, some other factors may bias the photocenter with time. For instance, in the case of Jupiter, visible atmospheric features, moon transits and their cast shadows alter the measured photocenter. In addition, the photometric centroid is a good proxy of the planet absolute center only at zero phase angle (full disk). For non-zero phase angles, the photometric center can only be used to measure relative shifts of the planet upon the detector (from image to image). The second approach consists of identifying the planetary edge on the image. If both the pixel FOV and the planet apparent diameter are perfectly known, the observer then applies a photometric threshold on the actual image until the portion of the planet above the threshold matches the expected size of the planet on the detector. If the pixel FOV is not perfectly known, a photometric threshold on the image refines it. For example an observer can assume that the planet is all what is above 5% of the maximum intensity, and adjust the pixel FOV accordingly. Since this is rather arbitrary, we assume that the pixel size can be known (it can be calibrated using double stars or motion applied to the telescope). In the following, we only consider the second approach. We show that the size of the PSF leads to misestimating the planet's position on the detector, and we determine what correction must be applied. Note that the photometric centroid does not suffer from such a

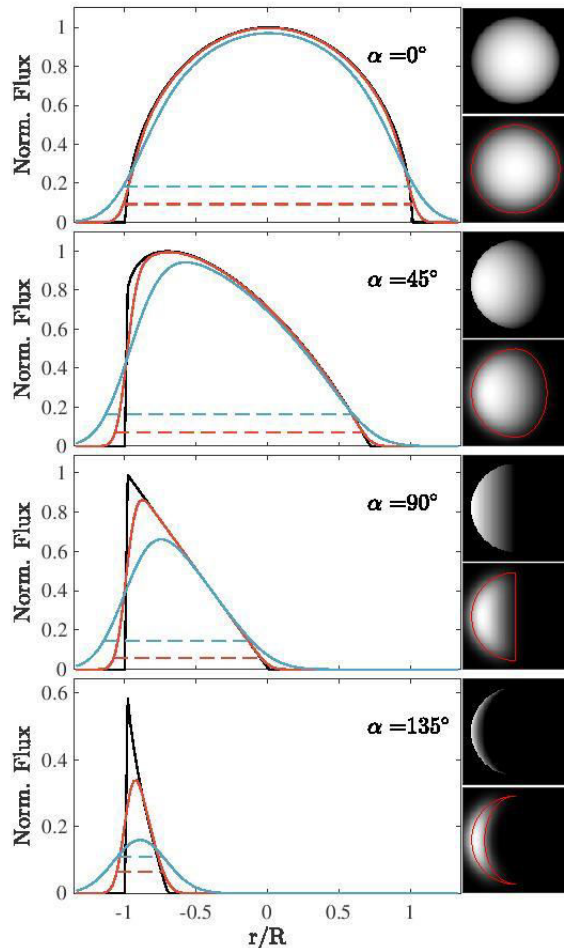


Figure 7: Simulation of a Lambert sphere of 15 arcsec of diameter seen with an atmospheric seeing of 0, 1 and 3 arcsec respectively (black, red, blue curves), and phase angles $\alpha = [0, 45, 90, 135]^\circ$. Lambert spheres with no seeing degradation are normalized with respect to the intensity at the sub-solar point. The length of the horizontal dashed lines are equal to the actual size of the planet without seeing degradation. Their ordinates correspond to the photometric threshold applied to match the observed planet with the expected size along the equator. The right frames represent the Lambert sphere without (top) and with a 3-arcsec seeing degradation (bottom). The red line indicate the edges of the sphere without seeing degradation.

bias related to atmospheric seeing, but as said earlier, it could be affected by other uncalibrated variations and only provides relative positioning information.

We simulate a Lambert sphere seen at different phase angles and degraded it with typical seeing conditions ranging from 0.5 to 4 arcsec. A four-arcsec seeing can sound quite large but is not uncommon for daytime observations, as it often happens for Venus (e.g., Gaulme et al., in prep.). In Fig. 7, we present the cut of a Lambert sphere along the equator as well as the same observed with atmospheric seeing of 1 and 3 arcsec. Phase an-

gles range from 0 to 135° . At zero phase angle, atmospheric seeing impacts only the apparent diameter of the planet because the blurring effect is symmetrical around the edge. Then, as the phase angle increases, the planet seems to get shifted towards the Sun's direction. This is due to the fact that the limb edge is steeper than the terminator, making the seeing-caused blurring stronger on limb side than on the terminator. In Fig. 7, we also represent two examples of images, without and with seeing, which show that the planet seems to drift away from its actual position.

To quantify how much seeing alters the apparent position of a planet, we simulate a Lambert sphere in the conditions Venus and Jupiter are observed. For this, we download the ephemeris of the two planets from the NASA *Horizons* web interface (<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons.cgi>) on long time periods to get an average relationship connecting the phase angle and apparent diameter (Fig. 8). For Venus, we choose to present the results as function of the phase angle as it is a critical criterion when observing it. Indeed, winds are impossible to measure when a small fraction of the disk is visible, and very low or very large phase angle correspond to bad observing conditions near solar conjunction. As regards Jupiter, for a given phase angle, two possible apparent diameters are possible as it is an outer planet. This causes issues to produce a clear plot, as two results should be presented at each value of the phase. This is why we choose to present Jupiter simulations as function of apparent diameter.

We consider positive phase angles, which means the Sun is on the left side of the simulated planet. As indicated in the introduction of this section, we assume the pixel FOV and planet diameter to be known and determine the location of the planet from the photometric profile along the equator, as done in Fig. 7. In Fig. 9, we display the apparent shift of "Lambertian" Venus and Jupiter along the x -axis from the position of the equator, relatively to the planet's apparent radius. The common characteristic to both planets is that a zero phase angles leads to no apparent displacement of the planet, because the seeing symmetrically alters both sides.

As regards Venus, Fig. 8 firstly reminds us how small Venus is relatively to Jupiter if observations aim at measuring winds, i.e. if more than half of the dayside is visible: its apparent diameter is less than 25 arcsec. Therefore, the seeing impacts it more than Jupiter. Then, we notice that past about 55° , the apparent displacement of the planet gets smaller to reach about zero at 180° . This is due to the fact that photometric profile near terminator is becoming steeper, as can be seen in Fig. 7 for $\alpha = 90$ and 135° . Next to $\alpha = 180^\circ$ the dayside crescent is so thin that seeing degradation is practically symmetrical on limb and terminator edges, making the apparent displacement to be none. Overall, for Venus, the apparent shift of the planet is large at it reaches from 4 and 17 % of its radius within seeing conditions ranging from 0.5 to 4 arcsec. For a typical observation with 2-arcsec seeing and phase angle of 70 degrees the planet appears shifted of about 11 % of its radius.

As regards Jupiter, the maximum impact of seeing on positioning occurs at Jupiter's maximum phase angle, which is about 11° for an apparent diameter of 40 arcsec. In such a case

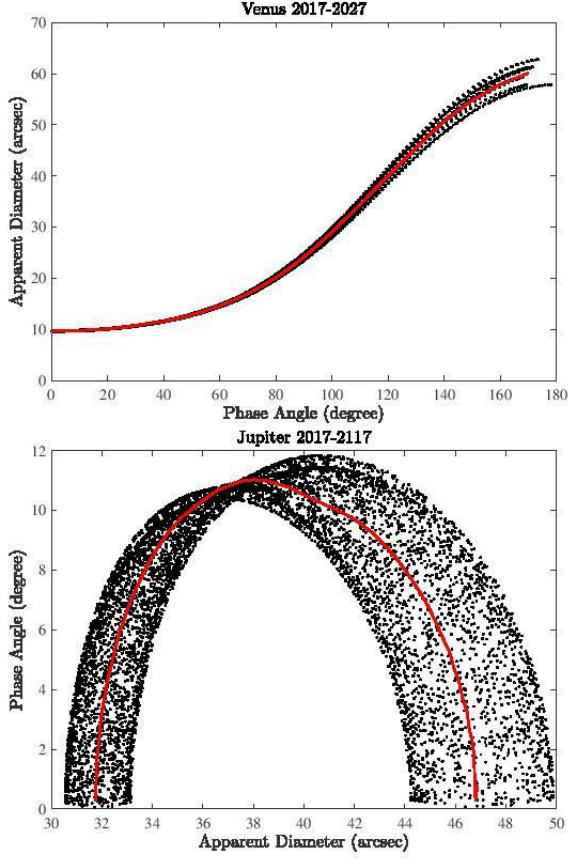


Figure 8: Top panel: apparent diameter of Venus (arcsec) as function of phase angle (degrees), from June 2017 to June 2027 (black dots). Bottom panel: same for Jupiter, with axis reversed with respect to Venus. For both panels, the plain red curves indicate moving averages of the black dots, which were then used to associate an angular diameter to a given phase angle in Fig. 9.

the apparent shift of the planet ranges from 1 to 3.7%, which sounds almost negligible. However, Jupiter’s equatorial velocity is about 12.5 km s^{-1} . Remembering that the Doppler signal of a reflected solar line is enhanced by a factor $(1 + \cos \alpha)$, i.e. almost 2 for $\alpha \leq 11^\circ$, the radial velocity varies of about 50 km s^{-1} along Jupiter’s equator. A shift of 3% along the equator is equivalent to a 1.5-km s^{-1} radial velocity bias. It means that seeing impact on positioning needs to be considered too for a planet as Jupiter. We further develop some observation strategy to circumvent this positioning bias in Sect. 3.5.

3.3. Radial velocities

As originally pointed out by Civeit et al. (2005), atmospheric seeing alters radial velocity measurements as it blends regions with non-uniform radial velocity and photometry. The resulting radial velocity is thus the convolution of the radial velocity signal with the photometric map of the considered object, including its degradation by seeing. The mean Doppler $\Delta V'$ measured

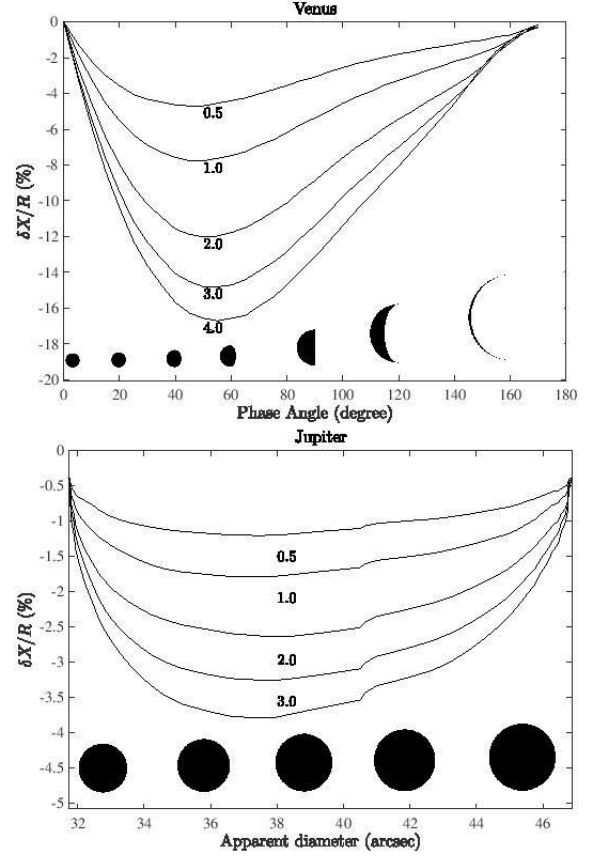


Figure 9: Apparent shift of a Lambert sphere in the conditions Venus (top) and Jupiter (bottom) are seen from Earth. For Venus case, the shift along the equator relatively to the planet’s radius $\delta X/R$ is plotted as function of the phase angle (Sun-Venus-Earth). For Jupiter, we $\delta X/R$ is plotted as function of the apparent diameter. From top to bottom, the consecutive lines correspond to different seeing conditions, from 0.5 to 4 arcsec, as indicated near the minimum of each curve. The black shapes indicate the planet apparent sizes and phases. Note that proportions are conserved in between Venus and Jupiter panels.

in a given pixel (x, y) on the detector can be expressed as:

$$\begin{aligned} \Delta V'(x, y) &= \frac{(\Delta V F * P)(x, y)}{(F * P)(x, y)} \\ &= \frac{\int \int \Delta V(u, w) F(u, w) P(x - u, y - w) du dw}{\int \int F(u, w) P(x - u, y - w) du dw} \end{aligned} \quad (15)$$

Where ΔV and F are the “real” radial-velocity and photometric maps *prior* to seeing degradation, P is the PSF of the atmospheric seeing, and the asterisk sign $*$ indicates the convolution product. This effect produces an artificial Doppler shift in opposition to the actual planetary rotation radial velocity.

Civeit et al. (2005) originally studied this question for attempting to measure the rotation of Io, one of Jupiter’s satellites. It was then used to measure the rotation of Saturn’s moon Titan (Luz et al., 2005, 2006). In both cases, the objects ap-

parent sizes are smaller than the seeing PSF, which motivated the authors to take the seeing bias on radial velocities into account. The only Doppler-spectroscopic based observations of other planets regarded Venus, and none of the authors considered the seeing bias (Widemann et al., 2007, 2008; Gabsi et al., 2008; Gaulme et al., 2008b; Machado et al., 2012, 2014, 2017). The reason is likely that since the apparent diameter is significantly larger than the seeing PSF, most authors considered it to be negligible. In this section, we first show that such an assumption is erroneous, and second, that the *Young* effect turns out to be much altered.

For a zonal circulation, the atmospheric seeing reduces the amplitude of radial velocities because the regions where the Doppler shift is maximum display lower photometry. In Fig. 10, we present simulations of a Lambert sphere that rotates as a solid-body, with 1-m s^{-1} amplitude at equator, 15-arcsec apparent diameter, and phase angles $(0, 45, 90, 135^\circ)$ as in Fig. 7. We assume radial velocities to be measured on solar Fraunhofer lines, so the Doppler shift is enhanced by $(1 + \cos \alpha)$. Radial velocities along the equator are compared to what is measured by assuming a 1- and 3-arcsec seeing. At zero phase angle, a 1-arcsec seeing reduces the measured radial velocity of about 6% at the edge, whereas a 3-arcsec seeing reduces it of about 18% . The larger is the phase angle, the larger is the bias on radial velocities.

As regards the *Young* effect, since its amplitude varies very steeply near the terminator, it is obviously much altered by atmospheric seeing. In Fig. 11, we present a map of the *Young* effect in the case of Venus, in the same conditions as in Fig. 5 ($\alpha = 40^\circ$, $D_{\text{app}} = 11.6\text{ arcsec}$), as it appears with 2-arcsec atmospheric seeing conditions. As expected, where photometric variations are slow, the same order of magnitude is preserved, while towards the morning terminator, the maximum amplitude is reduced to 17 m s^{-1} instead of about $2,000\text{ m s}^{-1}$. This tells that if the *Young* effect should not be neglected when searching for winds of about 100 m s^{-1} , as its amplitude can be over 10 m s^{-1} in the early morning area, it also never reaches values as large as the solar rotation velocity.

3.4. Combined effect of seeing photometry and radial velocities

In the previous two sections, we showed that atmospheric turbulence: 1) generates an apparent shift of a planet seen with a non-zero phase angle; 2) affects radial velocities, especially close to the edges, where the photometric gradient is steep. To illustrate what this effect can cause in terms of biases, we consider a simple example based on conditions that are met in the literature. The most recent measurements of wind with Doppler spectroscopy are those from Machado et al. (2017) on Venus ESPaDonS spectrometer at the CFHT, used with a 1.6-arcsec pinhole. Seeing was reported to be about 1 arcsec , on top of guiding noise, which they estimated to be within 0.4 arcsec . Venus was then observed with a phase angle of 76° and an apparent diameter of 18.2 arcsec . The objective of this section is to make a simulation of observations, performed in conditions similar to Machado et al. (2017), and to estimate biases if we neglect the impact of seeing on both position and radial velocities. We assume a planet, similar to Venus, with a Lambert

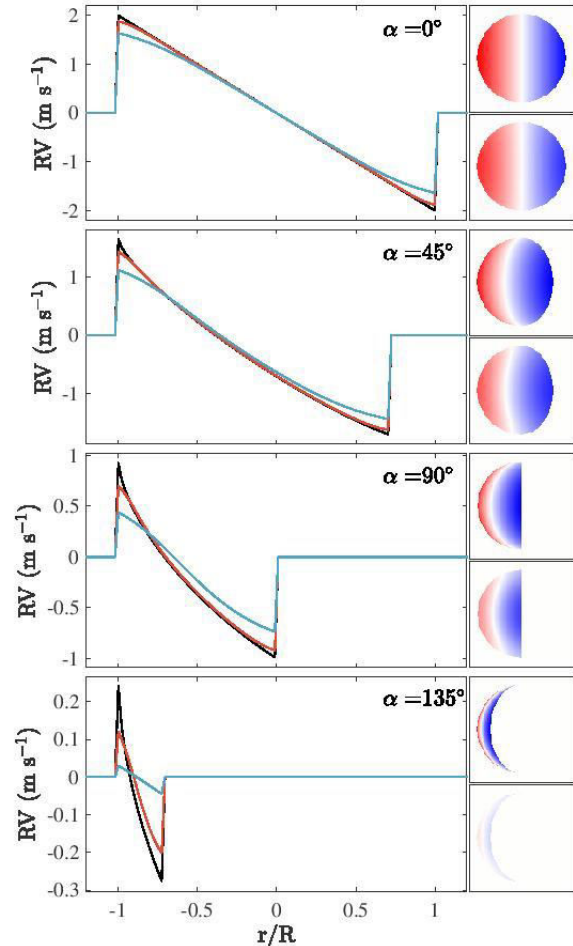


Figure 10: Radial velocities of a Lambert sphere of 15 arcsec of diameter, with a retrograde rotation of 1 m s^{-1} seen with an atmospheric seeing of $0, 1$ and 3 arcsec respectively (black, red, blue curves), and phase angles $\alpha = [0, 45, 90, 135]^\circ$. We assume that radial velocities are measured on solar reflected lines (Fraunhofer), which explains why radial velocities can be larger than $\pm 1\text{ m s}^{-1}$. Left panels are cuts along the equator and right frames are maps. Top maps are the true radial velocity signal, and bottom are the same degraded by a 3-arcsec atmospheric seeing.

photometric profile, and a solid-body zonal circulation of 120 m s^{-1} amplitude. Apparent diameter and phase angle are those from Machado et al. (2017), and seeing range from 0.5 to 4 arcsec .

The simulation is built as follows. We first consider a detector – a matrix of 256×256 pixels – on which we simulate the *actual* planet, i.e., a radial velocity map of a solid-body rotator, and its photometric map in two different matrices. Note that a longitude and latitude maps, centered on the sub-terrestrial point, are necessary steps of the simulation (see Appendix A). Then, we simulate the *observed* planet by convolving the photometric map with a PSF corresponding to the seeing. Then the

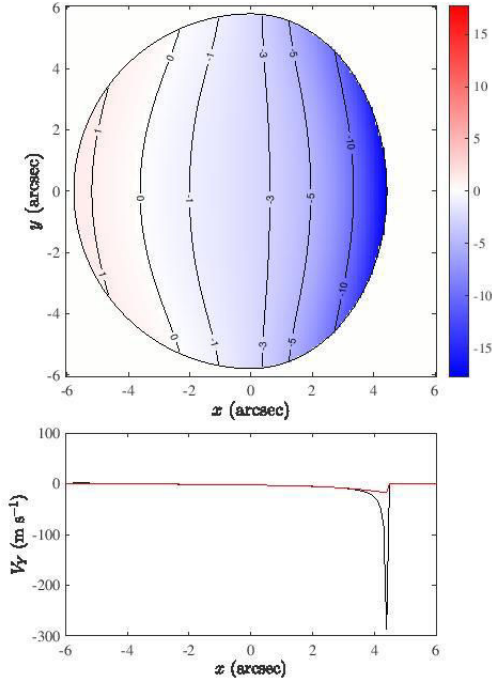


Figure 11: Top: map of the *Young* effect on Venus as seen from the Earth when the atmospheric seeing’s PSF is 2 arcsec, the phase angle (Sun-Venus-Earth) 40° and the apparent diameter 11.6 arcsec. Bottom: cut of the apparent *Young* radial velocity V_Y along the equator in the same conditions as above, with (red) and without (black) blurring by atmospheric seeing.

observed radial velocity map is obtained by convolving the projected solid-body rotator with the observed photometric map, as described in Eq. (16).

We then simulate the position of the blurred planet from a threshold where we match the expected apparent diameter of the planet on the detector, as we have assumed so far in this paper. *Observed* latitude and longitude maps are built from the planetary edge that is obtained from the photometric threshold. For a 1-arcsec seeing, the planet appears to be shifted of 7.7 % of its radius along the equator. We consider the longitude and latitude sample that are reported in Machado et al. (2017) and integrate the radial velocity over disks of 1.6-arcsec diameters centered on each (λ, ϕ) from the sample.

We then fit the simulated *observed* radial velocity map ΔV_{obs} by assuming a pure solid-body (SB) zonal circulation. The *Young* effect is taken into account, but is not fitted in any way. The fit is performed by minimizing the quadratic difference:

$$\sum (\Delta V_{\text{obs}} - a_1 \Delta V_{\text{SBmodel}} - a_2 - \Delta V_Y)^2 \quad (17)$$

where $\Delta V_{\text{SBmodel}}$ is a pure solid-body zonal circulation of unity amplitude, and ΔV_Y the *Young* map computed from Eq. (14). The fitted variables are the amplitude of the zonal wind a_1 and an offset a_2 .

With an atmospheric seeing in between 0.5 and 2 arcsec, the

fitted wind amplitude is overestimated (from 125 to 121 m s^{-1}), while it is underestimated for seeing in between 2.1 and 4 arcsec (from 120 to 92 m s^{-1}). The reason for this variety of output is the result of competing phenomenas. On one hand, as indicated above, atmospheric seeing reduces radial velocities close to planetary edges. Therefore, if only this effect would be present, a simple SB circulation modeling would lead to underestimating zonal circulation amplitude. On the other hand, the impact of seeing on the planet’s apparent location is less straightforward to interpret. The equatorial radial-velocity plots displayed in Fig. 10 show how non-linear the error on positioning impacts radial velocity fittings. If we neglect the impact of seeing on radial velocities (plain black lines), making an error on location at a zero phase angle (top panel) does not impact the fitted model, as the slope $d\Delta V/dr$ is uniform. To the contrary, the larger the phase angle α , the curvier is the radial velocity profile along equator. In such a case, mispositioning the planet leads to bias SB circulation models. More precisely, the RV profile is steeper near to the limb than the terminator, meaning than mispositioning the planet to the left leads to overestimate wind circulation. Note the *Young* effect marginally biases the whole result as seeing makes it slowly varying across the planet and almost negligible with respect to a 120- m s^{-1} zonal circulation, except in case of measurement at the very morning edge. Overall, in such a typical Venus example, neglecting the impact of seeing lead to possible biases in wind amplitude up to 10 %.

3.5. How to deal with such kind of data

Except for space-borne observations, atmospheric seeing alters radial-velocity measurements. Adaptive optics could considerably reduce the seeing effect, but it has never been used so far for this type of observations, because adaptive optics systems are relatively rare on high-resolution spectrometric devices. Adaptive optics is planned as part of the second stage of the JOVIAL/JIVE project (Gonçalves et al., 2016). In this section, we establish a data analysis protocol to optimize the reliability of such kind of observations.

The first step is to know where “we are” on the planet. Having a partial or full image of the planet in parallel to spectroscopic data is fundamental. It could be a guiding camera image as in Widemann- or Machado-led papers, or a slice of planet as in Gaulme et al. (2008b, and in prep). The image is the result of the apparent diameter of the planet, the telescope optics and the atmospheric turbulence. Let suppose the photometric limb-darkening profile of the planet to be known, one could retrieve an estimate of both the atmospheric seeing and the apparent diameter, by fitting a photometric profile degraded by a PSF. This is the approach used by Gaulme et al. (in prep.) for Venus, as the observations were taken mostly during daytime so there was no way to monitor the atmospheric seeing. Different levels of refinements are possible for this approach. Firstly, the pixel FOV can be calibrated by observing apparently close stars (e.g., wide multiple-stars systems), which reduces the number of free parameters. Secondly, the limb darkening law of the planet can be very simple (e.g., Lambertian), quite refined by including improved description of light scattering, or even based on space-borne data (e.g., Mayorga et al., 2016). From Gaulme et

al. and Gonçalves et al. (both in prep.) about Venus and Jupiter respectively, a Lambert approximation is usually enough. Indeed, Venus' smooth appearance in the mid-visible and small apparent diameter (5 to 10 times a typical seeing value) does not justify models that are too complex to be distinguished from a Lambert sphere given the observation quality. As for Jupiter, its apparent diameter is usually much larger than the seeing, and it is observed at zero phase angle, where the seeing effect is radially symmetrical. The ideal scenario involves the presence of a Differential Image Motion Monitor (DIMM, Vernin and Munoz-Tunon, 1995) at the same observatory, which points at the same location on the sky (atmospheric seeing can substantially vary according to azimuth and altitude).

In Fig. 12, we show a photometric profile of Venus obtained at the Teide observatory together with a fit of it by a Lambert limb-darkening law. This profile is part of a larger dataset which will be presented in Gaulme et al. (in prep.). Fitting was performed with a by a dedicated Monte-Carlo and Markov Chain (MCMC) routine, based on the Metropolis-Hasting algorithm and parallel tempering, and Bayesian inference (see details in Appendix C). Free parameters are the apparent diameter R , the seeing, as well as the photometric amplitude H and the position δX of the center of the planet along the x -axis with respect to the center of the detector. The error-bar on seeing was obtained from the posterior density function of each parameter (see Appendix C). This illustrates that even with a simple Lambertian model, the fitted model is very close to the measurements, except at the very edge.

4. Inversion of Doppler spectroscopic observations

4.1. Projection factors

In this section, we assume the above-described issues about location caused by the seeing are taken into account. We assume that whatever the technique (pinhole, long-slit, atomic cell, or Fourier transform spectrometry) we have a partial or full radial velocity map of the planet.

Reflected solar lines may be Doppler-shifted by planetary atmospheres for three possible causes: zonal, meridional, and/or vertical motions. Zonal circulation is the main contribution for all dense atmospheres in the solar system (Venus, Jupiter, Saturn, Titan, Uranus, Neptune). On Venus, meridional circulation associated with equator-to-pole Hadley cells, of about 20 m s^{-1} at maximum was measured by cloud tracking on Venus as well as in Machado et al. (2014, 2017)'s Doppler measurements. As regards Jupiter and Saturn, because of the band/zone alternate structure, we do not expect global meridional circulation. Some intra band (or zone) meridional flows may exist but they are likely not measurable from Earth because of the relatively low spatial resolution¹. If local vertical motion of several tens of m s^{-1} are expected in some jovian planet thunderstorms

¹Note that if high-resolution planetary images are obtained from the ground by amateur astronomers, it is only with lucky imaging techniques, i.e., with exposure time less than 0.1 second. Radial velocity measurements are the results of stacking hours of observations, composed of individual exposures of at least 30 sec, and are thus limited by seeing.

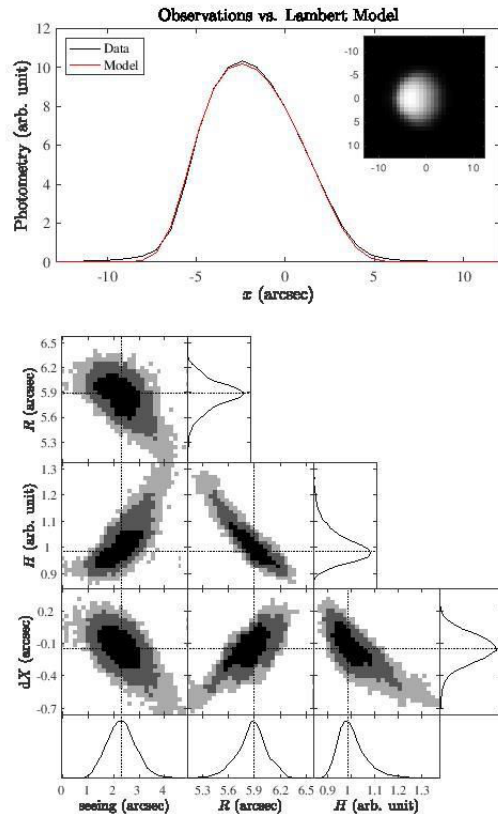


Figure 12: Modeling Venus photometric profile with a Lambert law. Top panel, sub-frame: image of Venus obtained with the THEMIS solar telescope (Gaulme et al., in prep.). Top panel, main frame: the black line is the projection of the enclosed image along the x -axis, and the red line is the best-fit profile of it. Bottom panel: the above fitting was obtained by maximizing the likelihood of a Lambert-sphere model to the THEMIS observations, with an MCMC algorithm. Each sub-panel represents the two-parameter joint posterior distributions of all free parameters. The 68.3 %, 95.5 %, and 99.7 % confidence regions are denoted by three different gray levels. PDFs are plotted at the bottom and the right of the panels. The dotted lines mark the maximum probability value of the PDF of each parameter. After 200,000 iterations, the fitted values are: $2.3^{+0.5}_{-0.6}$ arcsec for the seeing, $5.89^{+0.12}_{-0.23}$ arcsec for the apparent radius, $0.98^{+0.07}_{-0.05}$ relative photometric amplitude, and $-0.15^{+0.11}_{-0.16}$ arcsec for the planet's decentering with respect to the center of the detector. The red curve on the upper panel is the result of the fitted values.

(Hueso et al., 2002), vertical motions on large scales are a priori negligible with respect to zonal circulation.

To invert radial velocity maps, we need to define the projection factors which transform any motion (zonal, meridional, or vertical) into a radial velocity:

$$\Delta V_z(\lambda, \phi) = f_z v_z(\lambda, \phi) \quad (18)$$

$$\Delta V_m(\lambda, \phi) = f_m v_m(\lambda, \phi) \quad (19)$$

$$\Delta V_v(\lambda, \phi) = f_v v_v(\lambda, \phi) \quad (20)$$

To express them, we need to consider the system of coordinates (λ, ϕ) in which any motion at the planet's surface is de-

scribed. The longitude runs from 0 to π from the left to the right as seen from the observer. The observer points at longitude $\phi = 0$, and latitude $\lambda = i_O$, where i_O is the tilt of the planetary rotation axis with respect to the perpendicular of the observer-planet plane. The sub-solar point corresponds to the longitude $(90 - \alpha)^\circ$, where α is the phase angle, and a latitude $\lambda = i_S$, where i_S is the tilt of the planetary rotation axis with respect to its orbital plane. In the case of reflected solar lines, the projection coefficients are expressed as follows:

$$f_z = -[\cos(\phi + \alpha) \cos i_S + \cos \phi \cos i_O] \quad (21)$$

$$f_m = \sin(\phi + \alpha) \sin \lambda \cos i_S + \sin \phi \sin \lambda \cos i_O \quad (22)$$

$$f_v = -[\sin(\phi + \alpha) \cos \lambda \cos i_S + \sin \phi \cos \lambda \cos i_O] \quad (23)$$

The signs of the projection coefficients depend on the motion direction. As a convention, f_z is defined for a prograde zonal, f_m for an equator to pole meridional, and f_v for an outwards radial motion. Note that in the case we work with planetary emission or absorption lines, instead of solar reflected lines, the radial velocity with respect to the Sun is zero, i.e. the terms with a factor $\cos i_S$ in Eqs. (21) to (23) get removed.

4.2. Deprojection versus global modeling

At any given time, a radial velocity map is possibly the result of zonal, meridional, and vertical motions. It expresses in the planetary system of coordinates:

$$\Delta V(\lambda, \phi, t) = f_z V_z(\lambda, \phi, t) + f_m V_m(\lambda, \phi, t) + f_v V_v(\lambda, \phi, t) \quad (24)$$

It is obviously impossible to retrieve a value of each circulation component, anytime, at each point of the planet from a single map. In other words, some approximations are needed to get quantitative information on atmospheric circulation. The choice of approximation depends on the type of dominant circulation in the considered atmosphere, as well as the level of detail we seek for. Global properties of atmospheric circulation can be obtained by fitting models on global scale, whereas deprojection – dividing an observed map by a projection factor – can be performed either when only one circulation component is significant, or on small scales in case of high-resolution observations from a spacecraft, for example. We now review what is appropriate for the planets of the solar system.

Venus is the planet that has been studied the most with high-resolution Doppler spectroscopy in the visible domain. We know the circulation is dominated by a strong zonal wind, and a weaker equator-to-pole meridional circulation. In such a case, it is not accurate to simply divide a radial-velocity map by f_z to estimate the zonal wind at any latitude and longitude, as it completely neglects the meridional circulation. It is more appropriate to assume a circulation model composed of a zonal and a meridional component, as the vertical flow is likely to be negligible on global scale. Then, different hypothesis can be tested and compared in terms of model likelihood. For example, a zonal component can be assumed as cylindrical, solid-body, or more complex, as assuming an individual amplitude coefficients per latitude. The degree of complexity is directly related to the number of free parameters to be adjusted, which

is limited by spatial resolution. In the specific case of Venus, there are suggestions that zonal circulation may vary accordingly to local time, e.g., winds are faster in the morning and evening (Khatuntsev et al., 2013; Machado et al., 2017). To take into account such type of features in a global model, a longitudinal modulation of the zonal amplitude could be inserted in the model. In the same way, the meridional circulation can be modeled either by an equator-to-pole uniform circulation, which does not makes much sense from a physical point of view, or by a sine-type modulation with maximum meridional amplitude at mid-latitudes (e.g., Machado et al., 2012), or some more complex structures. Like Venus, Titan has an atmospheric super-rotation and similar modeling could be used. So far, only Luz et al. (2005) measured its wind circulation prior to Cassini arrival, and only zonal circulation was considered.

The case of Jupiter and Saturn are very different as these two planets are dominated by significant differential rotation: once removed the mean rotation, their atmospheres are structured in bands and zones that rotate in opposite directions. From the ground, with seeing-limited spatial resolution, it is safe to assume no meridional circulation as well as no global vertical flows. In such a configuration, where only zonal circulation is considered, deprojection can be applied. Each map can be divided by $f_z(\lambda, \phi)$ (see details in next sub-section) and a value of the zonal wind is obtained in each point a any time. In practice, no observation is able to provide a reliable estimate from a single map: several hours are needed to be stacked to make the signal get out of the noise (see Gonçalves et al., in prep.). A complete planisphere of zonal wind can be obtained by averaging data from several consecutive nights. This implicitly assumes that the zonal circulation does not evolve over a few days, and that there are no variations as function of local time either. This assumption is reasonable for Jupiter and Saturn, thanks to their fast rotation (~ 10 hours), which allows for complete longitude coverage in two to three consecutive nights.

Uranus and Neptune are not easy targets to be observed from the ground, as their apparent diameters are barely larger than typical seeing conditions (about 3.7 and 2.2 arcsec respectively). No such band/zone structure is visible, even though jets are observed at several latitudes for both planets. A global modeling would be necessary to investigate the possibility of meridional circulation in these two giant planets.

4.3. Implementing wind inversion

As it is not possible to obtain all the wind components from a single image, we describe the best possible method for interpreting a radial-velocity map, by taking into account the peculiarities of the atmospheric dynamics of the considered planet. On one hand, if we have good scientific reasons to expect the wind structure to be composed of simple functions of local coordinates, we can express the model as a function a limited number of parameters, and try to estimate these parameters. That way, it is possible to monitor possible temporal evolution based on observations taken at different times. On the other hand, for a one-component wind circulation, the best approach consists of deprojecting the radial-velocity map because the result is not limited by model assumptions.

Deprojection. Let us consider the case of a one-component global circulation pattern (either zonal, or meridional). In this paragraph, we assume that zonal circulation dominates. In principle, the recipe to deproject a radial velocity map into a zonal map is simple, as it consists of dividing the measured radial velocity map ΔV_{obs} by the geometrical projection factor:

$$V_z = \frac{\Delta V_{\text{obs}}}{f_z}. \quad (25)$$

However, this would be true only in absence of seeing degradation. In practice, the actual radial velocity map is described by Eq. (15). In the simple case of pure zonal circulation, and by expressing $\Delta V = f_z V_z$, Eq. (15) rewrites as:

$$\Delta V_{\text{obs}} = \frac{(f_z V_z F) * P}{F * P} \quad (26)$$

where we dropped the (x, y) dependence to ease the reading. By assuming the angular rotation to be constant within the size of the PSF, we can take the term V_z out of the parenthesis and get:

$$\Delta V_{\text{obs}} \approx V_z \frac{(f_z F) * P}{F * P}; \quad (27)$$

then:

$$V_z \approx \frac{\Delta V_{\text{obs}}}{f_z} C \quad \text{where} \quad C \equiv f_z \frac{F * P}{(f_z F) * P}. \quad (28)$$

Our ability to deproject is a matter of knowing the three parameters f_z , F , and P . The term f_z is the geometrical projection factor which is expressed by Eq. (21). The term F is the photometric model, i.e. the actual image deconvolved from seeing degradation. The term P is the PSF and is estimated in the data processing steps.

The retrieved velocity map V_z tends to infinite where the projection factor is close to 0. Therefore, a threshold needs to be applied to keep only values of the radial velocity that are reasonable. This is done by computing the noise map associated to the velocity map:

$$\sigma_z = \frac{\sigma_{\Delta V}}{|f_z|} C \quad (29)$$

The above equation shows that deprojection is not a good way to retrieve the properties of wind circulation because uncertainties tend to infinite where radial velocities tend to zero. Figure 13 displays an example of an actual deprojected radial velocity map of Jupiter obtained with the JOVIAL/JIVE instrument (Gonçalves et al., 2016), where we clearly identify that the noise level diverges in the region near the central meridian (from Gonçalves et al., in prep). We can circumvent this limitation whenever the data consists of a cube of images taken at different orientations of the planet. Within the assumption that the wind only depends on local coordinates of the planet and can be regarded as constant during all the observations, we can average several deprojected maps with different orientations and avoid to have regions with high levels of noise. To do so, individual deprojected maps are converted into spherical coordinates, and images with different rotation angle, i.e., looking at different longitudes, are averaged with a weighted mean, to discard data

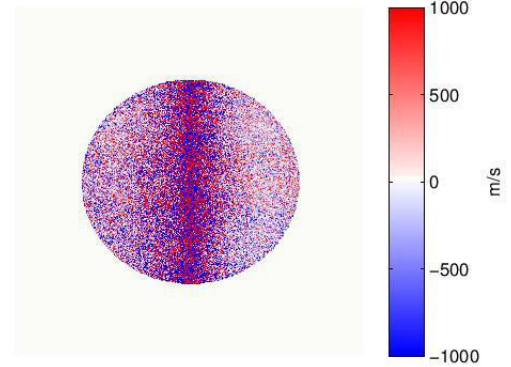


Figure 13: Example of deprojected map of Jupiter from a single radial-velocity map obtained by the JOVIAL/JIVE instrument, and assuming a pure zonal wind circulation. The noise strongly increases near the meridian between sub-solar and sub-terrestrial points – here next to the central meridian – where the sensitivity of Doppler measurements to zonal wind is null.

with larger noise level from the final map. Estimation of Jovian zonal wind maps obtained in this way will be presented in a future paper by Gonçalves et al. (in prep).

Global modeling. When atmospheric circulation needs to be described as the sum of several components (e.g., zonal and meridional), a global atmospheric model can be fitted on the whole map at once. The first step consists of minimizing χ^2 , the sum of the quadratic difference of the observations relatively to the model:

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_n (\Delta V_{\text{obs}} - a_z \Delta V_{\text{mod},z} - a_m \Delta V_{\text{mod},m} - \kappa)^2, \quad (30)$$

where “obs” refers to the observed radial velocity map, “mod” to the model, “z” to zonal, and “m” to meridional; n is the number of pixels on the planetary disk, a_z and a_m are the amplitudes of radial velocity components, and κ is a global offset. To take into account the atmospheric seeing effect, the models need to be priorly convolved with the PSF in order to minimize the χ^2 .

We just considered a very simple model with only three parameters, but the principle is the same for more complex models, as long as they linearly depend on parameters, in the form:

$$\Delta V_{\text{obs}} = H\alpha + N, \quad (31)$$

where α is the vector containing the m parameters of the model to be estimated, and n is the number of measurements, where $m < n$. The matrix H is of rank m with a $m \times n$ size. The random noise N has independent components and null mean. An unbiased estimate of the parameters is obtained by minimizing the least square. Since the convolution by the seeing’s PSF is a linear operation, this approach is still valid even when taking it into account. The convolution can be included in the model. If the noise is not uniform across the image – it is certainly the case when photon noise dominates as flux is not uniform – a

weighting of the least square by the noise can be applied before minimization. The vector of estimate parameters $\hat{\alpha}$ is retrieved by computing:

$$\hat{\alpha} = (H^T H)^{-1} H^T \Delta V_{obs}, \quad (32)$$

or in case of weighted least square:

$$\hat{\alpha} = (H^T W H)^{-1} H^T W \Delta V_{obs} \quad (33)$$

where the weighting function W is a diagonal matrix where the diagonal terms are the inverse values of the noise of the data. The estimate $\hat{\alpha}$ of the parameter vector α is truly unbiased, however, as the sensitivity of Doppler signal to the different components is null at some locations, some caution has to be taken to define the model that can effectively be recovered from the data. For instance, a model with a non-zero meridional component at the equator is not only unlikely for physical reasons, but also impossible to estimate for a mathematical point of view. In practice, we should take care that the Gramian matrix $H^T H$ is not close to be singular, because it would result in a strong increase of the uncertainties on the estimated parameters. As the same procedure provides an estimate of these uncertainties, it is possible to check the goodness of the fit. A poor normalized value of χ^2 indicates an inadequate model.

5. Conclusion and prospects

Despite the Doppler effect has been known for over 175 years, its application to planetary atmospheres in the visible has remained limited because of difficult implementation, as motions are very slow relatively to the speed of light ($\delta v/c \sim 10^{-7}$). Significant efforts in that matter have been led in the past decade, on one hand thanks to the ground-based follow-up organized to support the Venus Express mission (Lellouch and Witasse, 2008; Widemann et al., 2007, 2008; Gaulme et al., 2008b; Gabsi et al., 2008; Machado et al., 2012, 2014, 2017), on the other hand for the ground-based projects SYMPA and JOVIAL/JIVE dedicated to Jupiter seismic observations based on with visible Doppler imaging (Schmider et al., 2007; Gaulme et al., 2008a, 2011; Gonçalves et al., 2016). As it is somehow a new domain for planetary observations, the purpose of this paper was to consolidate the theory for rigorous Doppler-imaging observations.

We first revised and modified the theoretical prediction of the artificial rotation caused by the Sun's rotation, which was originally – and partially erroneously – proposed by Young (1975). We revised the analytical approach, and produced numerical simulations which refine the estimated amplitude of the phenomenon by including the Sun's limb darkening and differential rotation. We also explored the impact of atmospheric seeing on planetary Doppler observations. It arises that for planets that are seen at non-zero phase angles, the convolution of the actual planetary image with the seeing PSF shifts it on the detector, which leads to significant biases when associating latitude and longitude reference frames to images of a planet. In addition, we studied the impact of atmospheric seeing on radial velocity measurements, which was pointed out by Civeit et al. (2005) for almost point-source objects (Titan, Io), and we showed it is

significant for larger objects such as Venus or Jupiter. In the last section, we propose a roadmap for interpreting radial velocity maps, by including the *Young* and atmospheric seeing effects. We expressed the projection factors for any zonal, meridional or radial motion, and presented two possible approaches to retrieve the wind circulation: direct deprojection or global modeling of radial velocity maps.

This paper is part of a series of three, the other two to be submitted shortly. In the second paper by Gaulme et al., we present observations of Venus atmospheric dynamics obtained in 2009 with the MTR long-slit spectrometer of the THEMIS solar telescope located in Tenerife (Spain). The third paper by Gonçalves et al. presents observations of Jupiter with the JOVIAL/JIVE Doppler spectro-imager (Gonçalves et al., 2016), which was specially designed for studying atmospheric dynamics of the planets of the solar system as well as performing seismology of Jupiter and Saturn. We will present average zonal wind profiles of Jupiter obtained in 2015 and 2016 at the Calern observatory (France), and compare them with simultaneous Hubble-space-telescope cloud tracking measurements (Johnson et al., in press in PSS).

Acknowledgments

Patrick Gaulme was supported in part by the German space agency (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) under PLATO data grant 50001501. The JOVIAL project is supported by the Agence Nationale de la Recherche under the contract number ANR-15-CE31-0014-01. Ivan Gonçalves's PhD is granted by Observatoire de la Côte d'Azur and the JIVE in NM project (NASA EPSCoR grant #NNX14AN67A). THEMIS is UPS of the CNRS funded by INSU.

Appendix A. Simulating a 3D ellipsoid projected towards an observer

Our simulations are based on a three-dimensional (3D) sphere or spheroid that is projected in two dimensions. The considered object is observed from a point of view determined by an α phase angle (source-target-observer), an inclination i with respect to the source-target plane, and a tilt β of the target with respect to the detector's (x, y) coordinates. The 3D reference frame (x', y', z') of the considered planet can be expressed as function of the (x, y, z) coordinates as seen from the observer.

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta & 0 \\ -\sin \beta \cos i & \cos \beta \cos i & \sin i \\ -\sin \beta \sin i & -\cos \beta & \cos i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (A.1)$$

Rotating planets or stars can be approximated with an oblate spheroid, i.e., axes along x' and z' are the same with the convention used in Fig. A.14. We chose to assign the z direction to be pointing at the observer, to be consistent with the notation (x, y) when dealing with the detector reference (e.g., in Fig. 5). For an oblate spheroid, the latitude λ and longitude ϕ on the planet are

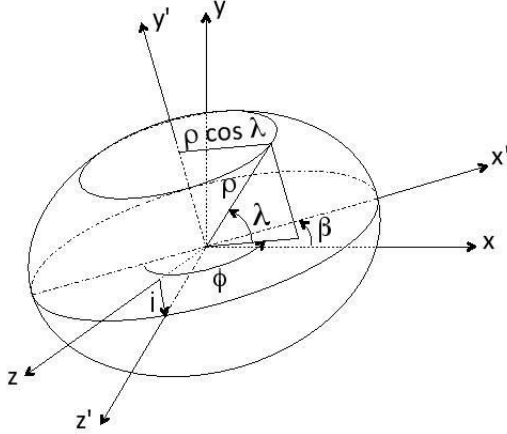


Figure A.14: Three-dimension frames that are used in our simulations. The frame (x, y, z) is defined such as z points at the observer and (x, y) matches the sky plane. The frame (x', y', z') is centered on the spheroid, with y corresponds to the rotational axis. The (x', y', z') is tilted by the angle i with respect to the (x, z) plane and tilted by the angle β with respect to the (y, z) plane.

simply derived from the planetary-centered Cartesian frame:

$$\lambda = \cos^{-1} \sqrt{\frac{x'^2 + z'^2}{\rho^2}} \quad (\text{A.2})$$

$$\phi = \cos^{-1} \left(\frac{-x'}{\rho \cos \lambda} \right) \frac{z'}{|z'|} \quad (\text{A.3})$$

In the case of a sphere $\rho = R$; for an oblate spheroid ρ expresses as:

$$\rho = \sqrt{R_{\text{eq}}^2 + \left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right)y^2}, \quad (\text{A.4})$$

where R_{eq} is the equatorial radius and μ the oblateness factor defined sur as $R_{\text{pole}} = \mu R_{\text{eq}}$.

When building simulations of radial velocity maps based on reflected solar lines, one needs to make two distinct reference frame, one pointing at the observer (x', y', z') to describe the Doppler effect towards the observer, and another one (x'', y'', z'') to describe the motion relatively to the Sun and the Young effect, because the planes planet-observer and Sun-planet are not exactly identical.

Appendix B. A Lambert sphere enlightened by an extended source

A Lambert sphere assumes that incoming light is isotropically scattered by its surface. A light coming from a given direction reaches the surface with an intensity that is proportional to the cosine of the incidence angle γ , defined as the angle between the incoming light direction and the normal to the surface. The intensity of a Lambert sphere is thus:

$$I(\gamma) = I_0 \cos \gamma, \quad (\text{B.1})$$

i.e.,

$$I(\lambda, \phi) = I_0 \cos \lambda \cos \phi \quad (\text{B.2})$$

where λ and ϕ are the latitude and longitude in the frame oriented with respect to the sub-solar point (SSP), defined as $(\lambda_{\text{SSP}}, \phi_{\text{SSP}}) = (0, 0)^\circ$.

As illustrated in Fig. 2, the intensity received from the Sun in each point of a Lambert sphere is the solar photometry, which can be described by a limb-darkening law, modulated by the variation of incidence angle across the solar surface:

$$I(\gamma) = \frac{I_0}{\pi R^2} \int_{-R}^R \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} I_{\text{LD}}(x, y) \cos(\gamma - y) dx dy \quad (\text{B.3})$$

This expression is general to Lambert sphere enlightened by stars, and is not restricted to solar system planets. This expression can be applied to close-in exoplanets, where host star's diameter can be much larger than for Mercury or Venus and where the extended apparent size of the source has drastic impact on the planet's illumination.

Appendix C. Modeling a photometric profile with MCMC and Bayesian inference

We aim at estimating the atmospheric seeing's full-width at half maximum, the apparent diameter of the planet, the position of the planet on the detector along axes x and y , and the photometric amplitude of the image. The main difficulty in fitting photometric profiles arises from the strong coupling between radius and seeing. Two options are possible: fitting the whole 2D image or iteratively fitting the sum of the photometric profile along the x , then the y axis. We attempted the 2D fitting approach with simulations of a Lambert sphere, but results are not accurate enough and never reach a good convergence. To the contrary, fitting the projected profile along the x -axis lead to very accurate values of the position along the x -axis, apparent radius and seeing PSF. Subsequently, a fitting of the projected profile along the y -axis provides an accurate estimate of the position along the y -axis, as well as the other three parameters, which were previously fitted. When dealing with actual data, in case the values of radius, seeing, and amplitude are different, it is possible to determine them in an iterative way.

Given that the photometric figure is not an analytical function, an appropriate way of estimating the best-fit parameters is to make use of Monte Carlo and Markov Chains (MCMC) to explore the parameter space and retrieve posterior density functions (PDFs) of each parameters. The model is composed of a photometric law (e.g., Lambert) applied to the latitude and longitude map of the planet, which is subsequently "blurred" by convolving it to the seeing's PSF. At each step of the chain, a proposed model is tested and compared with the data.

The advantage of Bayesian modeling lays in maximizing the posterior probability $P(M|D, I)$ of a model given some prior informations, instead of maximizing the likelihood $L \equiv P(D|M, I)$ of the dataset with respect to a model (i.e., least-squares method for a normal noise distribution). Because we consider one model type, we used the simplest way of applying the Bayesian

approach, i.e., the maximum a posteriori estimator (MAP), where we maximized $L_{\text{MAP}} = P(M|I)P(D|M, I)$. In practice, it is equivalent and easier to minimize the quantity $l_{\text{MAP}} = -\log L_{\text{MAP}}$. In our case, we express the prior information in form of Gaussian functions centered on the expected values of a given free parameters ξ :

$$P(\xi|I) \propto \exp\left[-\frac{(\xi - \xi_{\text{prior}})^2}{\sigma_{\text{prior}}^2}\right]. \quad (\text{C.1})$$

The choice of Gaussian priors has the advantage of being simple to be inserted in the log-likelihood function to be minimized:

$$l_{\text{MAP}} = l_{\text{MLE}} + \sum_{\lambda} \left(\frac{\xi - \xi_{\text{prior}}}{\sigma_{\text{prior}}}\right)^2, \quad (\text{C.2})$$

where l_{MLE} is the maximum-likelihood-estimator function.

Our MCMC implementation uses the Metropolis-Hasting algorithm coupled with parallel tempering (e.g. Gregory 2005). We use Gaussian function proposals with constant value of standard deviation for the Metropolis-Hasting algorithm, whose mean step is function of the square root of the chain temperature. This was empirically set to get the acceptance level at about 20% in each chain, as suggested by Gregory (2005) to optimize the sampling of the posterior probability distribution. Eight parallel chains are considered.

For a given free parameter, the histogram of values that are obtained along the MCMC process gives an approximation of its PDF. The fitted value of each parameter corresponds with its maximum a posteriori value, i.e. the value where its histogram reaches its maximum. Then, the lower/higher error bars are deduced from the PDFs, and correspond with the confidence range of 68% around the maximum. We choose this confidence range since it matches with the $1-\sigma$ standard deviation in case of Gaussian distribution. An example fit on actual data is displayed in Fig. 12.

Appendix D. Instrumental velocity sensitivity

We here remind the sensitivity of the three different techniques that are cited in this paper to measure radial velocities.

High-resolution spectroscopy is the technique that consists of acquiring an optical spectrum with a high-resolution spectrometer, and then retrieve the Doppler shift based on cross correlating the spectrum at a given position on the planet to a reference spectrum. The reference can be a solar spectrum (Gaulme et al., 2008b, and in prep.), or a spectrum taken at a reference position on the planet (Widemann et al., 2007, 2008; Machado et al., 2012, 2014, 2017). As demonstrated by Connes (1985), the noise level on the position of a range of a spectrum is determined by:

$$\delta v = \frac{c}{Q\sqrt{N}} \quad (\text{D.1})$$

where Q is a quality factor that is characteristic of the spectral profile within the considered optical range. It is defined as:

$$Q^2 = \left\langle I \left(\frac{d \ln I}{d \ln \lambda} \right)^2 \right\rangle, \quad (\text{D.2})$$

where I is the photometric flux normalized such as its average is one.

Atomic resonant cells are used in magneto-optical filters (MOF), whose use for velocity measurements was first studied by Cacciani and Fofi (1978) in the context of helioseismology. The incoming solar light goes through a cell containing an atomic gas that is present in the solar atmosphere and displays a strong absorption line. The solar atomic line is thermally broadened with respect to that of the atomic cell, which behaves as an extremely thin optical filter $\Phi(\lambda)$. Thus, a shift of the solar line produces a photometric variation of the transmitted light. The instrument sensitivity is the relative flux variation associated with a 1-m s^{-1} Doppler shift:

$$S = \frac{\frac{dI}{dv} * \Phi}{I * \Phi} \quad \text{with} \quad v = \frac{\delta \lambda}{\lambda} c \quad (\text{D.3})$$

$$= \frac{1}{c} \frac{d \ln I}{d \ln \lambda} \quad (\text{D.4})$$

where λ is the cell wavelength, c the speed of light, and I the solar spectrum. In a MOF, all photons from a typical 0.01-nm photometric bandwidth contribute to the signal. When observations are limited by the photon noise only, the amplitude of a velocity signal that is detectable at the $1-\sigma$ level, is $\delta v = (1/S)(1/\text{SNR})$, i.e.

$$\delta v = \frac{1}{S\sqrt{N}} \quad (\text{D.5})$$

The major drawback of a MOF is that its sensitivity is function of the Doppler shift, making it not uniformly sensitive on a spinning object. The typical sensitivity range of a solar atomic line is $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$. The rotational velocities of Jupiter and Saturn vary of 25.1 and 19.5 km s^{-1} along the equator, so that the shift of a reflected solar line is larger than its own width, making a MOF sensitive to a fraction of the planetary surface only. For Uranus and Neptune, the whole surfaces can be mapped since their rotational velocity variations along the equator are 5.2 and 5.4 km s^{-1} respectively.

The use of **Fourier transform spectrometry** (FTS) for Doppler measurements also derives from helioseismology (Scherrer et al., 1995). The output signal (interferogram) is the Fourier transform of the incoming light spectrum. The presence of deep and evenly spaced absorption lines in the incoming spectrum generates interference fringes at large optical path difference (OPD), of which phase is function of the Doppler shift. The output expresses as $I(\Delta) \propto 1 + C \cos [2\pi\sigma_0\Delta(1 + v/c)]$, where C is the fringe contrast, σ_0 the wavenumber, and Δ the OPD. The instrument sensitivity is given by the phase shift of an interference fringe per a 1-m s^{-1} radial velocity:

$$S = \frac{2\pi\sigma_0\Delta}{c} \quad (\text{D.6})$$

In a FTS, the filter bandwidth is generally larger than in a MOF (1 to 10 nm), but only $C/\sqrt{2} N$ photons contribute to the signal. When observations are limited by the photon noise only, the amplitude of a velocity signal that is detectable at the $1-\sigma$ level is:

$$\delta v = \frac{\sqrt{2}}{C} \frac{1}{S\sqrt{N}} \quad (\text{D.7})$$

Therefore, high-performance Doppler velocimetry must optimize the product of the sensitivity by the square root of the bandwidth.

- Allen, C. W., 1973. Astrophysical quantities.
- Appourchaux, T., Grundahl, F., Dec. 2013. Asteroseismology observations and space missions. ArXiv e-prints.
- Cacciani, A., Dolci, M., Moretti, P. F., D'Alessio, F., Giuliani, C., Micolucci, E., Di Cianno, A., Jun. 2001. Search for global oscillations on Jupiter with a double-cell sodium magneto-optical filter. *A&A*372, 317–325.
- Cacciani, A., Fofi, M., Sep. 1978. The magneto-optical filter. II - Velocity field measurements. *Solar Physics*59, 179–189.
- Choi, D. S., Banfield, D., Gierasch, P., Showman, A. P., May 2007. Velocity and vorticity measurements of Jupiter's Great Red Spot using automated cloud feature tracking. *Icarus*188, 35–46.
- Civeit, T., Appourchaux, T., Lebreton, J.-P., Luz, D., Courtin, R., Neiner, C., Witasse, O., Gautier, D., Mar. 2005. On measuring planetary winds using high-resolution spectroscopy in visible wavelengths. *A&A*431, 1157–1166.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., Moriarty-Schieven, G., Feb. 2012. Circulation of the Venus upper mesosphere/lower thermosphere: Doppler wind measurements from 2001–2009 inferior conjunction, sub-millimeter CO absorption line observations. *Icarus*217, 794–812.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., Moriarty-Schieven, G. H., Aug. 2008. Venus upper atmospheric CO, temperature, and winds across the afternoon/evening terminator from June 2007 JCMT sub-millimeter line observations. *PSS*56, 1344–1354.
- Connes, P., Mar. 1985. Absolute astronomical accelerometry. *ApSS*110, 211–255.
- Gabsi, Y., Bertaux, J. L., Hauchecorne, A., Schmitt, J., Guibert, S., Oct. 2008. Measuring Venus' winds using the Absolute Astronomical Accelerometer: Solid super-rotation model of Venus' clouds. *PSS*56, 1454–1466.
- Gaulme, P., Schmider, F.-X., Gay, J., Guillot, T., Jacob, C., Jul. 2011. Detection of Jovian seismic waves: a new probe of its interior structure. *A&A*531, A104+.
- Gaulme, P., Schmider, F. X., Gay, J., Jacob, C., Alvarez, M., Reyes-Ruiz, M., Belmonte, J. A., Fossat, E., Jeanneaux, F., Valtier, J.-C., Nov. 2008a. SYMPA, a dedicated instrument for Jovian seismology. II. Real performance and first results. *A&A*490, 859–871.
- Gaulme, P., Schmider, F.-X., Grec, C., López Ariste, A., Widemann, T., Gelly, B., Aug. 2008b. Venus wind map at cloud top level with the MTR/THEMIS visible spectrometer. I: Instrumental performance and first results. *PSS*56, 1335–1343.
- Gonçalves, I., Schmider, F.-X., Bresson, Y., Dejonghe, J., Preis, O., Robbe-Dubois, S., Appourchaux, T., Boumier, P., Leclec'h, J.-C., Morinaud, G., Gaulme, P., Jackiewicz, J., Aug. 2016. Advances in the development of a Mach-Zehnder interferometric Doppler imager for seismology of giant planets. In: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*. Vol. 9908 of Proc. of the SPIE. p. 99083M.
- Gregory, P. C., Oct. 2005. A Bayesian Analysis of Extrasolar Planet Data for HD 73526. *ApJ*631, 1198–1214.
- Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Guillot, T., Oct. 2002. A model for large-scale convective storms in Jupiter. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 107, 5075.
- Khatuntsev, I. V., Patsaeva, M. V., Titov, D. V., Ignatiev, N. I., Turin, A. V., Limaye, S. S., Markiewicz, W. J., Almeida, M., Roatsch, T., Moissl, R., Sep. 2013. Cloud level winds from the Venus Express Monitoring Camera imaging. *Icarus*226, 140–158.
- Lellouch, E., Witasse, O., Aug. 2008. A coordinated campaign of Venus ground-based observations and Venus Express measurements. *PSS*56, 1317–1319.
- Luz, D., Civeit, T., Courtin, R., Lebreton, J.-P., Gautier, D., Rannou, P., Kaufer, A., Witasse, O., Lara, L., Ferri, F., Dec. 2005. Characterization of zonal winds in the stratosphere of Titan with UVES. *Icarus*179, 497–510.
- Luz, D., Civeit, T., Courtin, R., Lebreton, J.-P., Gautier, D., Witasse, O., Kaufer, A., Ferri, F., Lara, L., Livengood, T., Kostiuk, T., Aug. 2006. Characterization of zonal winds in the stratosphere of Titan with UVES: 2. Observations coordinated with the Huygens Probe entry. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 111, E08S90.
- Machado, P., Luz, D., Widemann, T., Lellouch, E., Witasse, O., Sep. 2012. Mapping zonal winds at Venus' cloud tops from ground-based Doppler velocimetry. *Icarus*221, 248–261.
- Machado, P., Widemann, T., Luz, D., Peralta, J., Nov. 2014. Wind circulation regimes at Venus' cloud tops: Ground-based Doppler velocimetry using CFHT/ESPaDOnS and comparison with simultaneous cloud tracking measurements using VEx/VIRTIS in February 2011. *Icarus*243, 249–263.
- Machado, P., Widemann, T., Peralta, J., Gonçalves, R., Donati, J.-F., Luz, D., Mar. 2017. Venus cloud-tracked and doppler velocimetry winds from CFHT/ESPaDOnS and Venus Express/VIRTIS in April 2014. *Icarus*285, 8–26.
- Mayorga, L. C., Jackiewicz, J., Rages, K., West, R. A., Knowles, B., Lewis, N., Marley, M. S., Dec. 2016. Jupiter's Phase Variations from Cassini: A Testbed for Future Direct-imaging Missions. *AJ*152, 209.
- Moissl, R., Khatuntsev, I., Limaye, S. S., Titov, D. V., Markiewicz, W. J., Ignatiev, N. I., Roatsch, T., Matz, K.-D., Jaumann, R., Almeida, M., Portyankina, G., Behnke, T., Hviid, S. F., Mar. 2009. Venus cloud top winds from tracking UV features in Venus Monitoring Camera images. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 114, 0.
- Mosser, B., Mekarnia, D., Maillard, J. P., Gay, J., Gautier, D., Delache, P., Jan. 1993. Seismological observations with a Fourier transform spectrometer - Detection of Jovian oscillations. *A&A*267, 604–622.
- Peralta, J., Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Piccioni, G., Lanciano, O., Drossart, P., Dec. 2008. Characterization of mesoscale gravity waves in the upper and lower clouds of Venus from VEX-VIRTIS images. *Journal of Geophysical Research (Planets)* 113, 0.
- Peralta, J., Luz, D., Berry, D. L., Tsang, C. C. C., Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Piccioni, G., Drossart, P., Aug. 2012. Solar migrating atmospheric tides in the winds of the polar region of Venus. *Icarus*220, 958–970.
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Piccioni, G., Drossart, P., Peralta, J., Pérez-Hoyos, S., Wilson, C. F., Taylor, F. W., Baines, K. H., Luz, D., Erard, S., Lebonnois, S., Jul. 2008. Variable winds on Venus mapped in three dimensions. *GRL*35, 13204.
- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., Hoeksema, J. T., Kosovichev, A. G., Schou, J., Rosenberg, W., Springer, L., Tarbell, T. D., Title, A., Wolfson, C. J., Zayer, I., MDI Engineering Team, Dec. 1995. The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager. *Solar Physics*162, 129–188.
- Schmider, F.-X., Fossat, E., Mosser, B., Aug. 1991. Possible detection of Jovian global oscillations. *A&A*248, 281–291.
- Schmider, F. X., Gay, J., Gaulme, P., Jacob, C., Abe, L., Alvarez, M., Belmonte, J. A., Fossat, E., Gelly, B., Guillot, T., Jeanneaux, F., Mosser, B., Valtier, J.-C., Nov. 2007. SYMPA, a dedicated instrument for Jovian seismology. I. Principle and performance. *A&A*474, 1073–1080.
- Snodgrass, H. B., Ulrich, R. K., Mar. 1990. Rotation of Doppler features in the solar photosphere. *ApJ*351, 309–316.
- Sornig, M., Livengood, T., Sonnabend, G., Kroetz, P., Stupar, D., Kostiuk, T., Schieder, R., Aug. 2008. Venus upper atmosphere winds from ground-based heterodyne spectroscopy of CO₂ at 10 μ m wavelength. *PSS*56, 1399–1406.
- Sornig, M., Livengood, T. A., Sonnabend, G., Stupar, D., Kroetz, P., Feb. 2012. Direct wind measurements from November 2007 in Venus' upper atmosphere using ground-based heterodyne spectroscopy of CO₂ at 10 μ m wavelength. *Icarus*217, 863–874.
- Traub, W. A., Carleton, N. P., Jun. 1975. Spectroscopic observations of winds on Venus. *Journal of Atmospheric Sciences* 32, 1045–1059.
- Vernin, J., Munoz-Tunon, C., Mar. 1995. Measuring astronomical seeing: The DA/IAc DIMM. *PASP*107, 265–272.
- Widemann, T., Lellouch, E., Campargue, A., Oct. 2007. New wind measurements in Venus lower mesosphere from visible spectroscopy. *PSS*55, 1741–1756.
- Widemann, T., Lellouch, E., Donati, J.-F., Aug. 2008. Venus Doppler winds at cloud tops observed with ESPaDOnS at CFHT. *PSS*56, 1320–1334.
- Young, A. T., Jan. 1975. Is the four-day 'rotation' of Venus illusory. *Icarus*24, 1–10.
- Young, A. T., Schorn, R. A., Young, L. D. G., Crisp, D., Jun. 1979. Spectroscopic observations of winds on Venus. I - Technique and data reduction. *Icarus* 38, 435–450.

ANNEXES

A. OUTILS DE TRANSFORMATION D'IMAGE BASES SUR LA TRANSFORMÉE DE FOURIER

Translation des images

La translation spatiale de l'image se traduit dans l'espace des fréquences par un simple déphasage :

$$f(x - x_0, y - y_0) \leftrightarrow F(u, v)e^{-2\pi i(ux_0 + vy_0)}$$

En appliquant ce masque de phase à la FFT de l'image on obtient, après la transformée inverse, une image décalée de x_0 et y_0 . La Figure A-1 montre le résultat d'un test consistant à faire la différence entre une image ayant subi une double transformation la ramenant au point de départ ($dx=dy=1.5$ px puis $dx=dy=-1.5$ px) et l'image d'origine. Ce test a été appliqué aux deux méthodes (interpolation polynomiale et FFT) pour une image avec et sans bruits. Dans tout le résidu est plus faible (d'au moins un facteur trois) avec l'interpolation par FFT.

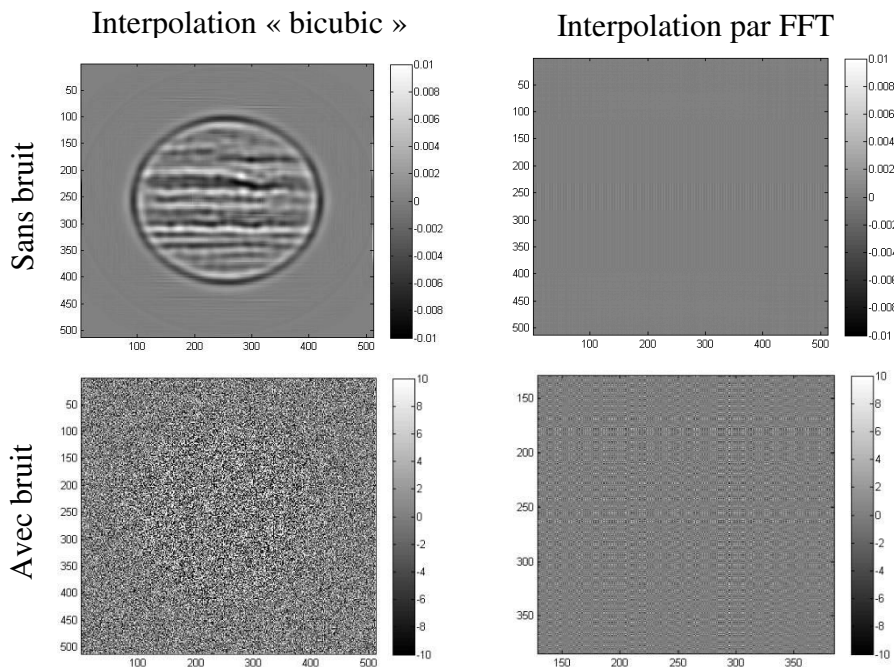


Figure A-1. Comparatif des résidus entre une image et la même image obtenue après application d'une double transformation de translation ($dx=dy=1.5$ puis $dx=dy=-1.5$) la ramenant au point de départ. Le résidu le plus faible est obtenu avec la méthode basée sur la transformée de Fourier. L'image originale a une valeur maximale de 5000.

La rotation

Pour la rotation, la méthode consiste à décomposer celle-ci en trois transformations de type cisaillement (Owen and Makedon, 1996):

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\tan(\theta/2) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \sin(\theta) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -\tan(\theta/2) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{[Eq. A..1]}$$

Chaque cisaillement est obtenu en calculant la transformée de Fourier (à 1 D) de l'image (NxN) ligne par ligne, on applique ensuite à chacune de ces TF un masque de phase correspondant à la ligne. L'application de la transformation inverse de la TF ainsi modifiée produira le décalage adéquat. Ces cisaillements se font autour d'un pixel fixe situé au centre (si le côté de l'image a un nombre de pixel pair) ou proche du centre (si le côté de l'image a un nombre impair de pixel). Pour obtenir une rotation par rapport au centre exacte de l'image (lorsque le nombre de pixel est pair) il est nécessaire de corriger le résultat par une légère translation globale. Notons que la méthode ne fonctionne que sur des images carrées et entre -90° et $+90^\circ$, donc pour aller au-delà de 90° il suffit de tourner l'image de 90° avant de soumettre la rotation de $\theta-90$. La Figure A-2 montre le résultat du test consistant à faire la différence entre une image ayant subi une double rotation la ramenant au point de départ ($\theta=1.5$ px puis $\theta=-1.5$ px) et l'image d'origine. Ce test a été appliqué aux deux méthodes (interpolation polynomiale et FFT) pour une image avec et sans bruits. Ici encore le résidu est plus faible (d'au moins un facteur trois) avec l'interpolation par FFT.

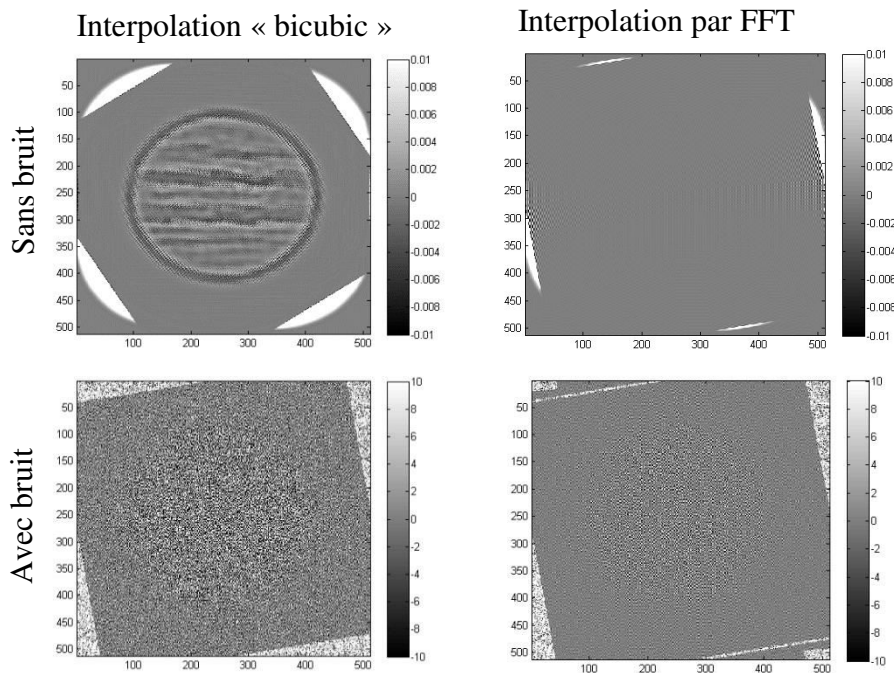


Figure A-2. Comparatif des résidus entre une image et la même image obtenu après application d'une double transformation de rotation ($\theta=10^\circ$ puis $\theta=-10^\circ$) la ramenant au point de départ. Le résidu le plus faible est obtenu avec la méthode basée sur la transformée de Fourier. L'image originale à un flux maximale de 5000.

Le facteur d'échelle par FFT :

Le changement d'échelle de l'image s'effectue en modifiant la transformée de Fourier de l'image en exploitant la propriété suivante de celle-ci :

$$f(ax, by) \leftrightarrow \frac{1}{|ab|} F\left(\frac{u}{a}, \frac{v}{b}\right)$$

Ce qui se traduit concrètement pour :

- La réduction de l'image (dans un cadre fixe)**
 Réduire l'image revient à réaliser un zoom centré de la FFT, c'est-à-dire à recalculer la FFT avec un maillage de fréquence plus étroit (tout en gardant le même nombre de pixels que l'image original), puis en appliquant la transformée inverse, on obtient une image réduite dans un cadre fixe.
- L'agrandissement de l'image (dans un cadre fixe)**
 Pour agrandir l'image on procède de manière inverse à la différence près que le cadre de la FFT est agrandi et complété par des zéros. Finalement l'agrandissement de l'image est obtenu par la transformée inverse, l'image est ensuite redécoupée pour retrouver la taille originale.

La Figure A-3 montre le résultat du test consistant à faire la différence entre une image ayant subi un double changement d'échelle la ramenant au point de départ ($f=1.01$ puis $f=1/1.01$) et l'image d'origine. Ce test a été appliqué aux deux méthodes (interpolation polynomiale et FFT) pour une image avec et sans bruit. Ici encore le résidu est plus (d'au moins un facteur trois) faible avec l'interpolation par FFT.

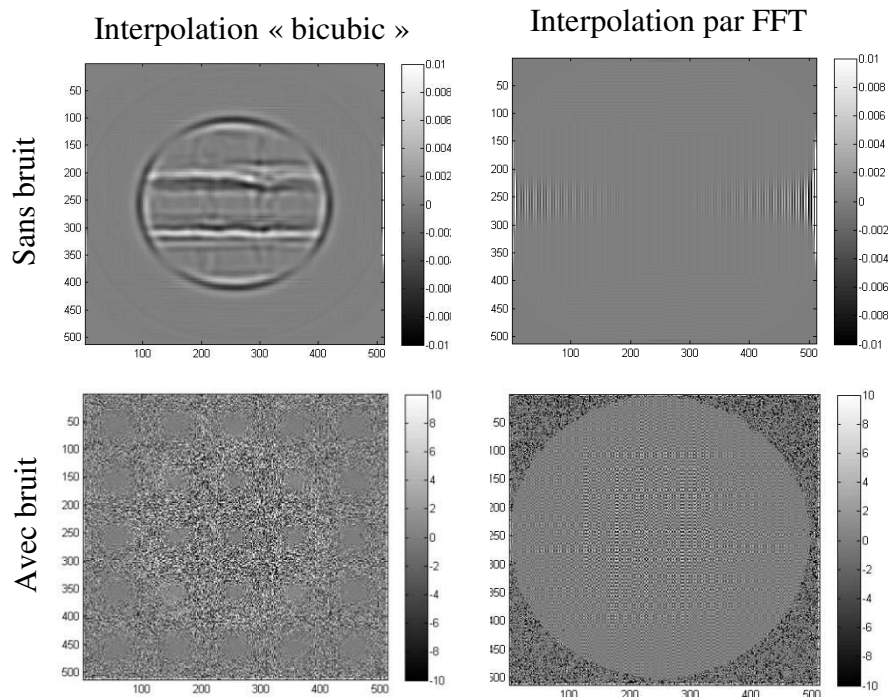


Figure A-3. Comparatif des résidus entre une image et la même image obtenue après application d'une double transformation d'échelle ($f=1.01$ puis $f=1/1.01$) la ramenant au point de départ. Le résidu le plus faible est obtenu avec la méthode basée sur la transformée de Fourier. L'image originale à une valeur maximale de 5000.

B. AJUSTEMENT PAR REGRESSION LINEAIRE

De manière générale, nous pouvons relier le nuage de points des deux grilles par deux polynômes de degré n:

$$\begin{aligned} x' &= \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n \alpha_{ij} x^i y^j = \sum_{k=0}^m a_k z_k = f_x(x, y) \\ y' &= \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^n \beta_{ij} x^i y^j = \sum_{k=0}^m b_k z_k = f_y(x, y) \end{aligned} \quad (B..1)$$

avec (x', y') les coordonnées des points de la grille de référence et (x, y) les coordonnées des points de la grille à ajuster, $z = (1 \ x \ y \ x^2 \ xy \ \dots)$ et a_k les coefficients du polynôme et $m=(n+1)^2$. Ajuster les grilles revient à trouver les coefficients a et b qui minimisent la distance entre (x, y) et (x', y') . par la méthode des moindres carré.). Cela peut se faire par l'algèbre linéaire. Soit N le nombre de points de la grille, X le vecteur des coordonnées x des points de la grille $X^t = (x_1 \ x_2 \ x_3 \ \dots)$ de dimension $1 \times N$, A le vecteur des coefficients du polynôme $A^t = (a_0 \ a_1 \ a_2 \ a_3 \ \dots)$ de dimension $1 \times m$ et Z^t la matrice de dimension $N \times m$ suivante :

$$Z^t = \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 & x_1^2 & x_1 y_1 & \dots \\ 1 & x_2 & y_2 & x_2^2 & x_2 y_2 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \quad (B..2)$$

L'estimation de X s'écrit $\hat{X} = Z^t A$ (de même pour Y). En cherchant à minimiser $(\hat{X} - X)^2$, nous trouvons les coefficients du polynôme A et B :

$$\begin{aligned} A &= (ZZ^t)^{-1}ZX \\ B &= (ZZ^t)^{-1}ZY \end{aligned} \quad (B.3)$$

L'inversion de la matrice peut se faire par décomposition Q.R.



BIBLIOGRAPHIE

- Bach, H., Neuroth, N., 2012. The Properties of Optical Glass, Schott Series on Glass and Glass Ceramics. Springer Berlin Heidelberg.
- Bercovici, D., Schubert, G., 1987. Jovian seismology. *Icarus* 69, 557–565. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(87\)90024-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(87)90024-8)
- Born, M., Wolf, E., Bhatia, A.B., 2000. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Cambridge University Press.
- Bouchy, F., Carrier, F., 2001. P-mode observations on α Cen A. *A&A* 374, L5–L8. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010792>
- Busse, F.H., 1976. A simple model of convection in the Jovian atmosphere. *Icarus* 29, 255–260. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(76\)90053-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(76)90053-1)
- Cabanes, S., Aurnou, J.M., Favier, B., Le Bars, M., 2016. A Laboratory Model for Deep-Seated Jets on the Gas Giants. AGU Fall Meet. Abstr. P33B-2135.
- Cacciani, A., Dolci, M., Moretti, P.F., D’Alessio, F., Giuliani, C., Micolucci, E., Di Cianno, A., 2001. Search for global oscillations on Jupiter with a double-cell sodium magneto-optical filter. *A&A* 372, 317–325. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010455>
- Cameron, A.G.W., 1978. Physics of the primitive solar accretion disk. *Moon Planets* 18, 5–40. <https://doi.org/10.1007/BF00896696>
- Campbell, J.K., Synnott, S.P., 1985. Gravity field of the Jovian system from Pioneer and Voyager tracking data. *AJ*, 90, 364–372. <https://doi.org/10.1086/113741>
- Civeit, T., Appourchaux, T., Lebreton, J.-P., Luz, D., Courtin, R., Neiner, C., Witasse, O., Gautier, D., 2005. On measuring planetary winds using high-resolution spectroscopy in visible wavelengths. *A&A* 431, 1157–1166. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041640>
- Cowling, T.G., 1941. The non-radial oscillations of polytropic stars. *MNRAS* 101, 367. <https://doi.org/10.1093/mnras/101.8.367>
- Crida, A., 2009. Solar System Formation, in: Röser, S. (Ed.), *Reviews in Modern Astronomy, Reviews in Modern Astronomy*. pp. 215–227. <https://doi.org/10.1002/9783527629190.ch11>
- Folkner, W.M., Iess, L., Anderson, J.D., Asmar, S.W., Buccino, D.R., Durante, D., Feldman, M., Gomez Casajus, L., Gregnanin, M., Milani, A., Parisi, M., Park, R.S., Serra, D., Tommei, G., Tortora, P., Zannoni, M., Bolton, S.J., Connerney, J.E.P., Levin, S.M., 2017. Jupiter gravity field estimated from the first two Juno orbits. *Geophys. Res. Lett.*, 44, 4694–4700. <https://doi.org/10.1002/2017GL073140>
- García-Melendo, E., Arregi, J., Rojas, J.F., Hueso, R., Barrado-Izagirre, N., Gómez-Forrellad, J.M., Pérez-Hoyos, S., Sanz-Requena, J.F., Sánchez-Lavega, A., 2011. Dynamics of Jupiter’s equatorial region at cloud top level from Cassini and HST images. *Icarus* 211, 1242–1257. <https://doi.org/10.1016/j.Icarus.2010.11.020>
- Gaulme, P., Mosser, B., 2005. Coupling of acoustic waves to clouds in the jovian troposphere. *Icarus* 178, 84–96. <https://doi.org/10.1016/j.Icarus.2005.04.004>
- Gaulme, P., Schmider, F.-X., Gay, J., Guillot, T., Jacob, C., 2011. Detection of Jovian seismic waves: a new probe of its interior structure. *A&A* 531, A104. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116903>
- Gaulme, P., Schmider, F.-X., Grec, C., López Ariste, A., Widemann, T., Gelly, B., 2008. Venus wind map at cloud top level with the MTR/THEMIS visible spectrometer, I:

-
- Instrumental performance and first results. *PSS*, 56, 1335–1343. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2008.06.014>
- Gudkova, T., Mosser, B., Provost, J., Chabrier, G., Gautier, D., Guillot, T., 1995. Seismological comparison of giant planet interior models. *A&A* 303, 594.
 - Guillot, T., 1999. Interiors of giant planets inside and outside the Solar System. *Science* 296, 72–77.
 - Guillot, T., Gautier, D., 2014. Giant Planets. ArXiv E-Prints.
 - Guillot, T., Stevenson, D.J., Hubbard, W.B., Saumon, D., 2004. The interior of Jupiter, in: Bagenal, F., Dowling, T.E., McKinnon, W.B. (Eds.), *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*. pp. 35–57.
 - Hayes, D.S., Latham, D.W., 1975. A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of VEGA. *ApJ*, 197, 593–601. <https://doi.org/10.1086/153548>
 - Hubbard, W.B., Militzer, B., 2016. A Preliminary Jupiter Model. *ApJ*, 820, 80. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/820/1/80>
 - Ingersoll, A.P., Cuzzi, J.N., 1969. Dynamics of Jupiter's cloud bands. *J. Atmospheric Sci.* 26, 981–985. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1969\)026<0981:DOJCB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1969)026<0981:DOJCB>2.0.CO;2)
 - Ingersoll, A.P., Dowling, T.E., Gierasch, P.J., Orton, G.S., Read, P.L., Sánchez-Lavega, A., Showman, A.P., Simon-Miller, A.A., Vasavada, A.R., 2004. Dynamics of Jupiter's atmosphere, in: Bagenal, F., Dowling, T.E., McKinnon, W.B. (Eds.), *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*. pp. 105–128.
 - Leighton, R.B., Noyes, R.W., Simon, G.W., 1962. Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report. *ApJ*, 135, 474. <https://doi.org/10.1086/147285>
 - Mayer, L., Quinn, T., Wadsley, J., Stadel, J., 2002. Formation of Giant Planets by Fragmentation of Protoplanetary Disks. *Science* 298, 1756–1759. <https://doi.org/10.1126/science.1077635>
 - Miguel, Y., Guillot, T., Fayon, L., 2016. Jupiter internal structure: the effect of different equations of state. *A&A* 596, A114. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629732>
 - Mosser, B., 2000. *Sismologie Jovienne* (PhD Thesis). Université de Paris VI.
 - Mosser, B., Gautier, D., Schmider, F.X., Delache, P., 1991. A tentative identification of Jovian global oscillations. *A&A* 251, 356–364.
 - Mosser, B., Mekarnia, D., Maillard, J.P., Gay, J., Gautier, D., Delache, P., 1993. Seismological observations with a Fourier transform spectrometer - Detection of Jovian oscillations. *A&A* 267, 604–622.
 - Nettelmann, N., Becker, A., Holst, B., Redmer, R., 2012. Jupiter Models with Improved Ab Initio Hydrogen Equation of State (H-REOS.2). *ApJ*, 750, 52. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/750/1/52>
 - Owen, C.B., Makedon, F., 1996. High Quality Alias Free Image Rotation. Dartmouth College, Computer Science.
 - Safronov, V.S., Ruskol, E.L., 1982. On the origin and initial temperature of Jupiter and Saturn. *Icarus* 49, 284–296. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(82\)90077-X](https://doi.org/10.1016/0019-1035(82)90077-X)
 - Salpeter, E.E., 1973. On Convection and Gravitational Layering in Jupiter and in Stars of Low Mass. *ApJ*, 181, L83. <https://doi.org/10.1086/181190>
 - Savitzky, A., Golay, M.J.E., 1964. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Anal. Chem.* 36, 1627–1639.
 - Schmider, F.-X., Fossat, E., Mosser, B., 1991. Possible detection of Jovian global oscillations. *A&A* 248, 281–291.

-
- Schmider, F.X., Gay, J., Gaulme, P., Jacob, C., Abe, L., Alvarez, M., Belmonte, J.A., Fossat, E., Gelly, B., Guillot, T., Jeanneaux, F., Mosser, B., Valtier, J.-C., 2007. SYMPA, a dedicated instrument for Jovian seismology. I. Principle and performance. *A&A* 474, 1073–1080. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20067019>
 - Simon, A.A., Wong, M.H., Orton, G.S., 2015. First results from the Hubble OPAL Program: Jupiter in 2015, in: *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*. p. 502.05.
 - Tassoul, M., 1980. Asymptotic approximations for stellar nonradial pulsations. *ApJS*, 43, 469–490. <https://doi.org/10.1086/190678>
 - Tomczyk, S., Stender, K., Card, G., Elmore, D., Hull, H., Cacciani, A., 1995. An Instrument to Observe Low-Degree Solar Oscillations. *Solar Physics* 159, 1–21. <https://doi.org/10.1007/BF00733027>
 - Trosseille, C., Appourchaux, T., Martinez Pillet, V., 2007. Design Of A Fabry Perot Interferometer For The VIM Instrument Aboard Solar Orbiter, in: *Second Solar Orbiter Workshop, ESA Special Publication*. p. 85.
 - Ulrich, R.K., 1970. The Five-Minute Oscillations on the Solar Surface. *ApJ*, 162, 993. <https://doi.org/10.1086/150731>
 - Vorontsov, S.V., Zharkov, V.N., Lubimov, V.M., 1976. The free oscillations of Jupiter and Saturn. *Icarus* 27, 109–118. [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(76\)90187-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(76)90187-1)
 - Wigner, E., Huntington, H.B., 1935. On the Possibility of a Metallic Modification of Hydrogen. *\jcp* 3, 764–770. <https://doi.org/10.1063/1.1749590>
 - Williams, G.P., 1975. Jupiter's atmospheric circulation. *\nat* 257, 778. <https://doi.org/10.1038/257778a0>
 - Wyant, J.C., 1975. Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems. *\ao* 14, 2622–2626. <https://doi.org/10.1364/AO.14.002622>