



HAL
open science

IFTSUV : un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet pour les prochaines missions spatiales solaires

Anne Millard

► **To cite this version:**

Anne Millard. IFTSUV : un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet pour les prochaines missions spatiales solaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00437261

HAL Id: tel-00437261

<https://theses.hal.science/tel-00437261v1>

Submitted on 30 Nov 2009

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.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

Spécialité : Optique et photonique

par

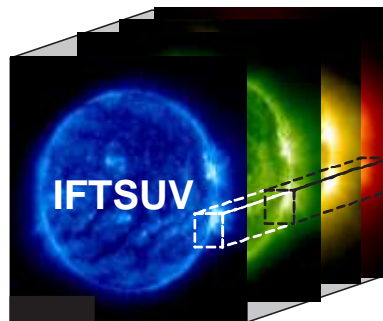
Anne MILLARD

Sujet :

IFTSUV : un spectromètre imageur à transformée

de Fourier dans l'ultraviolet

pour les prochaines missions spatiales solaires



Soutenue le 5 Décembre 2005 devant la commission d'examen

M. Guy GUELACHVILI	Examineur
M. François GUERIN	Invité
M. Donald HASSLER	Rapporteur
M. Philippe LEMAIRE	Co-directeur de thèse
M. Pierre LENA	Président
M. Jean-Pierre MAILLARD	Rapporteur
M. Jean-Claude VIAL	Directeur de thèse

En premier lieu, je tiens à remercier la direction de l'Institut d'Astrophysique Spatiale pour son accueil et pour m'avoir permis de réaliser ces travaux de thèse dans les meilleures conditions possibles.

Je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à Philippe Lemaire et Jean-Claude Vial qui ont dirigé ces travaux. Les conseils prodigués par Philippe Lemaire au cours de ces trois années ont enrichi mes connaissances de façon inestimable. Je suis heureuse d'avoir commencé ma carrière avec un si talentueux instrumentaliste. Je remercie très sincèrement Jean-Claude Vial, son soutien constant et bienveillant et son aide précieuse m'ont permis de faire progresser le projet IFTSUV.

Je remercie chaleureusement les membres du jury : Guy Guelachvili, Donald Hassler, Pierre Léna et Jean-Pierre Maillard, nos discussions ont été très enrichissantes.

Je remercie également mes collègues de l'équipe physique solaire; leur soutien amical a été très apprécié au cours de ces trois années. Merci à Karine, Catherine, Susanna, Frédéric A. , Frédéric B., Patrick, Alan, Boudine, Jacques, Thierry, Sébastien, Guy, Pierre et Denys.

Mes remerciements vont aussi à tous les chercheurs, ingénieurs, techniciens et personnels administratifs de l'IAS, qui par leur travail m'ont aidé dans le mien. Je tiens à remercier particulièrement Denis Barbet. Sans sa disponibilité, sa patience et ses compétences la maquette IFTSUV n'existerait pas.

Je n'oublie pas François Guérin d'Alcatel Alenia Space qui a suivi avec intérêt l'évolution de ces travaux.

Je remercie Jean-Yves Prado, Jean-Claude Lalaurie et Christian Buil du CNES pour avoir soutenu le projet IFTSUV.

J'ai été soutenue financièrement au cours de cette thèse par le CNES et ALCATEL ALENIA SPACE, à contributions égales.

Table des matières

1	Introduction	15
2	Le Soleil	19
1	Le soleil	19
1.1	Présentation générale	19
1.2	L'étoile Soleil	20
1.2.1	La structure interne du Soleil	20
1.2.2	L'atmosphère solaire	20
1.3	Le spectre solaire	22
3	Besoins de la physique solaire en spectroscopie et imagerie UV	25
1	Introduction	25
2	Imagerie dans la raie H Lyman α	27
2.1	Premières images à haute résolution (1970)	27
2.2	Vols fusée de la Transition Region Camera (TRC)	28
2.3	TRACE	29
2.4	VAULT	31
3	Spectroscopie dans la raie H Lyman α	33
3.1	Vols fusée et navette embarquant les premiers spectrographes H-Lyman α	33
3.2	Les satellites OSO ; le cas de OSO8.	36
3.3	Solar Maximum Mission	36
3.4	SUMER	38
4	Conclusion	40
4	Les données de l'instrument VAULT	43
1	Introduction	43
2	Description de l'instrument	44
3	Traitement des données	44
3.1	Soustraction du courant d'obscurité	44
3.2	Etalonnage des données	44
4	Etude d'un filament	48
5	Etude d'un groupe de protubérances	62
6	Conclusion	62

5	Spectro-imagerie solaire et non solaire	69
1	Introduction	69
2	Spectro-imagerie intégrale du champ	70
3	Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier	71
3.1	Un peu d'histoire	73
3.2	L'interféromètre de Michelson	74
3.2.1	Rappels sur les interférences	74
3.2.2	Un interféromètre à division d'amplitude : l'interféromètre de Michelson	76
3.3	Analyse de Fourier dans le cadre des spectromètres à transformée de Fourier .	77
3.3.1	Résolution spectrale	79
3.3.2	Echantillonnage des données	80
4	Spectromètre imageur à transformée de Fourier	82
4.1	Construction d'un cube spectral	82
4.2	Propriétés des spectromètres imageurs à transformée de Fourier	84
4.2.1	Résolution spectrale	84
4.2.2	Couverture spectrale	85
4.2.3	Champ de vue et résolution spatiale	85
4.2.4	Versatilité	85
4.3	Spectromètres imageurs à transformée de Fourier dans le visible et l'infrarouge	86
5	Conclusion	88
6	Un spectromètre imageur par transformée de Fourier pour l'ultraviolet : IFTSUV	91
1	Introduction	91
2	Spectro-imagerie dans l'ultraviolet	92
2.1	Contraintes techniques liées à l'ultraviolet lointain	92
2.2	Spectro-imagerie dans l'ultraviolet : les premières réalisations	92
3	Choix d'un système optique pour l'IFTSUV	95
3.1	Choix des paramètres	98
3.2	Facteurs influant les performances de l'instrument	100
3.2.1	Efficacité des réseaux	100
3.2.2	Qualité des surfaces optiques	102
3.2.3	Alignement interférométrique	103
3.2.4	Qualité du pas d'échantillonnage	103
4	Simulation du fonctionnement d'un IFTSUV	103
4.1	Conception assistée par ordinateur	103
4.2	Réalisation de la simulation	108
4.3	Simulation des performances de l'instrument	109
4.3.1	Simulations	109
4.3.2	Cahier des charges pour la réalisation d'une maquette	109
5	Conclusions	113

7	Réalisation de la maquette IFTSUV	115
1	Choix du schéma optique	115
2	Réalisation des simulations du fonctionnement de la maquette	116
3	Montage et alignement de la maquette IFTSUV	120
3.1	Montage mécanique	120
3.1.1	Installation des composants	120
3.1.2	Orientation des surfaces optiques	123
3.1.3	Mesure du chemin optique	128
3.2	Différentes étapes de l'alignement	129
3.2.1	Alignement dans le visible	129
3.2.2	Alignement dans l'ultraviolet	129
3.3	Résultats de l'alignement	130
4	Conclusion	134
8	Conclusions	135
1	Développements futurs	135
1.1	Modifications du système optique	135
1.1.1	Suppression du miroir double face	135
1.1.2	Chemin optique dans un plan unique	136
1.1.3	Réseau mobile	136
1.2	Ajout d'un système de métrologie	136
1.3	Conclusion	137
2	Conclusions	138
2.1	Expression du besoin scientifique et définition du projet	138
2.2	Résultats obtenus	139
2.2.1	Identification des points durs	140
2.3	Modification du concept optique et poursuite du développement	141
2.4	Comment se situe l'FTSUV par rapport aux autres projets de spectro-imagerie UV	141
2.5	Perspectives de mission	141
9	Annexes	145
A	Préparation de la mission LYOT	147
1	Objectifs scientifiques	147
1.1	Etude de l'activité à l'interface entre la chromosphère et la couronne	147
1.2	Détection des éjections de matière coronale, et identification de leurs régions sources.	148
1.3	Activité circum-solaire	149
1.4	Variabilités spatiale et temporelle dans la raie H-Lyman α ; corrélation avec d'autres indices d'activité	149
1.5	Météorologie de l'espace	149
2	Contexte scientifique	150
3	Instrumentation	151

3.1	Instruments	152
4	Situation actuelle de la mission LYOT	163
B	Interféromètre à multiplication du déplacement	165
C	Rappels sur les interférences	167
D	Propriétés de la transformée de Fourier	169
1	Propriétés classiques	169
2	Transformées de Fourier des fonctions classiques	171
E	Composants optiques de la maquette	175
1	Sources	175
1.1	Sources visibles	175
1.2	Sources UV	175
2	Miroirs	175
3	Système de lames dichroïques	178
4	Platine de translation	178
5	Système de détection	178
5.1	Détection visible	178
5.2	Détection UV	180
6	Réseau de thermistances	180
7	Système de contrôle	180
8	Fonctionnement de l'interféromètre à décalage latéral (" shear plate")	180
F	Gestion du projet IFTSUV	183
1	Cadre et enjeux	183
2	Préparation du projet	183
3	Conduite du projet	184
4	Financement et évaluation du coût	184
5	Compétences développées au cours du projet	184
6	Perspectives du projet	186

Table des figures

1.1	Images du Soleil prises par l'instrument EIT (Extreme uv Imaging Telescope) dans les longueurs d'onde 17.1 nm (bleu), 19.5 nm (vert), 28.4 nm (jaune), 30.4 nm (rouge). . .	16
2.1	Schéma de la structure intérieure du soleil.	20
2.2	Eclipse totale de Soleil 1998 en Guadeloupe. De gauche à droite : chromosphère, couronne interne et couronne externe (Association Adagio, Société Astronomique de France, Observatoire de Paris).	21
2.3	Un groupe de taches solaires dans la région active 10030 observée le 15 Juillet 2002 avec le Swedish 1 meter Solar Telescope à La Palma (Royal Swedish Academy of Sciences).	21
2.4	Le spectre solaire visible de 400 nm à 800 nm (N.A.Sharp/ NOAO / NSO / Kitt Peak FTS / AURA / NSF)	23
2.5	Premier spectre solaire UV enregistré en 1946 ([Tousey et al., 1947]).	23
3.1	Profils de la raie H-Lyman α enregistrés sur différentes structures au cours du premier vol fusée de l'instrument HRTS en 1975, spectre enregistré sur film photographique puis scanné par un microdensitomètre ([Basri et al., 1979]).	26
3.2	Couronne solaire dans la raie H-Lyman α observée au cours de l'éclipse totale du 7 mars 1970. On peut apercevoir les images de la couronne dans les raies N V (123.8 nm) et Fe XII (124.2 nm) ([Gabriel, 1971]).	27
3.3	Schéma optique du spectrohéliographe utilisé le 10 juillet 1972 pour photographier le Soleil en H-Lyman α au cours d'un vol fusée Aerobee ([Prinz, 1973]).	28
3.4	Spectrohéliogramme H-Lyman α pris lors d'un vol fusée Aerobee le 10 juillet 1972 [Prinz, 1973].	29
3.5	Image TRC prise en novembre 1979 ([Bonnet et al., 1980], LPSP).	30
3.6	Image TRACE H-Lyman α du 19 mai 1998 lors d'une éruption solaire (TRACE/NASA).	31
3.7	Protubérance solaire vue en H-Lyman α par l'instrument VAULT au cours du second vol en juin 2002.	32
3.8	Image composite de quatre rasters spatiaux dans la raie du C III (97.7nm) montrant plusieurs régions actives proches du bord solaire. Image enregistrée le 11 septembre 1973 sur l'ATM ([Reeves et al., 1977]).	34
3.9	Trois rasters spectraux enregistrés sur une protubérance (en haut), sur une partie calme du soleil (au milieu) et dans la couronne (en bas). Données enregistrées par l'instrument S055 sur l'ATM ([Reeves et al., 1977]).	35

3.10	Photographie du satellite OSO 8 (NASA/GSFC).	37
3.11	Schéma optique du spectromètre de l'instrument LPSP sur OSO 8 (NASA/GSFC). . .	38
3.12	Modèle en trois couches de la région de transition proposé par [Fontenla et al., 1988] à partir des données UVSP à bord de SMM.	39
3.13	Schéma optique du spectromètre SUMER sur SOHO [Wilhelm et al., 1995].	40
4.1	Une des images obtenues par le premier vol fusée VAULT le 7 mai 1999 (A. Vourlidas 2003, communication privée).	45
4.2	Une des images obtenues par le second vol fusée VAULT le 14 juin 2002 (A. Vourlidas 2003, communication privée).	46
4.3	Schéma optique de l'instrument VAULT ([Vourlidas et al., 2001b]).	46
4.4	En haut : image et histogramme du courant d'obscurité sur le détecteur de VAULT. Au milieu : image et histogramme d'une image brute de VAULT. En bas : image et histogramme de la même image à laquelle le courant d'obscurité a été soustrait.	47
4.5	Image EIT 30.4 nm du 14 juin 2002. On observe, un peu au dessus de l'équateur à gauche du disque solaire, le long filament présent sur les images VAULT.	49
4.6	Image VAULT. Zone 1 : zone de région active pour le diagnostic d'effet instrumental. Zone 2 : zone utilisée pour le calcul de la valeur moyenne de l'intensité du Soleil calme. RA : zone de région active. Filament : partie du filament observé.	50
4.7	Coupe moyenne sur une image VAULT suivant la direction ouest-est	51
4.8	Coupe moyenne sur la zone 1 d'une image VAULT suivant la direction ouest-est	52
4.9	Image d'un filament (différent de celui des images VAULT) observé à 430,5 nm au Solar Swedish Telescope.	53
4.10	Filament observé par VAULT au-dessus des régions actives 9998 et 9999 (nomenclature de la National Oceanic and Atmospheric Administration); on peut observer plusieurs structures fines dans le filament.	54
4.11	Coupe moyenne du filament.	55
4.12	Image et histogramme d'une portion du filament.	56
4.13	Image et histogramme d'une zone de région active.	57
4.14	Image et histogramme d'une zone de Soleil calme.	58
4.15	Images du même filament vu par différents instruments au sol et dans l'espace. De gauche à droite : Big Bear Solar Observatory (656.3 nm, au sol), VAULT (121.6 nm, espace), EIT (30.4 nm, espace), TRACE (17.1 nm, espace)	60
4.16	Comparaison des différentes coupes du filament (moyennées le long de celui ci) obtenues à partir des données TRACE, EIT, BBSO et VAULT.	61
4.17	Zooms successifs sur une des images VAULT montrant le bord solaire et un groupe de protubérances.	63
4.18	Coupes des protubérances de la figure 4.17; on n'observe pas d'augmentation notable de l'intensité lorsque les protubérances se croisent ou fusionnent. La ligne bleu indique la valeur moyenne de la radiance sur la coupe, et la ligne rouge correspond au niveau maximum de radiance lorsque les deux protubérances sont distinctes.	64
4.19	Protubérance.	65
4.20	Coupe moyenne sur la zone encadrée de la protubérance de la figure 4.19	66

5.1	Schéma de principe des trois grands types de spectromètres à découpage du champ. . .	70
5.2	Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Pérot. L'image en haut est un exemple d'anneaux d'interférences obtenus par ce type d'instrument.	71
5.3	Schémas explicatifs des données obtenues par un interféromètre de Fabry Pérot à balayage. Une figure d'interférence est obtenue pour chaque écart entre les deux lames de l'étalon Fabry Pérot, permettant d'obtenir le spectre en chaque point du champ. . . .	72
5.4	Photo de l'interféromètre utilisé par Albert Michelson (Case Western Reserve University Archive).	73
5.5	Surfaces hyperboloidales d'irradiance maximale	75
5.6	Schéma de l'interféromètre de Michelson	76
5.7	Schéma explicatif de l'utilité de la lame compensatrice	78
5.8	Construction de la distribution spectrale paire $B_p(\sigma)$ à partir de $B(\sigma)$	79
5.9	Effet de l'apodisation par différentes fonctions sur un spectre théorique.	81
5.10	Echantillonnage d'un interférogramme et résultat dans le domaine des fréquences. . . .	83
5.11	Aliasing. En haut, intervalle spectral libre de σ_m . En bas, intervalle spectral libre $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$, le spectre théorique (grisé) est totalement contenu dans un alias.	83
5.12	Cube de données type produit par un spectromètre imageur à transformée de Fourier.	84
5.13	Schéma optique de la partie FTS de l'instrument BEAR. [Maillard, 2000].	87
5.14	Schéma optique de la partie IFTS de l'instrument SPIRE ([Swinyard et al., 2000]).	88
5.15	Cube de données sommé (la couleur rend la dimension spectrale) de l'observation de la nébuleuse planétaire M76 par l'instrument SpIOMM placé au foyer du télescope du Mont Mégantic. ([Grandmont et al., 2005]).	89
6.1	Courbes de transmission de différents matériaux optiques.	93
6.2	Schéma optique [Kruger et al., 1972].	94
6.3	Schéma optique [Kruger et al., 1973].	94
6.4	Schéma principe du spectromètre imageur MOSES (Université du Montana, Lockheed, et MSSL).	95
6.5	Schéma de fonctionnement d'un réseau de diffraction en réflexion	97
6.6	Système de trois réseaux de diffraction en réflexion réalisant la sélection spectrale et la division d'amplitude du faisceau incident.	97
6.7	Fabrication des réseaux holographiques et forme des traits gravés (Jobin-Yvon Horiba).	101
6.8	Influence de la qualité optique sur le spectre de puissance simulé. $\lambda = 630$ nm dans la légende	102
6.9	Efficacité de modulation en fonction de l'inclinaison des surfaces d'onde pour différentes valeurs de la longueur d'onde.	104
6.10	Efficacité de modulation en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'inclinaison des surfaces d'onde.	105
6.11	Efficacité de modulation en fonction de l'inclinaison entre les surfaces d'onde pour différentes valeurs de la taille de faisceau et de la longueur d'onde.	106
6.12	Influence de la qualité du pas d'échantillonnage sur le spectre de puissance.	107
6.13	Schéma optique du premier IFTS théorique simulé	110
6.14	Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de l' IFTSUV théorique	111
6.15	Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de l' IFTSUV théorique	111

6.16	Interférogramme et spectre obtenus lors de la simulation de l'instrument IFTSUV montrant l'influence d'un désalignement angulaire de l'ensemble des surfaces optiques. . .	113
7.1	Schéma optique du système optique choisi pour la maquette IFTSUV.	117
7.2	Tracé de rayons et leur impact sur le détecteur dans la configuration voie de contrôle visible de la maquette IFTSUV.	119
7.3	Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette (fonctionnement dans le visible) en prenant en compte l'erreur de positionnement du miroir mobile. . .	120
7.4	Tracé de rayons et leur impact sur le détecteur dans la configuration voie UV de la maquette IFTSUV.	121
7.5	Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette IFTSUV dans la configuration voie UV (lumière monochromatique à 200 nm).	122
7.6	Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette IFTSUV dans la configuration voie UV (11 raies autour de 200 nm).	122
7.7	Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette (fonctionnement dans l'UV) lorsque des surfaces de Zernike sont ajoutées aux surfaces idéales pour simuler au mieux des surfaces réelles.	123
7.8	Alignement du réseau central.	124
7.9	Installation d'une surface de référence extérieure.	124
7.10	Installation d'une surface de référence extérieure.	124
7.11	Alignement des réseaux secondaires.	125
7.12	Alignement des traits des réseaux secondaires parallèle à ceux du réseau central. . . .	126
7.13	Alignement du miroir double face.	126
7.14	Alignement des miroirs à 45°.	127
7.15	Photographies de la maquette IFTSUV montrant en particulier la plateforme supérieure. .	127
7.16	Schéma montrant les différentes étapes de la mesure de la différence de chemin optique entre les bras de l'interféromètre. Les mesures 1 et 2 et les mesures 1b et 2b doivent être égales pour avoir l'égalité des chemins optiques. La mesure 3 permet de régler la distance entre les réseaux.	128
7.17	Schéma de principe montrant l'alignement, à l'aide d'un laser rouge, de la voie UV jusqu'au réseau central.	130
7.18	Photographie montrant la partie mise en forme des faisceaux UV à l'extérieur du capot protégeant la maquette.	131
7.19	Schéma de principe montrant la dispersion de la lumière blanche par le réseau central. .	131
7.20	Interférogramme et spectre obtenus lors des tests de la maquette IFTSUV en lumière visible (source : laser rouge, 633 nm).	133
7.21	Interférogramme et spectre obtenus lors des tests de la maquette IFTSUV en lumière visible. Dans le cas présent, un laser vert et un laser rouge étaient utilisés comme source visible.	133
8.1	Schéma de principe d'un spectromètre à transformée de Fourier dont un réseau secondaire sert de miroir mobile ([Kruger et al., 1973]).	136
8.2	Schéma de principe du système de réseaux dans le cas d'une juxtaposition des voies de contrôle et de fonctionnement.	137

8.3	Schéma optique de la maquette IFTSUV tenant compte de certaines modifications proposées dans ce chapitre : ajout d'un système de métrologie (rayons rouges) et juxtaposition des voies UV et visible (rayons vert et bleu), suppression du miroir double face et du système de lames dichroïques rendues inutiles par la juxtaposition des voies UV et visibles.	138
8.4	Tracés de rayon (vue de dessus et de côté), point spread function et tâches images d'un concept de spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'UV satisfaisant les contraintes techniques de la mission Lyot.	143
8.5	Tracés de rayon (vue de dessus et de côté) d'un concept de spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'UV envisageable pour la mission Solar Orbiter.	144
A.1	Courbes des intensités relatives à celle du disque.	152
A.2	Tracé de rayon de l'imageur prévu pour la mission LYOT.	155
A.3	Schéma mécanique hors tout de l'imageur H-Lyman α	156
A.4	Tracé de rayon du coronographe prévu pour la mission LYOT	157
A.5	Signal attendu pour les 3 canaux de l'instrumentation LYOT.	159
A.6	Séquence type d'un programme d'observation LYOT.	160
A.7	Schéma du segment sol pour la mission LYOT.	160
B.1	Schéma de principe de l'interféromètre à multiplication du déplacement.	166
C.1	Schéma de principe des interférences à deux ondes	168
D.1	Exemple d'un doublet et l'interférogramme correspondant.	169
D.2	Illustration du théorème de proportionnalité	170
D.3	Produit d'une fonction par un peigne de Dirac donnant un échantillonnage de la fonction	173
D.4	Fonctions classiques et leurs transformées de Fourier	173
E.1	Spectre d'émission de la source de lumière blanche (trait gris)	176
E.2	Tests optiques de la parabole hors axe de l'étage inférieur	176
E.3	Test optique de la parabole hors axe de l'étage supérieur	177
E.4	Surface de la parabole hors axe de l'étage supérieur	177
E.5	Schéma optique du système de lames à faces parallèles	179
E.6	Schéma montrant le déplacement du foyer dû à la présence des lames	179
E.7	Schéma de principe de l'interféromètre à décalage latéral.	181
E.8	Différents aspects de la zone de recouvrement et leur signification.	181
F.1	Agenda du projet IFTSUV.	186

Liste des tableaux

2.1	Données numériques de référence sur le Soleil	19
4.1	Rapports de radiance entre les différentes zones d'intérêt.	53
4.2	Largeurs moyennes du filament étudié obtenues pour les observations Big Bear Solar Observatory, VAULT, EIT, TRACE.	59
6.1	Cahier des charges de l'instrument IFTSUV	96
6.2	Principaux paramètres de l'IFTSUV théorique	99
6.3	Tolérancement optique de l'instrument IFTSUV	112
6.4	Cahier des charges issu de l'étude de l'IFTSUV théorique	113
7.1	Principaux paramètres de la maquette IFTSUV	116
7.2	Pouvoirs de résolution et résolutions spectrales obtenus au cours des tests de la maquette dans le domaine visible et comparés aux valeurs attendues.	132
A.1	Efficacité des différents composants de l'imageur H-Lyman α conçu pour la mission LYOT	153
A.2	Paramètres importants de l'imageur H-Lyman α conçu pour la mission LYOT	154
A.3	Tolérances acceptables pour l'imageur H-Lyman α conçu pour la mission LYOT	154
A.4	Bilan de masse de l'instrumentation LYOT	162
A.5	Bilan de consommation électrique de l'instrumentation LYOT	163
E.1	Valeur du décalage du foyer du collimateur en fonction de la longueur d'onde	178
F.1	Financement du projet IFTSUV	185

Chapitre 1

Introduction

L'observation du Soleil dans l'ultraviolet a débuté à la fin des années 1940 lorsque l'Homme a accédé à l'espace grâce aux premières fusées. En effet, les rayons ultraviolets émis par le Soleil sont absorbés par les différentes couches de l'atmosphère terrestre. L'obtention des premiers spectres solaires ultraviolets sur fusées V2 a ouvert un nouveau domaine de la physique solaire ; les premières images ultraviolettes du Soleil et de son atmosphère dans les années 1960 ont révélé la multitude de structures chaudes et de phénomènes observables à ces longueurs d'onde. Certaines de ces images ultraviolettes, les "quatre couleurs" de l'instrument EIT (voir figure 1.1) notamment, ont depuis fait le tour du monde et ce visage éloigné du disque lumineux plus ou moins uniforme n'est plus étranger au grand public.

Le domaine ultraviolet est particulièrement intéressant dans l'étude de l'atmosphère externe du Soleil constituée majoritairement d'hydrogène et d'hélium qui présentent de nombreuses transitions spectrales dans l'ultraviolet. Le rayonnement ultraviolet provient essentiellement de la chromosphère et de la couronne où les températures peuvent atteindre plusieurs millions de Kelvin. L'étude des phénomènes qui ont lieu dans ces régions est capitale pour répondre aux grandes questions posées par la physique solaire, par exemple les processus responsables du chauffage de la couronne et ceux à l'origine des éjections de matière coronale.

Les principaux outils de cette étude sont les imageurs, du disque et de la couronne solaire, et les spectromètres. Les premiers permettent d'étudier les morphologies des structures et leur évolution dans l'espace ; les seconds renseignent notamment sur la composition, la densité, la température et le déplacement des structures. Ces deux types d'instrument ont beaucoup évolué en termes de résolution spatiale, spectrale et temporelle, donnant accès à de nouvelles petites échelles comme je le présenterai dans le chapitre 3. Si ces progrès améliorent la compréhension des phénomènes physiques dont le Soleil est le siège, ils soulèvent également de nouvelles interrogations rendant nécessaire la réalisation d'instruments toujours plus performants. L'étude des données obtenues par l'instrument VAULT (Very high Angular resolution ULtraviolet Telescope) présentée dans le chapitre 4 montre en effet les limites d'une analyse basée sur l'imagerie seule ; il est par exemple impossible d'accéder aux vitesses des mouvements de matière dans les boucles coronales ou les filaments. Quelle que soit leur résolution, les imageurs ne permettent pas de connaître les propriétés thermodynamiques des structures observées.

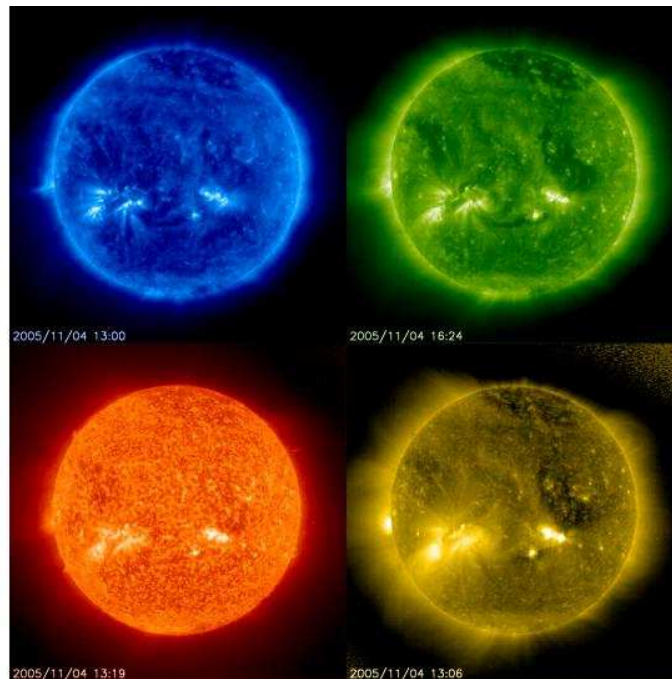


Fig. 1.1: Images du Soleil prises par l'instrument EIT (Extreme uv Imaging Telescope) dans les longueurs d'onde 17.1 nm (bleu), 19.5 nm (vert), 28.4 nm (jaune), 30.4 nm (rouge).

Au contraire, il est parfois difficile d'identifier les structures observées par les spectromètres à fentes UV, ou d'analyser entièrement une structure étendue. D'autre part, l'analyse des données fournies par les spectromètres et les imageurs est souvent limitée par le manque de cohésion entre les différents instruments : longueurs d'onde ou bandes passantes différentes, absence de synchronisation des prises de mesure, résolutions différentes, coalignement difficile.

Ainsi, les nouvelles générations d'instruments se doivent d'associer imagerie et spectrométrie, comme cela se fait déjà avec succès dans d'autres domaines de longueurs d'onde, afin de tirer le meilleur parti des observations. Le travail effectué au cours de cette thèse part de ce constat : les prochaines missions spatiales solaires devront se doter de spectromètres imageurs. Parmi l'éventail de concepts de spectromètres imageurs existants et décrits brièvement dans le chapitre 5, le spectromètre imageur à transformée de Fourier est le candidat le plus intéressant : sa résolution spectrale est limitée seulement par la différence de marche maximale réalisable et il peut travailler en champ large. D'autre part, les résultats obtenus avec ce type d'instrument dans d'autres domaines de longueurs d'onde sont très encourageants et engagent à poursuivre cette voie pour l'ultraviolet.

Cependant, la conception et la réalisation d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans le domaine ultraviolet lointain présentent des difficultés spécifiques qui sont abordées dans le chapitre 6. En effet, le rayonnement ultraviolet est absorbé par la plupart des matériaux et ceux qui transmettent suffisamment loin dans le spectre présentent des difficultés de polissage ou de tenue au flux. Il est donc nécessaire pour travailler dans l'ultraviolet lointain de concevoir des instruments utilisant

uniquement des optiques en réflexion optimisées pour l'UV par des revêtements multicouches.

Dans ce même chapitre, je décris le choix de concept optique pour la réalisation d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet (IFTSUV : Imaging Fourier Transform Spectrometer in UV). L'élément principal sur lequel repose le concept de l'instrument choisi est le système de trois réseaux de diffraction en réflexion permettant de réaliser la division d'amplitude et la sélection spectrale tout en annulant la dispersion.

J'étudie ensuite les performances théoriques d'un tel instrument et les facteurs influant sur celles-ci à l'aide de simulations théoriques ou assistées par ordinateur du fonctionnement d'un IFTSUV. Les performances de l'IFTSUV sont notamment sensibles à la qualité des surfaces optiques utilisées ainsi qu'à l'alignement interférométrique de l'instrument. Cette étude permet de dégager un cahier des charges pour la réalisation d'un instrument réel, et dans un premier temps d'une maquette de laboratoire dans le but de valider le principe de fonctionnement de ce type d'instrument.

Dans le chapitre 7, je décris le concept optique choisi pour la réalisation de la maquette de laboratoire ainsi que les choix techniques effectués. Ces choix techniques ont été contraints par l'utilisation de matériels standards (optiques, montures, platine de translation) et le travail dans l'air à 200 nm dans un espace restreint. Des simulations du fonctionnement de la maquette ont été réalisées pour s'assurer du fonctionnement théorique de l'instrument et estimer les performances attendues. Les différentes étapes de l'alignement sont également détaillées dans ce chapitre. Les résultats de l'alignement sont présentés ainsi que l'analyse des difficultés rencontrées lors de la réalisation de cette maquette, notamment le manque de moyen de contrôle efficace de la différence de chemin optique.

Je conclus dans le chapitre 8 en exposant les étapes ultérieures du projet de réalisation d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet. Dans un premier temps, un nouveau prototype sera réalisé à partir d'un concept optique modifié incluant notamment un système de métrologie. Puis, j'évoquerai les possibilités pour cet instrument d'être embarqué sur une future mission spatiale solaire au cours de la prochaine décennie.

Enfin, je présente en annexe A l'étude de phase 0 que j'ai réalisée sur l'imageur du disque solaire dans la raie H-Lyman α prévu pour la mission LYOT. Cette étude a été effectuée au cours des six premiers mois de la thèse.

Chapitre 2

Le Soleil

1 Le soleil

1.1 Présentation générale

Le Soleil est une étoile banale pour l'univers et même pour notre galaxie, mais forcément singulière à nos yeux de terriens. Il a inspiré à la fois respect, vénération, crainte et curiosité depuis les temps les plus reculés. L'étude du soleil a considérablement bénéficié des progrès très rapides des techniques d'observation. Les satellites ont notamment permis d'élargir le domaine du spectre solaire observé, ajoutant les rayons γ et X, l'ultraviolet et l'infrarouge lointain aux longueurs d'onde observables au sol à l'aide de télescopes optiques et d'instruments de radioastronomie. Le Soleil a déjà vécu la moitié de sa vie ; dans quelques 5 milliards d'années, après être passé par différentes phases, son coeur se refroidira progressivement et il deviendra un corps sombre et inerte. Cela laisse encore de belles années à venir aux astrophysiciens solaires pour approfondir la connaissance que nous avons de cet objet si particulier et des différents phénomènes dont il est le siège.

Rayon	$6.9598 \times 10^8 m$
Masse	$1.989 \times 10^{30} kg$
Age	$4.55 \times 10^9 ans$
Volume	$1.412 \times 10^{27} m^3$
Densité moyenne	$1.409 \times 10^3 kg.m^{-3}$
Température au centre	$1.557 \times 10^7 K$
Température de la photosphère	$5\,780 K$
Température de la couronne	$2.3 \times 10^6 K$
Distance moyenne à la Terre	$1.4959787 \times 10^{11} m$

Tab. 2.1: Données numériques de référence sur le Soleil

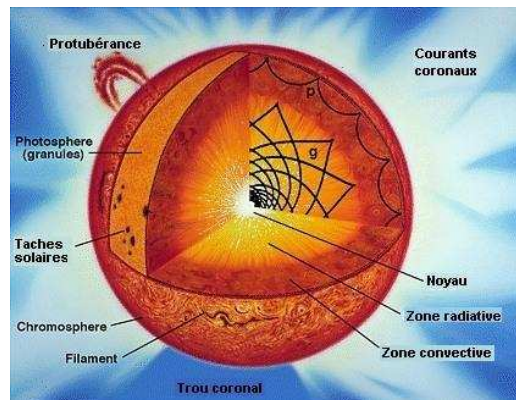


Fig. 2.1: Schéma de la structure intérieure du soleil.

1.2 L'étoile Soleil

1.2.1 La structure interne du Soleil

L'intérieur du Soleil étant inaccessible à l'observation directe, il faut recourir à des constructions théoriques à partir des observations héliosismologiques pour décrire les phénomènes qui s'y produisent et déterminer sa structure interne. Ces études ont mis en évidence que l'intérieur du Soleil est divisé en trois zones : le noyau, la zone radiative et la zone convective.

Le coeur est la partie dans laquelle pratiquement toute l'énergie lumineuse du Soleil est créée grâce à des réactions nucléaires. La température y est extrêmement élevée, environ 15 millions de kelvins. Cette région représente environ 25% du rayon solaire et, du fait de sa grande densité, contient près de 60% de la masse totale de notre étoile. Chaque seconde, 600 millions de tonnes d'hydrogène y sont consommés pour être transformés en hélium, une fraction de cette masse (5 millions de tonnes) est convertie en énergie sous forme de rayons γ . Les photons γ quittant le coeur et se dirigeant vers la surface subissent dans la zone radiative puis la zone convective différentes absorptions et réémissions qui les transforment en rayons X, EUV, UV et visibles.

1.2.2 L'atmosphère solaire

L'atmosphère solaire est composée de trois couches successives : la photosphère, la chromosphère, la couronne, les deux dernières étant séparées par une région de transition. L'observation de l'atmosphère solaire est accessible à tous : la photosphère est visible à l'oeil nu (mais protégé) c'est le disque solaire, la couronne est visible lors des éclipses de Soleil (voir figure 2.2).

La photosphère La photosphère est une couche très mince du Soleil, elle s'étend sur moins d'un millièème du rayon solaire. La densité y décroît très rapidement, les couches les plus externes deviennent transparentes, c'est pourquoi la photosphère est communément appelée la surface visible du Soleil. Les principaux phénomènes solaires observables au niveau de la photosphère sont la granulation, la supergranulation, les facules et les taches solaires. Les taches solaires sont des zones plus sombres de la photosphère associées à des régions affichant de fortes valeurs du champ magnétique. Le champ est le

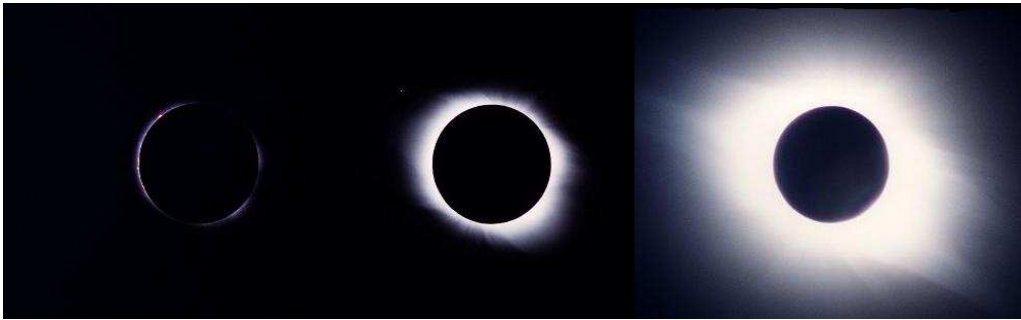


Fig. 2.2: Eclipse totale de Soleil 1998 en Guadeloupe. De gauche à droite : chromosphère, couronne interne et couronne externe (Association Adagio, Société Astronomique de France, Observatoire de Paris).

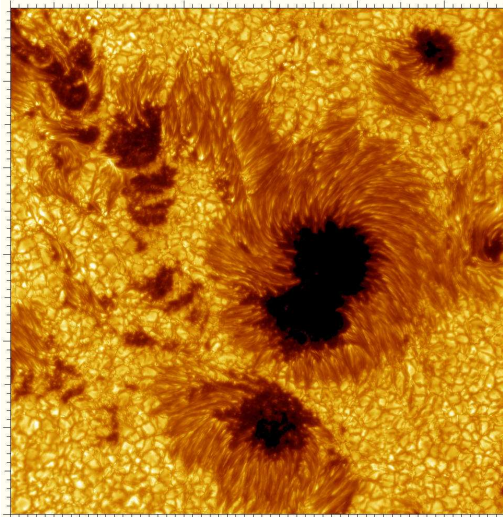


Fig. 2.3: Un groupe de taches solaires dans la région active 10030 observée le 15 Juillet 2002 avec le Swedish 1 meter Solar Telescope à La Palma (Royal Swedish Academy of Sciences).

plus intense (pouvant dépasser 3000 Gauss) et presque orthogonal à la surface dans l'ombre (partie la plus sombre), et moins intense et quasiment parallèle à la surface dans la pénombre (zone périphérique à la tache, moins sombre). Ces taches sont un marqueur de l'activité magnétique du soleil et ont été observées et comptabilisées depuis presque deux siècles. Ces observations ont permis de découvrir que l'activité magnétique du Soleil est cyclique, chaque cycle s'étendant sur 11 ans.

La chromosphère La chromosphère est une couche mince de l'atmosphère solaire (quelques milliers de km), la température y croit de 4000K à environ 10 000K. La chromosphère tire son nom des observations faites depuis le sol : lors d'éclipses totales de Soleil, elle se présente comme un anneau rougeâtre au dessus du bord lunaire. La chromosphère est en grande partie transparente dans le visible mais émet dans l'infrarouge lointain, le domaine millimétrique et l'ultraviolet. Les structures chromosphériques les plus caractéristiques sont les protubérances et les filaments ainsi que le réseau chromosphérique. Les protubérances et filaments sont en fait une même structure ; la protubérance est

vue en émission hors limbe, et le filament est lui observé sur le disque en absorption. Cette structure est une masse de plasma plus dense et plus froid que le milieu coronal environnant apparaissant suspendu par le champ magnétique au-dessus de la photosphère. Le réseau chromosphérique créé par le champ magnétique est principalement observé dans la raie K du calcium ionisé à 393 nm.

La région de transition Juste au-dessus de la chromosphère se trouve une couche très fine de l'atmosphère solaire dans laquelle la température augmente de 20 000K à plus de 2×10^6 K en quelques centaines de kilomètres seulement. A ces températures extrêmes, la lumière émise par le Soleil est dominée par les ions lourds comme CIV, OV, et SiIV. Ces ions émettent dans la partie UV du spectre solaire ce qui rend cette région observable uniquement depuis l'espace, notamment par le spectromètre SUMER à bord de SOHO. Les processus qui conduisent à cette augmentation brutale de température sont toujours une des interrogations principales de la physique solaire.

La couronne La couronne s'étend de la région de transition jusqu'à plusieurs unités astronomiques. Cette région est caractérisée par une faible densité (environ $10^{-15} g.cm^{-3}$), et de très fortes températures (supérieures à 10^6 K). La forme des structures coronales est régie par le champ magnétique solaire, la matière ionisée suit les lignes de champ et forme notamment les jets coronaux qui coiffent les régions actives. Les régions actives se développent de la photosphère à la couronne, au-dessus et autour des taches solaires, lorsque de forts champs magnétiques émergent de l'intérieur du Soleil. Les régions actives regroupent des structures photosphériques (taches), chromosphériques (plages, filaments) et coronales (protubérances, sigmoïdes). Ces régions sont le lieu d'intenses explosions ("solar flares"), qui peuvent être observées dans le domaine X. Ces événements éruptifs se caractérisent par une réorganisation de la structure magnétique et peuvent engendrer des éjections de matière coronale dans le milieu interplanétaire (CME). Les trous coronaux sont d'autres structures caractéristiques de la couronne. Ce sont des régions de la couronne dont la densité et la température sont plus faibles, le champ magnétique y est faible et les lignes de champs sont radiales et ouvertes. Alors que les régions actives apparaissent brillantes dans le spectre UV et X, les trous coronaux sont des régions sombres.

1.3 Le spectre solaire

En 1672, Newton décompose la lumière solaire à l'aide d'un prisme et obtient ainsi le premier spectre solaire visible de l'histoire. Puis au début du XIX^e siècle Fraunhofer a l'idée d'utiliser une fente avant le prisme, ce qui lui permet d'observer des raies sombres et fines dans le spectre continu du soleil. Bunsen et Kirchhoff ont ensuite identifié ces raies comme étant des raies d'absorption des éléments présents au dessus de la photosphère. L'étude du spectre solaire permet d'identifier les éléments présents dans le Soleil et d'étudier leurs caractéristiques. Ainsi, la position d'une raie dans le spectre permet de déterminer la nature de l'élément, l'intensité de la raie permet de déduire la température, la pression et la gravité du milieu où il se trouve, le déplacement de cette raie donne la vitesse de ce milieu et enfin la mesure de l'intensité et de la largeur de la raie permet d'obtenir l'abondance de l'élément. Cette étude a montré dès le début du XX^e siècle que l'élément le plus abondant est l'hydrogène, qui représente 92.1% du nombre d'atomes dans le Soleil et 70.68% de la masse totale du Soleil. C'est également grâce à l'étude des raies d'absorption que l'hélium (deuxième élément le plus abondant) a été découvert en 1868, cet élément ne sera trouvé sur Terre qu'en 1895. Seul le spectre visible est observable sur

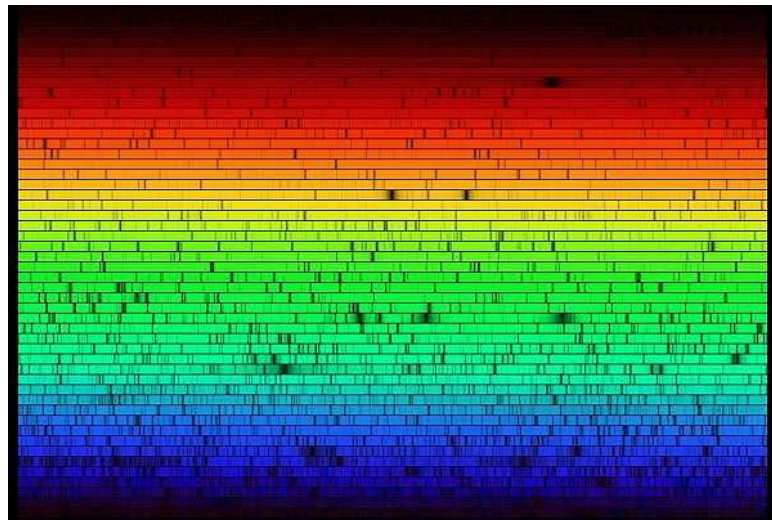


Fig. 2.4: Le spectre solaire visible de 400 nm à 800 nm (N.A.Sharp/ NOAO / NSO / Kitt Peak FTS / AURA / NSF)

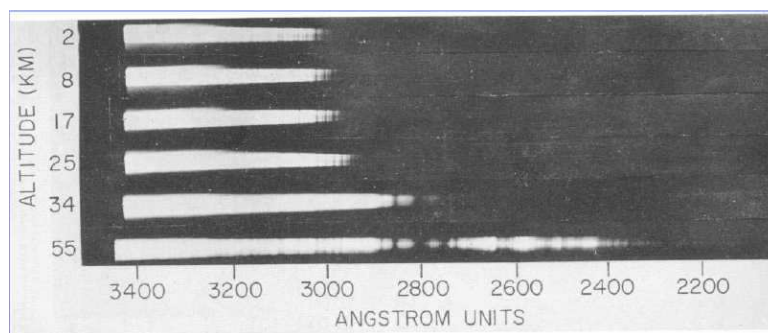


Fig. 2.5: Premier spectre solaire UV enregistré en 1946 ([Tousey et al., 1947]).

Terre (voir figure 2.4), les UV étant absorbés par l'atmosphère; il a donc fallu attendre 1946 et les premiers vols fusée pour obtenir des spectres UV pris à très hautes altitudes atmosphériques. La figure 2.5 montre l'évolution du spectre solaire UV avec l'altitude dans l'atmosphère terrestre. Ces mesures montrent la nécessité d'aller dans l'espace pour effectuer des mesures aux courtes longueurs d'onde, afin que celles-ci ne soient pas absorbées ou contaminées par l'émission terrestre. Depuis ces premières mesures dans l'UV, d'autres ont été faites en rayons X et γ et dans le domaine infrarouge.

Chapitre 3

Besoins de la physique solaire en spectroscopie et imagerie UV

1 Introduction

L'observation du Soleil dans le domaine des longueurs d'onde ultraviolettes est indispensable à la compréhension de divers phénomènes physiques dont le Soleil est le siège. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le Soleil est composé majoritairement d'hydrogène et d'hélium, or les principales transitions spectrales de résonance de ces éléments ont lieu en dessous de 200 nm. D'autre part, en raison de la température qui y règne, le rayonnement produit par la chromosphère et la couronne est principalement ultraviolet et X. L'observation du Soleil dans l'UV est très récente, puisqu'elle n'est possible que depuis l'espace. Les premiers spectres ont été enregistrés après la seconde guerre mondiale, et les premières images datent de la fin des années 60. Ce domaine de la physique solaire a évolué au rythme des progrès techniques, notamment en matière de détecteurs et de matériaux. Comme nous le détaillerons dans la suite de ce chapitre, les premières données UV ont été enregistrées sur film (voir figure 3.1), puis à l'aide de cellules ou de photomultiplicateurs (tubes photocathodes, tubes CsTe), et enfin grâce aux détecteurs CCD précédés ou non de systèmes intensificateurs. De la même façon, le nombre d'éléments de détection a augmenté faisant progresser les capacités de résolution spatiale de 30" en 1959 [Purcell et al., 1959] à 0.33" en 2002 [Vourlidas et al., 2001b].

Parmi la forêt de raies spectrales et de continus qu'est le spectre solaire UV, nous nous intéresserons plus particulièrement à la raie α de la série de Lyman pour l'hydrogène (dans la suite du manuscrit nous appellerons cette raie H-Lyman α). Cette raie est la plus intense formée dans la chromosphère ; son spectre d'intensité a été enregistré sur film pour la première fois par Richard Tousey en 1962 ([Tousey, 1963]). Cette raie est la source principale de pertes radiatives dans la partie supérieure de la chromosphère et sa connaissance est primordiale pour les modèles de transfert radiatif de l'atmosphère. L'étude du profil de la raie H-Lyman α permet d'obtenir des informations sur l'opacité, la température et les vitesses dans le milieu comme c'est également le cas pour d'autres raies spectrales. Cette raie est optiquement très épaisse, son profil présente un sommet inversé et cette particularité rend son étude particulièrement intéressante. Les différences d'aspect du profil de la H-Lyman α (largeur et profondeur du sommet inversé, assymétrie entre les deux pics ...) suivant les structures où il est enregistré permet d'affiner les modèles de formation de celles-ci ([Gouttebroze et al., 1978] et [Basri et al., 1979]).

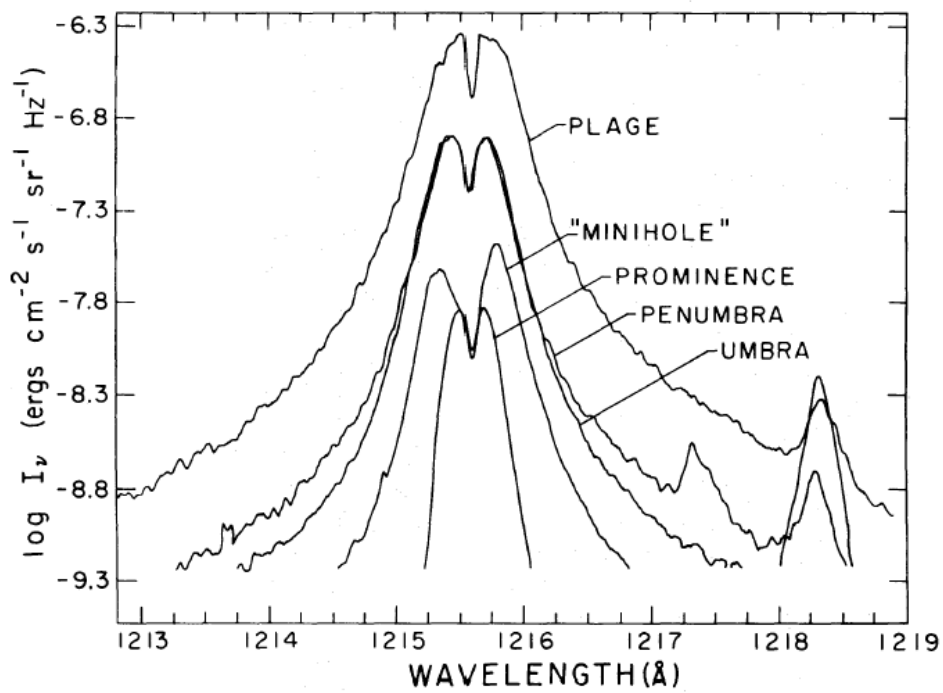


Fig. 3.1: Profils de la raie H-Lyman α enregistrés sur différentes structures au cours du premier vol fusée de l'instrument HRTS en 1975, spectre enregistré sur film photographique puis scanné par un microdensitomètre ([Basri et al., 1979]).

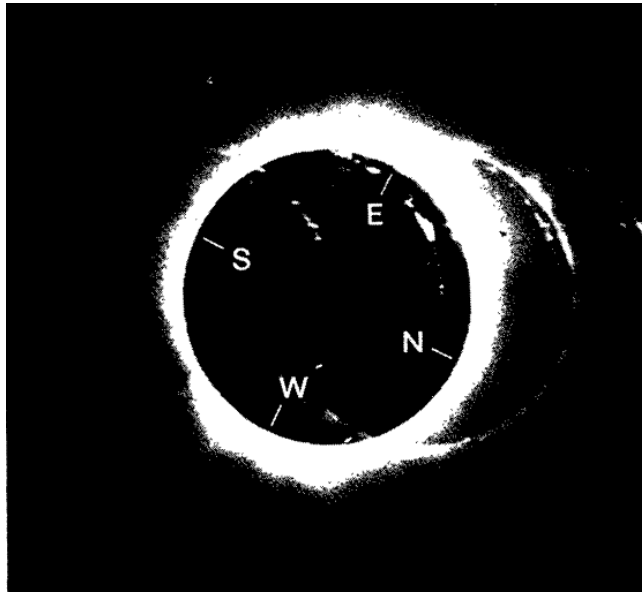


Fig. 3.2: Couronne solaire dans la raie H-Lyman α observée au cours de l'éclipse totale du 7 mars 1970. On peut apercevoir les images de la couronne dans les raies N V (123.8 nm) et Fe XII (124.2 nm) ([Gabriel, 1971]).

L'étude du profil de la raie intégré sur tout le disque solaire est également très utile pour la physique du milieu interplanétaire. En effet, l'observation de l'émission Lyman α à la limite de l'héliosphère permet d'étudier la distribution de l'hydrogène à grande distance du soleil, donnant ainsi des indices sur la nature et la position de l'héliopause. Or cette émission Lyman α interplanétaire est due à la diffusion résonante des photons solaires au centre de la raie H-Lyman α par les atomes d'hydrogène dans le milieu interplanétaire ([Quemerais et al., 1996]), et des travaux récents ([Emerich et al., 2005]) ont permis d'établir une relation entre l'éclairement total du flux H-Lyman α et l'éclairement spectral au centre de la raie, grâce à des mesures non affectées par la géocouronne.

2 Imagerie dans la raie H Lyman α

2.1 Premières images à haute résolution (1970)

Les premières images de la couronne solaire dans la raie H-Lyman α ont été obtenues au cours d'une éclipse totale de Soleil le 7 mars 1970 (voir figure 3.2). L'instrumentation embarquée sur la fusée Aerobee était constituée de deux spectrographes sans fente de type Wadsworth couvrant les deux bandes spectrales 85 nm-219 nm et 185 nm-315 nm ([Gabriel et al., 1971]). Les mesures dans la raie H-Lyman α ont permis d'améliorer la compréhension des processus d'excitation de l'hydrogène de la couronne par la diffusion résonnante du H-Lyman α chromosphérique ([Gabriel, 1971]). Le calcul des densités d'électron et les températures notamment dans une région active et une région calme à partir des observations dans des raies interdites du domaine spectral 100 nm - 220 nm ont conduit à une meilleure connaissance de la structure de ces régions ([Gabriel and Jordan, 1975]). Peu après, les premières images à haute résolution spatiale du disque solaire dans la raie H-Lyman α ont été

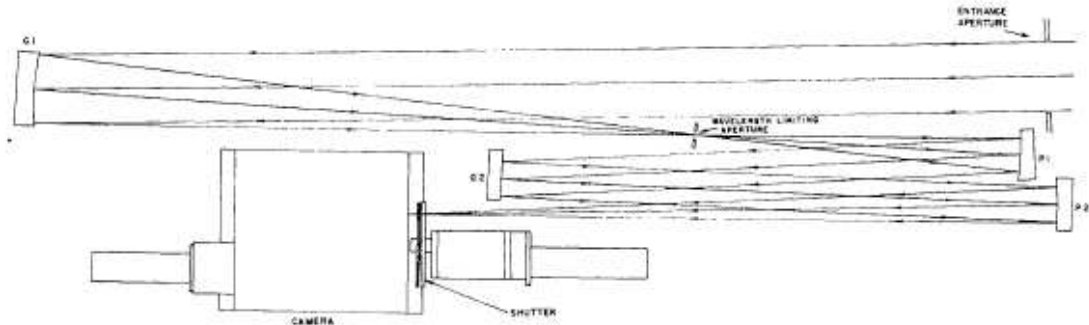


Fig. 3.3: Schéma optique du spectrohéliographe utilisé le 10 juillet 1972 pour photographier le Soleil en H-Lyman α au cours d'un vol fusée Aerobee ([Prinz, 1973]).

réalisées lors d'un vol fusée Aerobee à l'occasion d'une éclipse de Soleil en 1972 ([Prinz, 1973]). L'imageur construit par le Naval Research Laboratory aux Etats-Unis faisait partie d'une suite de huit instruments possédant un contrôle du pointage sur trois axes. Cet instrument, illustré sur la figure 3.3, est composé de deux spectrographes de dispersions opposées (le premier de type Wadsworth) permettant d'obtenir au niveau de l'appareil photographique une dispersion quasi nulle. Les données ont été enregistrées sur film pour différents temps d'exposition. La figure 3.4 est une image obtenue avec un temps d'exposition de 0.241s. Les films ont été développés, puis scannés avec un microdensitomètre pour obtenir des distributions de densité puis d'intensité et enfin calibré à l'aide d'un film de référence enregistré en laboratoire. Ce vol fusée a permis d'obtenir les premières distributions d'intensité en H-Lyman α sur le disque solaire, révélant des structures aussi fines que $3''$ ([Prinz, 1974]). Les données de ce vol fusée ont montré notamment que la largeur des cellules du réseau chromosphérique était de l'ordre de $40'' \pm 20''$, et que les frontières du réseau étaient des structures dont la largeur est de l'ordre de $20''$.

2.2 Vols fusée de la Transition Region Camera (TRC)

Quelques années après le vol fusée réalisé par Prinz, l'instrument TRC a fait partie d'une expérience de vols fusée menée conjointement par le Lockheed Palo Alto Research Laboratory et le Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire (LPSP) du CNRS. La Transition Region Camera a volé quatre fois entre 1979 et 1985, réalisant des images du Soleil dans la raie H-Lyman α avec une résolution angulaire de 1 seconde d'arc. L'instrument en lui-même est très simple, il s'agit d'un télescope de type Cassegrain de 10.6 cm d'ouverture et 2.5 m de focale dont les miroirs ont été recouverts d'aluminium (Al) et de fluorure de lithium (LiF). Le télescope est précédé d'une roue à filtres afin de sélectionner 4 bandes spectrales : la première permettant d'observer le continu à 220 nm, la seconde centrée à 155 nm, la troisième centrée à H-Lyman α , et la dernière étant une bande large avec un pic de transmission à 120 nm. Les images du soleil ont été enregistrées sur pellicule photographique. Les objectifs scientifiques principaux de l'instrument TRC étaient l'étude du plasma de la région de transition et l'étude de la géométrie des régions actives coronales. Lors du premier vol de cet instrument

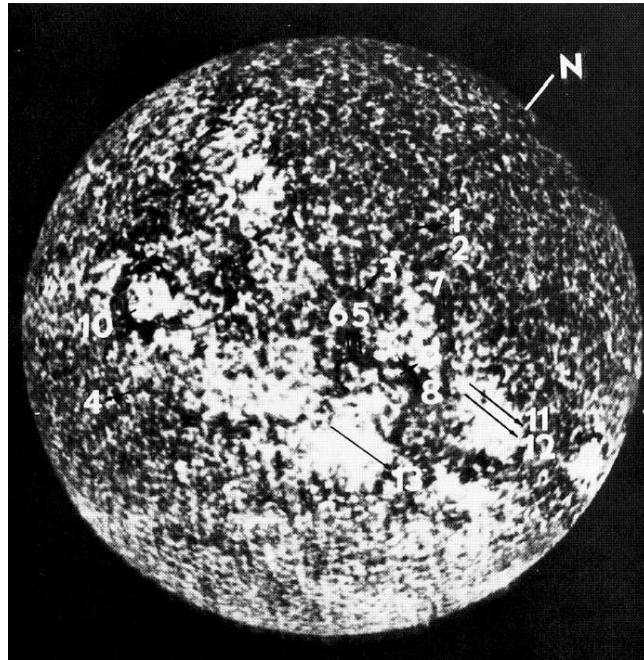


Fig. 3.4: Spectrohéliogramme H-Lyman α pris lors d'un vol fusée Aerobee le 10 juillet 1972 [Prinz, 1973].

simple mais performant le 3 juin 1979, les images dans la raie H-Lyman α ont révélé des structures de petites échelles jamais observées auparavant, donnant des indications sur la géométrie du champ magnétique dans la chromosphère et la couronne ([Bonnet et al., 1980]). Le second vol en septembre 1980 a permis de mettre en évidence des formes caractéristiques d'ondes se propageant sur les images à 160 nm (les filtres étant différents à chaque vol) et une étude statistique des structures dans les images a montré une nouvelle échelle de structures à 8 Mm ([Bonnet et al., 1982] et [Foing and Bonnet, 1984]). Cette mesostructure a été à nouveau observée lors du troisième vol de l'instrument TRC en juillet 1982 ([Foing et al., 1986]). Son observation avec un bien meilleur contraste à 220 nm qu'à 160 nm en fait une structure plus liée à la photosphère qu'à la chromosphère. Enfin, un quatrième vol a eu lieu en octobre 1985, étudiant notamment les contributions respectives du continu à 160 nm et de la raie CIV dans l'émission de la couche à 100 000 K de la région de transition ([Damé et al., 1986]). Les résultats des diverses études réalisées au cours de ces vols a montré la nécessité d'améliorer encore la résolution spatiale des imageurs UV pour étudier les transferts d'énergie et la dynamique des structures magnétiques de petite échelle.

2.3 TRACE

Le satellite TRACE (Transition Region And Coronal Explorer) de la NASA fait partie du programme SMEX (SMall EXplorer) et a été lancé le 2 avril 1998. L'instrument à son bord a pour mission d'observer la photosphère, la région de transition et la couronne solaire à très haute résolution de façon continue ([Handy et al., 1999]). TRACE est un télescope de type Cassegrain (miroir primaire : parabole, miroir secondaire : hyperbole) de 30 cm d'ouverture et de 8.66 m de focale. Le champ de

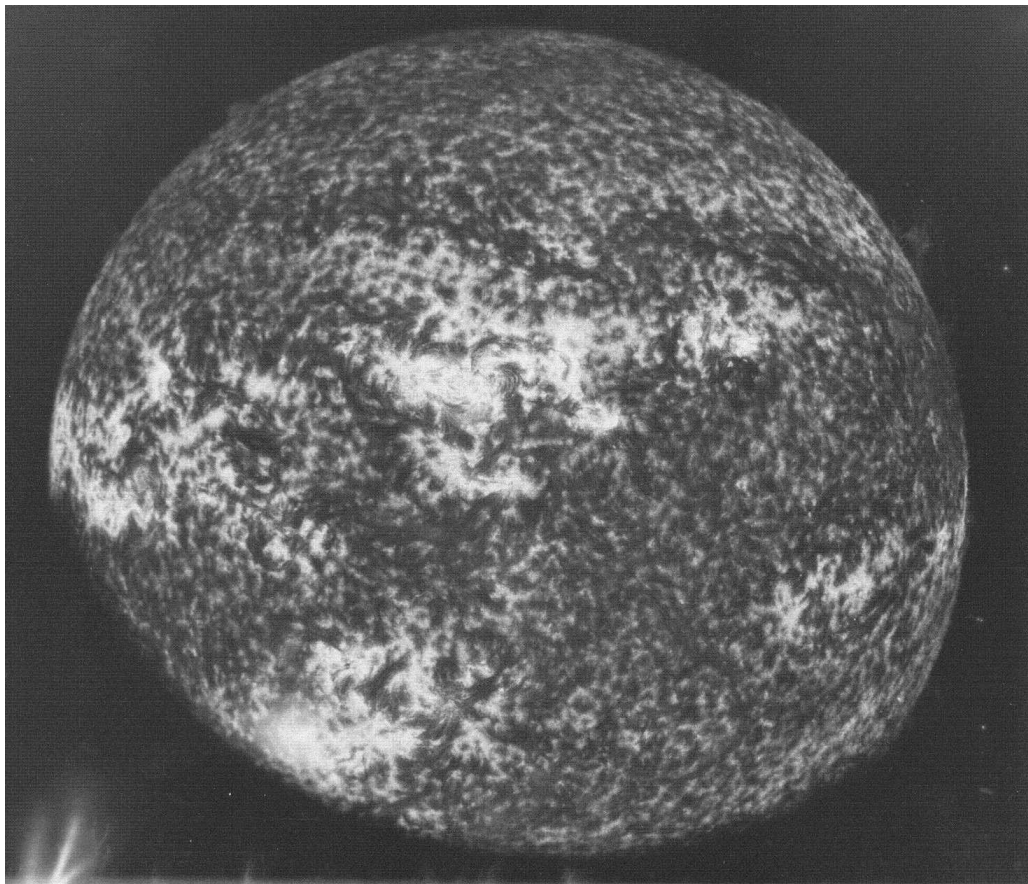


Fig. 3.5: Image TRC prise en novembre 1979 ([Bonnet et al., 1980], LPSP).

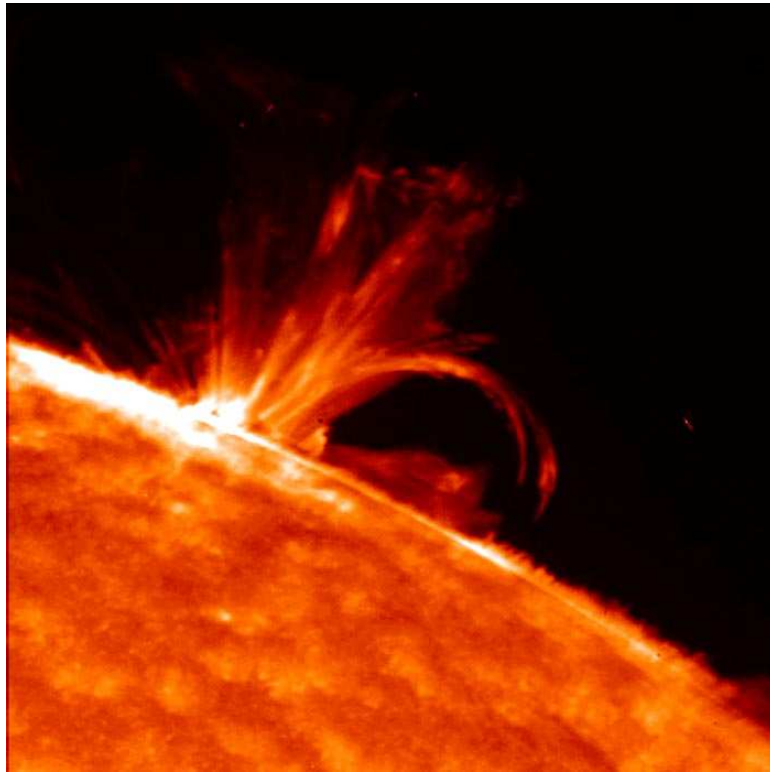


Fig. 3.6: Image TRACE H-Lyman α du 19 mai 1998 lors d'une éruption solaire (TRACE/NASA).

vue de l'instrument est un carré de 8.5 minutes d'arc de côté et la résolution spatiale du télescope est d'une seconde de d'arc. Le télescope est divisé en quatre quadrants correspondant chacun à une bande spectrale ultraviolette différente : trois dans l'ultraviolet lointain (Fe IX 17.1 nm, Fe XII 19.5 nm, et Fe XV 28.4 nm), et un dans l'ultraviolet. Deux roues à filtres permettent par la combinaison des filtres de sélectionner trois bandes plus étroites dans le quadrant UV (H-Lyman α 121.6 nm, CIV 155 nm et continu voisin). Cependant, le filtre permettant de sélectionner la raie H-Lyman α a une bande passante suffisamment large pour laisser passer une grande partie du continu. Cela entraîne que plus de 50% de la lumière observée sur le disque dans la voie H-Lyman α provient en fait du continu au delà de 150 nm. Seules les observations de protubérances vue hors limbe (figure 3.6) sont purement H-Lyman α . Cette contamination des images par le continu rend délicate l'interprétation des données obtenues.

2.4 VAULT

L'instrument VAULT est un télescope de type Cassegrain suivi d'un spectrohéliographe à dispersion nulle ([Vourlidas et al., 2001b]). L'instrument a une résolution spatiale de $0.33''$, c'est la plus haute résolution atteinte pour un imageur à cette longueur d'onde. Il y a eu deux vols fusée de l'instrument VAULT, le premier en 1999 afin s'assurer du concept de l'instrument et le second en 2002 après quelques modifications mineures. La prise de données a duré 7 minutes pour une durée totale du vol

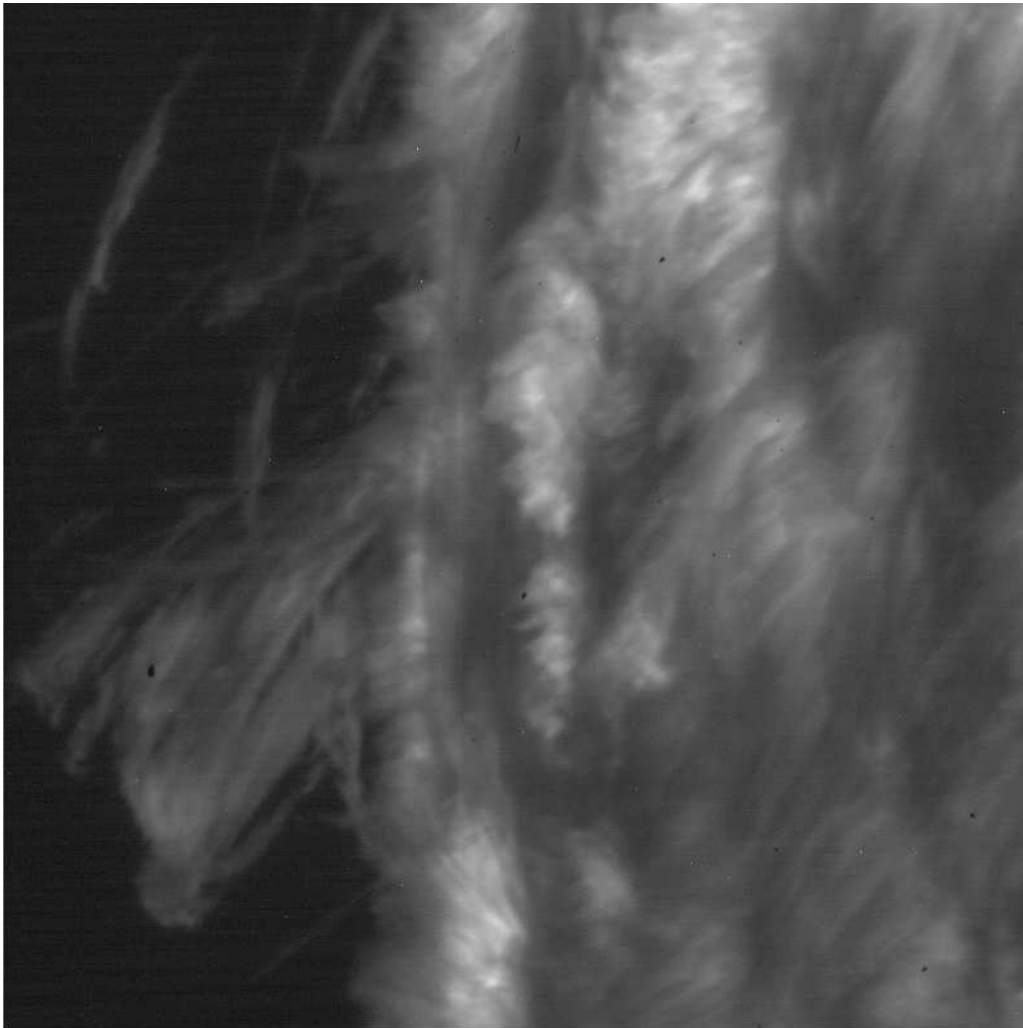


Fig. 3.7: Protubérance solaire vue en H-Lyman α par l'instrument VAULT au cours du second vol en juin 2002.

n'excédant pas 15 minutes. Il y a donc très peu de données, en tout 20 images par vol ; la figure 3.7 montre un détail de l'une de ces images : une protubérance solaire. A l'occasion du premier vol, des observations conjointes menées par d'autres instruments, notamment TRACE ont été réalisées donnant d'autres points de vue pour analyser les données. Il a ainsi été trouvé une forte corrélation entre les structures fines observées à 17.1 nm par TRACE et les structures observées dans la raie H-Lyman α mais de très grandes différences dans le niveau d'émission de celles-ci. Les résultats obtenus par ces observations H-Lyman α permettent d'affiner les contraintes et paramètres à considérer pour les modèles de mécanisme de chauffage de la couronne. D'autres analyses sont encore à effectuer sur les données des deux vols, l'une d'entre elles est exposée au chapitre suivant.

3 Spectroscopie dans la raie H Lyman α

3.1 Vols fusée et navette embarquant les premiers spectrographes H-Lyman α

De même que pour les imageurs, l'évolution de la spectroscopie UV est liée aux progrès techniques en matière de capacité d'emport des instruments, de capacité de télémétrie, de conditions de propreté et de temps de mesure disponible. Ainsi entre 1946 et 1948, les spectroscopistes ont eu à leur disposition des fusées V-2 capturées lors de la Seconde Guerre Mondiale. Ces fusées n'avaient pas de système de contrôle d'attitude et ne montaient pas plus haut qu'une centaine de kilomètres dans l'atmosphère (ce qui n'est pas suffisant pour avoir des spectres solaires non atténués par l'absorption de l'atmosphère) mais ont permis de réaliser les premiers spectres à basse résolution dans l'UV comme illustré dans l'introduction de ce manuscrit (2.5). Ensuite après deux vols de fusée de type Viking, ce fut l'avènement des fusées Aerobee développées par le laboratoire de physique appliquée de l'Université John Hopkins et l'entreprise Aerojet. L'apogée de ces fusées était de 230 km permettant d'obtenir des spectres beaucoup moins atténués par l'atmosphère. Entre 1958 et 1962, le spectre solaire autour de H-Lyman α a été photographié avec une résolution atteignant 0.002 nm ([Tousey, 1963]). Puis les spectroscopistes ont vu les possibilités techniques se multiplier avec la poursuite de l'utilisation des fusées (dont les systèmes de contrôle d'attitude se sont améliorés) puis l'apparition des premiers satellites (la série des OSO : Orbiting Solar Observatory), des premières stations spatiales (Skylab) et les premières navettes spatiales (Spacelab2 sur la navette spatiale Challenger).

A bord de Skylab, l'instrument ATM (Apollo Telescope Mount) S082B est constitué d'un télescope composé d'une parabole hors axe et d'un spectrographe à double dispersion (la lumière incidente est dispersée par un premier réseau avant d'arriver sur la fente d'entrée du spectrographe). Cette expérience a permis notamment d'identifier de nouvelles raies dans le spectre solaire entre 117.5 nm et 171 nm ([Sandlin et al., 1986]). Toujours à bord de la station Skylab, un spectromètre-spectrohéliomètre (expérience S055) réalisé par le Harvard College Observatory offrait plusieurs modes de fonctionnement de type rasters spatiaux et spectraux mais avec une faible résolution spectrale de 0.1 nm ([Reeves et al., 1977]). L'instrument comportait sept voies de détection centrées sur sept raies solaires dont la raie H-Lyman α . La figure 3.9 présente 3 rasters spectraux réalisés sur différentes structures solaires, et la figure 3.8 un raster spatial (5 arcmin \times 5 arcmin) pour la raie du C III à 97.7 nm.

Une étude très complète de la raie H-Lyman α a été menée par le NRL lors du premier vol fusée de leur instrument HRTS (High Resolution Telescope and Spectrograph) ([Basri et al., 1979]). Le programme HRTS a consisté en huit vols fusée et un vol à bord de la navette spatiale dans le cadre de Spacelab2, l'instrumentation étant légèrement modifiée pour répondre aux objectifs scientifiques de la mission. Le premier vol HRTS a eu lieu le 21 juillet 1975. L'instrument est constitué d'un télescope de type Cassegrain suivi d'un spectrographe composé d'un tandem de réseaux montés en Wadsworth. Sa résolution spatiale est de 0.8'' et sa résolution spectrale est de 0.005 nm. Le profil de la raie H-Lyman α a été étudié pour différentes structures solaires comme illustré sur la figure 3.1, afin notamment d'améliorer les modèles d'atmosphère solaire et de formation des différentes structures. Peu après, un autre spectrographe UV de mêmes résolutions spatiale et spectrale ([Bartoe et al., 1977]) a volé à bord de la station Skylab.

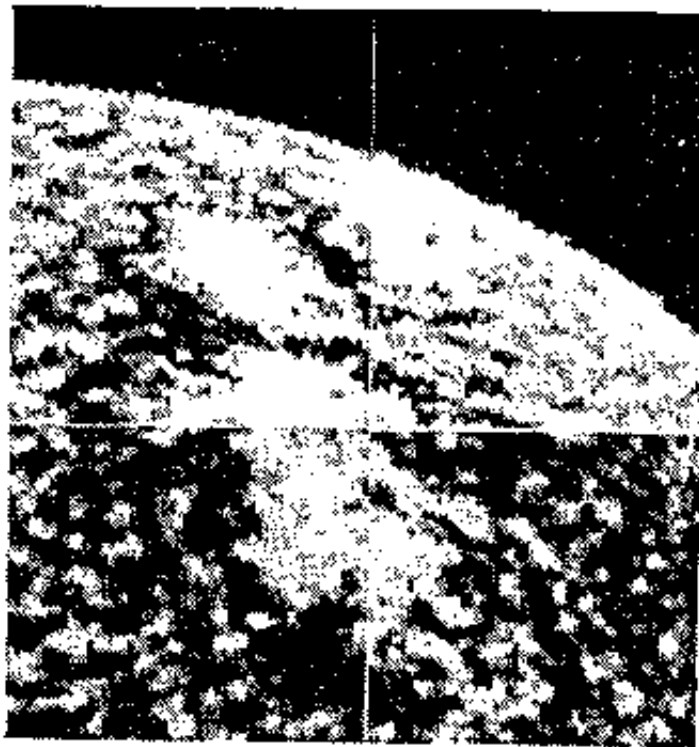


Fig. 3.8: Image composite de quatre rasters spatiaux dans la raie du C III (97.7nm) montrant plusieurs régions actives proches du bord solaire. Image enregistrée le 11 septembre 1973 sur l'ATM ([Reeves et al., 1977]).

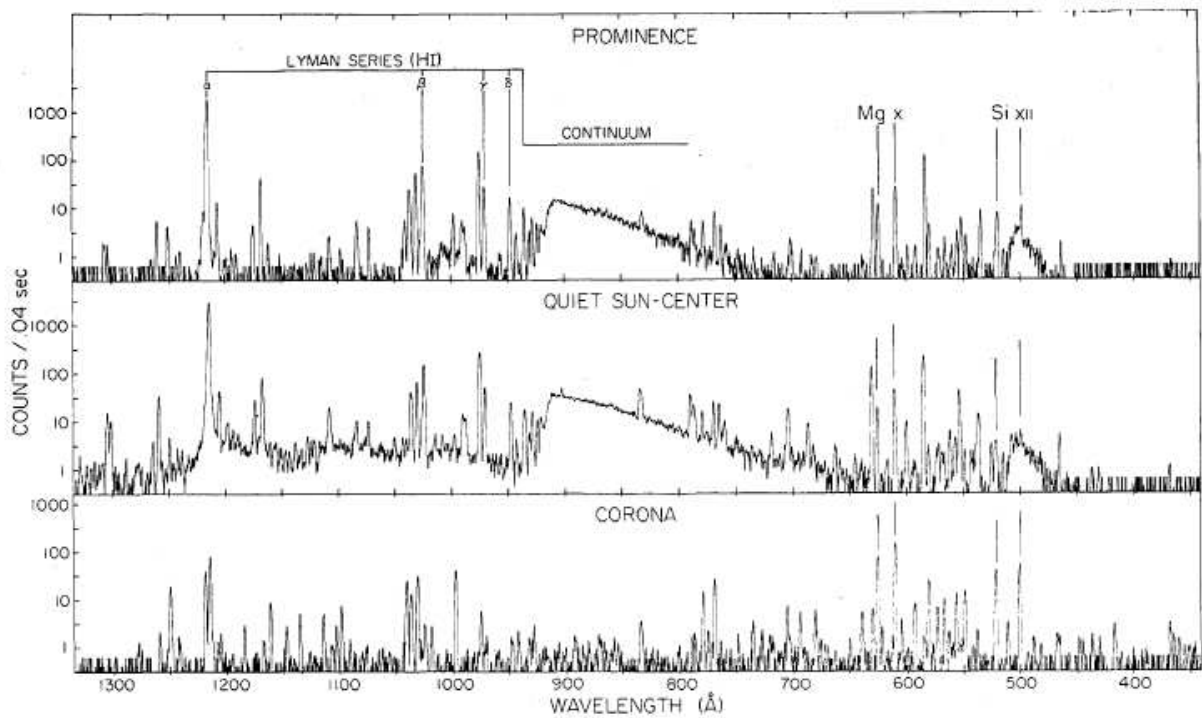


Fig. 3.9: Trois rasters spectraux enregistrés sur une protubérance (en haut), sur une partie calme du soleil (au milieu) et dans la couronne (en bas). Données enregistrées par l'instrument S055 sur l'ATM ([Reeves et al., 1977]).

3.2 Les satellites OSO ; le cas de OSO8.

La mission de la série de satellites OSO (Orbiting Solar Observatory) était de recueillir des données sur les émissions UV, X et γ du Soleil (mais aussi de notre galaxie) pendant tout un cycle solaire. Les 6 premiers satellites pouvaient embarquer environ 70 kg d'instrumentation. Les missions OSO 2, OSO 4 et OSO 6 avaient à leur bord des spectromètres EUV qui ont permis notamment d'observer des éruptions solaires en EUV ([Wood, 1972]) et d'étudier le spectre ultraviolet d'une région active avec une résolution spectrale de 0.2 nm ([Dupree et al., 1973]). Les deux satellites OSO suivants étaient de conception différente ; 4 fois plus gros, ils étaient composés d'un panneau solaire supportant quelques instruments pointés vers le Soleil et d'un cylindre en rotation d'axe perpendiculaire aux instruments pointant le Soleil. Le dernier satellite de la série, OSO 8 illustré sur la figure 3.10, avait un système de stabilisation de pointage bien plus performant que ses prédécesseurs : les instruments étaient pointés vers le Soleil avec une précision de $\pm 1''$ pendant un laps de temps de 5 minutes, et les instruments pouvaient être dépointés de façon à réaliser des balayages du Soleil sur une zone rectangulaire pouvant atteindre au maximum $44' \times 40'$ ([Artzner et al., 1977]). L'instrument réalisé par le LPSP (Laboratoire de physique stellaire et planétaire) et lancé en 1975 est composé d'un télescope de type Cassegrain suivi d'un spectromètre de type Czerny-Turner modifié : la lumière provenant du Soleil est focalisée par le télescope sur la fente d'entrée du spectromètre, puis la lumière est collimatée par une parabole hors d'axe et diffractée (dans des ordres très élevés) par un réseau plan. Enfin, la lumière est focalisée simultanément sur six détecteurs par une parabole sur l'axe pour la voie H-Lyman α mais hors axe pour les voies H-Lyman β (102.5 nm) et Mg II h (280.3 nm) et k (279.6 nm) et par un miroir Mangin (aluminé sur sa face arrière) pour les voies Ca II H (396.9 nm) et K (393.4 nm). Pour chaque voie, les longueurs d'onde autour de la référence sont balayées en faisant tourner le réseau plan par pas de $2.63''$. Le miroir secondaire du télescope est mobile ce qui rend possible le balayage d'une zone d'intérêt de $64''$ de côté par pas de $1''$. Les deux éléments mobiles de l'instrument autorisent la réalisation de balayages spatiaux et spectraux. La partie spectromètre de cet instrument est illustrée sur la figure 3.11.

L'instrument du LPSP à bord d'OSO 8 avait pour principaux objectifs scientifiques l'observation de la chromosphère calme et active, des protubérances et éruptions solaires et l'étude en trois dimensions de structures inhomogènes de la chromosphère telles que le réseau chromosphérique, les plages, taches, trous coronaux et spicules ([Lemaire et al., 1981] et [Gouttebroze et al., 1978]). L'étude des profils des six raies dans les protubérances quiescentes et actives a permis de faire progresser les modèles de ces structures en introduisant notamment les vrais profils des raies mesurés par OSO 8 comme source de radiation incidente ([Vial, 1982]). Les résultats des simulations de ces modèles ont montré en autres limitations la nécessité de connaître la topologie du champ magnétique et d'effectuer plus d'observations de protubérances dans les mêmes raies.

3.3 Solar Maximum Mission

La mission Solar Maximum (SMM) de la NASA a été lancée en 1980 pour étudier l'atmosphère solaire active, les protubérances et les éruptions solaires plus fréquentes autour du maximum du cycle solaire. Parmi les instruments embarqués on comptait un spectromètre-polarimètre dans l'ultraviolet (UVSP) couvrant le domaine de longueurs d'onde allant de 115 nm à 360 nm. L'instrument est composé d'un télescope de type Gregory et d'un spectromètre de type Ebert-Fastie à l'entrée duquel différentes

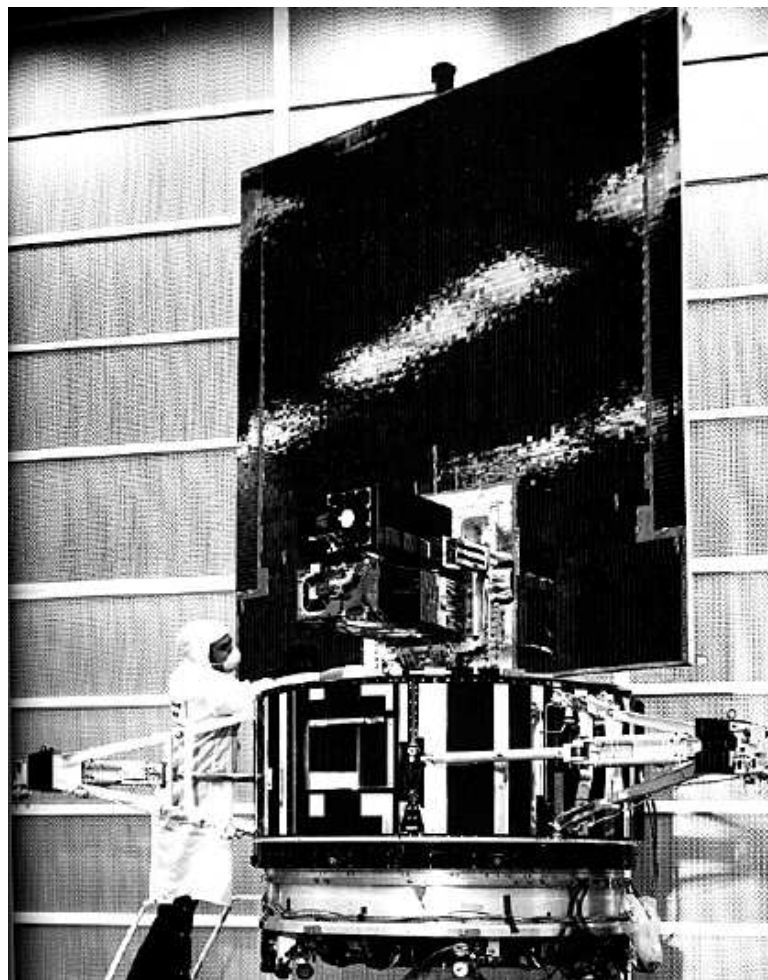


Fig. 3.10: Photographie du satellite OSO 8 (NASA/GSFC).

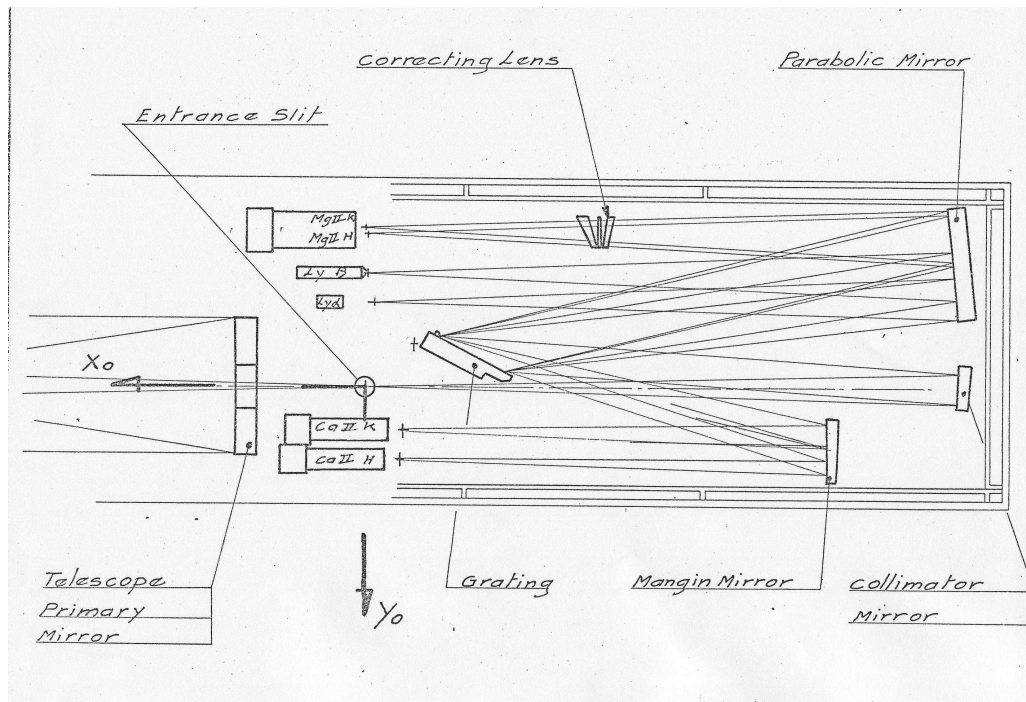


Fig. 3.11: Schéma optique du spectromètre de l'instrument LPSP sur OSO 8 (NASA/GSFC).

lames de phase peuvent être insérées afin de réaliser un polarimètre dans lequel le réseau de diffraction du spectromètre est l'analyseur ([Woodgate et al., 1980]). La résolution spatiale de l'UVSP est de $2''$ et le déplacement du miroir secondaire du télescope permet d'effectuer un balayage spatial sur une zone de 256 secondes d'arc de côté. La résolution spectrale de l'instrument est de 0.004 nm. Les observations à très haute résolution spectrale du profil de la raie H-Lyman α avec UVSP sont à l'origine d'un modèle de la région de transition en trois couches ([Fontenla et al., 1988]) cohérent avec les variations du centre renversé de la raie. Cependant certaines hypothèses sur la morphologie d'une des couches sont faites en l'absence d'imagerie simultanée à la mesure des spectres.

3.4 SUMER

Le spectromètre SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) à bord du satellite SOHO est le plus récent des spectromètres spatiaux très haute résolution opérant à H-Lyman α . SUMER couvre en fait tout le domaine de longueurs d'onde allant de 50 nm jusque 162 nm avec une résolution spectrale de 0.004 nm. Le schéma optique de l'instrument SUMER est illustré sur la figure 3.13. La lumière du Soleil est focalisée sur la fente d'entrée du spectromètre par une parabole hors axe. Cette parabole est mobile afin de pouvoir effectuer le balayage d'une zone de 32 minutes de degré de côté. Une seconde parabole hors axe collimate le faisceau à la sortie de la fente. Ce faisceau est ensuite réfléchi sur un réseau de diffraction concave (monté en Wadsworth) par un miroir plan ([Wilhelm et al., 1995]). Ce dernier est mobile afin de pouvoir balayer tout le domaine de longueur d'onde. Deux détecteurs bi-dimensionnels à galette de microcanaux sont placés côte à côte dans le plan

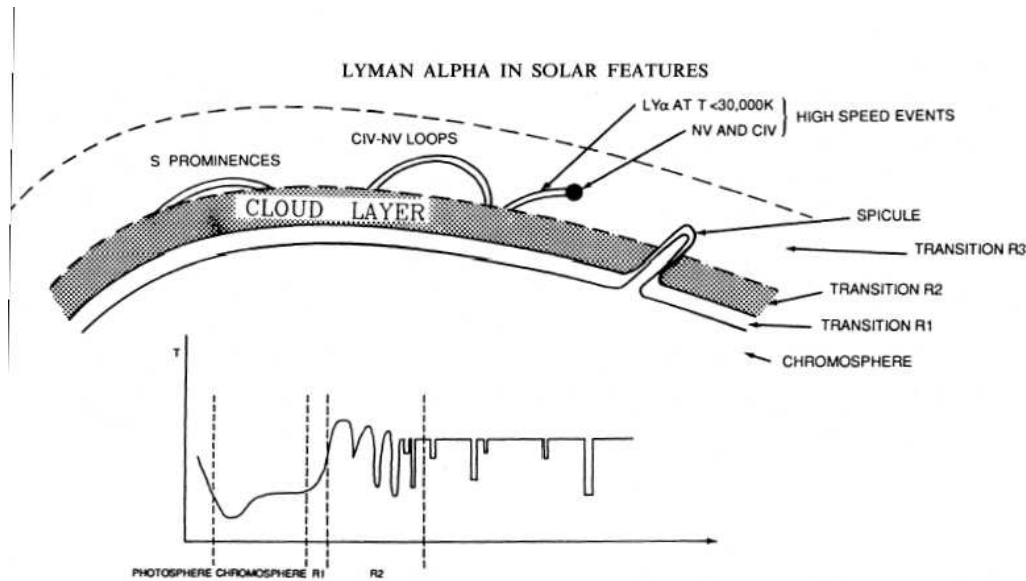


Fig. 3.12: Modèle en trois couches de la région de transition proposé par [Fontenla et al., 1988] à partir des données UVSP à bord de SMM.

focal du réseau, permettant ainsi d'enregistrer deux ordres de diffraction. La résolution spatiale de cet instrument est d'une seconde d'arc et une résolution temporelle pouvant aller jusqu'à une seconde pour les raies les plus intenses. L'instrument est également capable de mesurer des vitesses de 1 km.s^{-1} par décalage Doppler des raies. Cela rend SUMER particulièrement adapté à l'étude des petites structures dynamiques de la couronne et des questions relatives au vent solaire. Une grande quantité de données a été recueillie (jusqu'à présent plus de 400 publications de rang A) et SUMER est toujours opérationnel. Les analyses de ces données ont permis de nombreuses avancées en physique solaire, par exemple dans la description du soleil calme, de sa structure et de sa dynamique ([Lemaire, 2005]). Jusqu'à la fin de l'année 2004, les études dans la raie H-Lyman α étaient des observations indirectes à partir de la mesure hors du bord de la lumière diffusée de l'instrument. En effet, le signal produit par la raie H-Lyman α était trop intense pour les détecteurs de SUMER, même la grille en aluminium placé devant une partie du détecteur pour l'atténuer n'a pas pu être utilisée, elle posait trop de problèmes de déconvolution. Les études de la raie H-Lyman α sur le disque étaient donc interdites dans le but de préserver les détecteurs le plus longtemps possible. Ces études indirectes dans la raie H-Lyman α grâce au spectromètre SUMER ont fait l'objet de nombreuses publications, notamment concernant les variations du profil de la raie moyennée sur tout le disque solaire ([Lemaire et al., 1998] et [Emerich et al., 2005]). Depuis novembre 2004 seulement il est possible d'effectuer des mesures directes, ce qui donne déjà lieu à des publications ([Vial et al., 2005]) et montre également l'intérêt d'avoir un spectromètre dédié à cette longueur d'onde qui puisse réellement être optimisé pour celle-ci.

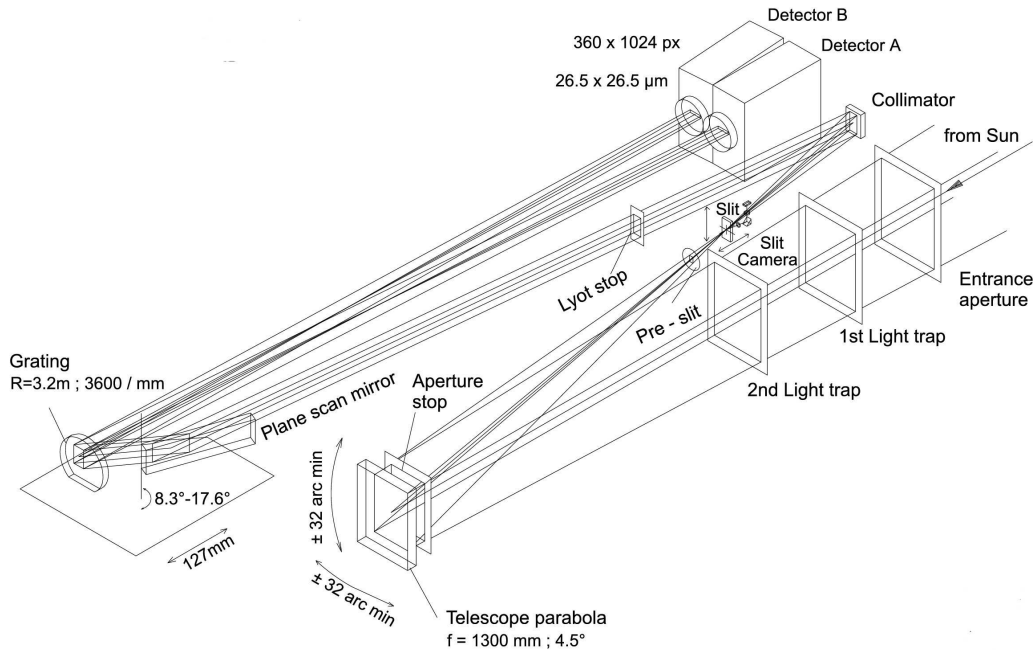


Fig. 3.13: Schéma optique du spectromètre SUMER sur SOHO [Wilhelm et al., 1995].

4 Conclusion

La couronne et la région de transition solaire sont des zones de très hautes températures où la matière est fortement ionisée et magnétisée et où les structures évoluent très rapidement, trop rapidement pour les spectromètres et les imageurs réalisés jusqu'à présent. Les vitesses caractéristiques dans la couronne sont élevées (vitesse du son : 100 km.s^{-1} , vitesse d'Alfven : 1000 km.s^{-1}) par rapport aux cadences temporelles des imageurs actuellement disponibles ou prochainement opérationnels : les imageurs embarqués sur SDO (lancement avril 2008) auront une cadence maximale de 10 s, mais pas dans le mode de fonctionnement nominal, et le spectromètre à bord de Solar B (lancement en 2006) aura une cadence de 1 minute.

Plusieurs spectromètres UV à fente de très grande qualité ont été conçus et utilisés pour l'étude du Soleil, ces spectromètres ont une très bonne résolution spectrale et une très bonne résolution spatiale dans la direction opposée à la dispersion de la lumière. Pour le spectromètre SUMER par exemple, le pouvoir de résolution atteint 38 000, pour une résolution spatiale de 1 seconde d'arc et une cadence maximale d'un spectre par seconde. Cependant, ces instruments ne sont pas parfaitement adaptés à l'étude de phénomènes très dynamiques comme le sont ceux de l'atmosphère solaire. En effet, en raison de largeur des fentes utilisées et du temps nécessaire à l'envoi des commandes de pointage de l'instrument sur le satellite, il n'est pas toujours évident de réaliser l'observation souhaitée ou de savoir quelle structure est effectivement observée en l'absence d'imagerie dans la même longueur, à la même résolution et bien sûr simultanée. Ces structures peuvent se déplacer ou disparaître de façon imprévisible. Il existe donc un réel besoin en physique solaire pour un spectromètre imageur UV, et dans la raie H-Lyman α en particulier, à très haute résolutions spectrale, spatiale et temporelle, avec

une cadence très élevée.

En ce qui concerne l'étude du Soleil dans la raie H-Lyman α , on remarque qu'il existe peu de données en imagerie avec une très haute résolution et une bande passante suffisamment étroite. Il existe encore moins d'images que l'on puisse associer à des études spectrométriques à la même longueur d'onde sur la même région. Les images des vols fusée VAULT sont particulièrement intéressantes, même si bien sûr le volume des données est insuffisant. En effet, ces images permettent d'observer, à la meilleure résolution disponible actuellement et avec une cadence élevée, une grande variété de structures solaires : régions actives, soleil calme, filaments de région active et protubérances.

Chapitre 4

Les données de l'instrument VAULT

1 Introduction

VAULT est un acronyme pour Very high Angular resolution ULtraviolet Telescope. Ce télescope UV à très haute résolution a été conçu et construit par l'équipe de Physique Solaire du Naval Research Laboratory à Washington, D.C.. VAULT est un programme de vols fusée réalisant des observations du soleil à très haute résolution spatiale dans le but d'améliorer la compréhension des structures fines et des processus intervenant dans le chauffage de la couronne solaire. La raie H-Lyman α est particulièrement bien adaptée à l'étude de la relation entre la partie supérieure de la chromosphère et la partie basse de la région de transition. Ce programme comporte plusieurs vols fusée avec une instrumentation quasiment identique à chaque tir.

Deux vols ont déjà été effectués en mai 1999 et en juin 2002, le troisième vol a eu lieu en juillet 2005. Les deux premiers vols dédiés à la raie H-Lyman α ont été réalisés avec le support d'instruments au sol et embarqués sur les satellites TRACE et SOHO. Le premier vol a eu lieu le 7 mai 1999 ; 14 images du Soleil ont été enregistrées avec des temps de pose allant de 2 à 6 s correspondant à un total de 5 minutes d'observation, la figure 4.3 montre l'une des images enregistrées. La comparaison des données obtenues lors de ce vol avec les données de la raie à 17.1 nm du satellite TRACE a permis d'établir une corrélation entre les structures de la couronne et celles de la basse région de transition ([Vourlidas et al., 2001a]), notamment au niveau d'une région active. Cette corrélation suggère que l'atmosphère au-dessus de la région active comprend à la fois des boucles " chaudes ", dont la température est supérieure à 2 million de Kelvin, et des boucles " tièdes ", dont la température se situe autour de 1 million de Kelvin. Le second vol a utilisé au maximum les capacités techniques de l'instrument en réalisant 21 images avec un temps de pose de 1 s, sur une durée totale d'observation de 6 minutes. La résolution spatiale de ces images est de 0.3 secondes d'arc, ce qui est la meilleure résolution obtenue à ce jour dans la raie H-Lyman α . Les images montrent un long filament vu en absorption au-dessus de deux régions actives. Ces observations sont particulièrement intéressantes puisque jusqu'à présent, aucun filament n'avait été correctement observé dans la raie H-Lyman α . Leur faible visibilité sur les images TRC ([Bonnet et al., 1980]) avait même fait avancer l'hypothèse que les filaments ne pouvaient être distingués en imagerie H-Lyman α , ce qui était particulièrement inattendu en raison de l'importante opacité de cette raie. Grâce à l'amabilité de Angelos Vourlidas, nous avons eu accès aux données brutes du second vol de VAULT, et j'ai donc pu réaliser une étude de ce filament bien distinct et résolu après

avoir traité et étalonné les données.

2 Description de l'instrument

L'instrument VAULT est un télescope de type Cassegrain suivi d'un spectrohéliographe à dispersion nulle ([Vourlidis et al., 2001b]). Les éléments principaux de l'instrument sont reproduits sur le schéma optique de la figure 4.3. Le miroir primaire du télescope est de diamètre 30 cm, ouvert à $f/24.6$, et ayant une obscuration de 25%. Un diaphragme de champ est placé à l'entrée du spectrohéliographe. Dans ce dernier, le faisceau est collimaté et dispersé par le premier réseau de diffraction sphérique, puis replié par un miroir plan pour être recombinaison et focalisé sur le détecteur CCD par le second réseau de diffraction. La combinaison assure la compensation de la dispersion tout en sélectionnant une bande passante de 15 nm autour de la raie H-Lyman α . Un filtre UV de bande passante étroite est placé juste devant le détecteur afin d'éliminer toute lumière visible parasite. La caméra CCD utilisée est recouverte de lumogène et comporte 2048 x 3072 pixels permettant d'obtenir un champ de vue de 4.3 arcmin x 6.4 arcmin, soit environ 2,5% de la surface du Soleil. Les optiques du télescope d'entrée de l'instrument sont d'excellente qualité : $\lambda/16$ RMS à 121.5 nm (soit $\lambda/25$ PV à 633 nm) ; la coma et l'astigmatisme sont inférieurs à 0.01 seconde d'arc sur tout le champ couvert. La qualité du schéma optique et un système de contrôle d'attitude performant ont permis d'obtenir des images de grande qualité.

3 Traitement des données

Sur les 21 images enregistrées au cours du second vol fusée, 17 ont le même pointage : le champ de vue de l'instrument montre une zone de Soleil calme et une zone de régions actives sur laquelle un long filament est vu en absorption. Les 3 autres images ont un champ de vue permettant d'observer le bord solaire et de fines protubérances. Ces images ont été enregistrées le 14 juin 2002 entre 18 h 12 min 01s et 18 h 17 min 47 s.

3.1 Soustraction du courant d'obscurité

La première étape du traitement des données avant leur analyse est de corriger les contributions du détecteur au signal. Je n'ai pas eu accès au fichier de calibrations de l'instrument et du détecteur, mais une image a été prise au cours du vol avant l'ouverture de la porte de l'instrument. Cette image permet d'obtenir le courant d'obscurité du détecteur. Cette image et son histogramme sont présentés sur la figure 4.4. Cette contribution a été soustraite aux images brutes fournies par l'instrument. L'une de ces images brutes et son histogramme sont donnés sur la figure 4.4, de même que l'image corrigée et son histogramme.

3.2 Etalonnage des données

Afin de pouvoir étudier quantitativement les données de ce vol fusée, il est nécessaire d'étalonner photométriquement les images. Pour cela, j'ai obtenu la valeur de l'irradiance totale H-Lyman α pour la journée du 14 juin 2002 grâce aux données de l'instrument TIMED SEE (Solar EUV Experiment). L'irradiance totale H-Lyman α vaut $4.58 \cdot 10^{11} \text{ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à une radiance moyenne

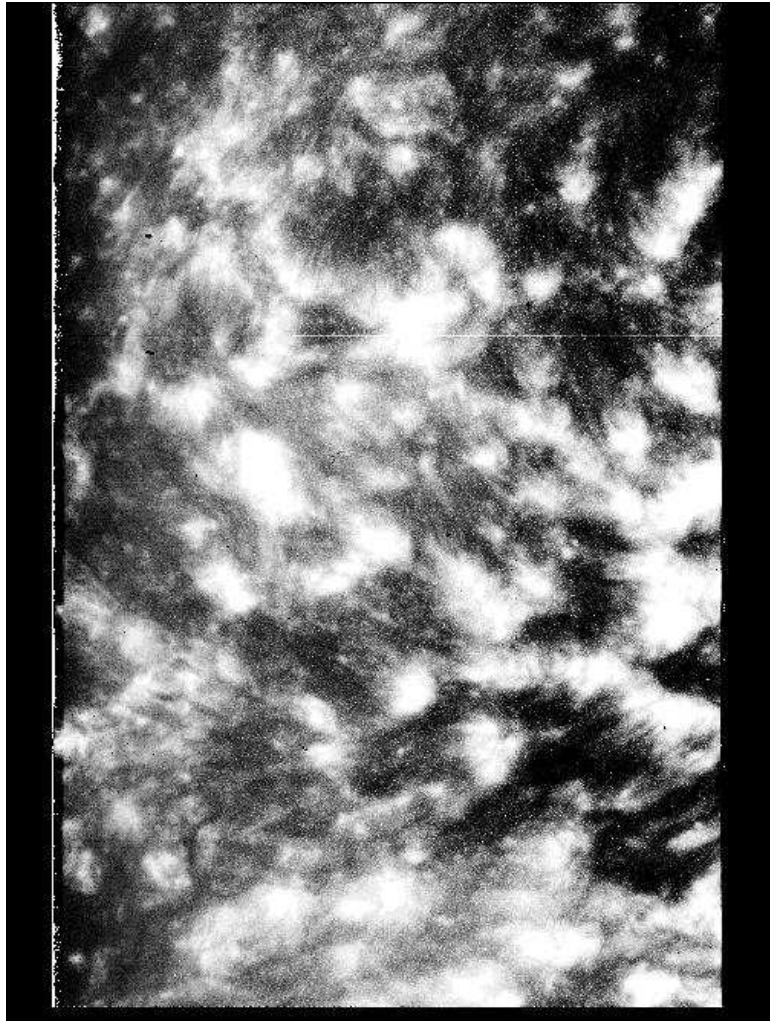


Fig. 4.1: Une des images obtenues par le premier vol fusée VAULT le 7 mai 1999 (A. Vourlidas 2003, communication privée).

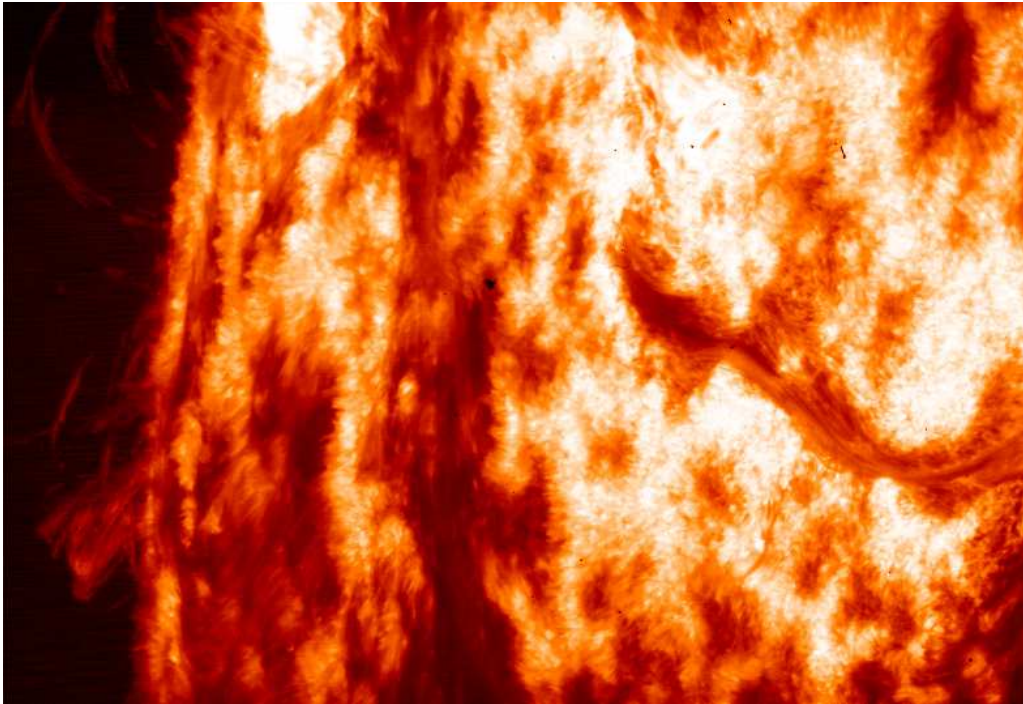


Fig. 4.2: Une des images obtenues par le second vol fusée VAULT le 14 juin 2002 (A. Vourlidas 2003, communication privée).

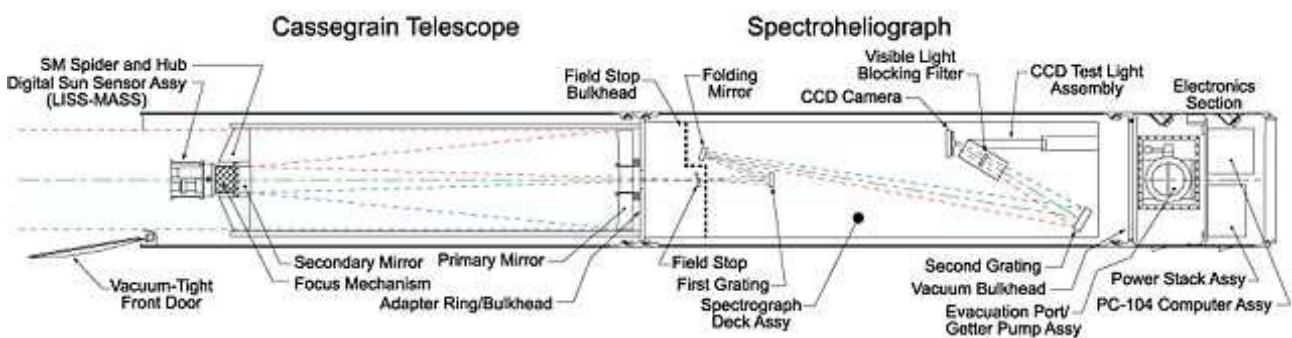


Fig. 4.3: Schéma optique de l'instrument VAULT ([Vourlidas et al., 2001b]).

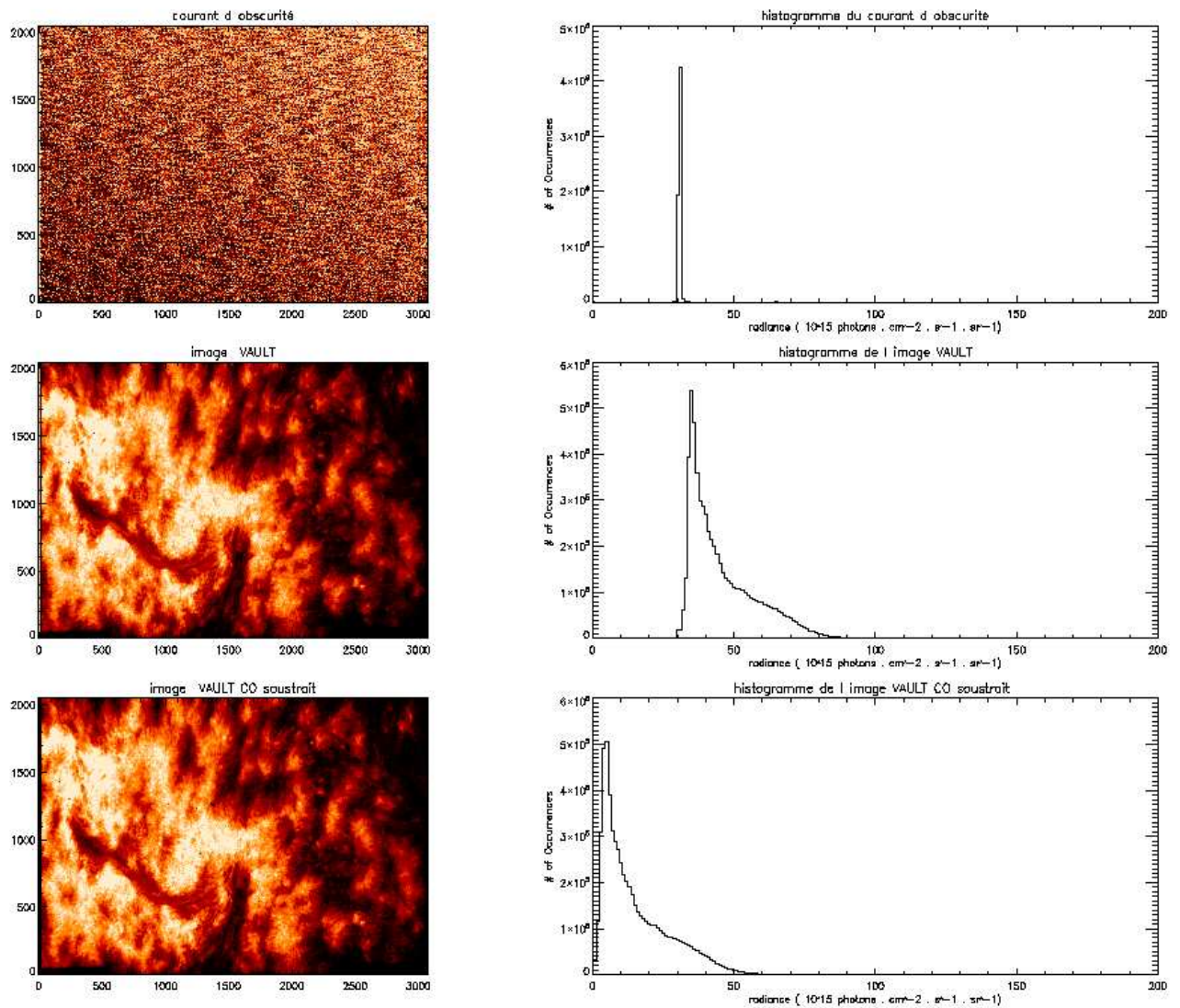


Fig. 4.4: En haut : image et histogramme du courant d'obscurité sur le détecteur de VAULT. Au milieu : image et histogramme d'une image brute de VAULT. En bas : image et histogramme de la même image à laquelle le courant d'obscurité a été soustrait.

de $6.74 \cdot 10^{15} \text{ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. J'ai ensuite utilisé une image à 30,4 nm de l'instrument EIT à bord de SOHO (voir figure 4.5) pour connaître la proportion de régions actives dans le disque solaire entier et en déduire la radiance moyenne du Soleil calme en H-Lyman α . Je considère pour cela que les régions actives contribuent 5 fois plus au flux H-Lyman α que les régions de Soleil calme. Les régions actives couvrent approximativement 6.7% du disque solaire le jour des observations. La radiance moyenne du Soleil calme vaut donc $5.31 \cdot 10^{15} \text{ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. J'ai ensuite cherché une zone de Soleil calme sur les images VAULT ; une de ces zones est représentée par la zone 2 sur la figure 4.6. Enfin, j'ai calculé la valeur moyenne de l'intensité des zones de Soleil calme sur les 16 images ayant un pointage et un temps de pose identiques (17 ont le même pointage mais l'une d'entre elles a un temps de pose de 5 secondes). J'ai par la suite fait correspondre cette valeur moyenne à celle calculée grâce aux données TIMED SEE et EIT.

Les 17 images ne montrant pas le bord solaire présentent un très fort gradient d'intensité de l'ouest vers l'est (pente de $-5 \cdot 10^{11} \text{ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ par pixel), ce qui est clairement illustré par la figure 4.7. Afin de s'assurer qu'il n'y a pas de contribution instrumentale à ce gradient d'intensité, j'ai calculé le profil moyen sur chaque image d'une zone relativement uniforme de Soleil calme représentée par la zone 1 sur la figure 4.6. Un de ces profils est représenté sur la figure 4.8, il présente une pente 5 fois plus faible ($-0.9 \cdot 10^{11} \text{ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ par pixel). Cela suggère que le fort gradient est dû à la présence de la région active sur la partie ouest des images et non à un effet instrumental.

4 Etude d'un filament

Même si les caractéristiques du plasma qui constitue les filaments et les protubérances sont bien connues ([Patsourakos and Vial, 2002]), il reste beaucoup de choses à découvrir au sujet de ces structures (qui sont en fait les mêmes structures mais vues respectivement en absorption sur le disque solaire et en émission hors limbe). En particulier, les éjections de matière coronale sont souvent liées à des éruptions de filaments ; il est donc indispensable de mieux comprendre la structure magnétique des filaments, leur formation et leur évolution vers un état instable et éruptif.

Les données fournies par l'instrument VAULT sont uniques et donc particulièrement intéressantes pour deux raisons : ce sont les premières observations de filament de région active, en imagerie, dans la raie H-Lyman α et l'excellente résolution des images permet pour la première fois dans l'ultraviolet de résoudre des structures fines dans le filament, comme c'est déjà le cas dans le domaine visible grâce au Swedish Telescope (voir figure 4.9). La contrepartie d'un vol fusée est hélas le faible volume de données : un seul filament et en tout 21 images. La figure 4.10 montre un agrandissement du filament observé, sujet de l'étude dans cette section, et la figure 4.11 montre le profil du filament moyenné sur une portion de 11 secondes d'arc.

Les figures 4.12, 4.13 et 4.14, montrent les histogrammes respectifs d'une portion du filament (zone Filament sur l'image 4.6), d'une zone de région active (zone AR sur l'image 4.6), et d'une zone de Soleil calme (zone 2 sur l'image 4.6) On peut ainsi calculer les rapports de radiance entre les différentes zones ; les résultats sont notés dans la table 4.1. On remarque notamment que le rapport de radiance du filament à la radiance de la zone de Soleil calme diffère des résultats obtenus avec l'instru-

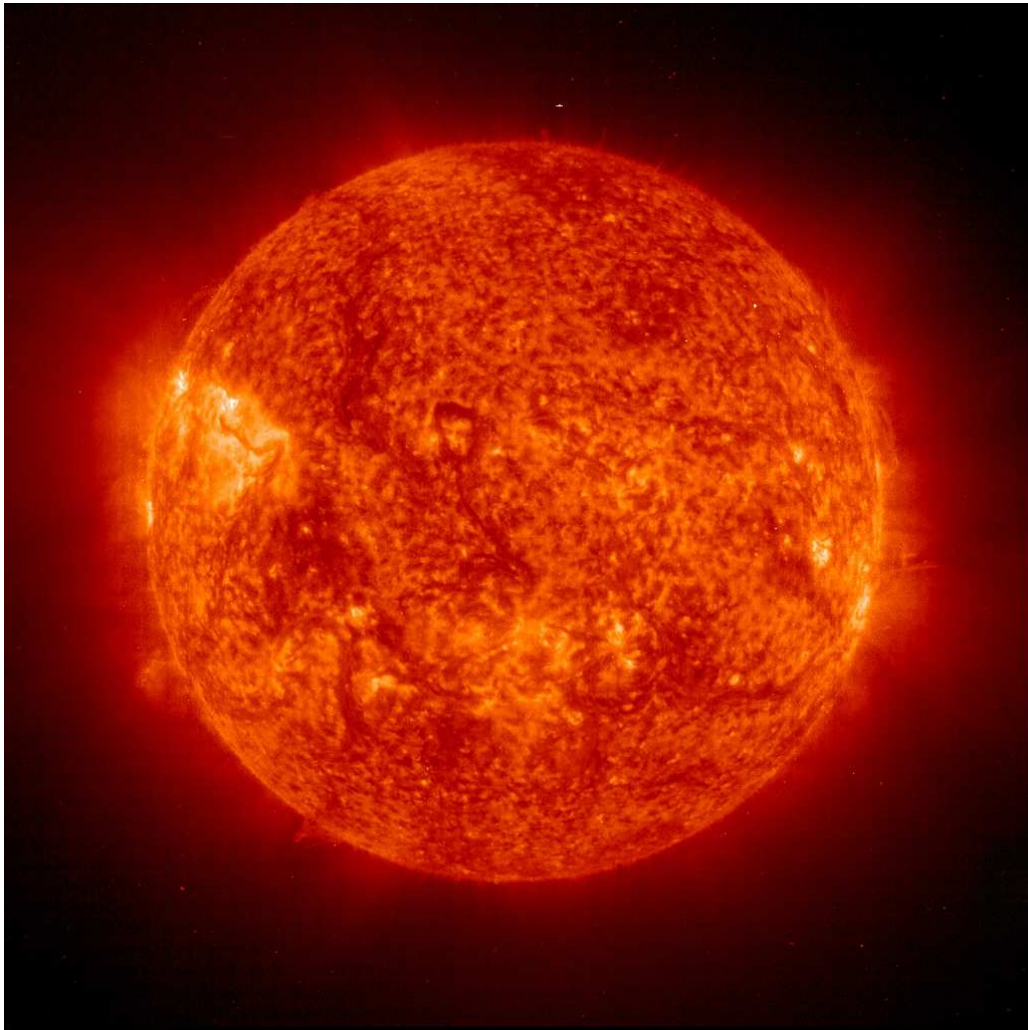


Fig. 4.5: Image EIT 30.4 nm du 14 juin 2002. On observe, un peu au dessus de l'équateur à gauche du disque solaire, le long filament présent sur les images VAULT.

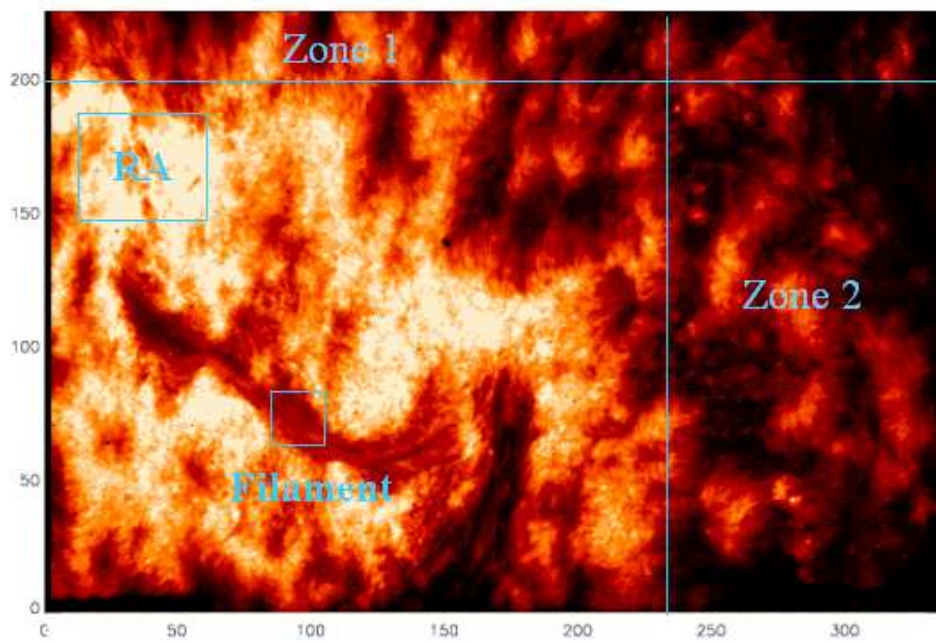


Fig. 4.6: Image VAULT. Zone 1 : zone de région active pour le diagnostic d'effet instrumental. Zone 2 : zone utilisée pour le calcul de la valeur moyenne de l'intensité du Soleil calme. RA : zone de région active. Filament : partie du filament observé.

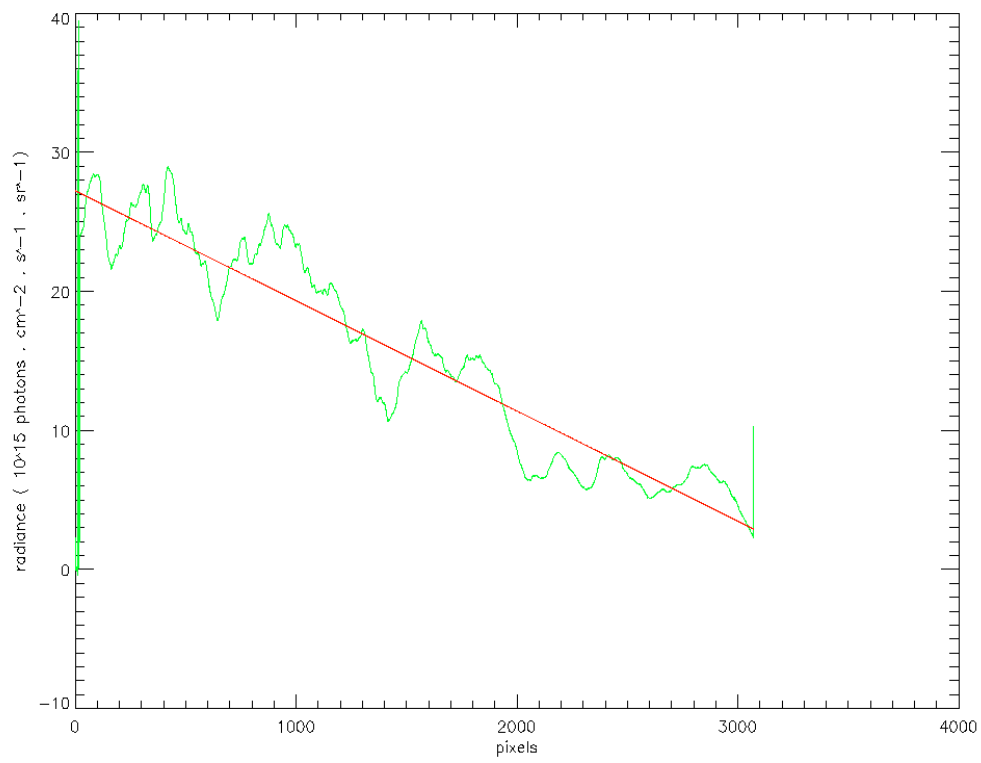


Fig. 4.7: Coupe moyenne sur une image VAULT suivant la direction ouest-est

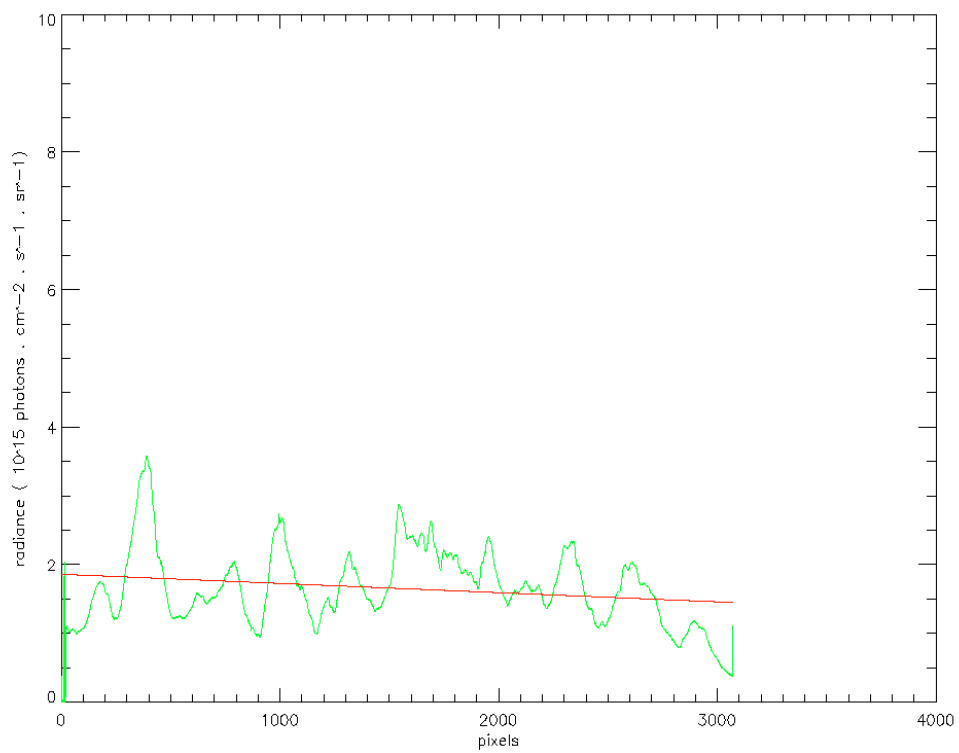


Fig. 4.8: Coupe moyenne sur la zone 1 d'une image VAULT suivant la direction ouest-est

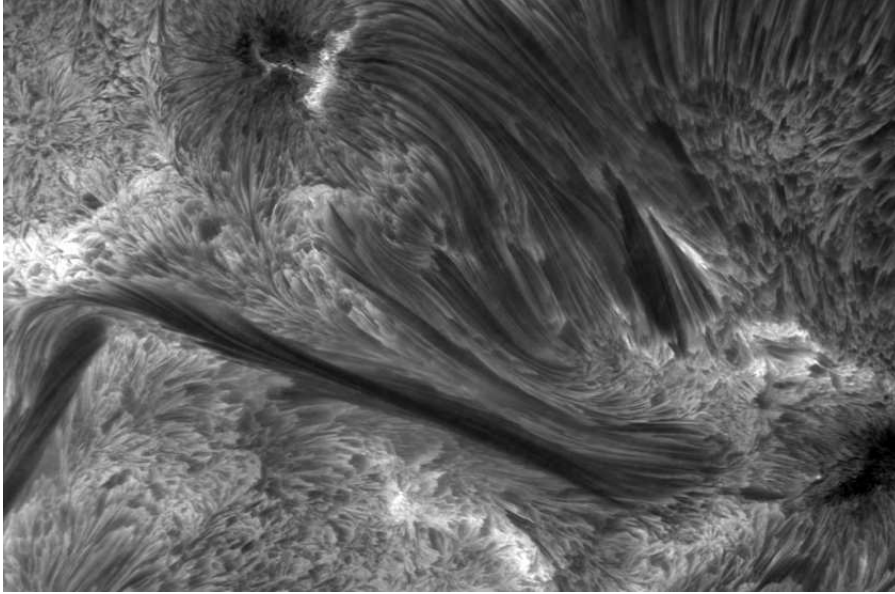


Fig. 4.9: Image d'un filament (différent de celui des images VAULT) observé à 430,5 nm au Solar Swedish Telescope.

ment SUMER ([Vial et al., 2005]). Cependant, dans le cas présent le filament se trouve au-dessus d'une région active et il est concevable que l'émission de la région active sous-jacente explique cette différence.

Afin de mieux comprendre les processus de formation des filaments, leur implantation dans les différentes couches de l'atmosphère solaire, il est nécessaire comparer les observations d'un même filament dans différents domaines de longueur d'onde correspondant à différents domaines de température de formation et de façon moins directe à différentes altitudes dans l'atmosphère solaire.

J'ai donc recherché les différentes observations de ce filament disponibles. Plusieurs instruments au sol ont observé ce filament. J'ai choisi les données H α de l'observatoire Big Bear car la coïncidence temporelle était la meilleure. D'autre part, les satellites SOHO et TRACE observaient également. J'ai

$\frac{R_{\text{filament}}}{R_{\text{Soleil calme}}}$	1.67
$\frac{R_{\text{filament}}}{R_{\text{région active}}}$	0.14
$\frac{R_{\text{Soleil calme}}}{R_{\text{région active}}}$	0.24

Tab. 4.1: Rapports de radiance entre les différentes zones d'intérêt.

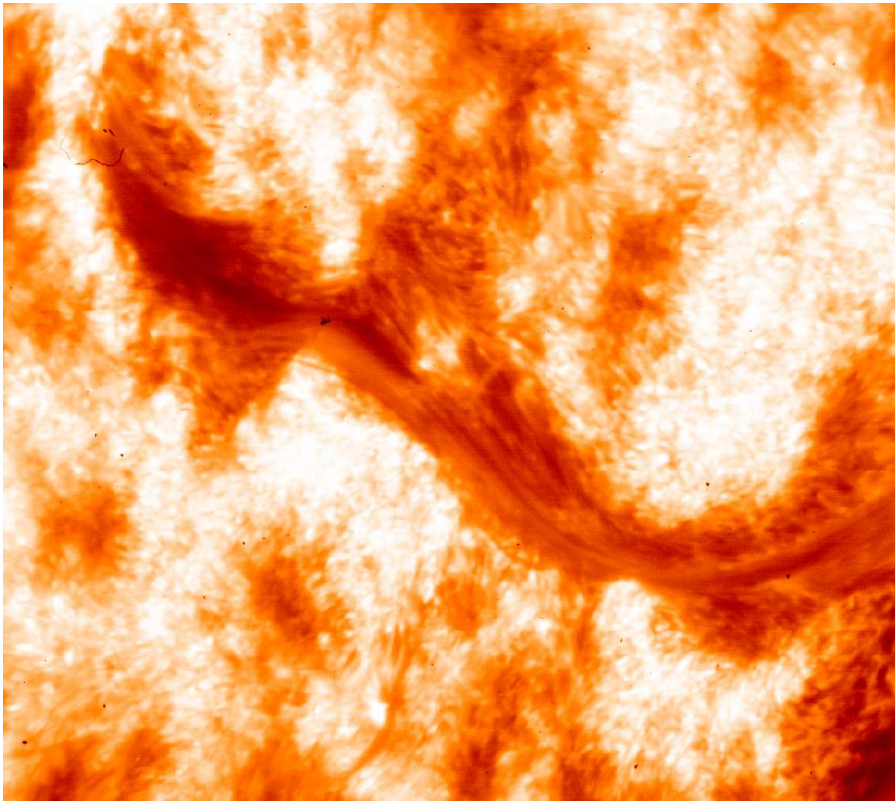


Fig. 4.10: Filament observé par VAULT au-dessus des régions actives 9998 et 9999 (nomenclature de la National Oceanic and Atmospheric Administration); on peut observer plusieurs structures fines dans le filament.

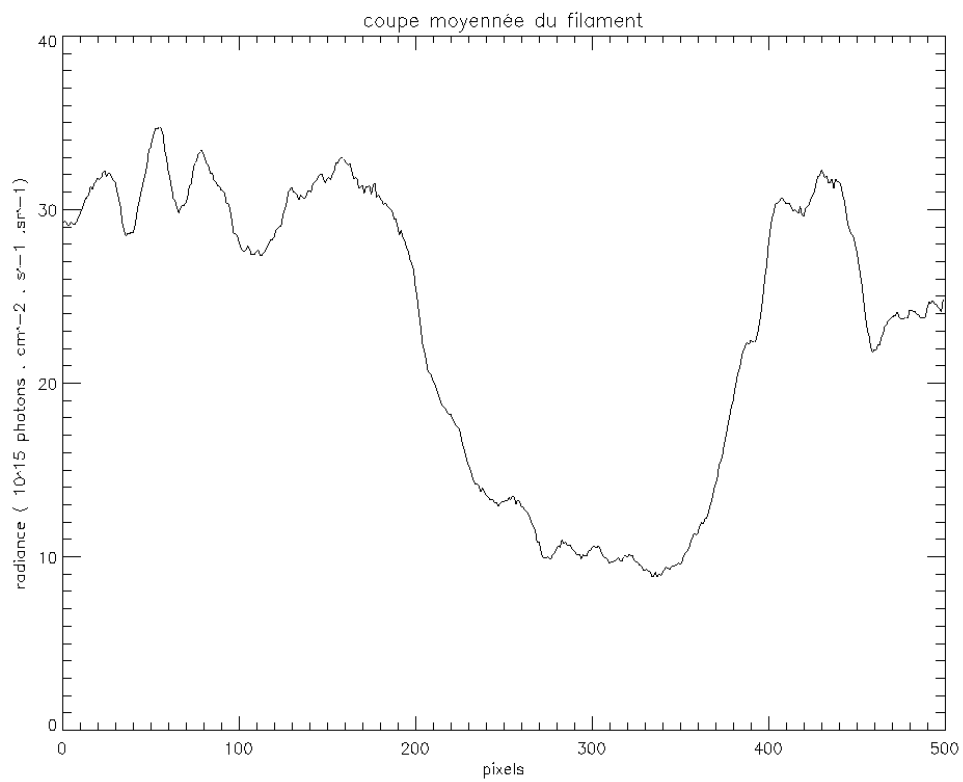


Fig. 4.11: Coupe moyenne du filament.

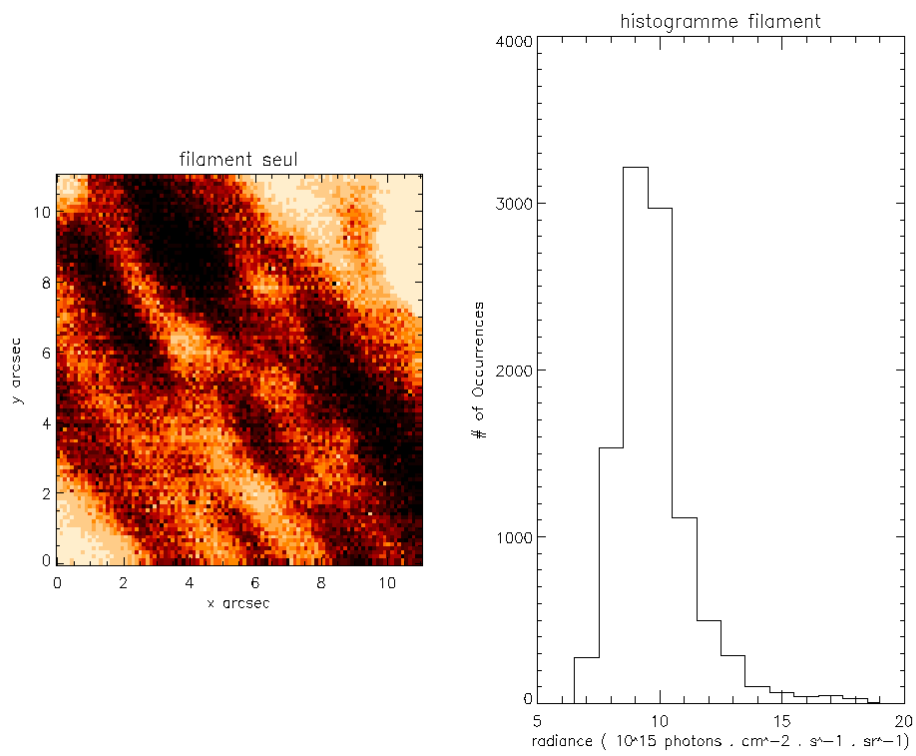


Fig. 4.12: Image et histogramme d'une portion du filament.

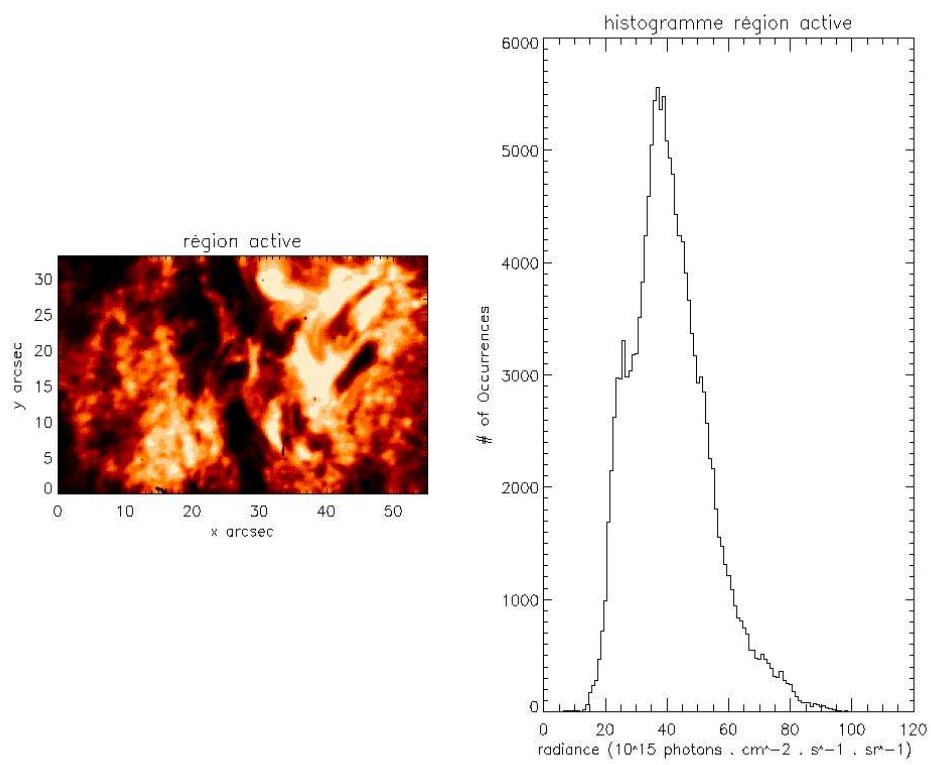


Fig. 4.13: Image et histogramme d'une zone de région active.

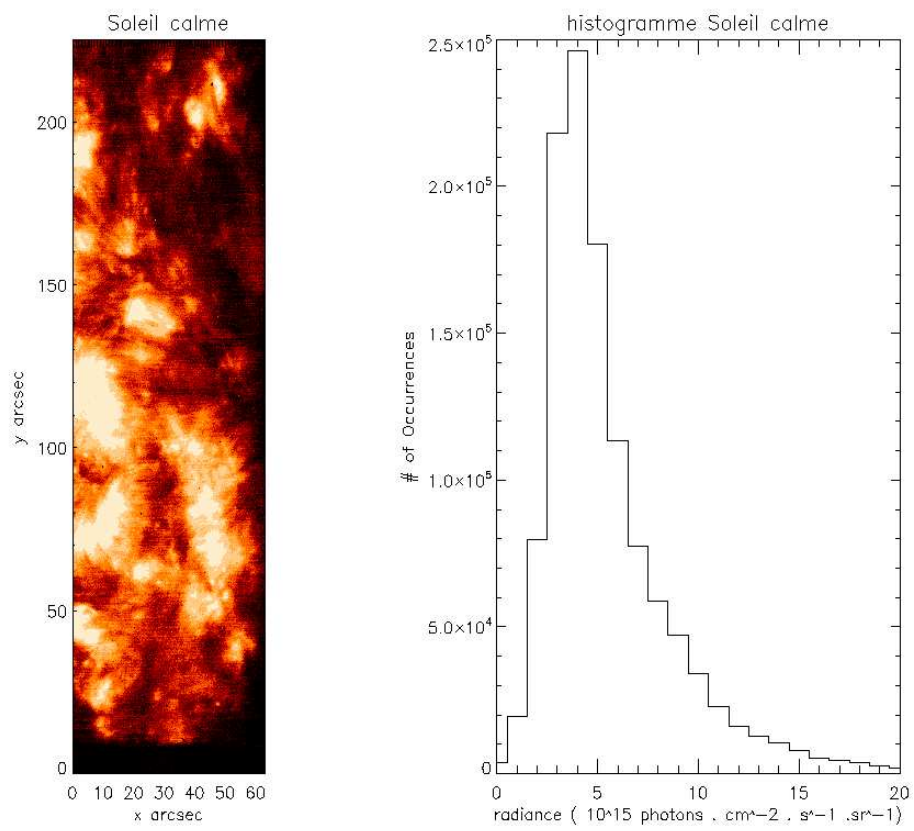


Fig. 4.14: Image et histogramme d'une zone de Soleil calme.

Observation	λ (nm)	T de formation (approx.)	Largeur mesurée (arcsec)
BBSO	656,3	6 000 K	10
VAULT	121,6	8 000 K	20
EIT	30,4	80 000 K	20
TRACE	17,1	">1 000 000 " K	25

Tab. 4.2: Largeurs moyennes du filament étudié obtenues pour les observations Big Bear Solar Observatory, VAULT, EIT, TRACE.

conservé l'image dans la raie de l'hélium II pour EIT et celle de TRACE dans la raie du fer IX/X. Des observations avec le spectromètre CDS ont été effectuées dans le cadre d'un programme de coordination des observations solaires (JOP 148, Joint observation program), mais le filament n'apparaît hélas pas sur celles-ci car le champ de vue des rasters CDS est bien plus petit que celui de VAULT (244" x 240" pour CDS contre 4.3' x 6.4' pour VAULT).

La première étape dans l'étude de la comparaison entre les différentes observations est le coaligement des images. Les renseignements de pointage des instruments ne sont pas toujours suffisants et il faut de toutes façons tenir compte de la rotation du soleil puisque les données n'ont pas été prises en même temps. L'image TRACE a été enregistrée 6 heures après les images VAULT et l'image de l'observatoire Big Bear a été enregistrée 3 heures avant, ce qui correspond respectivement à des déplacements de 24 et 12 secondes d'arc environ. J'ai donc coaligné les observations en utilisant les données de pointage des différents instruments puis affiné cet alignement en corrélant l'image VAULT aux autres images, après avoir dégradé la résolution de l'image VAULT à celle de l'image à coaligner.

Les images du filament correspondant à ces quatre observations sont données sur la figure 4.15. Dans toutes les observations, le filament a le même aspect général : orientation et forme. Seule l'image VAULT permet de distinguer des structures fines même si certaines excroissances ou " branches du filament " (en haut à droite et à gauche du filament) sont visibles à toutes les longueurs d'onde et résolutions spatiales. Cette figure montre également que le filament ne semble pas toujours avoir la même largeur. Ces différences de dimensions ont déjà fait l'objet de plusieurs publications ([Schwartz et al., 2004], [Heinzel et al., 2001] et [Heinzel et al., 2003]), dont la dernière propose un modèle de structure 3D d'un filament. Le filament serait selon ce modèle composé d'une partie " $H\alpha$ " et d'extensions de part et d'autre de cette première partie dans le domaine ultraviolet extrême. Ces extensions apparaissent comme des structures absorbant le rayonnement sous-jacent et sont environ 5 fois plus larges que le même filament observé dans le visible à $H\alpha$ ([Heinzel et al., 2001]).

En effet, j'ai tracé la coupe du filament pour chacune des observations, le résultat est illustré sur la figure 4.16. Les tracés ne montrent pas une telle différence de largeur. Si on considère comme largeur du filament la largeur à mi-hauteur de la moyenne des zones à droite et à gauche du filament, on obtient les résultats reportés dans le tableau 4.2. Le rapport de largeur du filament entre les images ultraviolettes et l'image $H\alpha$ est au maximum égal à 1.7. Cela pourrait vouloir dire que les zones décrites par Heinzel et al. comme étant des " extensions UV " de filaments (c'est-à-dire de la matière froide absorbant) seraient en fait simplement des zones de réduction de l'émission du rayonnement sous-jacent.

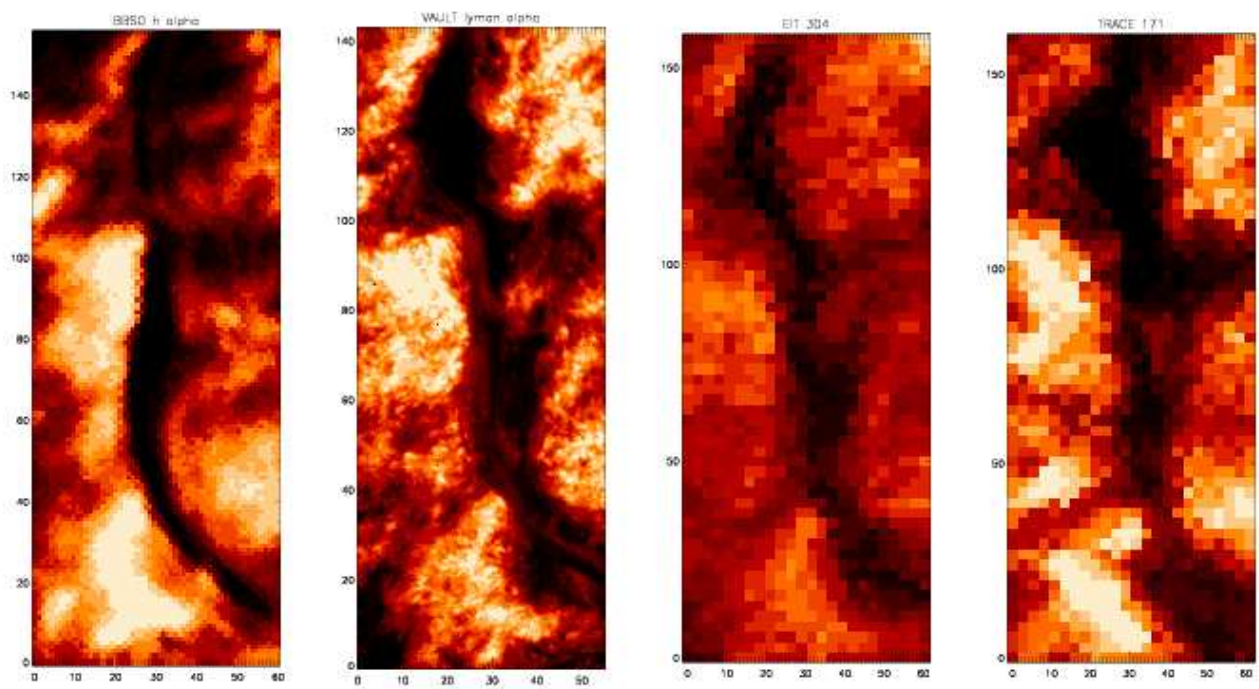


Fig. 4.15: Images du même filament vu par différents instruments au sol et dans l'espace. De gauche à droite : Big Bear Solar Observatory (656.3 nm, au sol), VAULT (121.6 nm, espace), EIT (30.4 nm, espace), TRACE (17.1 nm, espace)

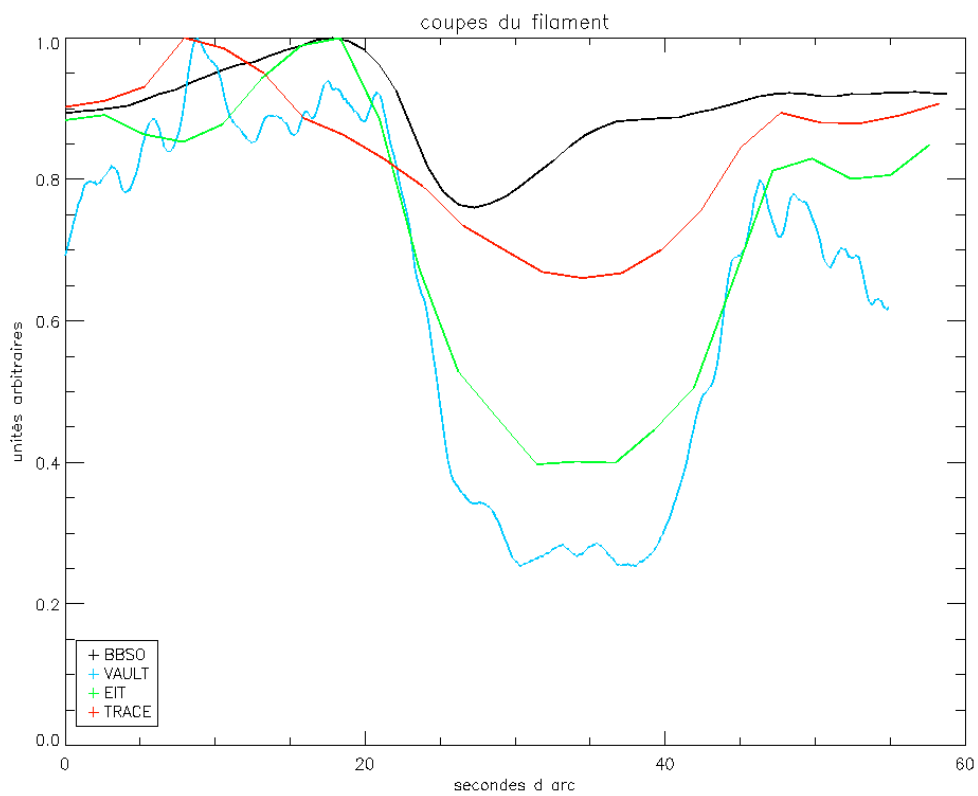


Fig. 4.16: Comparaison des différentes coupes du filament (moyennées le long de celui ci) obtenues à partir des données TRACE, EIT, BBSO et VAULT.

5 Etude d'un groupe de protubérances

En plus du filament de région active étudié précédemment, les trois dernières images VAULT montrent le bord solaire et un groupe de protubérances. Les protubérances sont le même type de structure que les filaments, mais elles sont vues en émission hors du limbe. La figure 4.17 montre l'image VAULT entière puis la partie de cette image où figure le groupe de protubérances. Ces protubérances se présentent comme un groupe de boucles entremêlées. L'imagerie seule ne permettant pas le calcul des vitesses Doppler, il est impossible d'avoir des informations sur les mouvements de la matière dans ces protubérances, seuls des mouvements apparents peuvent être observés à partir de données d'imagerie. On peut cependant supposer que de forts gradients de vitesse seraient observés dans le cas des boucles se développant dans un plan perpendiculaire au plan du ciel comme c'est le cas dans la figure 4.19. Cette information aurait peut-être permis de conclure sur la fusion ou la superposition suivant la ligne de visée des deux structures de la figure 4.17. En effet, les coupes de ces protubérances (voir figure 4.18) en deux positions repérées sur la figure 4.17 ne sont pas suffisantes pour conclure, si ce n'est sur l'opacité de la raie H-Lyman α puisqu'aucune augmentation d'intensité notable n'a été observée entre la coupe où les structures sont séparées et celle où les deux ne sont plus discernables.

Une autre région d'intérêt dans ce groupe de protubérances est celle présentée sur la figure 4.19. Les coupes suivant la direction de ces boucles et la moyenne de celles-ci illustrée sur la figure 4.20 montrent une augmentation de l'intensité au sommet des boucles qui constituent cette protubérance. Cela peut être dû à un effet d'intégration suivant la ligne de visée de l'instrument ou à un remplissage du sommet des boucles. Il est impossible de conclure avec uniquement trois images.

6 Conclusion

Cette étude d'un filament observé avec l'instrument VAULT dans la raie va être poursuivie mais donne déjà des résultats intéressants en ce qui concerne les largeurs comparées du filament dans plusieurs longueurs d'onde et la structure fine de celui-ci. La prochaine étape d'analyse des données VAULT concernant ce filament sera de calculer les angles des structures autour de ce filament et d'étudier son degré de torsion et sa stabilité. Une autre étude est en cours concernant les protubérances visibles dans les 3 images où figure le bord solaire.

Ces deux études ont également mis en avant les limitations de l'utilisation de données UV sans spectroscopie ainsi que la difficulté de combiner plusieurs instruments spectromètres et imageurs. Il est par exemple impossible d'obtenir une information sur les mouvements de matière en ayant uniquement des données d'imagerie. D'autre part, il est impossible d'expliquer la concentration de matière au-dessus des boucles de protubérance ou dans les fibrilles du filament. L'association de la spectrométrie et de l'imagerie permettrait également de calculer l'intensité intégrée dans la raie H-Lyman α seule, dépourvue de la contribution du continuum sous-jacent. Des cartes de la largeur et de la dissymétrie de la raie dans le champ total de l'image pourraient être réalisées grâce à l'apport de la spectrométrie. Les études réalisées plaident en faveur de la réalisation et l'utilisation d'un spectromètre imageur dans l'ultraviolet. Ainsi les problèmes de coïncidence temporelle ou spatiale, dans le cas des observations CDS dédiées à VAULT, et ceux liés aux grandes différences de résolution spatiales seraient résolus (coalignement). Un spectromètre imageur dans l'ultraviolet permettrait de faire des observations à

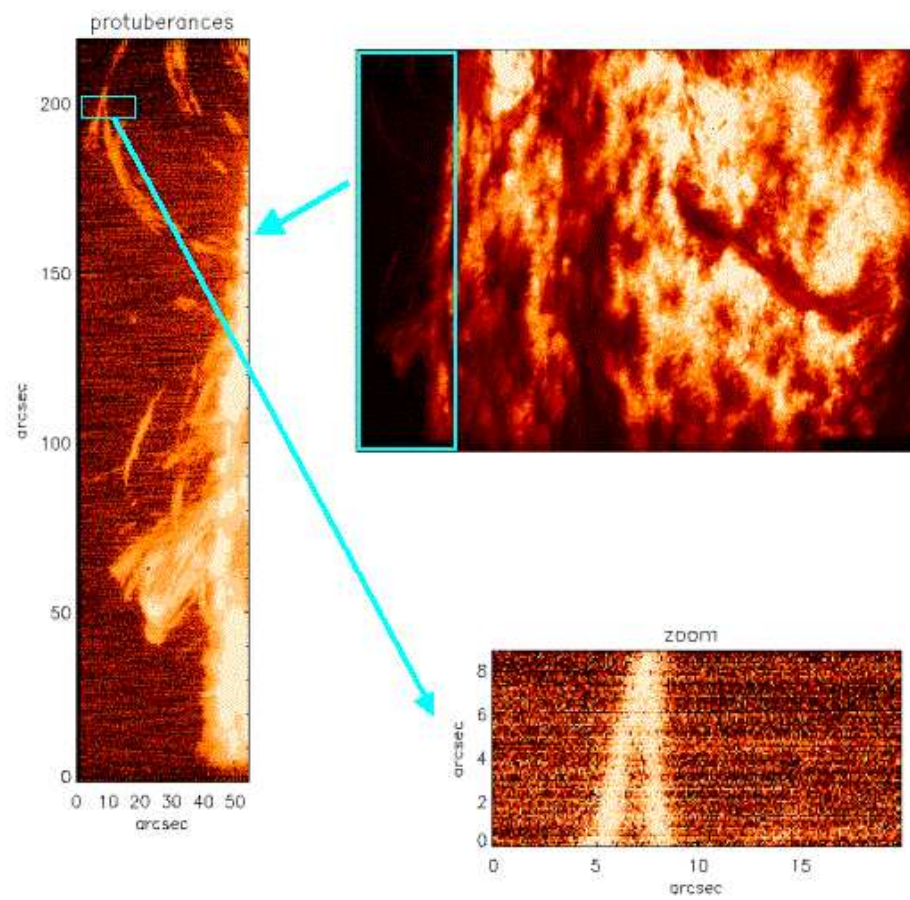


Fig. 4.17: Zooms successifs sur une des images VAULT montrant le bord solaire et un groupe de protubérances.

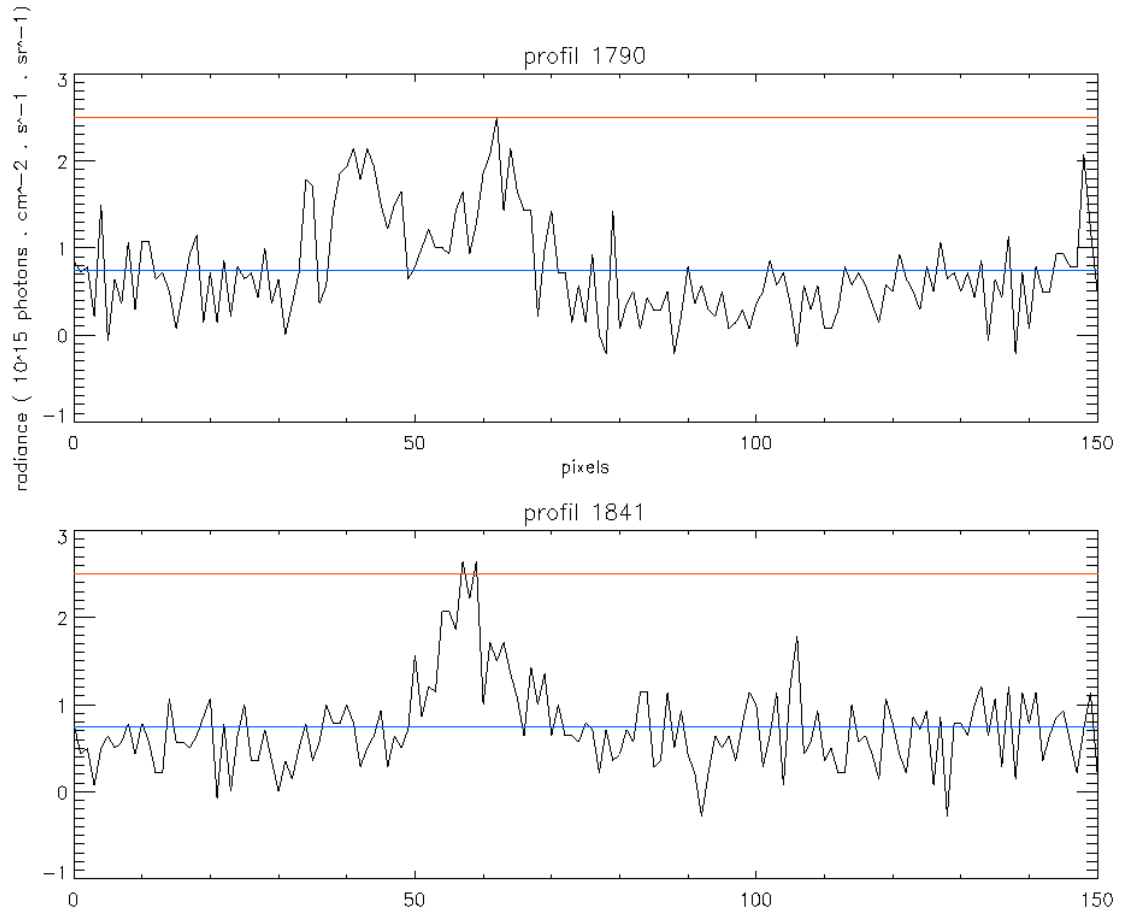


Fig. 4.18: Coupes des protubérances de la figure 4.17; on n'observe pas d'augmentation notable de l'intensité lorsque les protubérances se croisent ou fusionnent. La ligne bleu indique la valeur moyenne de la radiance sur la coupe, et la ligne rouge correspond au niveau maximum de radiance lorsque les deux protubérances sont distinctes.

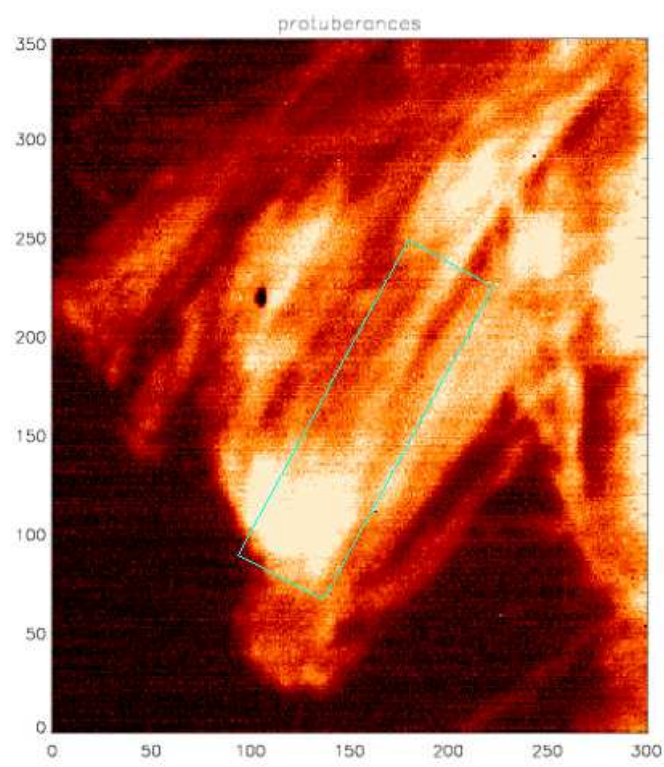


Fig. 4.19: Protubérance.

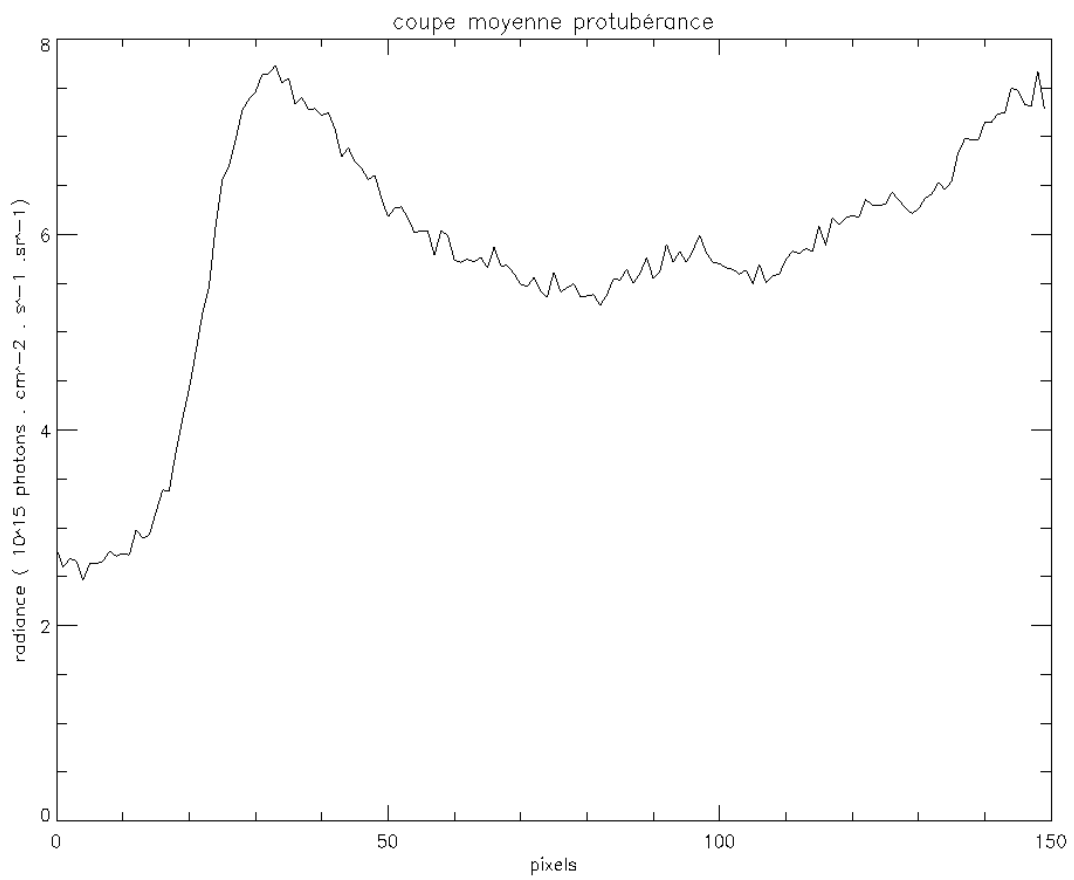


Fig. 4.20: Coupe moyenne sur la zone encadrée de la protubérance de la figure 4.19 .

haute résolution spatiale simultanément dans différentes longueurs d'onde, sur un domaine restreint à une ou deux raies proches ou sur un plus grand domaine spectral suivant le type de spectromètre imageur utilisé.

Chapitre 5

Spectro-imagerie solaire et non solaire

1 Introduction

Nous avons vu l'évolution des spectromètres et des imageurs du Soleil dans l'ultraviolet et en particulier ceux opérant autour de la raie H-Lyman α . Les imageurs ont des résolutions spatiales de plus en plus grandes, et les spectromètres des résolutions spectrales également de plus en plus grandes. Cependant, les spectromètres actuels ne peuvent observer correctement les événements solaires explosifs ou très dynamiques malgré la progression des vitesses de balayage de la région d'intérêt par la fente. D'autre part, il est souvent difficile d'identifier précisément les structures, ou les limites des structures, observées par un spectromètre à fente. Il est nécessaire de recourir alors à des images de contexte qui généralement ne sont pas simultanées aux mesures de spectre, n'ont pas la même résolution spatiale, et ne sont pas obtenues dans la même longueur d'onde. D'autre part, nous avons vu dans le chapitre précédent que l'analyse des données issues d'imagerie seule est rapidement limitée notamment par l'impossibilité de calculer des vitesses Doppler et donc de connaître les mouvements de matière. L'idéal pour obtenir des mesures spectrales simultanément à différentes positions sur le disque solaire est d'utiliser un seul instrument pour réaliser imagerie et spectroscopie sans avoir à balayer spatialement (spectromètres à fente) la zone d'intérêt et sans perdre d'information spectrale (" overlappograph " : instrument produisant des images spectralement décalées ; dans le cas d'un spectre riche ou d'un grand champ de vue, les images monochromatiques sont partiellement superposées). L'instrument permettant d'obtenir une information spectrale de haute résolution sur une image de haute résolution spatiale est un spectromètre imageur à transformée de Fourier. De tels instruments ont déjà été réalisés avec succès dans d'autres domaines de longueurs d'onde ; j'en décrirai plusieurs dans les paragraphes suivants. Les résultats qu'ils ont fournis motivent la réalisation d'un IFTS (Imaging Fourier Transform Spectrometer) dans les longueurs d'onde plus courtes. Plusieurs concepts de spectromètres imageurs dans l'ultraviolet ont vu le jour depuis les années 1970, sans pour autant aboutir jusqu'à présent.

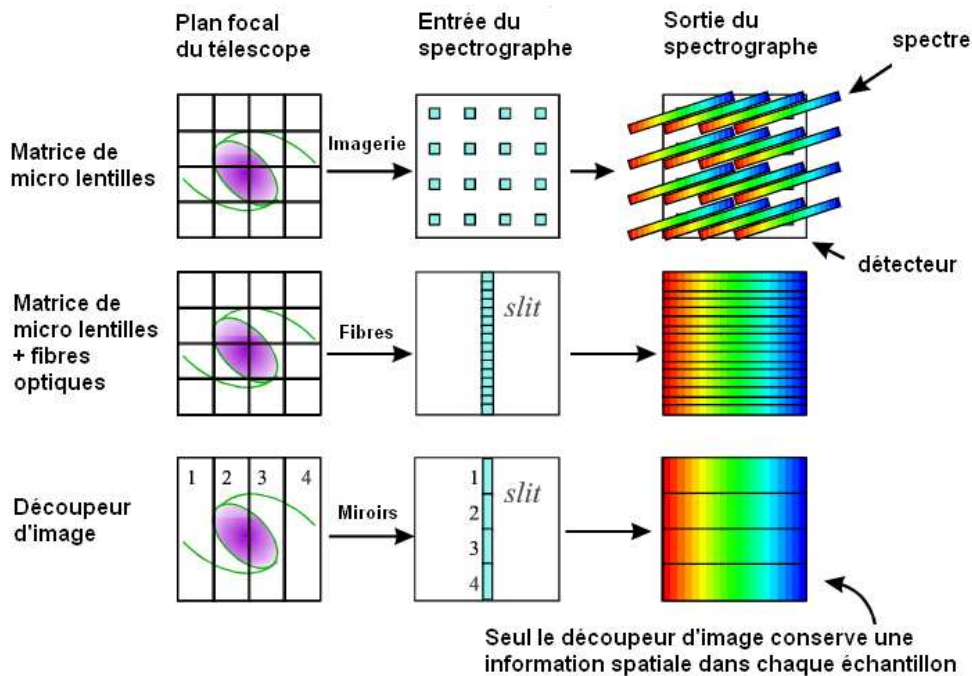


Fig. 5.1: Schéma de principe des trois grands types de spectromètres à découpage du champ.

2 Spectro-imagerie intégrale du champ

Il existe deux grandes catégories d'instruments permettant de réaliser la spectro-imagerie intégrale de champ : les méthodes utilisant l'addition d'un spectrographe à un système optique de découpage du champ d'imagerie et les méthodes interférentielles. Les principales techniques de découpage du champ sont illustrées dans la figure 5.1. Le champ peut être partagé en utilisant une matrice de micro lentilles ; chaque sous-champ défini par l'ouverture de la micro lentille devient un élément de résolution spatiale (équivalent à un " pixel ") et cet élément de résolution est réimagé par un système optique en entrée d'un spectrographe qui fournit en sortie un spectre pour chaque " pixel ". Dans une version simplifiée de ce type d'instrument, le système optique servant à réimager peut être remplacé par des fibres optiques qui transportent et réorganisent les pixels le long de la fente d'entrée du spectrographe. Enfin, une autre technique consiste à découper le champ image en " tranches " étroites sur toute sa longueur, ce qui peut être réalisé à l'aide de miroirs. Dans ce dernier cas, le fait d'avoir découpé le champ suivant une seule direction et non deux comme dans les cas précédents permet de conserver l'information spatiale le long de la fente comme dans un spectromètre à fente classique.

Les méthodes interférentielles utilisent l'interféromètre de Fabry-Pérot imageur et le spectromètre imageur à transformée de Fourier. Tout deux peuvent observer sur des grands champs de vue sans nécessiter le découpage ou le balayage du champ. Le premier utilise le principe d'interférences à ondes multiples et est évidemment basé sur une cavité Fabry-Pérot. Le schéma de principe est illustré sur les figures 5.2 et 5.3. Ce type de spectromètre permet d'obtenir de très hautes résolutions sur des bandes

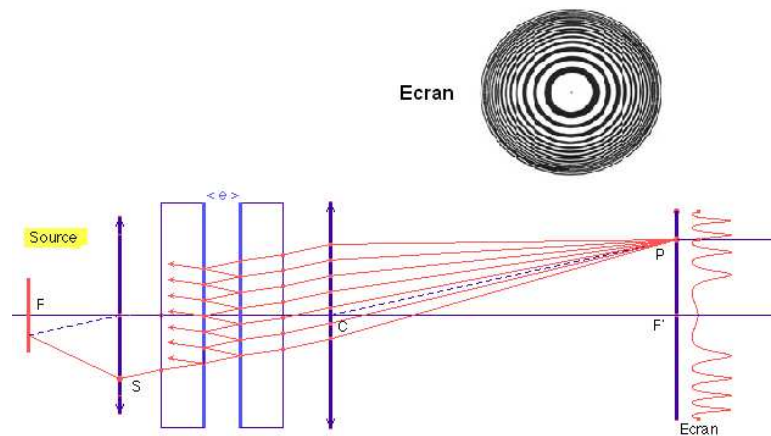


Fig. 5.2: Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Pérot. L'image en haut est un exemple d'anneaux d'interférences obtenus par ce type d'instrument.

passantes étroites. Cela les rend particulièrement adaptés à l'étude d'objets émettant dans des raies isolées.

Les spectromètres imageurs à transformée de Fourier utilisent le principe d'interférences à deux ondes, et l'interféromètre dont ils sont constitués est le plus souvent un interféromètre de Michelson. Contrairement aux instruments utilisant des étalons Fabry-Pérot, les spectromètres à transformée de Fourier permettent de travailler sur de larges bandes spectrales autorisant ainsi l'étude des objets ayant un riche spectre d'émission.

Parmi les différents types d'instrument que je viens de présenter, seuls les spectromètres imageurs à transformée de Fourier sont adaptés à l'étude du Soleil dans l'ultraviolet en général et dans la raie H-Lyman α en particulier. En effet, les systèmes à découpage du champ de vue utilisent pour la plupart des optiques en transmission ce qui est réhhibitoire dans l'ultraviolet lointain, et aucun ne permet de travailler sur de grands champs de vue avec une bonne résolution spatiale. Les spectromètres imageurs utilisant un étalon Fabry-Pérot ne permettent pas de travailler sur de larges bandes passantes (supérieures à 10 nm) et actuellement les meilleures surfaces optiques ne sont pas suffisamment réfléchissantes dans l'ultraviolet lointain afin d'obtenir une résolution spectrale intéressante. Le FTS est donc le choix le plus approprié pour la réalisation d'un spectromètre imageur dans l'ultraviolet lointain.

3 Principe de la spectrométrie à transformée de Fourier

La spectrométrie est la détection et la mesure de la radiation lumineuse et l'analyse de sa distribution en énergie suivant les différentes fréquences qui la composent. Cette distribution constitue le spectre de la lumière analysée. Le spectre peut être obtenu directement par dispersion de la lumière par un prisme ou un réseau de diffraction dans un système optique. La spectrométrie à transformée de Fourier

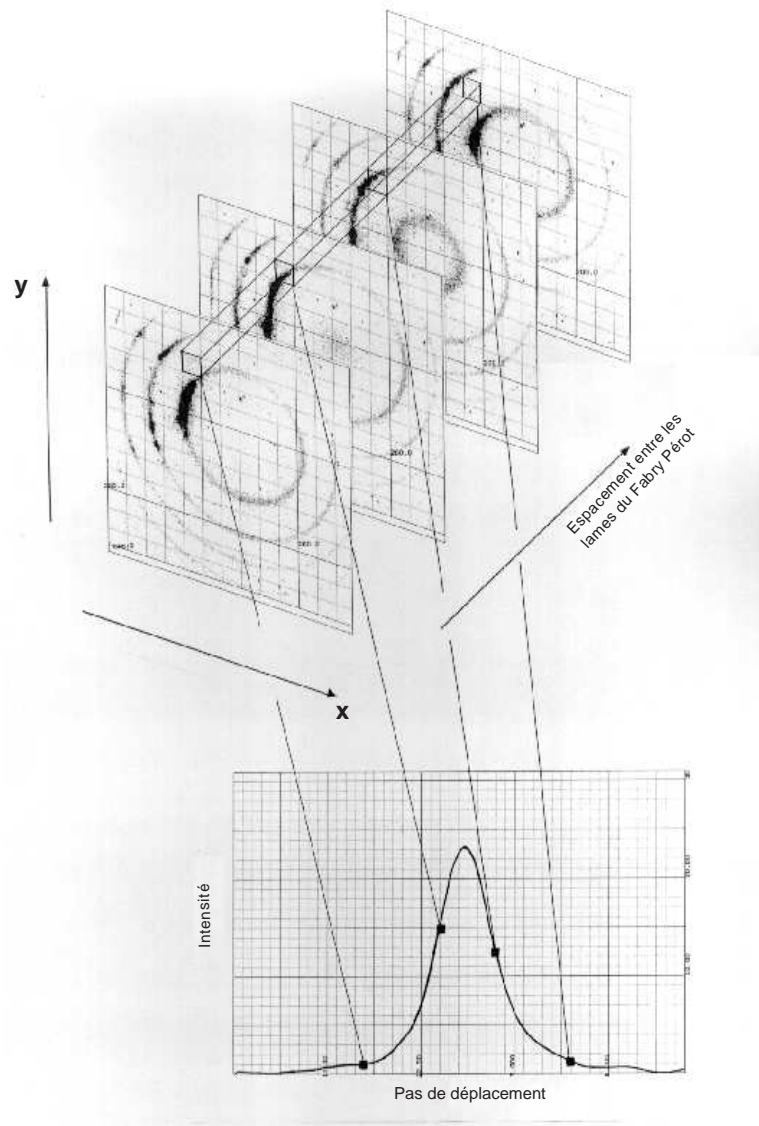


Fig. 5.3: Schémas explicatifs des données obtenues par un interféromètre de Fabry Pérot à balayage. Une figure d'interférence est obtenue pour chaque écart entre les deux lames de l'étalon Fabry Pérot, permettant d'obtenir le spectre en chaque point du champ.

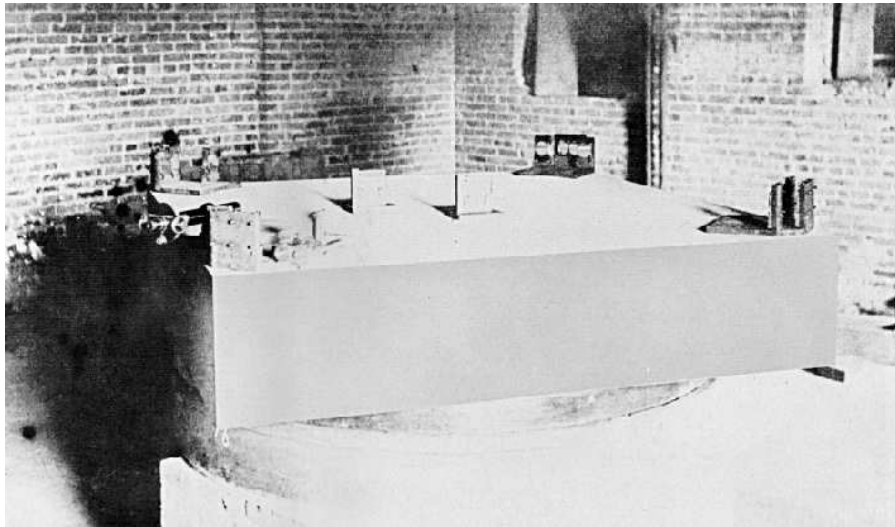


Fig. 5.4: Photo de l'interféromètre utilisé par Albert Michelson (Case Western Reserve University Archive).

est une méthode indirecte, le spectre est obtenu par application de la transformée de Fourier au signal de sortie d'un instrument optique, en général un interféromètre à deux ondes. Les spectromètres à transformée de Fourier présentent par rapport aux autres spectromètres deux principaux avantages connus sous le nom d'avantages Fellgett et Jacquinot. Le premier, aussi appelé avantage multiplexe, met en avant le fait que les interféromètres reçoivent l'information de la totalité du domaine spectral pendant l'intervalle de temps de pose élémentaire d'un balayage alors que pendant ce même intervalle de temps les autres spectromètres ne reçoivent que l'information provenant d'une petite bande de ce domaine spectral. Le second avantage, aussi appelé avantage de l'étendue, rappelle que pour un même pouvoir de résolution un interféromètre peut avoir une plus large ouverture, puisqu'il n'utilise pas de fente, et peut donc capter plus de flux lumineux.

3.1 Un peu d'histoire

L'invention de la spectrométrie à transformée de Fourier coïncide avec celle en 1880 de l'interféromètre de Michelson par Albert Michelson. Cet instrument a été imaginé et utilisé pour tenter de mettre en évidence le mouvement de la Terre dans l'éther. En effet à cette époque, la théorie ondulatoire de la lumière impose l'existence d'un matériau mystérieux entourant et pénétrant toutes choses, permettant la propagation de la lumière dans le milieu interplanétaire. Le principe de cette mise en évidence est la suivante : s'il existe un mouvement relatif entre la Terre et l'éther, alors la vitesse de la lumière n'est pas la même dans deux directions orthogonales. Ainsi les chemins optiques parcourus par la lumière dans les deux bras d'un interféromètre sont différents, et suivant l'orientation de l'instrument (placé sur une table en rotation, voir figure 5.4), une variation de l'intensité devrait être observée à la recombinaison des faisceaux. Or rien ne fut observé quels que soient l'orientation et le moment des mesures, ceci marqua la fin de la théorie de l'éther à la fin du 19^{ème} siècle.

Michelson était tout à fait conscient du potentiel spectroscopique de son instrument, mais l'absence de détecteurs sensibles autres que les yeux ajoutée à celle d'algorithmes permettant à des calculateurs humains d'effectuer des transformées de Fourier inverses ont empêché provisoirement l'utilisation de l'interféromètre dans ce but. Ce n'est que 20 ans plus tard que Rubens et Wood publièrent le premier interférogramme enregistré avec un microradiomètre, mais là encore, il était impossible d'inverser l'interférogramme pour obtenir un spectre. A cette époque, les spectres étaient "devinés", les scientifiques calculaient alors la transformée de Fourier du spectre deviné et le comparaient à l'interférogramme, puis ils modifiaient le spectre afin de s'approcher au mieux des données. Cette opération était particulièrement fastidieuse.

La spectroscopie à transformée de Fourier en tant que telle ne débuta que dans les années 50, lorsque furent construits et testés les premiers spectromètres à haute résolution par des groupes de recherche de l'université John Hopkins et l'université d'Orsay ([Connes, 1960]). Les premières applications astronomiques de la spectrométrie à transformée de Fourier furent réalisées par Pierre et Janine Connes, au début des années 60. Ils enregistrèrent des spectres planétaires (Mars, Vénus, Jupiter et Saturne) à haute résolution dans le proche infrarouge. Le développement de cette technique et de ses applications fut énormément accéléré après la publication en 1965 de l'article de Cooley et Turkey décrivant l'algorithme de "transformée de Fourier rapide" (FFT). Cet algorithme permettait de calculer les transformées de Fourier de façon efficace en utilisant un algorithme récursif qui pouvait être implémenté sur les premiers calculateurs électroniques disponibles à l'époque.

Aujourd'hui, notamment grâce aux ordinateurs et au développement de différents types de détecteurs, le spectromètre à transformée de Fourier fait partie des instruments de base dans de nombreux laboratoires et est utilisé dans diverses disciplines.

3.2 L'interféromètre de Michelson

Comme nous venons de le voir, les premiers spectromètres à transformée de Fourier ont été construits à partir d'interféromètres de Michelson. Donc avant d'aller plus loin dans la théorie de la spectrométrie à transformée de Fourier, rappelons la définition et le fonctionnement d'un interféromètre de Michelson.

3.2.1 Rappels sur les interférences

Lorsque l'irradiance résultante de l'interaction de deux ou plusieurs ondes optiques diffère de la somme des irradiances individuelles, on observe le phénomène d'interférences optiques. On considère deux sources distinctes mais cohérentes qui émettent deux ondes monochromatiques de même fréquence (5.1).

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_{0i} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i - \omega t + \epsilon_i) \\ I_i &= \langle \mathbf{E}_i^2 \rangle \end{aligned} \quad (5.1)$$

On montre alors (voir annexe C) que l'irradiance totale observée à une distance des sources très supérieure à la longueur d'onde est :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (5.2)$$

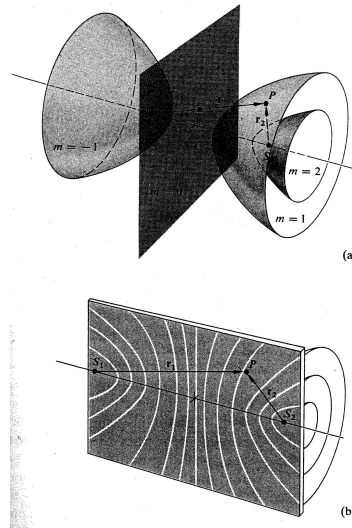


Fig. 5.5: Surfaces hyperboloidales d'irradiance maximale

où δ est la différence de marche entre les deux ondes. Lorsque $\delta = 0[2\pi]$, $\cos \delta = 1$ et l'irradiance est maximale, on parle d'interférences totalement constructives. A l'opposé, lorsque $\delta = \pi[2\pi]$, $\cos \delta = -1$ et l'irradiance est minimale, on parle d'interférences totalement destructives. Dans le cas particulier où les amplitudes des ondes qui interfèrent sont égales, l'équation 5.2 peut s'écrire :

$$I = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.3a)$$

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{1}{2}[k(r_1 - r_2) + (\epsilon_1 - \epsilon_2)] \quad (5.3b)$$

On en déduit que l'irradiance maximale est obtenue pour :

$$(r_1 - r_2) = [2\pi m - (\epsilon_1 - \epsilon_2)]/k \quad (5.4)$$

Et l'irradiance minimale pour :

$$(r_1 - r_2) = [\pi m' - (\epsilon_1 - \epsilon_2)]/k \quad (5.5)$$

Ces deux dernières équations définissent des hyperboloïdes de révolution dont les foyers sont situés aux sources S_1 et S_2 . L'intersection de ces hyperboloïdes avec un écran placé dans la région d'interférence est une succession de zones sombres et claires qu'on appelle franges d'interférences (voir figure 5.5)

Afin d'observer un phénomène d'interférence, les deux sources doivent être cohérentes. Il n'est pas nécessaire que les ondes soient en phase mais la différence de phase doit être constante. La lumière naturelle, émission spontanée, vient de la désexcitation des atomes qui produisent des trains d'ondes de durée caractéristique T_0 . Pour obtenir des interférences, il faut qu'il y ait une relation de phase

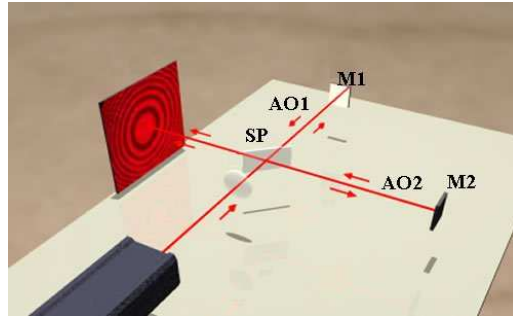


Fig. 5.6: Schéma de l'interféromètre de Michelson

constante entre les trains d'ondes. Comme l'émission de ces trains d'ondes est aléatoire, la lumière naturelle est incohérente et une relation de phase n'existe que si ces trains sont issus d'une même source.

Pour obtenir des interférences entre deux faisceaux d'ondes en phase provenant d'une même source, il existe deux grandes classes d'interféromètres : les interféromètres à division du front d'onde et les interféromètres à division d'amplitude. La division du front d'onde est réalisée par la création de deux sources ponctuelles cohérentes en utilisant par exemple un masque percé de deux ouvertures (expérience des trous d'Young), ou en utilisant deux sources virtuelles images de la source initiale par un système optique simple (bimiroir ou biprisme de Fresnel et bilentille de Billet). La division d'amplitude est réalisée par division d'un unique faisceau en deux faisceaux, par exemple par réflexion et réfraction partielle par une lame semi réfléchissante. C'est le cas des interféromètres de Michelson et ses dérivés, de Mach-Zender, de Sagnac et de Fabry-Pérot.

3.2.2 Un interféromètre à division d'amplitude : l'interféromètre de Michelson

Dans un interféromètre de Michelson, la division d'amplitude est réalisée par une lame séparatrice. L'instrument est essentiellement composé d'une lame de verre semi-réfléchissante, lame dite séparatrice notée SP sur le schéma optique (voir figure 5.6) et de deux miroirs plans M_1 et M_2 perpendiculaires à deux axes optiques orthogonaux AO_1 et AO_2 , le miroir M_1 est mobile. Une source lumineuse et un détecteur bidimensionnel viennent compléter l'instrument. La lame séparatrice divise le faisceau lumineux incident en deux faisceaux orientés à 90° qui forment les deux bras de l'interféromètre : 50% du faisceau incident est transmis sur l'axe AO_1 par la lame séparatrice, et 50% est réfléchi sur l'axe AO_2 . Sur la voie AO_1 , le faisceau est réfléchi par le miroir M_1 puis de nouveau partiellement réfléchi et transmis par la lame séparatrice. Sur la voie AO_2 , le faisceau est également réfléchi par le miroir M_2 puis partiellement transmis et réfléchi par la lame séparatrice. Donc, le faisceau incident est divisé en deux faisceaux identiques qui après avoir suivi des chemins optiques différents émergent recombinaés de l'instrument. On observe donc des interférences en sortie de l'instrument, l'intensité de la figure d'interférences dépendant de la différence de marche introduite entre les deux faisceaux sur les trajets différents dans les deux voies de l'interféromètre. Le miroir M_1 est mobile en translation sur l'axe AO_1 , le déplacement de ce miroir permet de faire varier la différence de chemin optique entre les deux voies de l'interféromètre. La différence de chemin optique est égale au double de la distance dont a été déplacé le miroir M_1 par rapport à la position de contact optique. Cette position correspond à

une différence de marche nulle entre les deux voies de l'interféromètre. On remarque cependant que la partie transmise du faisceau traverse trois fois l'épaisseur de la lame séparatrice, alors que la partie réfléchie ne la traverse qu'une fois. L'indice de la lame étant différent de celui de l'air, cela entraîne une différence de marche entre les deux voies. Cette asymétrie est gênante car elle dépend de l'angle d'incidence des rayons lumineux sur la lame. En effet, le chemin optique parcouru par un rayon faisant un angle i avec la normale à la surface de la lame lors de la traversée de celle-ci s'écrit :

$$\Delta_{S_P}(i) = e_{S_P}(n_{S_P} \cos r + \cos i) \quad (5.6)$$

où r est l'angle de réfraction ($n_{S_P} \sin r = \sin i$). Cette dépendance en angle d'incidence a pour conséquence l'impossibilité de réaliser le contact optique pour toutes les inclinaisons de rayons. Pour pallier à cela, il faut introduire une lame compensatrice de même épaisseur et de même matériau (pour avoir le même indice) et elle doit être précisément positionnée avec la même inclinaison (voir le schéma fig. 5.7).

Considérons dans un premier temps que la lumière incidente est monochromatique, de nombre d'onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}(cm^{-1})$, et que la lame séparatrice crée deux faisceaux d'amplitudes égales. D'après l'équation 5.3a et pour une différence de marche x entre les faisceaux interférant, l'intensité en sortie de l'instrument s'écrit :

$$I = 2a^2(1 + \cos \delta) \quad (5.7)$$

où a est l'amplitude des faisceaux lumineux et $\delta = 2\pi\sigma x$ est la différence de phase. Le premier facteur est la valeur moyenne de l'intensité observée, on la note \bar{I}_σ . On obtient donc en fonction de la différence de marche :

$$I = \bar{I}_\sigma(1 + \cos 2\pi\sigma x) \quad (5.8)$$

Si on considère maintenant que la lumière entrant dans l'instrument n'est plus monochromatique mais a une distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)(W \cdot cm^{-1})$, l'équation 5.8 donne :

$$I = \int_0^\infty B(\sigma)(1 + \cos 2\pi\sigma x) d\sigma \quad (5.9a)$$

$$= \int_0^\infty B(\sigma)d\sigma + \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \quad (5.9b)$$

$$= \bar{I} + \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \quad (5.9c)$$

$I(x) = \int_0^\infty B(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma$ est le terme d'interférence

Que ce soit dans le cas monochromatique ou polychromatique, le terme d'interférence contient toute l'information spectrale relative à la lumière incidente.

3.3 Analyse de Fourier dans le cadre des spectromètres à transformée de Fourier

Avant d'aller plus loin dans la description du fonctionnement et des performances d'un spectromètre à transformée de Fourier, il est utile de rappeler les définitions, théorèmes importants et limitations

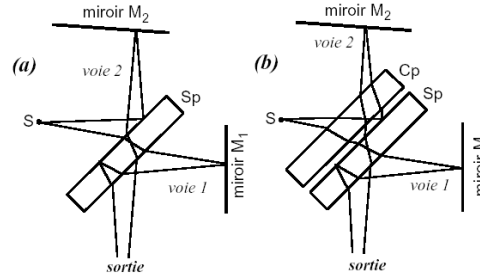


Fig. 5.7: Schéma explicatif de l'utilité de la lame compensatrice

de l'analyse de Fourier. Il y a deux grands aspects à l'analyse de Fourier : la construction de fonctions à partir de sinusoides, ou synthèse de Fourier, et la décomposition d'une fonction en ses constituants sinusoidaux. Ce double aspect est mis en évidence dans l'écriture de l'intégrale de Fourier. Ainsi, une fonction mathématique $f(x)$, qui répond à certains critères de continuité, peut s'écrire comme la superposition de fonctions sinus et cosinus :

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\sigma) e^{+i2\pi\sigma x} d\sigma \equiv \tilde{F}(\sigma) \quad (5.10)$$

où $F(x)$ est appelée la transformée de Fourier de la fonction $f(x)$. Cette transformée peut également s'écrire sous la forme d'une superposition de fonctions sinusoidales :

$$F(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i2\pi\sigma x} dx \equiv \tilde{f}(x) \quad (5.11)$$

La connaissance de certaines propriétés de la transformation de Fourier permet de mieux comprendre la méthode utilisée pour transformer et manipuler les interférogrammes et les spectres. Ces propriétés sont rapidement décrites en Annexe D et illustrées dans le cadre de la spectrométrie à transformée de Fourier

Le spectromètre à transformée de Fourier est un moyen indirect de mesurer des spectres. Le principe de fonctionnement repose sur cette propriété que nous démontrerons ensuite : l'intensité en tout point de la figure d'interférence enregistrée en fonction de la différence de marche entre les deux voies de l'interféromètre est égale à la transformée de Fourier du spectre de la lumière entrant dans le spectromètre. Plus simplement, on peut dire que l'interférogramme est la transformée de Fourier du spectre. Prenons le cas d'un interféromètre de Michelson éclairé par une lumière de distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)$, l'équation 5.9c donne l'intensité en sortie de l'instrument. Cette expression diffère de la transformée de Fourier en cosinus de la distribution spectrale d'intensité car seules les fréquences positives, qui ont une signification physique, ont été prises en compte. Cependant pour pouvoir passer correctement du domaine de l'interférogramme au domaine spectral, on peut définir une distribution spectrale paire, $B_p(\sigma)$ telle que :

$$B_p(\sigma) = \frac{1}{2}(B(-\sigma) + B(\sigma)) \quad (5.12)$$

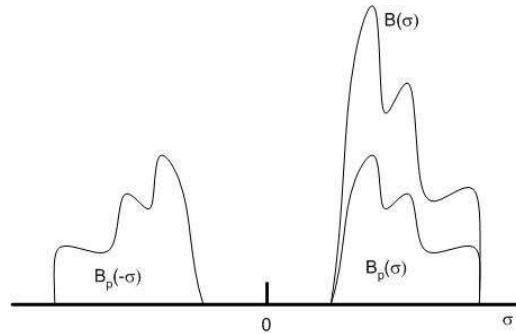


Fig. 5.8: Construction de la distribution spectrale paire $B_p(\sigma)$ à partir de $B(\sigma)$

On peut alors écrire, l'intensité dans la figure d'interférence de la façon suivante :

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} B_p(\sigma) \cos 2\pi\sigma x \, d\sigma \quad (5.13)$$

Par transformation de Fourier on obtient donc $B_p(\sigma)$:

$$B_p(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \cos 2\pi\sigma x \, dx \quad (5.14)$$

ce qui permet de reconstruire $B(\sigma)$.

3.3.1 Résolution spectrale

Les théorèmes principaux de l'analyse de Fourier considèrent une intégration sur tout l'espace (dans l'espace de départ et dans l'espace de Fourier), ce qui appliqué à la spectrométrie à transformée de Fourier revient à dire que les interférogrammes sont infinis. L'une des premières limitations pratiques à laquelle l'expérimentateur est confronté est l'impossibilité d'enregistrer des interférogrammes pour une différence de chemin optique infinie. Techniquement, la différence de marche entre les deux voies de l'interféromètre est limitée par les systèmes de translation du miroir mobile, et dans le cas spatial par l'encombrement autorisé sur la plateforme. Enregistrer un interférogramme pour une différence de marche totale finie revient à tronquer l'interférogramme infini, ce qui de façon mathématique correspond à une multiplication par une fonction rectangle de largeur $2L$ si la différence de marche x est comprise entre $-L$ et $+L$. Dans le cas général d'une distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)$, l'intensité réellement observée s'écrit :

$$I_{rel}(x) = I(x) \cdot \Pi\left(\frac{x}{2L}\right) \quad (5.15)$$

Dans le domaine de Fourier, la distribution spectrale d'intensité est donc convoluée par une fonction sinus cardinal :

$$B_{rel}(\sigma) = B(\sigma) \cdot 2L \operatorname{sinc}(2L\sigma) \quad (5.16)$$

On appelle fonction d'instrument la fonction qui appliquée au spectre théorique (pic de Dirac pour une lumière parfaitement monochromatique) donne le spectre réellement observé. Par définition, la

fonction d'instrument est ici $F_i(x) = 2L \operatorname{sinc}(2Lx)$. Dans le cas où la distribution spectrale $B(\sigma)$ se réduit à un pic de Dirac en σ_0 (lumière monochromatique théorique), le spectre réellement obtenu est un sinus cardinal centré en σ_0 . La distribution n'est alors plus infiniment mince mais elle a une épaisseur finie : sa largeur à la base vaut $\frac{2}{2L}$ et sa largeur à mi hauteur vaut environ $\frac{1,207}{2L}$. Cette largeur finie permet de définir la limite de résolution $\delta\sigma$ et le pouvoir de résolution \mathcal{R} de l'instrument.

$$\begin{aligned} \delta\sigma &= \frac{1}{2L} \\ \mathcal{R} = 2L\sigma &= \frac{2L}{\lambda} \end{aligned} \quad (5.17)$$

D'autre part, le sinus cardinal présente des rebonds alternativement positifs et négatifs (phénomène de ringing) créant ainsi des intensités négatives, qui n'ont bien sûr pas de sens physique, mais devront être prises en compte et traitées. Dans le cas de raies d'émission adjacentes, ces rebonds viennent fausser la mesure du spectre. Les artefacts liés à la troncature de l'interférogramme peuvent être atténués en utilisant d'autres fonctions que la fonction rectangle, cette technique d'amélioration de la forme des distributions spectrales s'appelle l'apodisation.

Le phénomène de ringing est essentiellement dû aux discontinuités présentes aux extrémités de l'interférogramme. Pour réduire ce phénomène, il convient de faire tendre l'intensité de l'interférogramme vers 0 de façon progressive. La contrepartie de cette modification de l'interférogramme est la réduction de la résolution et une augmentation de la largeur des raies. Ces dégradations de la qualité du spectre sont particulièrement importantes lorsqu'on utilise des fonctions simples pour apodiser, fonction triangulaire ou trapézoïdale par exemple ; les raies sont élargies ce qui entraîne une importante diminution de la résolution comme on peut le voir sur la figure 5.9. La fonction gaussienne est une des fonctions d'apodisation les plus performantes. Cependant, il est important de noter que toute apodisation d'un interférogramme par quelque fonction que ce soit entraîne une réduction de la résolution et une dégradation plus ou moins importante de l'intensité, la forme, la largeur et la position des raies.

3.3.2 Échantillonnage des données

Jusqu'à présent, les interférogrammes étaient considérés continus comme s'ils avaient été enregistrés par un appareil analogique. Or la précision nécessaire au calcul de la transformée de Fourier notamment par FFT (transformée de Fourier rapide) requiert l'utilisation de détecteurs numériques, et donc la discrétisation de l'interférogramme. L'ensemble des données en sortie d'un spectromètre à transformée de Fourier forme donc un échantillonnage de l'interférogramme continu théorique. L'interférogramme échantillonné aura pour transformée de Fourier un spectre lui aussi discret comportant autant de points d'échantillonnage que l'interférogramme. Pour que le spectre obtenu soit une représentation acceptable du spectre théorique, il convient de respecter le théorème de Nyquist (Eq. 5.18) : la fréquence d'échantillonnage doit être au moins égale à deux fois la fréquence maximale dans le spectre. La fréquence maximale σ_m dans le spectre est aussi appelée fréquence de Nyquist.

$$\frac{1}{\Delta x} \geq 2\sigma_m \quad (5.18)$$

Comme décrit dans la section 2 de l'annexe D et illustré par la figure 5.10, l'échantillonnage d'un interférogramme est mathématiquement équivalent à la multiplication de l'interférogramme continu

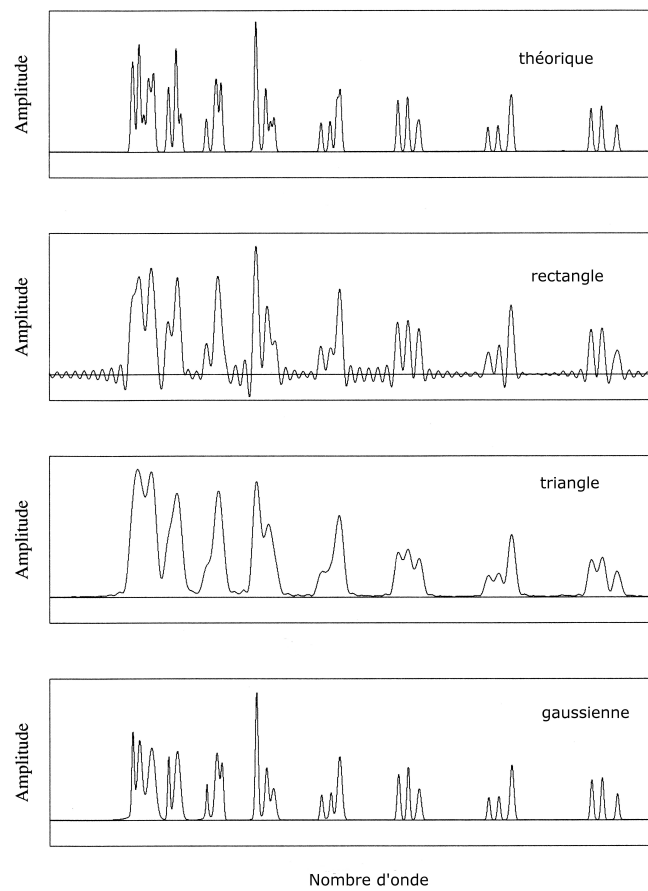


Fig. 5.9: Effet de l'apodisation par différentes fonctions sur un spectre théorique.

par un peigne de Dirac dont la fréquence est $\frac{1}{\Delta x}$ où Δx est la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre entre deux échantillons. Le spectre obtenu est le spectre théorique continu convolué par un peigne de Dirac de fréquence δx . Cette convolution produit une réplique du spectre sur chaque intervalle de largeur $\Delta\sigma = \frac{1}{\Delta x}$, voir figure 5.10. On appelle alias ces répliques du spectre. Si la fréquence d'échantillonnage de l'interférogramme ne vérifie pas le théorème de Nyquist alors les différents alias se chevauchent et le spectre ne peut être calculé correctement.

Ce qui vient d'être décrit est parfait lorsque la région spectrale d'intérêt est proche des petits nombres d'onde (infrarouge et infrarouge lointain), mais pour les plus grands nombres d'ondes, et notamment la région ultraviolette, une grande partie du spectre calculé, de 0 à σ_m , est vide, ce qui est inutilement consommateur de points de mesure et donc de temps. Dans le cas où on ne considère qu'une bande spectrale définie par exemple par un filtre optique, il est possible de sous-échantillonner l'interférogramme sans créer d'ambiguïté dans le calcul du spectre. On définit pour cela l'intervalle spectral libre correspondant à la période de l'échantillonnage du spectre (eq. 5.19). Si la bande spectrale d'intérêt est comprise entre σ_1 et σ_2 et que $|\sigma_1 - \sigma_2| \leq \Delta\sigma$ alors le spectre se trouve totalement inclus dans une des répliques. Sur la figure 5.11 b, le spectre est totalement inclus dans le troisième alias compris entre les nombres d'onde $2\Delta\sigma$ et $3\Delta\sigma$. Pour que cette technique puisse être utilisée, il faut s'assurer par la nature de la source, la bande passante spectrale du détecteur, et le filtrage optique que toutes les composantes spectrales sont effectivement limitées à cette bande. D'autre part, il ne faut pas oublier que le bruit est également répliqué, il faut donc également qu'il soit limité par filtrage à ce même intervalle spectral libre.

$$\text{intervalle spectral libre} \equiv \Delta\sigma = \frac{1}{2\Delta x} \quad (5.19)$$

4 Spectromètre imageur à transformée de Fourier

4.1 Construction d'un cube spectral

Dans les sections précédentes, j'ai expliqué le fonctionnement d'un spectromètre à transformée de Fourier, il convient maintenant d'aborder l'utilisation de cet instrument en mode spectromètre imageur. En raison de la symétrie radiale de l'interféromètre de Michelson (tous les points de la source lumineuse entrant dans l'interféromètre avec le même angle ont la même différence de marche), les spectromètres à transformée de Fourier peuvent observer un champ circulaire.

L'interféromètre de Michelson (ou dérivé) fonctionne en lumière parallèle, il faut donc placer deux collimateurs, un en entrée de l'interféromètre et un en sortie, afin de mettre en forme le faisceau puis de le focaliser sur un détecteur bi-dimensionnel. La figure 5.12 schématise le principe d'obtention d'un cube de données par un IFTS. A chaque pas de déplacement du miroir de l'interféromètre, une image à deux dimensions est obtenue. A la fin du balayage de la différence de marche, on obtient donc un cube d'images 2D, la troisième dimension du cube est la différence de chemin optique. Si on considère une section de dimension "un pixel" du cube on obtient l'interférogramme pour cet élément spatial. On applique ensuite la transformation de Fourier à cet interférogramme, on obtient alors le spectre

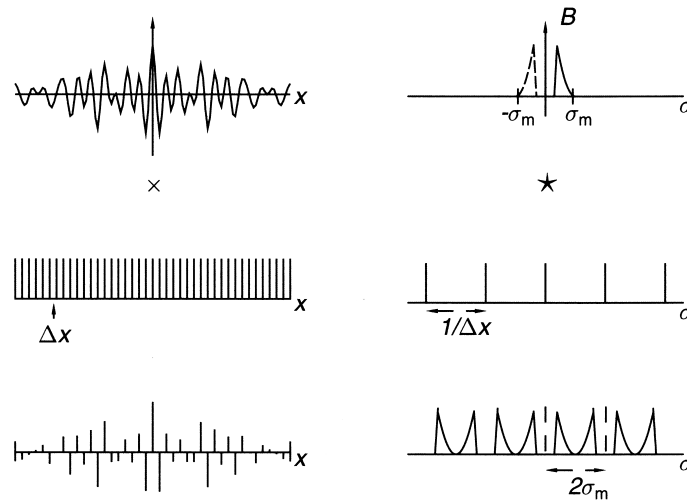


Fig. 5.10: Echantillonnage d'un interférogramme et résultat dans le domaine des fréquences.

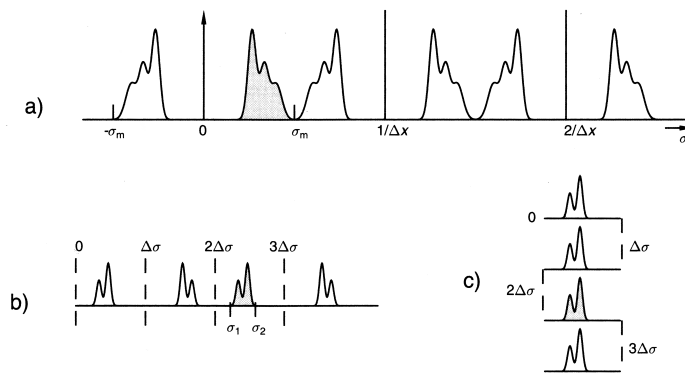


Fig. 5.11: Aliasing. En haut, intervalle spectral libre de σ_m . En bas, intervalle spectral libre $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$, le spectre théorique (grisé) est totalement contenu dans un alias.

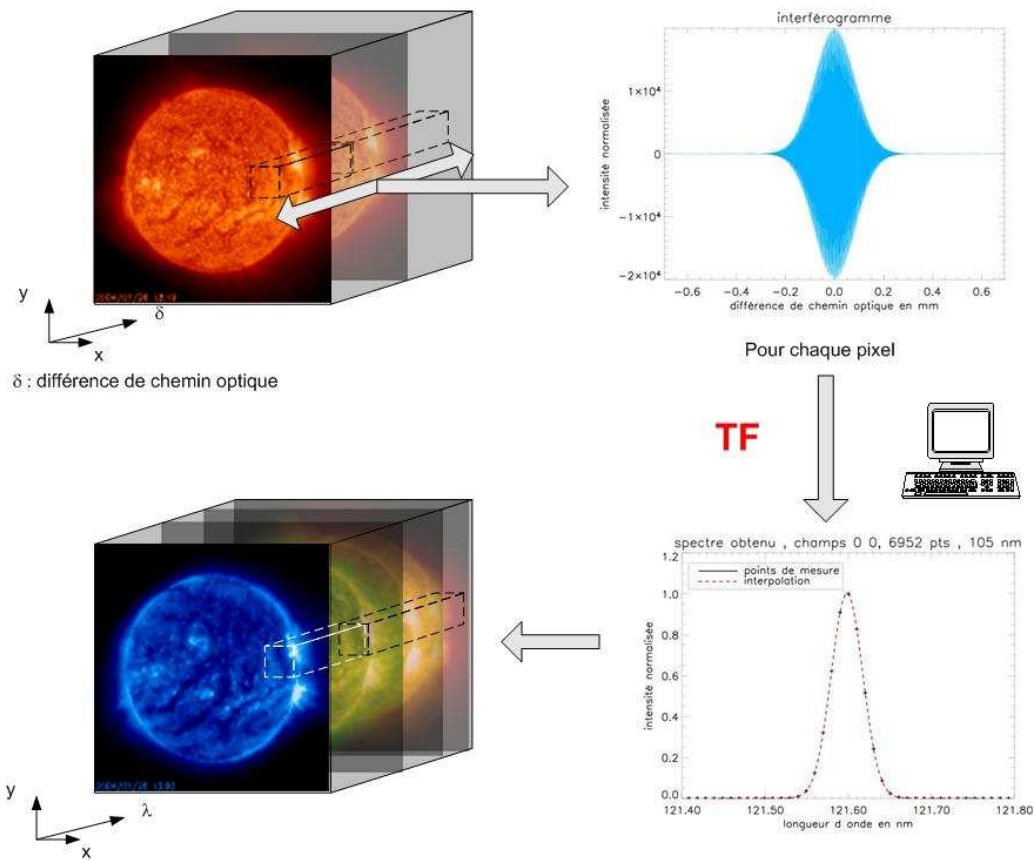


Fig. 5.12: Cube de données type produit par un spectromètre imageur à transformée de Fourier.

de la lumière provenant de la zone imagée sur le pixel. Une fois cette opération effectuée sur chaque pixel, on obtient le cube de données final constitué d'images monochromatiques.

4.2 Propriétés des spectromètres imageurs à transformée de Fourier

4.2.1 Résolution spectrale

Comme mentionné dans la section 3.3.1, la résolution spectrale dépend de la différence de marche totale que l'on peut obtenir entre les deux bras de l'interféromètre. L'équation 5.17 montre que plus la différence de marche totale est importante plus le pouvoir de résolution est élevé et donc la résolution spectrale. Dans le cadre d'un instrument imageur il faut, pour que la résolution spectrale obtenue soit celle souhaitée, que la dispersion angulaire pour un rayon hors axe soit inférieure à la résolution. La résolution spectrale est donc également limitée par le champ de vue de l'instrument suivant la relation ([Maillard, 1995]) :

$$\mathcal{R} = \frac{8}{\phi^2} \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^2 \quad (5.20)$$

où ϕ est le champ angulaire total de l'instrument, D le diamètre d'ouverture du télescope, et d la taille caractéristique du faisceau dans la partie spectromètre. Ainsi, l'obtention d'une résolution spatiale donnée contraint les dimensions du faisceau collimaté entrant dans la partie interférométrique de l'IFTS, et contraint donc l'ouverture du télescope d'entrée. Par exemple pour un télescope spatial d'ouverture 40 mm (dimension raisonnable dans le cadre d'une mission micro satellite) un champ de vue de 32 arcmin x 32 arcmin permet d'obtenir un pouvoir de résolution de 6000 avec des faisceaux de 10 mm de diamètre dans la partie interférométrique. Avec le même télescope d'entrée il faut réduire le champ à 5 arcmin x 5 arcmin pour obtenir un pouvoir de résolution de $2 \cdot 10^5$.

4.2.2 Couverture spectrale

La bande passante d'un IFTS est déterminée par le filtre placé en avant du système de détection. Cependant, il faut prendre en compte le temps nécessaire à la réalisation d'un cube de données. L'imagerie impose un temps d'intégration sur le détecteur, la durée totale d'une observation est contrainte notamment par la dynamique des objets observés. Plus la bande passante est large plus le nombre d'échantillons nécessaire est grand à résolution spectrale constante. Résolution spectrale ($\delta\sigma$), bande passante ($\Delta\sigma$) et nombre de pas d'échantillonnage (N) sont liés par la relation suivante :

$$N = \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma} \quad (5.21)$$

En fonction de l'objectif scientifique, de l'objet à étudier et des contraintes techniques liées au système de détection, il faut trouver le meilleur compromis entre large bande passante et haute résolution spectrale.

4.2.3 Champ de vue et résolution spatiale

Comme nous l'avons déjà souligné, les spectromètres imageurs à transformée de Fourier sont les seuls avec les interféromètres de Fabry Péroto à accepter un large champ de vue. En raison de la forme particulière des données, la résolution spatiale de l'instrument sera effectivement atteinte si les différentes images du cube de données sont parfaitement coalignées. Il est nécessaire de prévoir un traitement des données pour corriger les éventuels décalages dus par exemple au système de pointage du télescope.

4.2.4 Versatilité

L'un des points forts des spectromètres imageurs à transformée de Fourier est leur versatilité. En effet, la résolution spectrale de l'instrument peut être modifiée, et ce même en vol, uniquement en changeant le nombre d'échantillons par cube de données ou travaillant sur des sous champs. Cela permet notamment d'augmenter la cadence de prise de données pour étudier des objets ayant une dynamique élevée. C'est un atout majeur qui fait que l'instrument peut s'adapter à différents objectifs scientifiques contrairement aux spectromètres à fente, par exemple, pour lesquels la résolution spectrale est fixée.

4.3 Spectromètres imageurs à transformée de Fourier dans le visible et l'infrarouge

Je vais brièvement décrire dans cette section des spectromètres imageurs existant fonctionnant dans le visible ou l'infrarouge. Comme nous le verrons, les résultats produits par ces instruments incitent à réaliser des spectromètres imageurs par transformée de Fourier dans l'ultraviolet.

BEAR L'instrument BEAR est l'association d'un spectromètre à transformée de Fourier de haute résolution spectrale et d'une caméra NICMOS, le tout placé au foyer du télescope Canada France Hawaiï (CFHT). Le schéma optique du spectromètre est illustré sur la figure 5.13. L'interféromètre, dérivé d'un interféromètre de Michelson, comporte deux entrées, une pour l'objet à observer et une pour le fond du ciel afin de retirer ce signal de l'observation finale. La détection se fait dans le domaine spectral allant de $1\mu m$ à $2.5\mu m$ par une matrice 256×256 de détecteurs HgCdTe, ce domaine spectral donne accès en particulier à de nombreuses raies de l'hydrogène, du dihydrogène et de l'hélium. Le temps d'intégration du signal sur la caméra impose un balayage pas à pas de la différence de marche. La différence de marche maximale possible est de 60 cm et le champ de vue de l'instrument est de 20 secondes d'arc de diamètre, ce qui entraîne un pouvoir de résolution maximum de 30 000. Un cube de données est composé au maximum de 1000 points de mesure. L'instrument BEAR est disponible au CFHT depuis 1994. Il a été utilisé pour répondre à de multiples objectifs scientifiques, notamment l'étude des atmosphères planétaires ([Maillard, 1995]), du centre de la galaxie, des nébuleuses planétaires ([Maillard, 2000]), et des régions de formation d'étoiles ([Noel et al., 2005]). Une des limitations de cet instrument très performant toujours en opération est la taille du champ de vue qui ne permet pas de faire des observations sur des objets très étendus.

SPIRE : Spectral and Photometric Imaging Receiver SPIRE est un instrument bolométrique réalisé pour la mission spatiale Herschel de l'ESA dont le lancement est prévu pour juillet 2007. SPIRE est constitué d'un photomètre imageur et d'un spectro-imageur à transformée de Fourier ; ce dernier fonctionne dans l'infrarouge lointain de $200 \mu m$ à $670 \mu m$ ([Swinyard et al., 2000]). SPIRE est placé au foyer du télescope de 3.5 m de diamètre sur le satellite Herschel. C'est le plus grand télescope spatial réalisé à ce jour. L'efficacité des séparatrices de faisceau dans ce domaine de longueur d'onde permet de choisir un interféromètre de Mach-Zehnder au lieu d'un interféromètre de Michelson pour réaliser le spectromètre. L'interféromètre de Mach-Zehnder présente l'avantage d'avoir ses quatre ports accessibles contre deux seulement pour le Michelson. Ainsi sur l'instrument SPIRE, une source de calibration peut être installée sur le deuxième port d'entrée comme représenté sur la figure 5.14. L'utilisation de deux coins de cube dos à dos permet d'obtenir une différence de marche quatre fois supérieure au déplacement de cet ensemble. Les coins de cube se déplacent à une vitesse maximale de 0.1 cm.s^{-1} , pour une course maximale de 3.5 cm (soit une différence de marche maximale de 14 cm). Cela permet d'obtenir un pouvoir de résolution maximum de $1000 \mu m$ à $250 \mu m$. Le champ de vue du spectromètre est de 2.6 minutes d'arc de diamètre, sa résolution spatiale est comprise entre 17 et 35 secondes d'arc car deux types de détecteurs sont utilisés, un couvrant la bande $200 \mu m - 300 \mu m$ et l'autre la bande $300 \mu m - 670 \mu m$. Ces derniers paramètres feront de l'instrument SPIRE un outil performant pour étudier les phases froides du milieu interstellaire et le comportement du gaz et de la matière interstellaire avant et pendant la formation d'étoiles ([Griffin et al., 2001]).

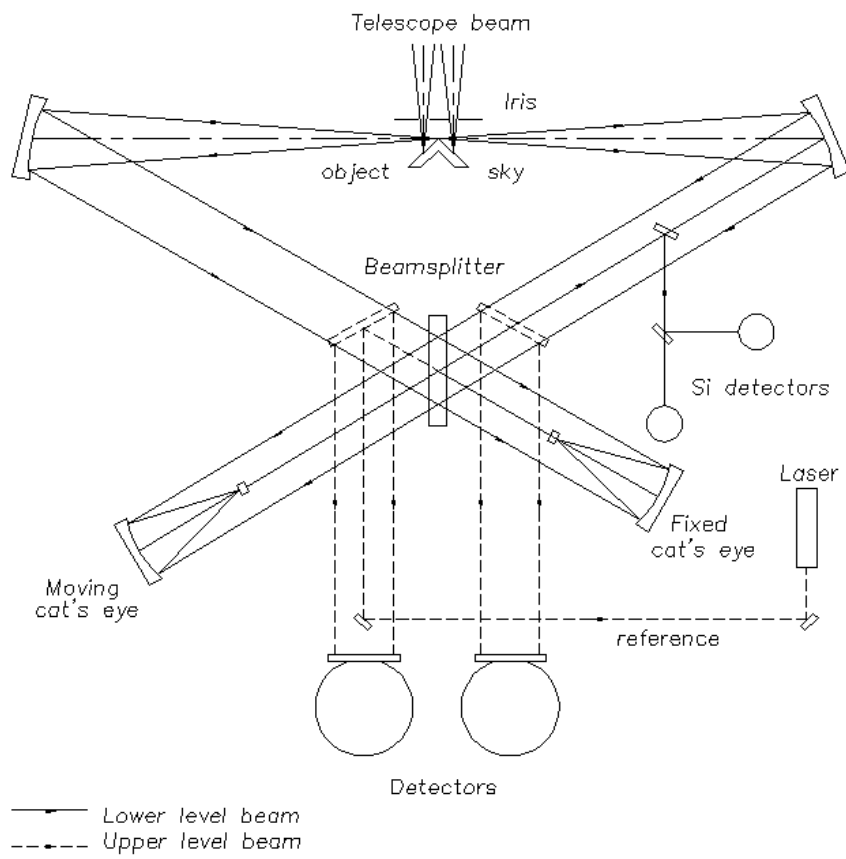


Fig. 5.13: Schéma optique de la partie FTS de l'instrument BEAR. [Maillard, 2000].

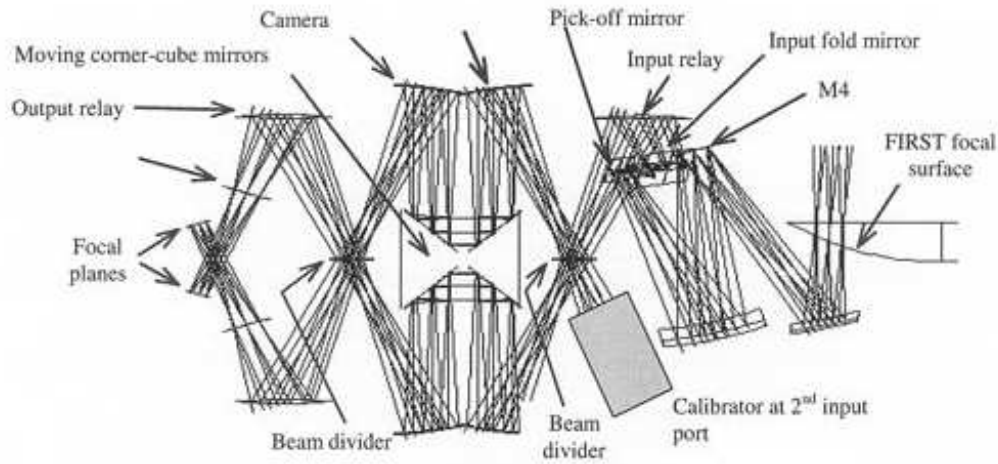


Fig. 5.14: Schéma optique de la partie IFTS de l'instrument SPIRE ([Swinyard et al., 2000]).

SpIOMM : Spectromètre Imageur Observatoire Mont Mégantic L'instrument SpIOMM est un spectromètre imageur à transformée de Fourier conçu et testé au foyer du télescope de 1.6 m du Mont Mégantic au Québec. Cet instrument est un interféromètre de Michelson utilisé hors axe (30°) afin d'avoir 2 entrées et 2 sorties disponibles. SpIOMM fonctionne dans une gamme de longueur d'onde allant de 350 nm à 900 nm. Cet instrument est destiné à l'observation des nébuleuses, des galaxies proches et de groupes compacts de galaxies. La caméra CCD utilisée permet d'obtenir un champ de vue global de 12 arcmin x 12 arcmin ; les deux sorties de l'instrument se partageant ce même détecteur, le champ utile est donc réduit à 6 arcmin x 12 arcmin. Cette solution permet de s'assurer que les deux sorties sont enregistrées simultanément et subissent les mêmes variations. La figure 5.15 montre un cube de données sommé (la couleur rend la dimension spectrale) de l'observation de la nébuleuse planétaire M76.

5 Conclusion

Parmi les différentes méthodes permettant de réaliser la spectro-imagerie intégrale du champ, seul le spectromètre imageur à transformée de Fourier permet de réaliser des observations sur de grands champ de vue sans perdre d'information spatiale. Un spectromètre imageur à transformée de Fourier est constitué d'un télescope mettant en forme le faisceau lumineux suivi d'un interféromètre, de type Michelson le plus souvent, et enfin le faisceau en sortie de l'interféromètre est focalisé sur un détecteur. Le principe de fonctionnement est basé sur le fait que l'intensité en sortie de l'instrument enregistrée en fonction de la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre est exactement la transformée de Fourier du spectre de la lumière incidente.

La résolution spectrale des IFTS est limitée par le champ de vue ; elle peut être choisie égale à n'importe quelle valeur en dessous de cette limite : pour cela il suffit de changer le nombre d'images à enregistrer

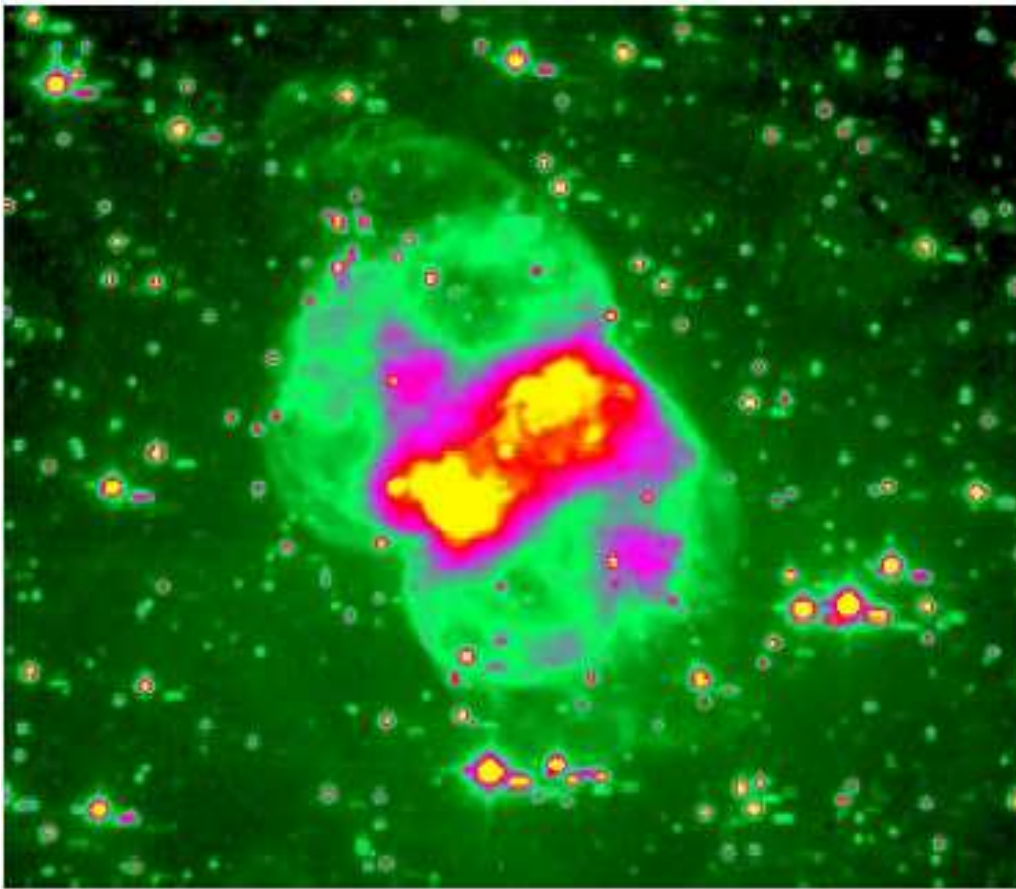


Fig. 5.15: Cube de données sommé (la couleur rend la dimension spectrale) de l'observation de la nébuleuse planétaire M76 par l'instrument SpIOMM placé au foyer du télescope du Mont Mégantic. ([Grandmont et al., 2005]).

pour constituer le cube de données. Cette propriété en fait un instrument versatile qui peut, même en vol, s'adapter au mieux aux spécificités des objectifs scientifiques. Les différents IFTS existant et fonctionnant dans le visible et l'infrarouge illustrent bien par leurs résultats les performances de ce type d'instruments et montrent aussi la variété et la complexité des systèmes optiques à mettre en place. Il apparaît donc intéressant d'étudier la possibilité de réaliser un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet. Si l'idée n'est pas nouvelle, aucun instrument n'a été réalisé à ce jour.

Chapitre 6

Un spectromètre imageur par transformée de Fourier pour l'ultraviolet : IFTSUV

1 Introduction

Dans le chapitre 3, nous avons vu les résultats scientifiques importants produits par l'observation du Soleil dans l'ultraviolet à l'aide d'imageurs du disque et de la couronne et ceux produits par des spectromètres. Cette étude a permis de mettre en évidence les limites de l'utilisation combinée de ces deux types d'instruments. Les différences de résolution, les difficultés de " coalignement " des données, les décalages temporels entre les observations, le temps nécessaire pour effectuer un balayage spectral de la zone d'intérêt sont autant de handicaps à l'analyse efficace des résultats et autant d'arguments en faveur de la réalisation d'un instrument unique combinant spectrométrie et imagerie dans l'ultraviolet. Les résultats dans le visible et l'infrarouge, au sol ou dans l'espace, nous encouragent dans cette voie ([Maillard, 2000]) qui, si elle a été envisagée dès les années 1970 ([Kruger et al., 1972, Kruger et al., 1973]), a longtemps été bloquée par des difficultés techniques spécifiques au domaine des longueurs d'onde ultraviolettes. Les progrès en matière de polissage des surfaces optiques, et en particulier des surfaces asphériques (entre 0.5 et 1 nm RMS en 1950 ; 0.1 nm environ actuellement), l'amélioration de la réflectivité de ces surfaces grâce au développement des multicouches au cours des vingt dernières années, et l'augmentation de la sensibilité des détecteurs dans l'ultraviolet permettent à présent d'envisager la réalisation d'un spectromètre imageur performant dans l'ultraviolet.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la spectrométrie à transformée de Fourier était le candidat idéal pour cet objectif, grâce notamment à l'avantage de l'étendue qui autorise l'utilisation d'une ouverture large et permet donc d'avoir un champ suffisant pour faire de l'imagerie. J'ai étudié le principe de fonctionnement d'un instrument théorique et abordé l'étude du fonctionnement des systèmes réels. Afin de répondre aux besoins exprimés par les scientifiques dans le cas précis de l'étude du Soleil, nous devons choisir un système optique adapté qui pourra être légèrement modifié ultérieurement en fonction des objectifs scientifiques correspondant à une mission spécifique. Afin de confirmer ce choix, des simulations doivent être réalisées pour vérifier le fonctionnement et les

performances de l'instrument. Dans un premier temps, un instrument idéal sera simulé pour optimiser le choix des composants et paramètres de l'instrument, puis des modifications simulant les conditions réelles de fonctionnement et de qualité des optiques seront apportées à l'instrument idéal afin de simuler les performances réelles de celui-ci. Les résultats de ces simulations permettront d'évaluer la maquette réalisée.

2 Spectro-imagerie dans l'ultraviolet

2.1 Contraintes techniques liées à l'ultraviolet lointain

Le domaine de longueur d'onde, centré autour de la raie Lyman α de l'hydrogène (121.6 nm), va contraindre un grand nombre de paramètres techniques dans le choix du système optique. L'une des particularités du rayonnement ultraviolet lointain est qu'il est absorbé par la plupart des matériaux (voir figure 6.1). Il est donc très difficile de réaliser des systèmes dioptriques classiques fonctionnant dans l'ultraviolet lointain. Le matériau le plus couramment utilisé dans ce domaine de longueur d'onde est le fluorure de magnésium (MgF_2) qui ne transmet plus la lumière au dessous de 115 nm ; celui-ci est hygroscopique ce qui rend difficile le polissage des surfaces optiques. Ainsi les éléments optiques en MgF_2 ne peuvent pas être polis à mieux que $\lambda/4$ ($\lambda = 633$ nm), ce qui est insuffisant pour réaliser une séparatrice de faisceaux de bonne qualité pour les très courtes longueurs d'onde. D'autre part, les revêtements classiques de miroirs réfléchissent peu l'ultraviolet, il faut donc utiliser des revêtements de type multicouche optimisés pour l'ultraviolet et limiter le nombre de réflexions dans l'instrument pour conserver un flux lumineux suffisant (réflexion : 80% pour les miroirs recouverts de Al + MgF_2). Ce sont ces deux constatations qui vont restreindre le choix du système optique.

2.2 Spectro-imagerie dans l'ultraviolet : les premières réalisations

En raison des contraintes spécifiques au domaine spectral ultraviolet, il n'existe pas à l'heure actuelle de spectromètre imageur fonctionnant dans l'ultraviolet. Cependant, l'intérêt exprimé par les physiciens solaire notamment pour des instruments combinant spectrométrie et imagerie a mené à plusieurs projets de réalisations que je vais décrire rapidement ici.

Première tentative de spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet

L'équipe du docteur R.A. Kruger du département de physique de l'université du Wisconsin a été la première à essayer au début des années 70 de réaliser un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans le vide ultraviolet (VUV : 100 nm - 200 nm) ne possédant que des surfaces réfléchissantes et une large bande passante. Afin de contourner l'absence de séparatrice et de compensatrice suffisamment efficaces dans le VUV, Kruger a utilisé un réseau de diffraction. Cette idée avait déjà été suggérée notamment par Connes en 1959 ([Connes, 1960]), mais n'avait jamais mené à la réalisation d'un IFTS. Le schéma optique de principe est représenté sur la figure 6.2, un système de trois réseaux permet de réaliser la séparation des faisceaux, la sélection spectrale puis la recombinaison des faisceaux ([Kruger et al., 1972]). Le miroir M1 est mobile permettant le balayage de la différence de marche. Mais en raison de la trop faible réflectance des miroirs pour ces longueurs d'onde, l'équipe a choisi de minimiser le nombre de réflexions en utilisant les réseaux secondaires en autocollimation (second ordre

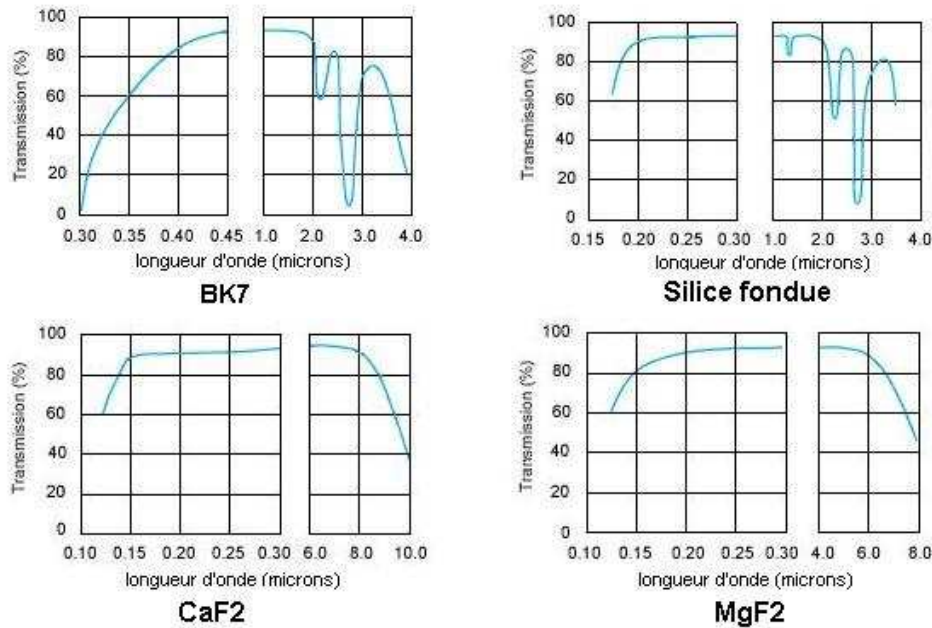


Fig. 6.1: Courbes de transmission de différents matériaux optiques.

de diffraction voir figure 6.3), l'un d'entre eux se déplaçant pour faire varier la différence de marche ([Kruger et al., 1973]). Cet interféromètre a été testé dans le visible et dans l'ultraviolet proche (à 265.8 nm) avec un très faible pouvoir de résolution (60). Les capacités d'imagerie de l'interféromètre n'ont pas été testées et les difficultés d'alignement et de déplacement du réseau mobile, ainsi que les problèmes de qualité de surface, ont poussé l'équipe de l'université du Michigan à utiliser ce type d'interféromètre dans l'infrarouge lointain où l'absence de séparatrice efficace est également un problème, mais où les difficultés d'alignement, de déplacement et de qualité de surface sont moindres ([Fonck et al., 1978]).

MOSES : Multi Order Solar EUV Spectrograph L'instrument MOSES est la tentative la plus récente de spectro-imagerie dans l'ultraviolet. Le principe de fonctionnement est proche de celui d'un overlappographe, à la différence que MOSES travaille dans trois ordres : -1, 0 et +1, ce qui doit permettre de s'affranchir de la superposition des données spatiales et spectrales lors de l'inversion des données ([Kankelborg et al., 2001]). Le schéma de principe de l'instrument est illustré sur la figure 6.4, un réseau de diffraction sphérique collecte la lumière, la disperse et la focalise sur trois détecteurs. Cet instrument est à bande passante étroite en raison de la taille des détecteurs dans la direction de dispersion de la lumière. Ainsi pour l'instrument réalisé pour un vol fusée de démonstration, la bande passante est de 2 nm, l'instrument est prévu pour fonctionner entre 29.3 nm et 31.4 nm permettant d'observer la raie He II à 30.38 nm et la raie Si XI à 30.33 nm. La résolution spatiale est de 1 seconde d'arc pour un champ de vue total de 8.3 minutes d'arc dans le sens perpendiculaire à la dispersion spectrale. La résolution spectrale est de $2 \cdot 10^{-3}$ nm. Le lancement de cet instrument réalisé par un consortium international (Université du Montana, Lockheed, et MSSSL) est prévu pro-

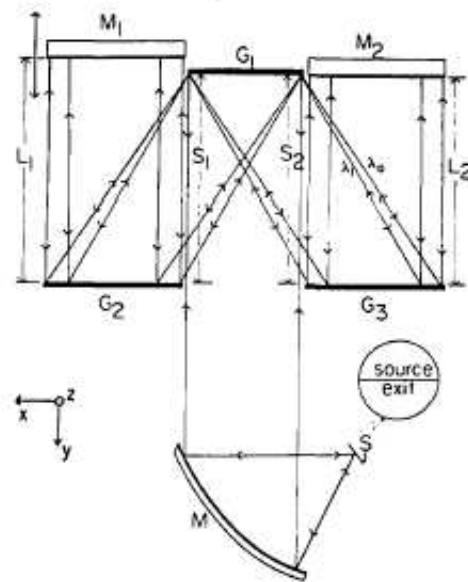


Fig. 6.2: Schéma optique [Kruger et al., 1972].

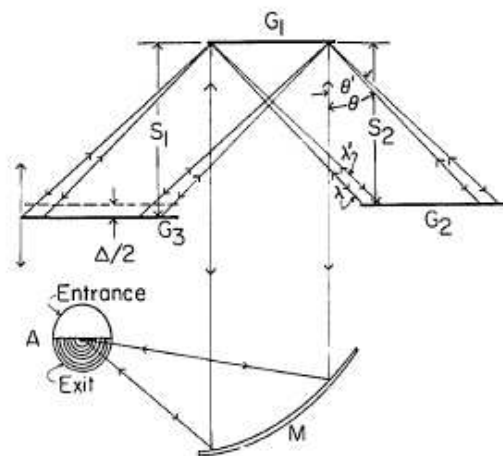


Fig. 6.3: Schéma optique [Kruger et al., 1973].

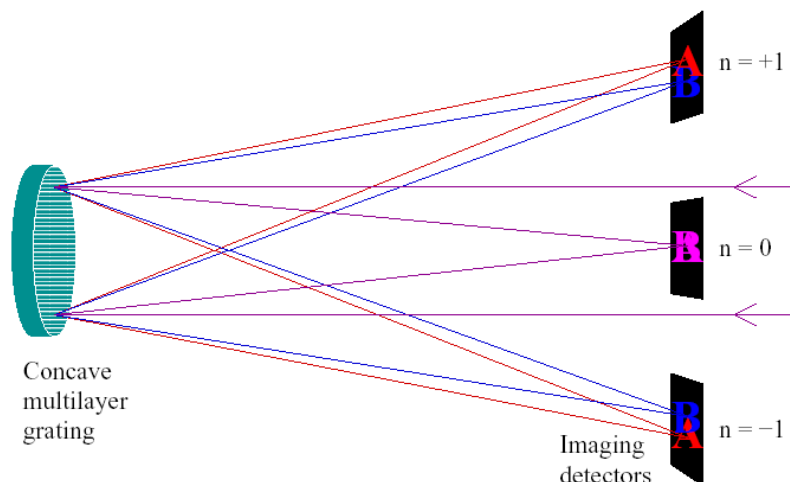


Fig. 6.4: Schéma principe du spectromètre imageur MOSES (Université du Montana, Lockheed, et MSSL).

chainement ; cependant les difficultés d'inversion des données déjà évoquées il y a quelques années ([Kankelborg and Thomas, 2001]) n'ont pas été totalement surmontées à ce jour .

3 Choix d'un système optique pour l'IFTSUV

Dans le cadre d'une mission spatiale, le système optique est choisi pour répondre aux objectifs scientifiques de la mission, en prenant en compte les contraintes techniques qu'elle impose, en particulier en matière d'encombrement, de masse, de consommation électrique et de télémétrie. Dans le cadre de cette thèse, l'instrument n'est pas assigné à une mission spécifique mais se veut un démonstrateur de la possibilité de réaliser un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans le domaine de l'ultraviolet lointain. Un cahier des charges succinct a tout de même été réalisé conformément aux conclusions du chapitre 3, il est présenté dans le tableau 6.1.

Un spectromètre imageur à transformée de Fourier est composé de deux parties : un télescope réalisant l'imagerie et un interféromètre réalisant la spectrométrie. Historiquement, les premiers spectromètres à transformée de Fourier utilisaient des interféromètres de Michelson. Depuis d'autres types d'interféromètres ont été utilisés, notamment les montages Mach Zehnder comme c'est le cas pour l'instrument SPIRE de la mission Herschel de l'ESA. La partie spectromètre à transformée de Fourier de l'instrument SPIRE fonctionnera dans l'infrarouge lointain (bandes $200 \mu m$ à $300 \mu m$ et $300 \mu m$ à $670 \mu m$ [Swinyard et al., 2000]). Cependant, dans notre cas, l'interféromètre de Mach Zehnder n'est pas un choix idéal puisqu'il impose l'utilisation de deux séparatrices et la variation de la différence de chemin optique devrait se faire en insérant une ligne à retard dans un des bras de l'interféromètre ce qui est bien moins facile à mettre en œuvre que la translation d'un miroir dans le

Cahier des charges	
Longueur d'onde	121.6 nm
Résolution spectrale	0.02 nm
Pouvoir de résolution	6 000
Bande passante	min 25 nm
Résolution spatiale	de 0.1'' à 1''
Champ	de 30'' × 30'' à 30' × 30'
Résolution temporelle	1 min

Tab. 6.1: Cahier des charges de l'instrument IFTSUV

cas de l'interféromètre de Michelson. La séparatrice, et sa compensatrice associée, est en effet une difficulté technique importante : l'ultraviolet lointain étant rapidement absorbé, pour fabriquer une séparatrice classique (50% transmission, 50% réflexion), il faut utiliser des lames très fines en MgF_2 par exemple. C'est cette solution qui a été choisie dans le laboratoire de spectroscopie de l'Imperial College à Londres ([Thorne et al., 1987]) et les résultats ne sont pas totalement satisfaisants. En effet, le MgF_2 devrait permettre d'atteindre la raie Lyman α de l'hydrogène puisque la limite de transmission se trouve proche de 110 nm, mais des résultats satisfaisants n'ont été obtenus avec cet instrument qu'au delà de 140 nm ([Thorne et al., 1995]) et des défauts d'homogénéité dans l'épaisseur de la lame séparatrice semblent être la principale limitation des performances ([Thorne, 1995]). C'est pourquoi nous avons décidé de réaliser la séparation et la recombinaison des faisceaux créant les deux bras de l'interféromètre en utilisant uniquement des optiques en réflexion. Cette solution permettra également d'envisager des instruments du même type pour des longueurs d'onde inférieures à 115 nm.

Le principe de la séparation des faisceaux utilise la diffraction d'un réseau en réflexion. Rappelons que si on envoie un faisceau lumineux polychromatique sur un réseau de diffraction, la lumière est dispersée de façon à ce que chaque longueur d'onde qui la compose vérifie l'équation du réseau (équation 6.1) :

$$k \cdot m \cdot \lambda = \sin i + \sin d \quad (6.1)$$

où k est le nombre de traits par unité de longueur du réseau, m est un entier appelé ordre de diffraction, λ est la longueur d'onde, et i et d sont respectivement les angles d'incidence sur le réseau et l'angle suivant lequel la lumière est diffractée (figure 6.5). L'idée est donc ici de reprendre le système de trois réseaux étudié proposé par Kruger ([Kruger et al., 1972]) . Le faisceau lumineux, préalablement collimaté et correctement dimensionné, arrive en incidence normale sur le réseau central (voir figure 6.6) ; les deux faisceaux diffractés dans les ordres ± 1 forment les deux bras de l'interféromètre. Les deux faisceaux sont ensuite à nouveau diffractés par deux réseaux secondaires identiques au réseau central sur leur normale. On obtient ainsi deux faisceaux parallèles collimatés issus du faisceau incident et la dispersion est annulée.

La formation des faisceaux se fait ici par division d'amplitude. La division du front d'onde pourrait être une solution envisagée dans un autre instrument car elle permettrait d'avoir recours à de plus petites ouvertures. L'avantage de la solution choisie est que la sélection spectrale et l'annulation de la dispersion sont également effectuées par le système de réseaux (voir figure 6.6). La bande passante limitée par ce système est définie comme étant le produit de la dispersion linéaire réciproque par la dimension caractéristique de la zone éclairée du réseau. Cette dernière dimension correspond à la

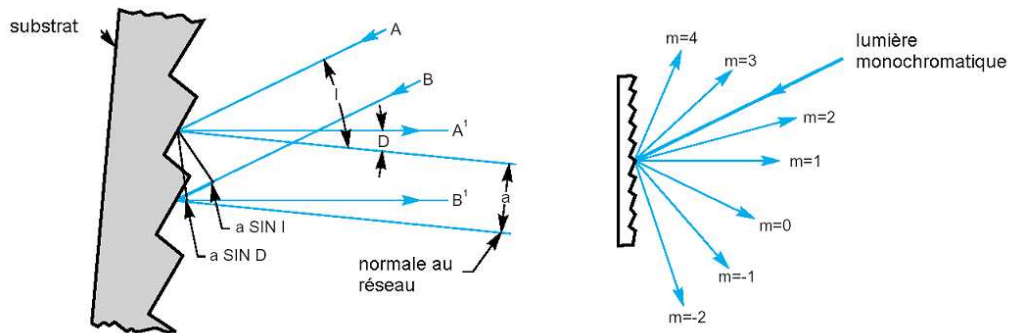


Fig. 6.5: Schéma de fonctionnement d'un réseau de diffraction en réflexion

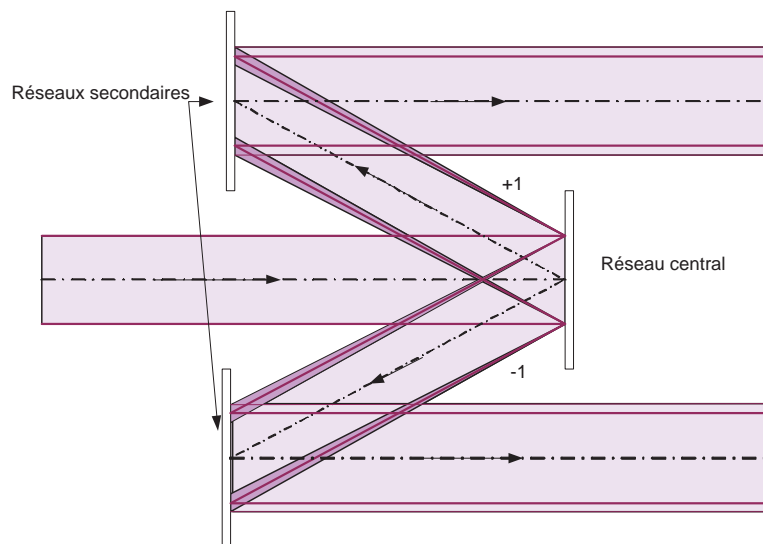


Fig. 6.6: Système de trois réseaux de diffraction en réflexion réalisant la sélection spectrale et la division d'amplitude du faisceau incident.

largeur de la fente utilisée dans le cas d'un spectromètre à fente, et au diamètre du faisceau éclairant le réseau dans le cas d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier. La dispersion linéaire réciproque (DLR) est exprimée en nm/mm (équation 6.2b), et s'obtient par différenciation de l'équation des réseaux (équation 6.2a) :

$$k \cdot m \cdot \delta\lambda = \cos d \delta d \quad (6.2a)$$

$$DLR = \frac{\delta\lambda}{\delta L} = \frac{\cos d}{k \cdot m \cdot l} \quad (6.2b)$$

où l est la distance entre le réseau central et les réseaux secondaires. La recombinaison des faisceaux peut ensuite être réalisée selon le principe du retour inverse de la lumière, c'est à dire en faisant passer à nouveau les faisceaux par le système de trois réseaux de diffraction après réflexion sur des miroirs plans dont un est mobile afin de faire varier la différence de marche. Les faisceaux peuvent être également recombinaison au foyer d'un miroir ce qui a l'avantage de limiter le nombre de réflexions mais qui est beaucoup plus critique en terme d'alignement puisque les interférences n'ont lieu qu'en un seul point.

3.1 Choix des paramètres

Comme nous l'avons rappelé dans le tableau 6.1, nous souhaitons réaliser un instrument à haute résolution spectrale sur une large bande passante centrée sur la raie H-Lyman α tout en restant dans des dimensions "raisonnables" puisque cet instrument est destiné à être embarqué sur un satellite où l'encombrement et la masse sont souvent des critères très restrictifs.

Le pouvoir de résolution est défini de la façon suivante ([Maillard, 1995]) :

$$\mathcal{R} = \frac{8}{\phi^2} \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^2 \quad (6.3)$$

où ϕ est le champ angulaire total de l'instrument, D le diamètre d'ouverture du télescope, et d la taille caractéristique du faisceau dans la partie spectromètre. Je choisis de réaliser un instrument théorique observant la totalité du disque solaire, le champ angulaire total vaut dans ce cas $32'$. Je me limite à une ouverture de 40 mm et à un faisceau de 10 mm de diamètre après réduction par un système afocal. L'équation 6.3 nous donne alors un pouvoir de résolution proche de 6000 ce qui est satisfaisant en regard du cahier des charges et correspond à une résolution spectrale de $\delta\lambda = 0.02$ nm à 120 nm. La valeur du pouvoir de résolution fixe celle de la course totale de la partie interféromètre puisque $\mathcal{R} = \frac{2L}{\lambda}$. Dans le cas présent la course totale de l'interféromètre est donc de $729.6 \mu m$.

La transmission de cet instrument vaut 2%. En effet, les miroirs et réseaux sont recouverts d'une couche de MgF_2 afin d'augmenter leur réflectivité dans le domaine ultraviolet, celle-ci est de 80 % environ à 120 nm. L'efficacité des réseaux, qui représente la partie du flux incident diffracté dans l'ordre ± 1 , est de 60 % environ. D'autre part, un détecteur CCD aminci et éclairé par l'arrière a une efficacité de 10 % au mieux. Le signal obtenu par cet instrument à H-Lyman α est donc d'environ 3500 coups par seconde par pixel (Soleil calme).

Je considère des réseaux de diffraction comportant 3600 traits par millimètre comme dans le spectromètre SUMER ([Wilhelm et al., 1995]), l'angle de diffraction dans l'ordre 1 vaut alors 25.96° pour

IFTSUV théorique	
Longueur d'onde	121.6 nm
Résolution spectrale	0.02 nm
Pouvoir de résolution	6 000
Bande passante	43 nm
Différence de chemin optique maximale	729.6 μm
Résolution spatiale	1''
Champ	32' \times 32'
Ouverture	40 mm
Nombre d'échantillons	6948
Pas de déplacement du miroir	105 nm
Résolution temporelle	1 min
Transmission	2%

Tab. 6.2: Principaux paramètres de l'IFTSUV théorique

$\lambda = 121.6$ nm. Je considère une distance de 70 mm entre le réseau central et les réseaux secondaires afin d'être réaliste au niveau de l'encombrement des montures des réseaux. L'équation 6.2b donne dans ce cas une bande passante de 43 nm environ.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, au paragraphe 3.3.2, il est important de choisir avec précaution les paramètres d'échantillonnage de l'interférogramme. D'après [Chamberlain, 1979], si $\Delta\sigma = \sigma_{max} - \sigma_{min}$ est la bande spectrale d'intérêt et si σ_{max} est un multiple entier de $\Delta\sigma$ alors il est possible d'échantillonner le signal avec un pas $\beta = \frac{1}{2\Delta\sigma}$. Ainsi en prenant $\sigma_{max} = 95000$ cm^{-1} ($\lambda_{min} = 105.26$ nm) et $\sigma_{min} = \frac{3}{4}\sigma_{max} = 71250$ cm^{-1} ($\lambda_{max} = 140.35$ nm), on peut échantillonner le signal tous les 210 nm ce qui correspond à un pas de déplacement du miroir de 105 nm. Cette dernière valeur permet de calculer le nombre d'échantillons N nécessaires par $2 \cdot L = \beta \cdot N$. On obtient $N = 3474$. Si on considère un élément de résolution constitué de deux pixels il faut multiplier ce nombre par deux. Les principaux paramètres de l'IFTSUV théorique sont rappelés dans le tableau 6.2.

Le calcul des paramètres d'échantillonnage permet notamment d'estimer la résolution temporelle que l'on peut obtenir avec cet instrument. A chaque pas d'échantillonnage, une image est enregistrée sur le détecteur. Dans le cas d'une image du disque solaire dans la raie H-Lyman α , la limitation temporelle vient de la vitesse de lecture du détecteur et non du temps de pose. Ainsi, dans le cas d'un détecteur CCD, la lecture de l'image peut se faire au mieux à 100 Hz, ce qui permet d'obtenir un cube de données en 70 secondes dans le cas présent. Cette résolution temporelle peut être modifiée en vol par exemple si on choisit de réduire la résolution spectrale et donc le nombre d'échantillons enregistrés.

L'instrument complet se compose d'un système afocal réduisant le faisceau incident, du système de trois réseaux additionné de deux miroirs plans pour constituer les deux bras de l'interféromètre et d'une parabole hors axe pour focaliser le faisceau recombinaison sur un détecteur comme illustré sur la figure 6.13.

3.2 Facteurs influant les performances de l'instrument

Dans le chapitre 5 nous avons vu le fonctionnement théorique d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier et les performances attendues notamment en terme de résolution spectrale. Nous avons également dans ce même chapitre évoqué les conséquences sur le fonctionnement de ce type d'instrument de la nécessité dans la pratique d'échantillonner la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre, différence de marche qui ne peut pas être infinie comme dans le cas idéal. Il existe d'autres facteurs qui viennent influencer les performances des spectromètres imageur à transformée de Fourier. Ces facteurs influent sur la qualité de l'interférogramme enregistré, qui donnera ensuite le spectre. On peut définir la qualité de l'interférogramme par le contraste des franges d'interférence c'est à dire l'efficacité de modulation. Ces facteurs sont principalement : l'efficacité des réseaux, la qualité des surfaces optiques, la précision de l'alignement, et la qualité du pas d'échantillonnage.

3.2.1 Efficacité des réseaux

Le système de réseaux permettant de réaliser la division d'amplitude du faisceau incident est un point capital du schéma optique retenu. Son influence sur les performances de l'instrument sont multiples. Tout d'abord, les réseaux utilisés pour l'ultraviolet ont souvent un grand nombre de traits par millimètre afin d'augmenter l'angle de diffraction et de pouvoir mieux séparer les courtes longueurs d'ondes. Les réseaux ne peuvent être gravés que jusqu'à 1800 tr/mm ; pour utilisation dans l'ultraviolet, il est nécessaire de recourir aux réseaux holographiques.

Ces réseaux sont produits à partir d'un substrat poli. C'est la qualité de surface de ce substrat qui est donné comme référence de qualité de surface du réseau par les fabricants. Sur ce substrat est déposé une couche régulière de résine photosensible, puis le tout est exposé aux franges d'interférences créées par la superposition de deux faisceaux laser cohérents (voir figure 6.7). Le réseau illuminé est ensuite traité chimiquement, les parties exposées aux franges brillantes étant dissoutes formant les traits du réseau en relief. Les traits des réseaux holographiques sont de forme sinusoidale, ils sont donc symétriques.

La modulation des franges d'interférences est maximale lorsque les ondes qui interfèrent sont exactement de même amplitude (Eq. 5.2). Dans le cas présenté ici, les deux faisceaux qui interfèrent sont formés à partir des ordres -1 et +1 diffractés par un premier réseau éclairé en incidence normale, puis par un second réseau pour lequel l'angle d'incidence correspond à l'angle de diffraction du premier réseau. Les amplitudes des deux faisceaux ainsi formés ne seront égales que si les réseaux sont identiques et si l'efficacité des réseaux dans les ordres -1 et +1 sont identiques. L'efficacité d'un réseau est défini comme le pourcentage du rayonnement monochromatique incident sur le réseau diffracté dans l'ordre considéré.

Les réseaux ne peuvent bien sûr être parfaitement identiques, mais s'ils sont issus d'un même lot, les conditions de réalisation sont identiques et donc le nombre de trait par millimètre et la qualité de surface des réseaux sont les mêmes. En ce qui concerne les efficacités comparées dans les ordres -1 et +1, ces mesures ne sont pas effectuées par le fabricant, mais [McCandliss et al., 2001] a montré que ces efficacités ne différaient pas plus de 3 %, cette valeur est faible car la forme des traits des réseaux holographiques sont symétriques. L'efficacité de modulation s'en trouve donc multipliée dans le pire des cas par un facteur 0.97.

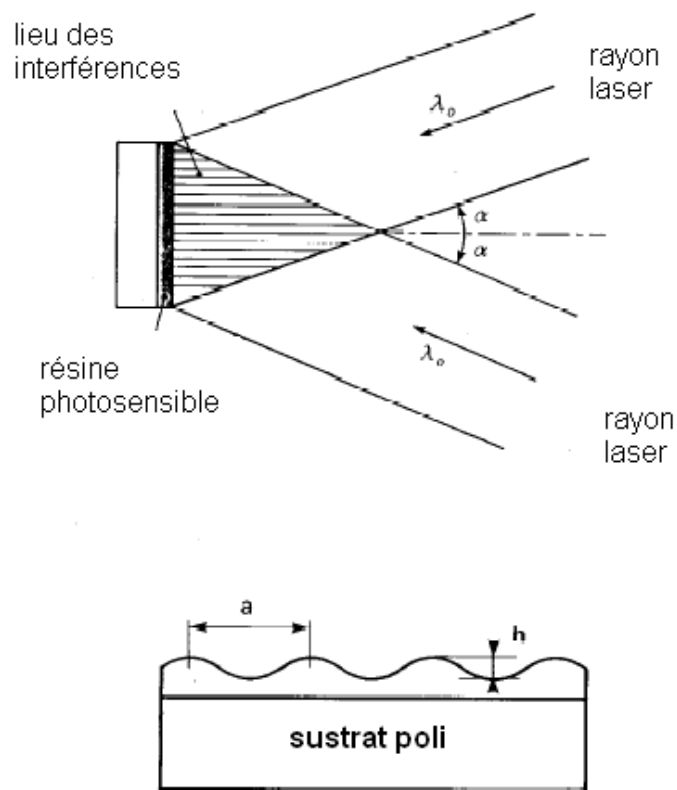


Fig. 6.7: Fabrication des réseaux holographiques et forme des traits gravés (Jobin-Yvon Horiba).

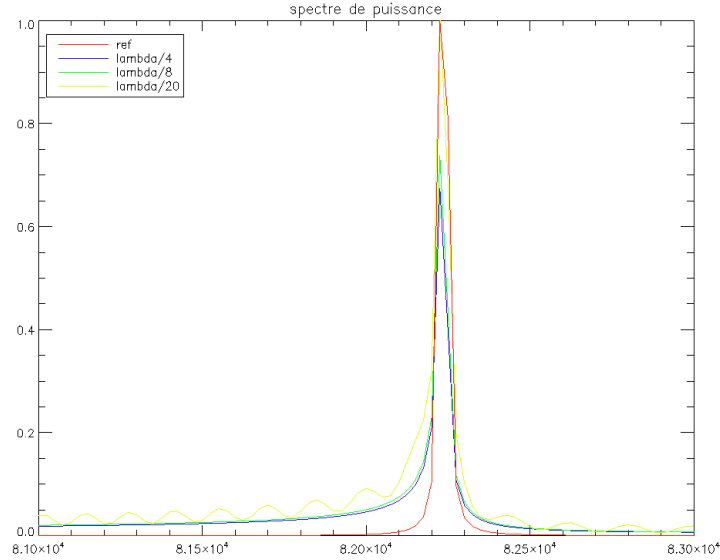


Fig. 6.8: Influence de la qualité optique sur le spectre de puissance simulé. $\lambda = 630$ nm dans la légende

3.2.2 Qualité des surfaces optiques

L'ensemble des surfaces optiques doit être de qualité suffisante pour répondre au critère de Rayleigh : les déformations du front d'onde en sortie de l'instrument ne doivent pas dépasser $\frac{\lambda}{4}$ pic to valley (PV) soit $\frac{\lambda}{13}$ root mean square (RMS), où λ est la longueur d'onde de fonctionnement de l'instrument. Les défauts des surfaces optiques et donc des fronts d'onde interférant introduisent une variation de phase, et donc une différence de chemin optique entre les rayons interférant. Ces variations de phase ont une distribution gaussienne dont la demi largeur à mi-hauteur est donnée par la valeur RMS des défauts résultants de la superposition des deux fronts en sortie de l'interféromètre de l'IFTS. Il est évident que plus le système optique comporte de surfaces optiques plus la contribution de la qualité des surfaces à l'efficacité de modulation est importante, les défauts des différentes surfaces s'ajoutent quadratiquement. Inversement, plus les surfaces sont de bonne qualité moins ce facteur a d'influence. Une simulation de cette influence est montrée sur la figure 6.8.

Dans le cas du système optique choisi pour réaliser un IFTSUV, chaque voie est constituée de huit surfaces optiques, 1 miroirs et 3 réseaux (2 passages sur les réseaux secondaires). Afin d'obtenir $\frac{\lambda_{uv}}{4}$ PV, il faut avoir des surfaces à $\frac{\lambda_v}{40}$ PV où $\lambda_v = 630$ nm pour $\lambda_{uv} = 121.6$ nm ou des surfaces à $\frac{\lambda_v}{25}$ PV pour $\lambda_{uv} = 200$ nm. Il faudra donc veiller à utiliser le moins de surfaces possibles pour les plus courtes longueurs d'onde.

3.2.3 Alignement interférométrique

L'alignement du système optique est un facteur important de l'efficacité de modulation, d'autant plus important que le nombre de surfaces est élevé et que leur dimensions sont grandes. L'alignement du système optique n'a d'influence sur l'efficacité de modulation que dans la partie interférométrique où les faisceaux lumineux suivent des chemins différents. Une différence d'orientation globale des surfaces (tilt) entre les deux bras de l'interféromètre induit une variation de la différence de marche entre ces deux bras. Si on considère que les surfaces optiques sont circulaires et que l'angle de tilt θ est petit, on peut écrire la contribution de l'alignement interférométrique à l'efficacité de modulation de la façon suivante ([Chamberlain, 1979]) :

$$(\mathcal{C})_{AI} = 2 \frac{J_1\left(\frac{2\pi\theta R}{\lambda}\right)}{\frac{2\pi\theta R}{\lambda}} \quad (6.4)$$

où R est le rayon des optiques dans le système. La figure 6.9 montre l'évolution de la valeur de cette contribution en fonction de l'angle entre les surfaces pour des optiques de rayon utile 6 mm, cela pour différentes valeurs de la longueur d'onde, la figure 6.10 montre la contribution à l'efficacité de modulation en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'inclinaison, enfin, la figure 6.11 montre l'influence de la taille des optiques sur la contribution à l'efficacité de modulation. Ces graphiques montrent que pour travailler à H-Lyman α , les faisceaux doivent être petits (10 mm de diamètre environ) et le désalignement global doit être meilleur que deux secondes d'arc.

3.2.4 Qualité du pas d'échantillonnage

Comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2 du chapitre 3.3.2 du chapitre 5, c'est le pas d'échantillonnage qui sur une bande passante fixée détermine la résolution spectrale de l'instrument. La performance principale d'un spectromètre à transformée de Fourier est donc dépendante de la qualité d'échantillonnage de la différence de marche. Une erreur constante du pas d'échantillonnage entraîne une variation de la résolution spectrale de l'instrument. Une erreur aléatoire de la valeur pas d'échantillonnage de la différence de marche rend irrégulière la forme des franges d'interférences puisque les points sont pris de façon irrégulière sur la sinusoïde. Cela ne change donc pas le maximum d'intensité du contraste des franges, mais en moyenne, l'amplitude de modulation est diminuée, ce qui entraîne une baisse de l'intensité du spectre obtenu comme on peut le voir sur la figure 6.12. Cette baisse atteint 20% pour une précision de positionnement de ± 5 nm.

4 Simulation du fonctionnement d'un IFTSUV

4.1 Conception assistée par ordinateur

Au cours de mes trois années de thèse, j'ai réalisé toutes les conceptions et simulations d'instruments optiques assistées par ordinateur à l'aide du logiciel Zemax. Il fait partie des logiciels de tracé de rayons les plus performants. Zemax permet de concevoir, simuler et optimiser virtuellement tous les instruments optiques, dioptriques, catadioptriques, dispersifs... Le logiciel possède trois modes de fonctionnement : séquentiel, non séquentiel et mixte. Dans le mode séquentiel, un rayon part de la

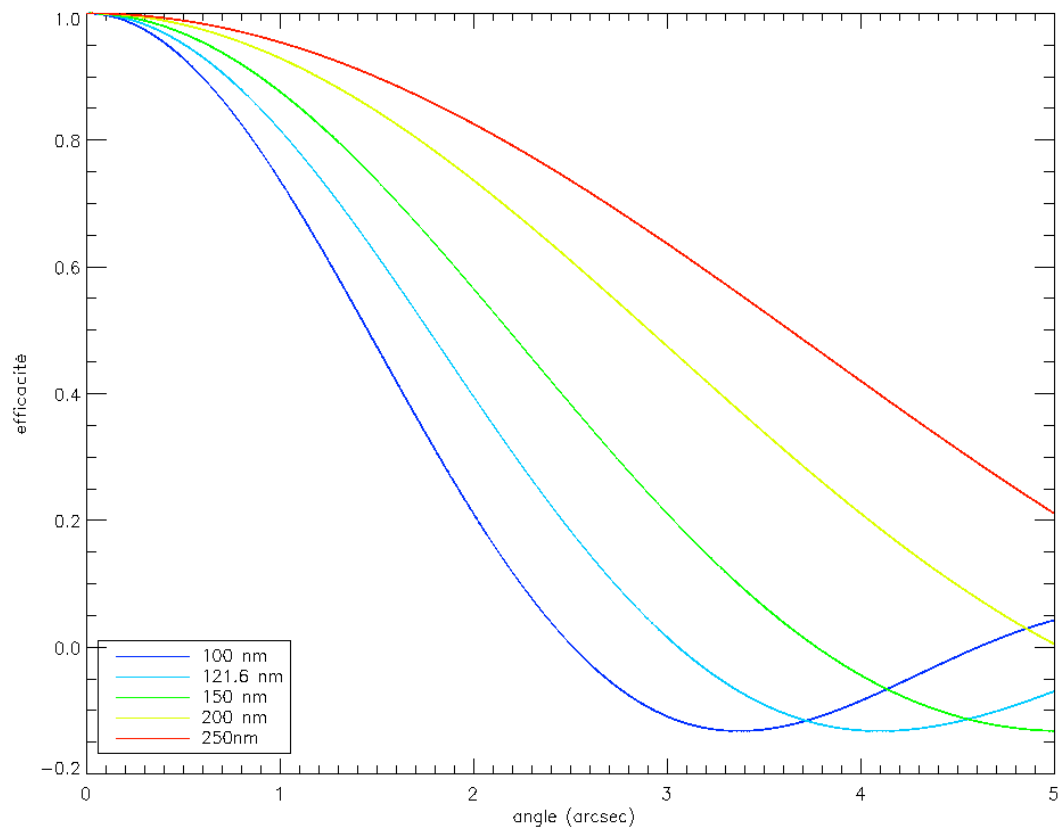


Fig. 6.9: Efficacité de modulation en fonction de l'inclinaison des surfaces d'onde pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

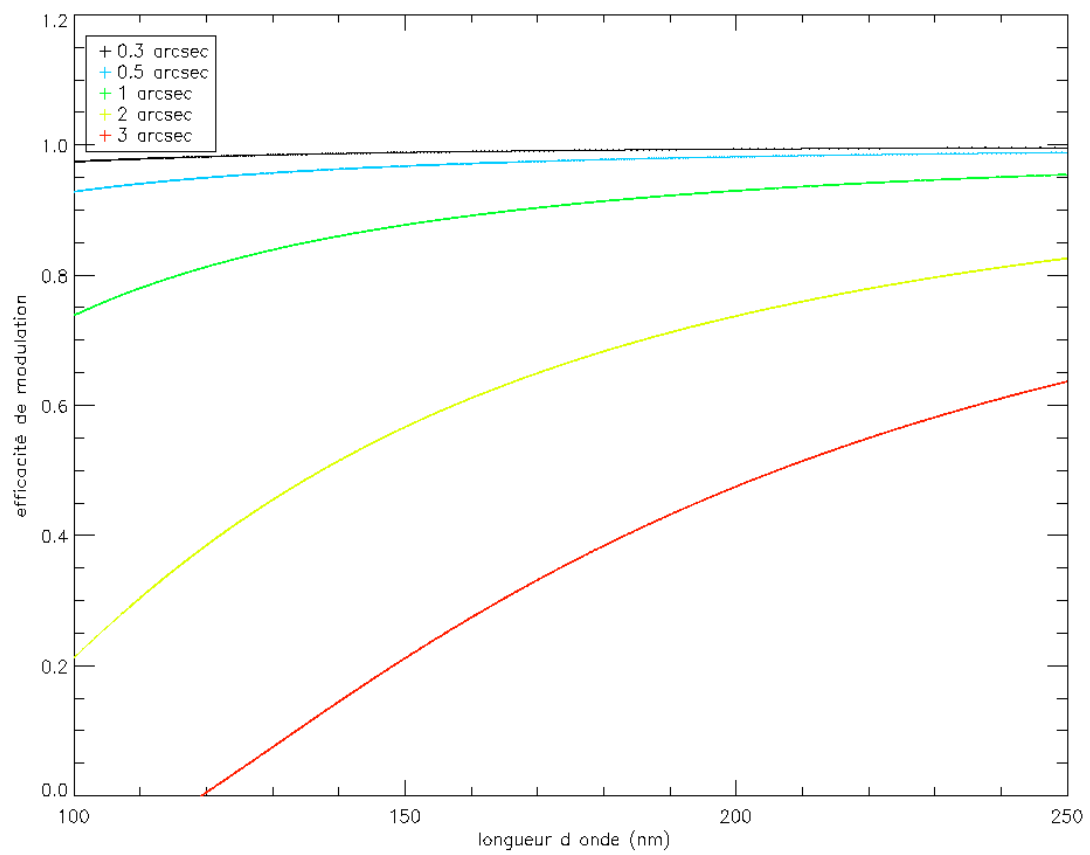


Fig. 6.10: Efficacité de modulation en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'inclinaison des surfaces d'onde.

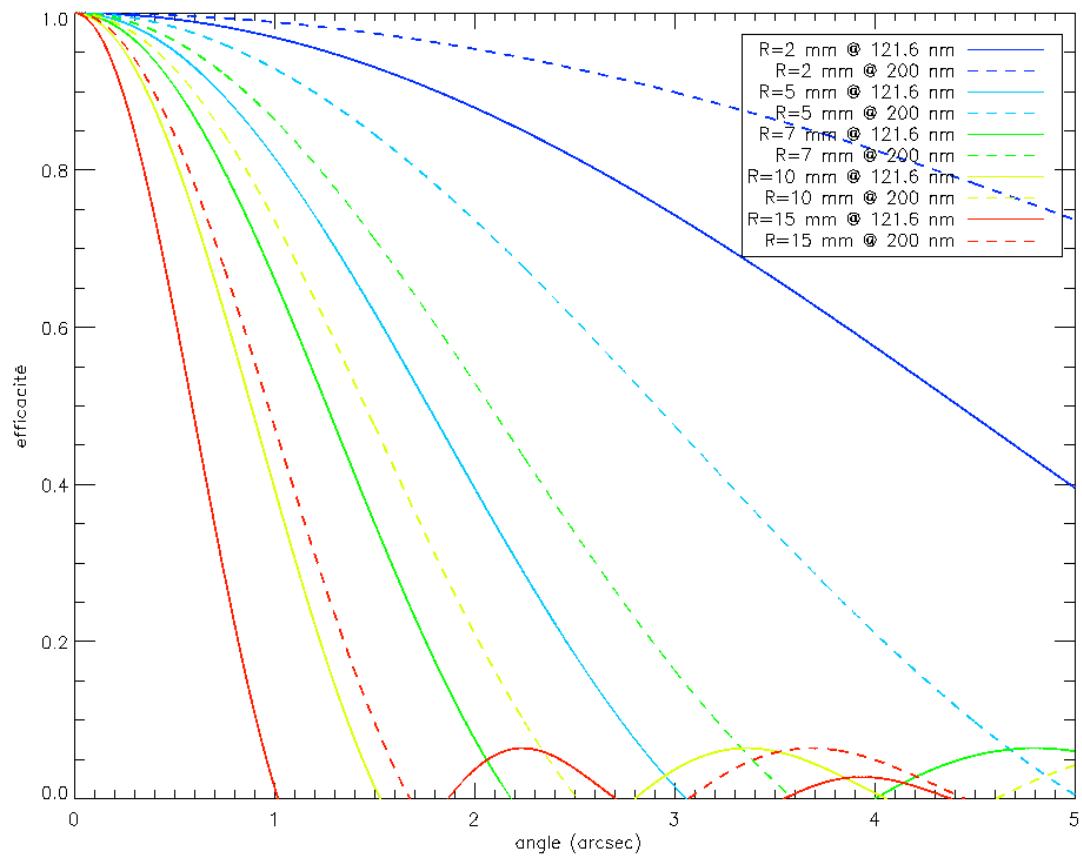


Fig. 6.11: Efficacité de modulation en fonction de l'inclinaison entre les surfaces d'onde pour différentes valeurs de la taille de faisceau et de la longueur d'onde..

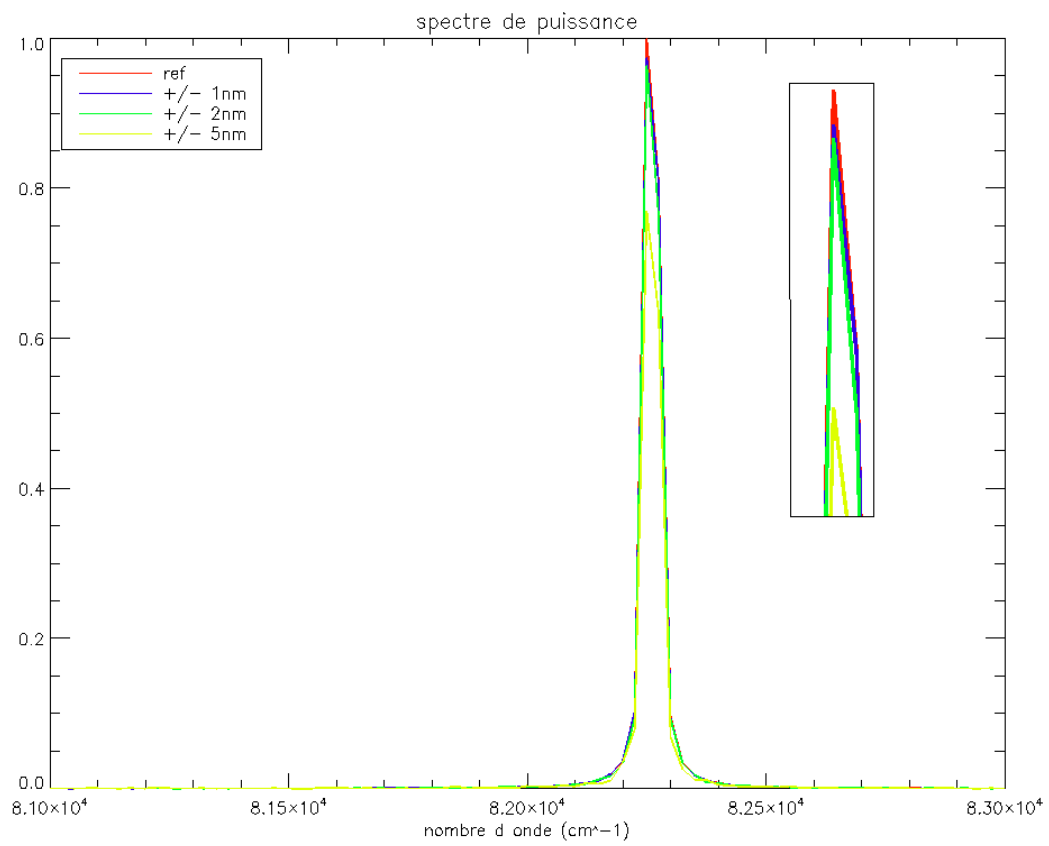


Fig. 6.12: Influence de la qualité du pas d'échantillonnage sur le spectre de puissance.

surface n pour atteindre la surface $n+1$. Si ce rayon n'atteint pas la surface $n+1$ le tracé s'arrête. D'autre part dans le mode séquentiel, un rayon ne se divise pas : si un rayon intercepte un réseau de diffraction il faut choisir un unique ordre dans lequel sera diffracté le rayon, cela n'est donc pas très adapté à la simulation des interféromètres et des spectromètres. Dans le mode non séquentiel, les surfaces optiques, les sources et les détecteurs sont placés sans ordre particulier dans une enceinte fictive, situés les uns par rapport aux autres à l'aide de coordonnées globales (une des surfaces sert de référence à tout ou partie des autres surfaces). Un rayon est défini par son point source et son vecteur directeur et peut se diviser plusieurs fois si nécessaire. C'est l'optique géométrique qui régit le nombre et l'ordre des surfaces que le rayon initial va intercepter. Ce mode est très puissant pour concevoir les interféromètres et spectromètres, mais en contrepartie il est beaucoup plus complexe à mettre en oeuvre et possède beaucoup moins de fonctionnalités d'analyse que le mode séquentiel. Le mode mixte permet d'insérer dans un instrument optique défini en séquentiel une partie purement non séquentielle. J'ai utilisé dans un premier temps le mode séquentiel pour simuler l'instrument théorique et les solutions envisageables pour les missions spatiales solaires Lyot et Solar Orbiter car l'analyse des performances dans ces trois cas n'a pas été très poussée. En revanche, j'ai utilisé le mode purement non séquentiel pour concevoir et simuler le fonctionnement de la maquette IFTSUV.

4.2 Réalisation de la simulation

Pour simuler le déplacement du bras mobile de l'interféromètre de Michelson, il faut définir une nouvelle configuration pour chaque position du bras. Il serait trop lourd étant donné le nombre important d'échantillons à recueillir d'utiliser une configuration pour chaque position du bras. Il est donc nécessaire d'écrire une macro, un programme rédigé en langage spécifique à Zemax proche du basic, pour effectuer de façon automatisée le tracé de rayons dans les différentes configurations de l'instrument et pour calculer l'interférogramme produit en sortie.

Il n'est pas possible avec la version 10.0 de Zemax de définir directement un profil de raie (gaussien ou autre), le logiciel ne considère que des raies monochromatiques. Pour générer un profil, il est nécessaire de sommer des composantes monochromatiques pondérées. Ainsi, on peut définir un profil gaussien dans une macro en utilisant une boucle FOR : la longueur d'onde est déclarée comme étant une fonction de l'indice de la boucle (ce qui définit la bande spectrale de la raie), le poids associé à chaque composante monochromatique est une fonction gaussienne définissant ainsi la largeur à mi-hauteur de la raie. Dans un premier temps, le système est totalement défini surface par surface pour la première configuration. Le calcul de l'interférogramme est effectué à l'aide de boucles FOR imbriquées permettant de sommer les différentes contributions. Je vais maintenant décrire les étapes successives du calcul.

Pour chaque position du miroir du bras mobile de l'interféromètre, les paramètres spécifiques des deux bras sont calculés pour un rayon donné, défini par le champ et les coordonnées pupillaires.

Puis le logiciel effectue le tracé de rayon et calcule le chemin optique parcouru par la lumière dans les deux voies de l'interféromètre, ce qui permet d'obtenir la différence de chemin optique.

Ensuite, les contributions des différents points du profil sont calculées et sommées.

La même opération est réalisée pour le nombre de rayons souhaité dans la pupille pour un champ et leurs contributions sont ajoutées. Les valeurs de la différence de chemin optique et celles de l'intensité en sortie du système sont stockées dans deux vecteurs.

La position du miroir est alors incrémentée et un nouveau cycle commence. Après avoir calculé la

différence de chemin optique et l'intensité pour chaque position du bras souhaitée, les deux vecteurs contenant les données sont écrits dans un fichier texte et on peut tracer l'interférogramme. Les vecteurs sont remis à zéro afin de calculer éventuellement les interférogrammes pour d'autres champs.

Les résultats sont enregistrés dans un fichier texte, la transformée de Fourier de l'interférogramme sera réalisée sous IDL. La figure 6.14 montre l'interférogramme obtenu pour une source ponctuelle située à l'infini sur l'axe et le spectre calculé à partir de ces données simulées. Dans cette première simulation le spectre de la lumière était une succession de raies monochromatiques. La figure 6.15 illustre une simulation plus réaliste où la source a un spectre gaussien centré autour de H-Lyman α et de largeur équivalente à la largeur réelle de cette raie. Les simulations réalisées ici confirment qu'en principe un tel spectromètre est réalisable.

4.3 Simulation des performances de l'instrument

J'ai réalisé différentes simulations du fonctionnement de l'instrument IFTSUV. Dans un premier temps, j'ai étudié le tolérancement de l'instrument en tant qu'imageur. Puis j'ai considéré la partie interférométrique et simulé les facteurs influant sur l'efficacité de modulation lorsque le logiciel de conception optique le permettait dans le mode séquentiel.

4.3.1 Simulations

Qualité optique L'étude de tolérancement se fait à l'aide du logiciel Zemax. Le critère de tolérancement utilisé pour la qualité optique du spectro imageur est : les performances de l'instrument sont considérées suffisantes lorsque dans 90% des cas le diamètre de la tache image est inférieur ou égal à la taille du pixel. Pour cela, j'ai utilisé l'analyse Monte Carlo : les paramètres de toutes les optiques de l'instrument sont distribués aléatoirement en respectant les tolérances imposées, puis un tracé de rayon est effectué et le diamètre RMS de tache image calculé. Je suis d'abord partie de tolérances sévères puis j'ai relâché lorsque cela était possible les tolérances sur certaines optiques. Le résultat du tolérancement de l'FTSUV est reporté dans le tableau 6.3.

Alignement interférométrique Dans la section précédente, nous avons vu l'influence de l'alignement interférométrique sur la qualité de la modulation des franges d'interférence. La contribution de l'alignement dépend de plusieurs paramètres, mais dans le cas de l'FTSUV théorique, la longueur d'onde de travail est imposée à 121.6 nm et la taille des faisceaux sur les optiques dans la partie interférométrique a un diamètre de 10 mm. J'ai donc simulé le fonctionnement de l'FTSUV dans différentes combinaisons de désalignement réparti sur toutes les optiques. C'est-à-dire que lorsque je considère un désalignement de 2 secondes d'arc, c'est la somme de tous les écarts angulaires des différentes surfaces optiques qui vaut 2 secondes d'arc. Le résultat de ces simulations est illustré par la figure 6.16. Les résultats sont en accord avec les courbes théoriques de la partie précédente à quelques pourcents près.

4.3.2 Cahier des charges pour la réalisation d'une maquette

Les études théoriques et les simulations réalisées permettent de dégager des conclusions sur les paramètres techniques à prendre en compte en vue de la réalisation d'un instrument réel, prototype ou maquette de laboratoire. Les valeurs limites de ces paramètres sont rassemblées dans le tableau

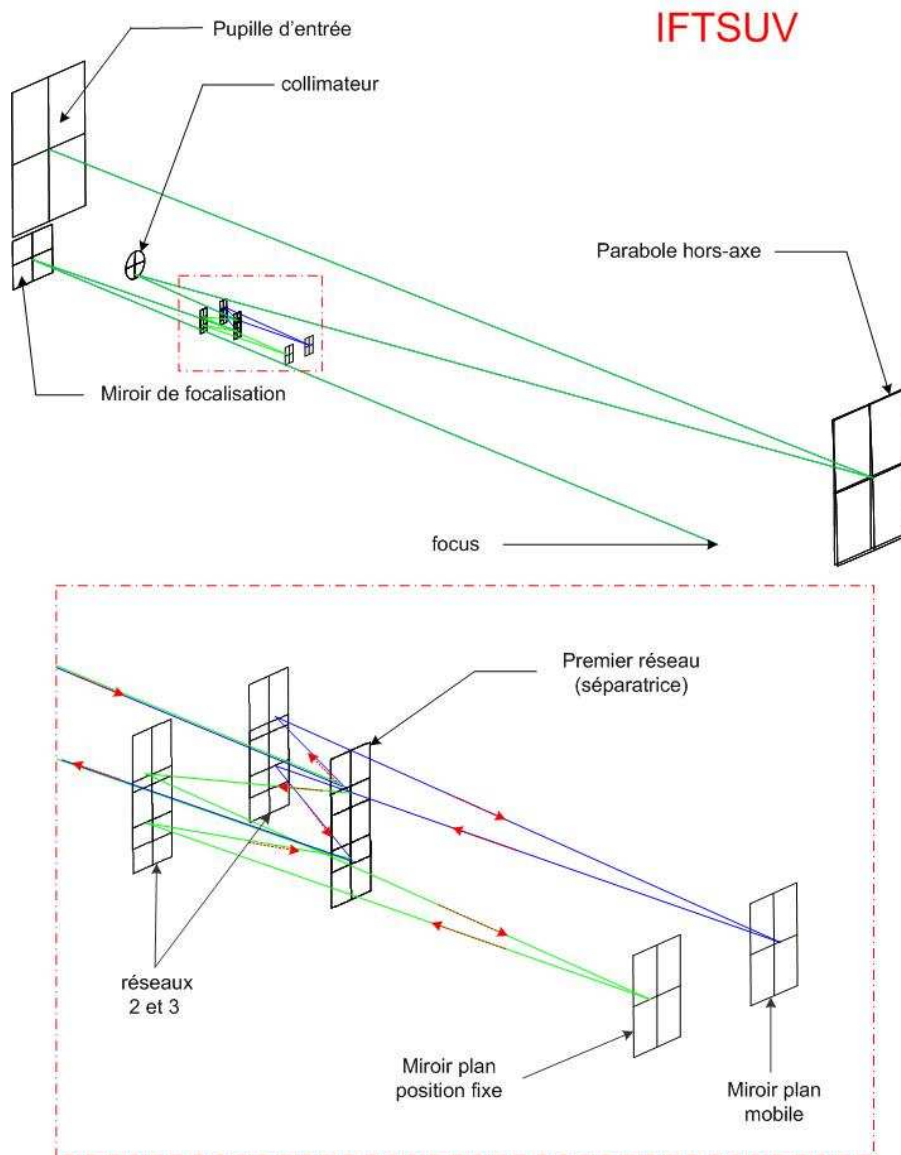


Fig. 6.13: Schéma optique du premier IFTS théorique simulé

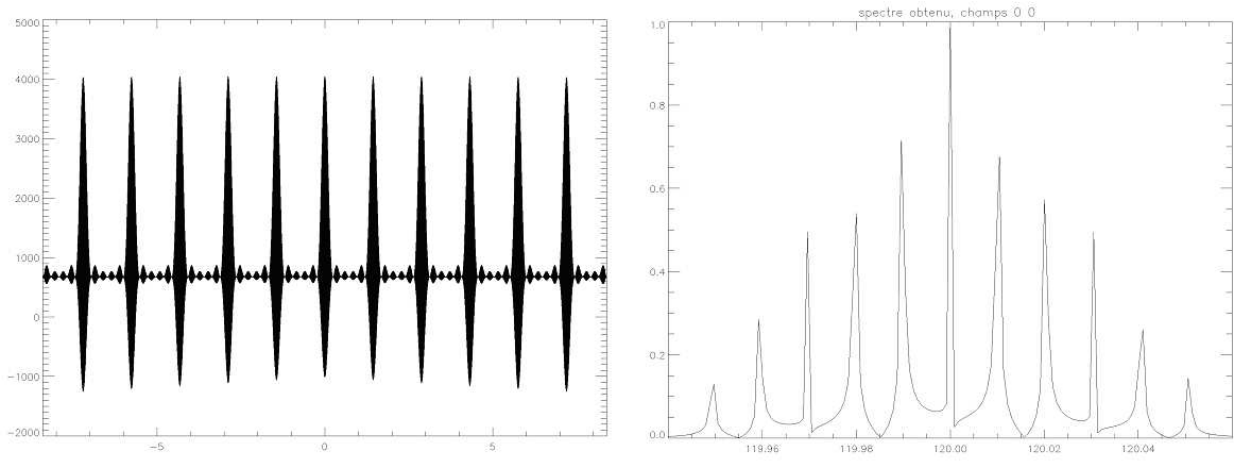


Fig. 6.14: Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de l' IFTSUV théorique

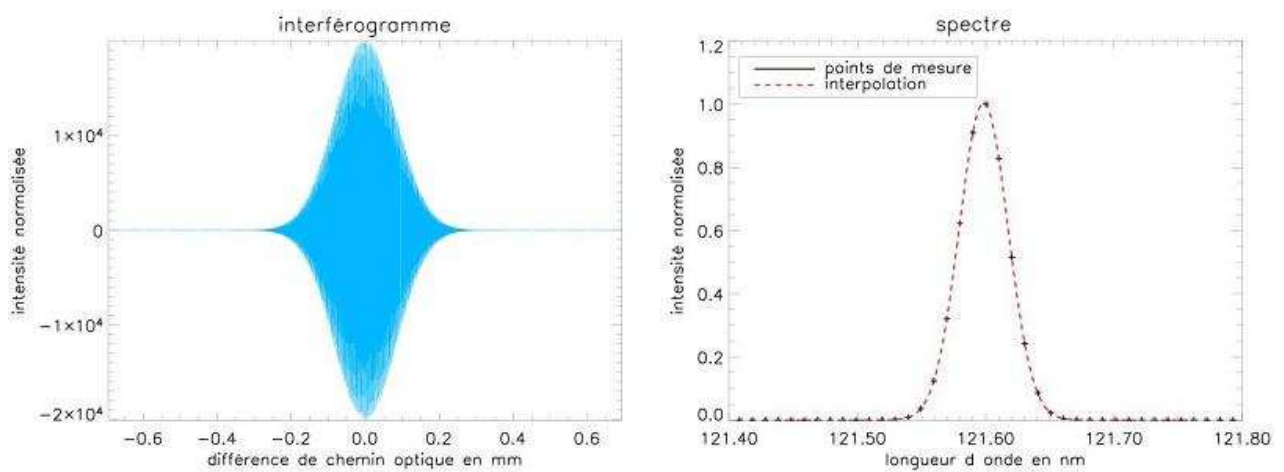


Fig. 6.15: Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de l' IFTSUV théorique

Paramètre	Tolérance
Miroir primaire	
Tilt (2 axes)	1"
Rayon de courbure	1%
Conicité	1.5‰
Décentrement	2 μm
Miroir secondaire	
Tilt(2 axes)	5"
Rayon de courbure	0.8%
Conicité	1.5‰
Décentrement	2 μm
Réseau central	
Tilt(2 axes)	2"
Réseau secondaire	
Tilt(2 axes)	2"
Miroir plan	
Tilt(2 axes)	2"
Miroir primaire 2	
Tilt(2 axes)	5"
Rayon de courbure	1%
Conicité	1.5‰
Décentrement	1 μm
Miroir secondaire 2	
Tilt(2 axes)	5"
Rayon de courbure	1%
Conicité	1.5‰
Décentrement	1 μm

Tab. 6.3: Tolérancement optique de l'instrument IFTSUV

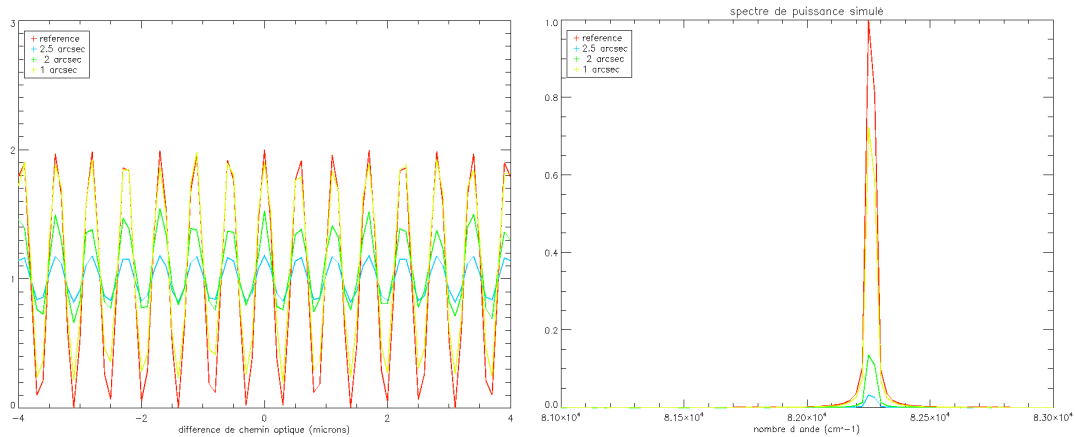


Fig. 6.16: Interférogramme et spectre obtenus lors de la simulation de l'instrument IFTSUV montrant l'influence d'un désalignement angulaire de l'ensemble des surfaces optiques.

Paramètre	Valeur
Qualité des surfaces optiques	min $\lambda/20$ mais fonction du nombre de surfaces employées
Alignement des surfaces optiques	tilts < 1''
Taille des faisceaux	R < 5 mm
Qualité du pas d'achantillonnage	< 5 nm
Réseaux	issus d'un même lot

Tab. 6.4: Cahier des charges issu de l'étude de l'IFTSUV théorique

6.4. Cependant, ces valeurs sont calculées indépendamment les unes des autres et il est impossible de simuler toutes ces influences simultanément avec le logiciel Zemax. Ces valeurs sont donc des limites supérieures strictes.

5 Conclusions

Nous avons vu dans ce chapitre que pour réaliser un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet lointain, il est nécessaire d'utiliser un système optique ne comprenant que des surfaces en réflexion. En effet, les rayons ultraviolets sont absorbés par la plupart des matériaux et ceux transmettant suffisamment bas ne sont pas faciles à polir ou sont hygroscopiques ou insuffisamment homogènes. C'est pourquoi jusqu'à présent, il y a eu peu de tentatives de réalisation de spectromètres imageurs dans l'ultraviolet.

L'idée principale utilisée pour réaliser un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'UV est de se servir d'un système de réseaux de diffraction en réflexion comme séparatrice et éventuellement recombinaison. Un système optique théorique a été choisi utilisant ce principe pour étudier un IFTSUV fonctionnant dans la raie H-Lyman α à 121.6 nm. Les performances de cet instrument étudiées théoriquement ou simulées à l'aide d'un logiciel de conception optique ainsi que l'étude des facteurs

les influencant permettent de dégager un cahier des charges en vue de la réalisation d'une maquette de laboratoire. Cette réalisation est décrite au chapitre suivant.

Chapitre 7

Réalisation de la maquette IFTSUV

La première étape de la validation du principe de fonctionnement d'un spectromètre imageur à transformée de fourier dans l'ultraviolet est la réalisation en laboratoire d'une maquette d'un tel instrument et la vérification de son fonctionnement et de ses performances. Une première étape dans ce processus est la réalisation d'une maquette dans l'air fonctionnant dans l'UV proche. En effet, l'installation et le fonctionnement d'une expérience dans une cuve à vide est longue et complexe, lors de la première phase de validation du concept il faut avoir la possibilité d'intervenir rapidement sur la maquette pour éventuellement en modifier des éléments. La seconde étape est le passage sous vide de cette maquette pour un fonctionnement à des longueurs d'ondes plus courtes notamment à la longueur d'onde pour laquelle l'instrument a été pensé : la raie Lyman α de l'hydrogène. Puis vient l'étape de spatialisation de l'instrument. Ma thèse est consacrée à la réalisation de la première étape.

1 Choix du schéma optique

Les choix du système optique pour la réalisation de la maquette et des paramètres de celui-ci ont été contraints par différents critères. Le travail dans l'air impose des longueurs d'onde supérieures ou approchant 200 nm. Une autre contrainte importante est le système permettant le déplacement du miroir mobile de l'interféromètre. Afin d'obtenir la résolution spectrale souhaitée, la course totale de ce miroir doit être de l'ordre de 800 μm (voir la table 7.1), et l'échantillonnage des données impose que ce déplacement soit réalisé avec une précision nanométrique. Or dans le commerce, les platines de translation répondant à ce dernier critère n'ont pas de courses aussi longues. La plus grande course disponible à l'époque de l'achat de la platine était de 200 μm , ce qui impose de replier le chemin optique pour multiplier par quatre cette distance. La solution choisie est d'utiliser un miroir double face sur lequel se réfléchissent les deux faisceaux formant les bras de l'interféromètre. Ainsi lorsque le miroir se déplace de 10 μm , l'augmentation du chemin optique dans un bras de l'interféromètre est de 20 μm alors que l'autre bras voit une diminution de 20 μm de son chemin optique. Donc lorsque le miroir se déplace de 10 μm la variation de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre est de 40 μm , et pour la totalité de la course la différence de marche totale possible est bien de 800 μm . Les autres contraintes sont d'ordre matériel comme l'encombrement sur le marbre, la disponibilité de certains composants au laboratoire, le coût et les délais d'obtention des composants. Le système optique choisi est illustré sur la figure 7.1. Le schéma optique est complexe pour deux

maquette IFTSUV	
Longueur d'onde	200 nm
Résolution spectrale	0.05 nm
Pouvoir de résolution	4 000
Bande passante	25 nm
Différence de chemin optique maximum	800 μm
Nombre d'échantillons	7609
Pas de déplacement du miroir	52.5 nm
Transmission	6%

Tab. 7.1: Principaux paramètres de la maquette IFTSUV

raisons essentiellement : l'instrument, pour des raisons d'encombrement, est séparé en deux niveaux, et l'instrument comporte deux modes de fonctionnement. En effet, la maquette comporte une voie visible qui permet d'aligner et tester la partie interférométrique de l'instrument. Cette voie sert également de contrôle pendant le fonctionnement de l'instrument dans l'ultraviolet. Je vais d'abord décrire le chemin optique de la voie UV de système optique, le coeur de l'instrument. Deux sources distinctes sont utilisées pour simuler le rayonnement solaire : une lampe à cathode creuse NePt qui émet des raies fines et une lampe à lumière blanche émettant un spectre continu entre 200 nm et 800 nm.

La transmission de l'instrument vaut 6 % : la réflectivité des miroirs et du réseau recouverts de MgF_2 est de l'ordre de 80%, l'efficacité des réseaux est estimée à 60 %. L'efficacité du détecteur CCD utilisé est d'environ 15 % à 200 nm. Il est possible d'évaluer le nombre de coups que recevrait cette maquette de laboratoire (qui diffère de l'instrument théorique étudié dans le chapitre précédent pour fonctionner à H-Lyman α) si on l'utilisait avec le rayonnement solaire à 200 nm. L'irradiance solaire à cette longueur d'onde est de $1.03 \cdot 10^{16} \text{ ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ (valeur obtenue par [Donnelly and Pope, 1973]). Le nombre de coups par seconde et par pixel sur le détecteur est 32130.

2 Réalisation des simulations du fonctionnement de la maquette

Les simulations de la maquette IFTSUV sont réalisées grâce au logiciel Zemax, elles ont été effectuées avant et pendant la réalisation de la maquette. Il a été nécessaire d'utiliser le mode non séquentiel du logiciel à cause de la complexité du système optique (réflexions multiples et utilisation de réseaux de diffraction en réflexion) et l'utilisation de deux sources lumineuses différentes situées à deux endroits différents de la maquette. La limitation de ce mode de fonctionnement vient du fait qu'aucune analyse qualitative ne peut être effectuée sur l'instrument. Seuls les détecteurs simulés permettent par exemple de calculer la taille d'une tâche image (avec l'impact des rayons sur leur surface), ou tenter d'apprécier le niveau des aberrations de l'image, et encore faut-il pour cela calculer un nombre très important de rayons optiques, ce qui est très gourmand en temps de calcul. Cependant ce mode est intéressant dans le cas d'étude de la lumière parasite, il est possible de positionner des blaffes qui sont en fait des détecteurs et on observe là où des rayons non utiles frappent les parois et peuvent créer des points chauds.

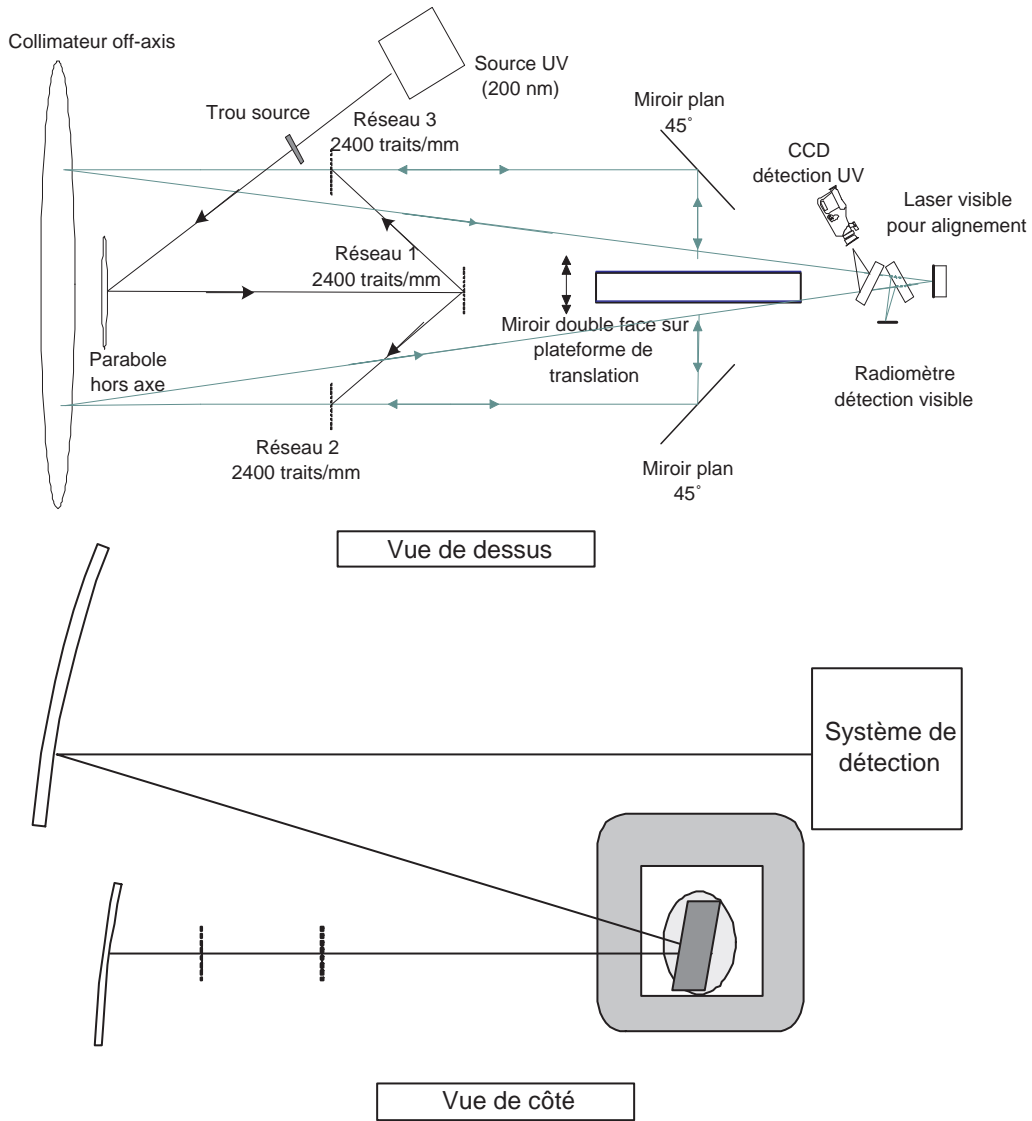


Fig. 7.1: Schéma optique du système optique choisi pour la maquette IFTSUV.

Simulation du fonctionnement dans le visible Dans un premier temps, les simulations réalisées ont concerné le fonctionnement de la maquette pour la voie de contrôle en lumière visible. La figure 7.2 illustre le tracé de rayon réalisé pour cette configuration de l'instrument, on voit également l'impact des rayons sur le détecteur. Un petit programme rédigé en basic permet de réaliser une simulation du fonctionnement de l'interféromètre. Ce programme consiste essentiellement en une boucle FOR. A chaque appel de la boucle, le miroir double face est déplacé, les rayons tracés, et l'intensité sur le détecteur enregistrée. Le résultat du programme est constitué de deux vecteurs l'un contenant les positions du miroir et l'autre contenant les intensités enregistrées. Ces données permettent de tracer l'interférogramme simulé et de calculer le spectre en appliquant la transformée de Fourier. Les résultats obtenus par ces simulations confirment le bon fonctionnement théorique de la maquette. Au cours de l'alignement de la maquette, il s'est avéré que la platine de translation avait une précision de positionnement plus faible que celle espérée (± 5 nm au lieu de ± 1 nm). J'ai donc simulé cette erreur de positionnement sur la maquette pour visualiser l'impact sur la qualité du spectre obtenu. Le résultat obtenu par simulation est illustré sur la figure 7.3. On observe une diminution du contraste des franges et une irrégularité de celles-ci. Le spectre est plus bruité et l'intensité du pic détecté plus faible mais il y a tout de même détection.

Simulation du fonctionnement dans l'ultraviolet L'étape suivante est la simulation du fonctionnement de la maquette IFTSUV dans l'ultraviolet. Ces simulations ont été effectuées pendant le montage et l'alignement de la maquette. Par rapport à l'instrument simulé précédemment, une source UV et un collimateur (parabole hors axe) ont été ajoutés, le système de lames a été remplacé par un miroir puisque l'UV est réfléchi par le revêtement sur la première surface de la première lame (voir annexe E partie 3). Le tracé de rayon pour cette configuration de la maquette IFTSUV est illustré sur la figure 7.4. La première simulation effectuée est celle d'une maquette idéale fonctionnant en lumière monochromatique à 200 nm. Le résultat de cette première simulation est illustré sur la figure 7.5 et confirme le bon fonctionnement et le bon choix de paramètres de la maquette. La figure 7.6 donne l'interférogramme simulé et le spectre obtenu lorsque la lumière incidente est composée de 11 raies de même intensité autour de 200 nm. Ensuite, comme la qualité des surfaces optiques pouvait s'avérer être un problème, j'ai décidé de simuler ma maquette "réelle", avec les erreurs de positionnement de la platine de translation supportant le miroir mobile et les qualités de surface des différentes optiques. Le logiciel Zemax ne prend pas en compte la qualité des surfaces de façon triviale, c'est à dire qu'il n'est pas possible d'indiquer au logiciel qu'une surface est à $\lambda/20$ par exemple.

La solution que j'ai trouvée pour remédier à ce problème est d'utiliser les surfaces de Zernike. Ces surfaces sont définies par les polynômes du même nom ; en utilisant un degré très élevé (supérieur à 200 dans ce cas) de ces polynômes, on obtient une surface composée de nombreux creux et bosses. Il suffit de transformer la qualité de surface RMS en qualité de surface "pic to valley" (PV) et on multiplie le polynôme de Zernike par le coefficient de qualité de surface PV pour obtenir une surface équivalente à une surface réelle de qualité donnée. Les miroirs (surfaces standards) sont directement transformés en surfaces de Zernike ; dans le cas des réseaux, j'ai placé une surface de Zernike immatérielle devant eux. Cette solution a cependant un gros inconvénient, elle demande un temps de calcul rédhibitoire. Pour effectuer une simulation à la bonne résolution, c'est à dire en balayant toute la course et en échantillonnant de façon à avoir la résolution souhaitée, il faut compter plusieurs semaines pour le calcul de seulement 5 000 rayons (une bonne étude quantitative s'effectue avec au moins 100 000 rayons). J'ai

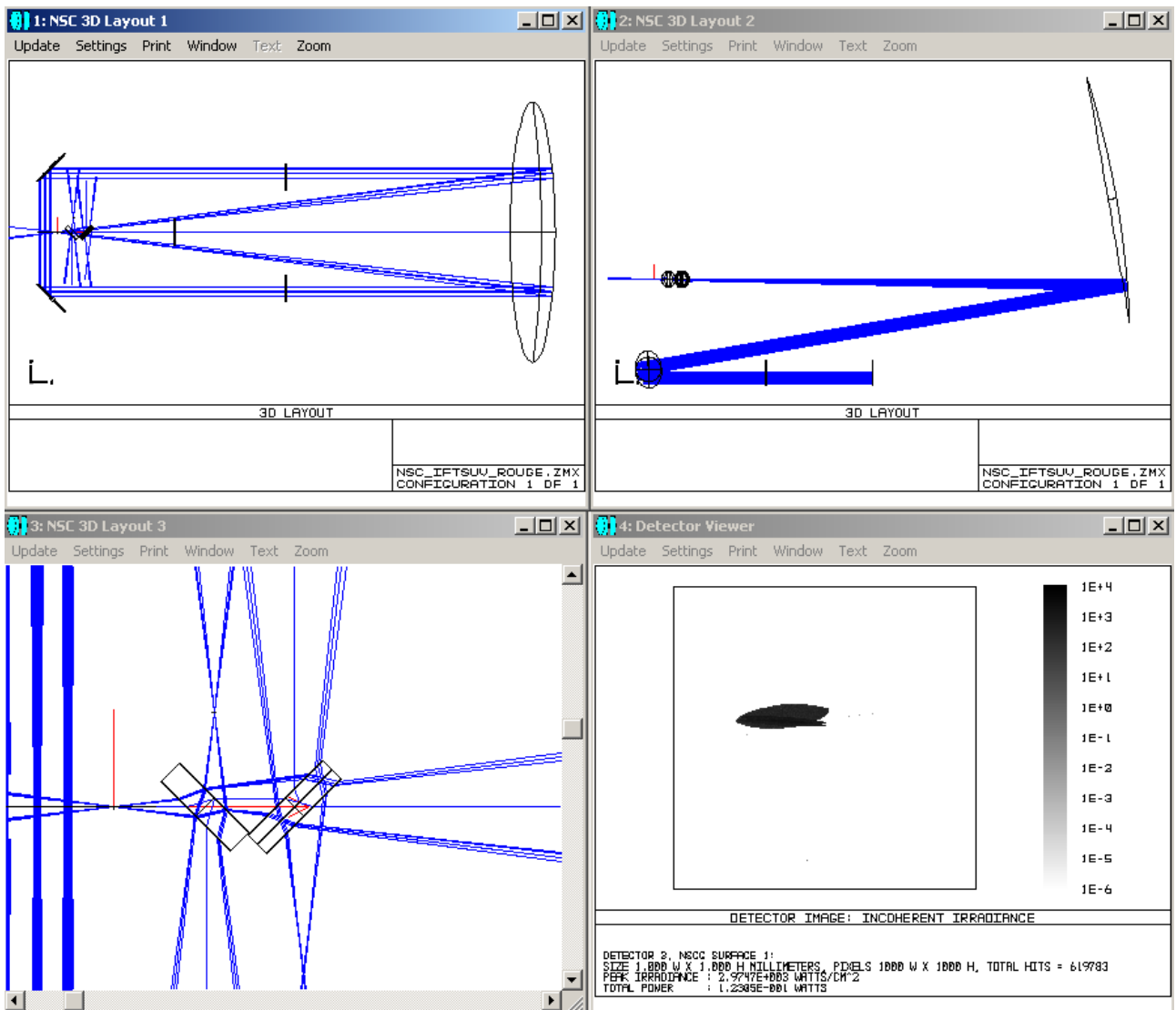


Fig. 7.2: Tracé de rayons et leur impact sur le détecteur dans la configuration voie de contrôle visible de la maquette IFTSUV.

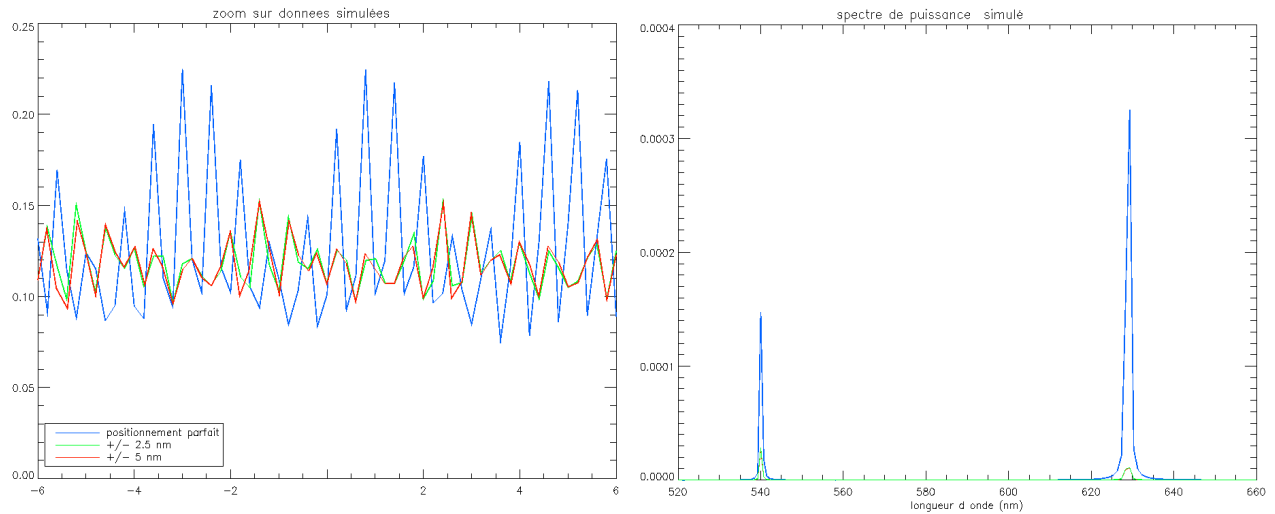


Fig. 7.3: Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette (fonctionnement dans le visible) en prenant en compte l’erreur de positionnement du miroir mobile.

donc été obligée de réduire la course et l’échantillonnage afin de maintenir les simulations dans des temps raisonnables (10 jours environ). Mais de ce fait les résultats de ces simulations ne peuvent servir d’élément de comparaison pour le fonctionnement réel de la maquette. La figure 7.7 donne un exemple de résultat obtenu en lumière monochromatique à 200 nm lorsqu’on prend en compte la qualité des surfaces et l’erreur de positionnement de la platine de translation. On peut comparer l’interférogramme et le spectre obtenu avec ceux obtenus dans le cas idéal. Cependant, les résultats obtenus pour cette simulation ne sont qu’une approximation et l’influence de la qualité de surface est inférieure à celle estimée dans le chapitre précédent (chapitre 6 section 3.2).

3 Montage et alignement de la maquette IFTSUV

3.1 Montage mécanique

3.1.1 Installation des composants

Les principales difficultés du montage mécanique sont l’encombrement sur le marbre, le co-alignement entre les deux plateformes supérieures et le niveau inférieur et l’orientation de toutes les surfaces optiques à la précision d’une seconde d’arc. Une des plateformes composant l’étage supérieur supporte le collimateur hors axe, l’autre supporte tout le système de détection et l’ensemble trou “ source ” /objectif (voir figure 7.1). Les montures sont standards et encombrantes ce qui rend les mesures de distance entre composants malaisées et donc approximatives. En effet, les vis de réglage de très haute précision (butées différentielles) sont très longues et les montures de miroirs pouvant accueillir ces vis sont encombrantes (taille caractéristique 70 mm pour un miroir de 25.4 mm de diamètre). Dans un premier temps, le positionnement des composants est effectué à la précision du millimètre. L’installation de la partie UV de l’instrument a été effectuée en fin thèse. Cette partie de l’instrument

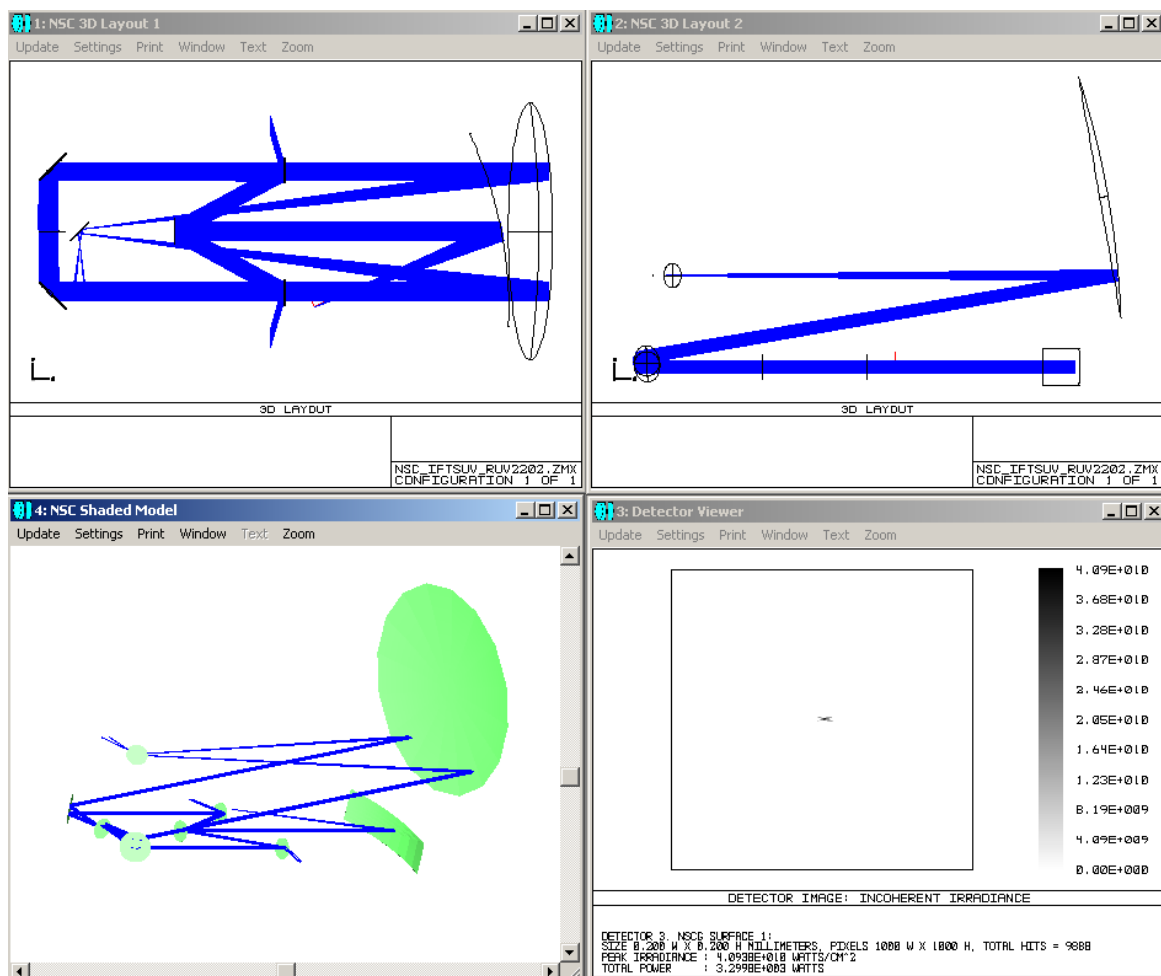


Fig. 7.4: Tracé de rayons et leur impact sur le détecteur dans la configuration voie UV de la maquette IFTSUV.

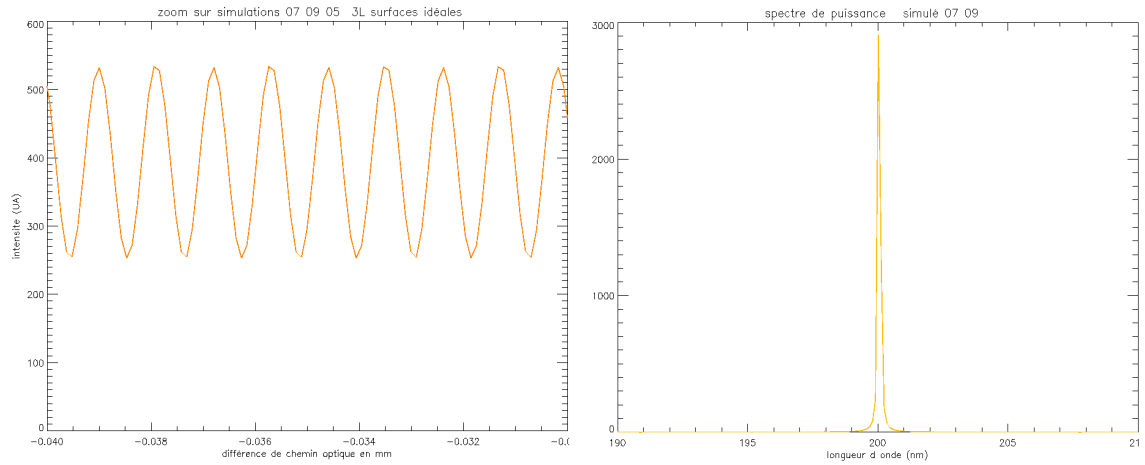


Fig. 7.5: Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette IFTSUV dans la configuration voie UV (lumière monochromatique à 200 nm).

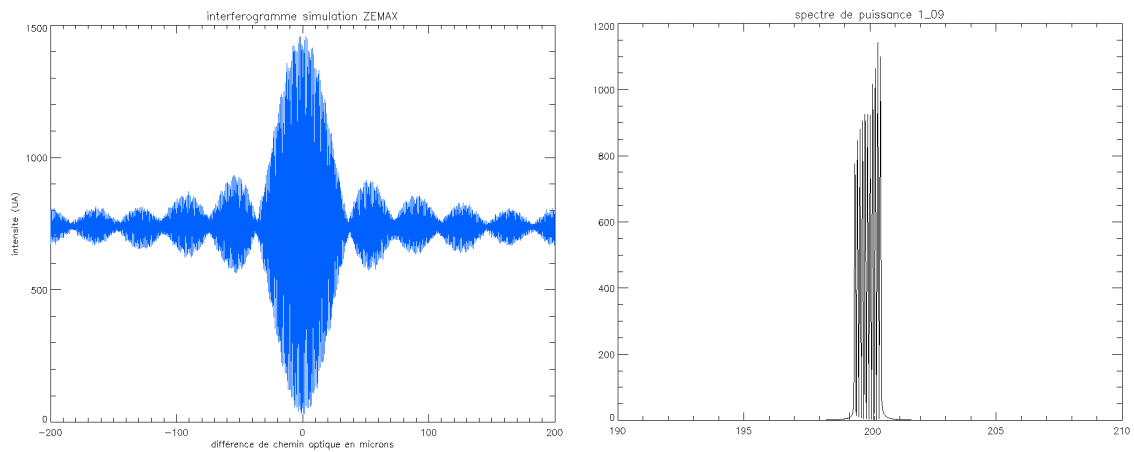


Fig. 7.6: Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette IFTSUV dans la configuration voie UV (11 raies autour de 200 nm).

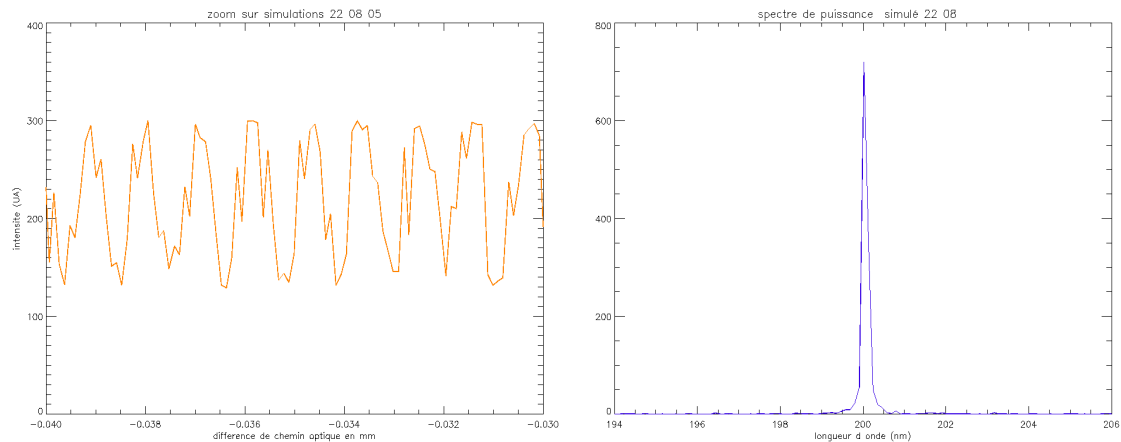


Fig. 7.7: Interférogramme et spectre obtenus par la simulation de la maquette (fonctionnement dans l’UV) lorsque des surfaces de Zernike sont ajoutées aux surfaces idéales pour simuler au mieux des surfaces réelles.

est constituée de deux sources, d’un système de mise en forme et de superposition des faisceaux émis par ces sources, d’un trou “ source ”, d’un collimateur et d’une caméra CCD sensible dans l’UV. Les deux sources ont été préalablement utilisées lors des étalonnages et tests de l’instrument SUMER de 1992 à 1994 ; il s’agit d’une lampe à cathode creuse Néon-Platine émettant des raies en dessous de 200 nm et d’une lampe au Xénon émettant un spectre continu de 180 nm à plus de 1300 nm (voir Annexe E). Deux miroirs et une lame semi réfléchissante permettent de surperposer les faisceaux sur le trou source. Le faisceau peu intense de la lampe à cathode creuse a été focalisé sur le trou à l’aide d’une lentille en MgF_2 . Le trou “ source ” est placé au foyer d’une parabole hors axe, créant ainsi un faisceau collimaté en incidence normale sur le réseau central. La caméra CCD, dont le fonctionnement est décrit en annexe 5.2, est installée au niveau supérieur, une lentille permet de réimager les taches images superposées sur le détecteur.

3.1.2 Orientation des surfaces optiques

Toutes les optiques doivent être inscrites dans des plans rigoureusement parallèles à un plan de référence, ou orthogonal dans le cas du miroir mobile. C’est le cas également pour les miroirs à 45° qui ne seront inclinés de quelques degrés qu’en fin de réglage, et qui serviront auparavant de référence intermédiaire pour certains réglages. La tolérance pour les orientations de surface est de l’ordre de la seconde d’arc. Les mesures d’orientation sont effectuées à l’aide d’un auto collimateur (Möller-Wedel, précision : 0.3”) associé à un miroir double face et d’un prisme dont les trois faces sont réfléchissantes. Le parallélisme entre les deux faces du miroir est de 2” : c’est donc une première limitation de l’alignement. Le réseau central est choisi comme plan de référence, on l’oriente perpendiculairement au montant de la platine de translation (voir figure 7.8). Puis une référence secondaire, un grand miroir plan dont la surface est réglée parallèle au réseau, est installée à l’extérieur de l’instrument pour être plus accessible (figures 7.9 et 7.10). L’encombrement sur le marbre n’a pas permis d’installer d’autres références secondaires.

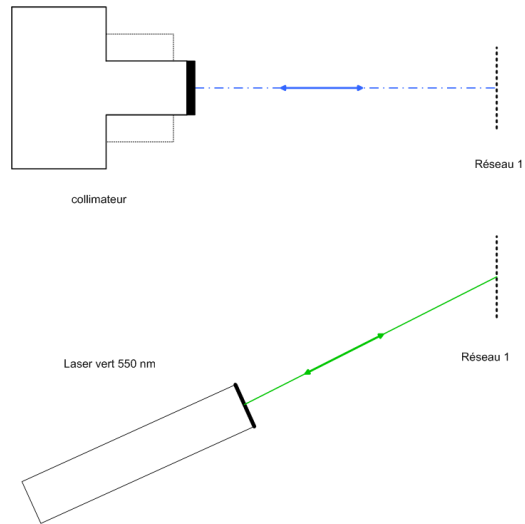


Fig. 7.8: Alignement du réseau central.

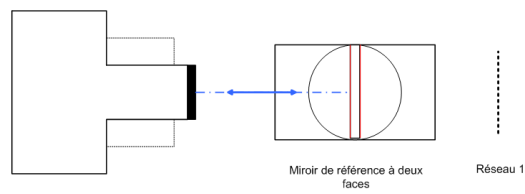


Fig. 7.9: Installation d'une surface de référence extérieure.

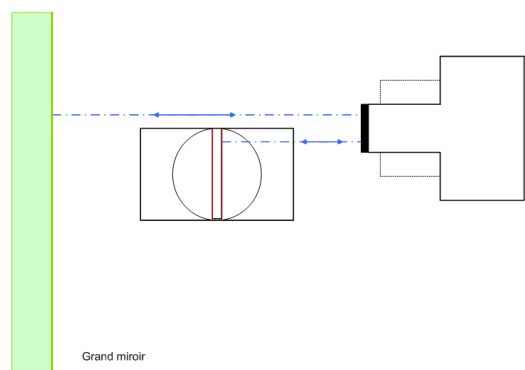


Fig. 7.10: Installation d'une surface de référence extérieure.

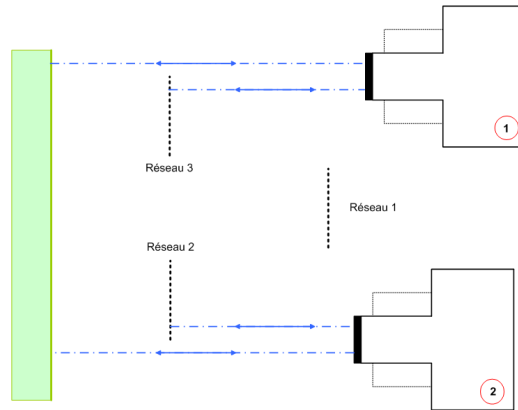


Fig. 7.11: Alignement des réseaux secondaires.

Les traits du réseau central (réseau 1) sont alignés verticalement en utilisant le laser vert ($\lambda = 543.5 \text{ nm}$) en auto collimation. Le laser fait un angle de 40.66° avec le réseau, ce qui correspond à la diffraction dans le premier ordre (voir figure 7.8).

Les deux réseaux symétriques (réseaux 2 et 3) sont ensuite alignés à l'aide du collimateur en utilisant la référence secondaire (voir figure 7.11). L'orientation des traits des deux réseaux est réglée parallèlement aux traits du réseau 1 en utilisant un laser bleu ($\lambda = 484 \text{ nm}$). Les faibles distances entre les réseaux 2 et 3 d'une part et entre ces réseaux et le réseau central d'autre part ne permettaient pas d'utiliser le laser vert. L'angle de diffraction dans le premier ordre pour le laser bleu vaut 35.5° (voir figure 7.12).

Le miroir mobile est ensuite aligné en utilisant le prisme, l'auto collimateur et un des réseaux secondaires comme illustré sur la figure 7.13. La qualité de l'angle droit du prisme a été mesurée auparavant et vaut 5 secondes d'arc, ce qui est une nouvelle limitation de l'alignement global de la partie inférieure de la maquette. Le parallélisme entre les faces du miroir est meilleur que $10''$ (données constructeur); un contrôle rapide de l'alignement de l'autre face du miroir à l'aide du même montage permet de s'assurer que cette valeur est correcte.

Enfin les miroirs à 45° sont alignés à l'aide du prisme et de l'auto collimateur en utilisant le miroir mobile et le réseau secondaire du bras en question comme illustré sur la figure 7.14.

Ensuite les deux plateformes constituant l'étage supérieur de la maquette sont installées. Ces plateformes sont constituées de plaques d'aluminium percées supportées par quatre pieds de hauteur fixe. Afin d'assurer la rigidité de l'ensemble des plateformes supérieures et du banc d'optique inférieur, des tiges d'aluminium viennent relier les deux parties supérieures. La parabole hors axe qui assure la recombinaison des faisceaux est installée sur une des plateformes. L'autre plateforme supporte l'ensemble des systèmes de détection ainsi que la partie source visible servant à l'alignement et au fonctionnement dans le visible décrit plus loin. L'encombrement sur cette partie de la maquette est particulièrement critique comme on peut le voir sur la figure 7.15.

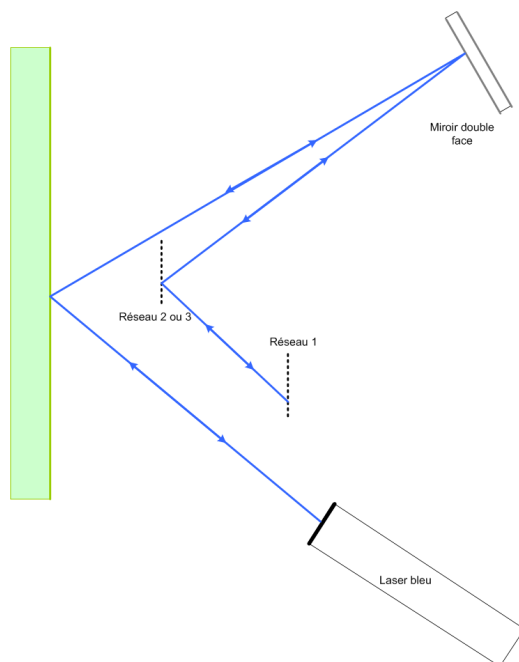


Fig. 7.12: Alignement des traits des réseaux secondaires parallèle à ceux du réseau central.

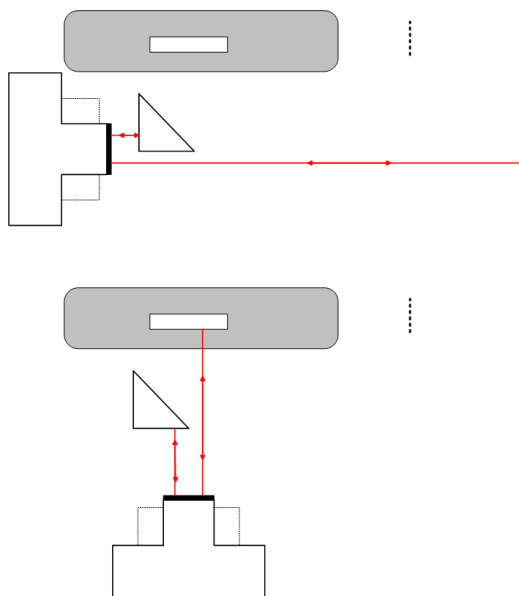


Fig. 7.13: Alignement du miroir double face.

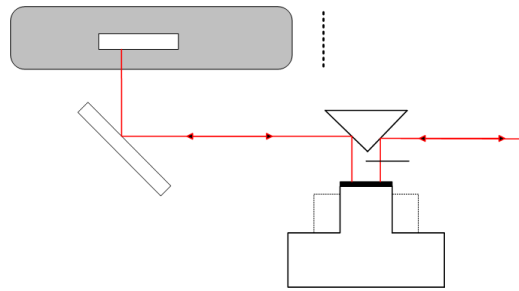


Fig. 7.14: Alignement des miroirs à 45°.



Fig. 7.15: Photographies de la maquette IFTSUV montrant en particulier la plateforme supérieure.

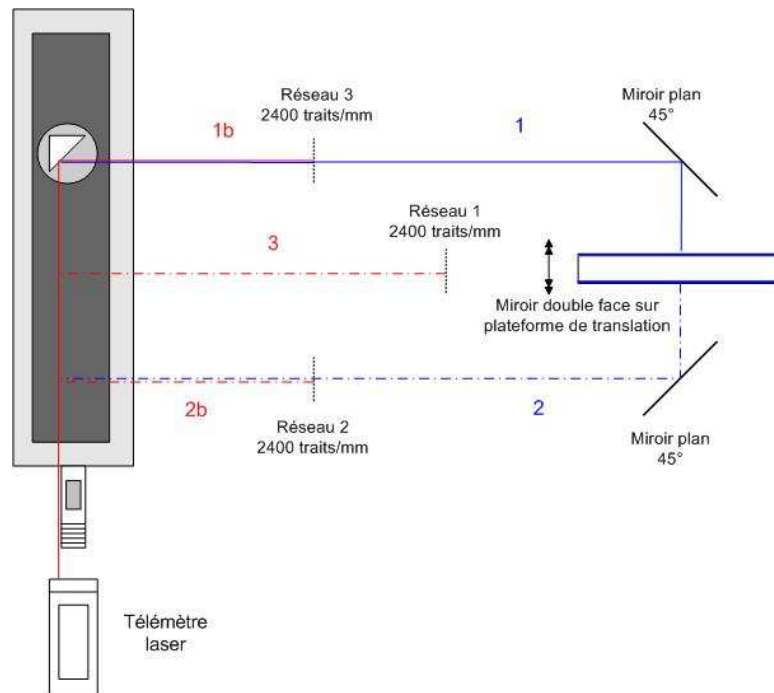


Fig. 7.16: Schéma montrant les différentes étapes de la mesure de la différence de chemin optique entre les bras de l'interféromètre. Les mesures 1 et 2 et les mesures 1b et 2b doivent être égales pour avoir l'égalité des chemins optiques. La mesure 3 permet de régler la distance entre les réseaux.

3.1.3 Mesure du chemin optique

Un premier système interférométrique avec deux faisceaux laser stabilisés en fréquence avait été choisi pour effectuer des mesures de distance avec une précision de l'ordre du nanomètre. Cependant, il s'est avéré que le système n'était capable de mesurer que des variations de distances et non des distances absolues. Ce système pourra néanmoins être utilisé pour le contrôle du déplacement du miroir sur la platine de translation mais également comme source laser stabilisée pour les alignements dans le visible.

Le contrôle et la correction de la position des différents éléments optiques ainsi que la mesure du chemin optique sur les deux bras de l'interféromètre ont été réalisés à l'aide d'un télemètre laser (Leica Disto pro A, précision : 1.5 mm). Destiné principalement aux géomètres, ce système effectue des mesures de distance absolue mais sa précision est faible. Comme ce système ne travaille que sur des surfaces diffusantes, un cache diffusant a été placé devant les réseaux pour effectuer les mesures. Le principe de la mesure est illustré sur la figure 7.16. Ce système permet donc de s'approcher du réglage de l'interféromètre à égalité des chemins optiques avec une précision d'un millimètre et demi, le réglage sera ensuite affiné en balayant la position du miroir sur toute la course de la platine de translation. Si l'égalité des chemins optiques n'est pas atteinte sur la course du miroir, il faudra modifier la position d'un miroir à 45° de moins d'un demi millimètre et recommencer un balayage.

3.2 Différentes étapes de l'alignement

3.2.1 Alignement dans le visible

Cette première étape s'effectue en autocollimation sur les réseaux symétriques. La division du front d'onde se fait physiquement par diaphragmation sur le miroir double face. Le faisceau lumineux est formé par diffraction par un trou de 5 ou 10 μm .

Dans un premier temps, il faut régler l'axe optique supérieur (alignement trou \leftrightarrow centre du miroir) et placer le trou exactement au foyer de la parabole hors axe. Il faut d'abord s'assurer que les éléments optiques sur les deux supports sont à la même hauteur. Ensuite, la source est alignée en visant précisément à l'aide d'un réticule, le centre de la portion de parabole. Un interféromètre de type "shear plate" placé dans le faisceau collimaté permet de régler la position du trou au foyer du miroir (Annexe C). L'orientation de la parabole est réglée et contrôlée en utilisant un analyseur de front d'onde (HASO, Imagine optic, type Shack-Hartmann). Ces réglages sont effectués sans le système de lames dichroïques pour ne pas superposer l'astigmatisme dû au système de lames à celui dû à une éventuelle mauvaise orientation de la parabole. Une fois les lames installées, il faut régler à nouveau la position du foyer puisque l'effet des lames est d'avancer le foyer d'environ 3 mm.

Pour connaître la position du foyer du collimateur hors axe sur le détecteur CCD, on utilise un miroir plan incliné réglé pour effectuer l'auto collimation. On repère alors sur le détecteur la position de l'image du trou source, les images issues des deux bras de l'interféromètre devront se superposer exactement à cette position. Les deux tâches images obtenues sont déplacées en modifiant l'orientation des miroirs à 45° . Il est parfois nécessaire de modifier l'éclairage pour obtenir deux tâches d'intensité identiques; si ce n'était pas le cas la visibilité, contraste, des franges serait diminuée.

Pour obtenir une précision meilleure que le millimètre pour l'égalité des chemins optiques, il faut effectuer un balayage de la position du miroir double face sur la platine de translation. Si le système est correctement aligné et proche de l'égalité des chemins optiques, l'intensité enregistrée en sortie sur le détecteur CCD fait apparaître des franges d'interférences. L'alignement avec le laser vert est considéré atteint lorsque les franges présentent un contraste maximum.

3.2.2 Alignement dans l'ultraviolet

Dans un premier temps, il convient d'aligner le trou source avec le collimateur, une fois que celui ci est orienté correctement face au réseau central. L'alignement se fait à l'aide d'un laser rouge comme illustré sur la figure 7.17 : on vérifie à l'aide de l'interféromètre de type "shear plate" que le faisceau est bien collimaté. L'alignement pourrait être amélioré en utilisant l'analyseur de front d'onde mais la hauteur du faisceau sur le marbre rend cette mesure impossible.

Ensuite, les miroirs et la lame semi-réfléchissante sont alignés de façon à superposer les faisceaux issus des deux sources placées à l'extérieur du capot protégeant l'instrument des lumières parasites. Les deux sources présentant une partie visible dans leur spectre, on peut s'assurer de leur bonne orientation avant et après le trou source. La photographie 7.18 montre l'agencement des sources UV à l'extérieur du capot protégeant la maquette.

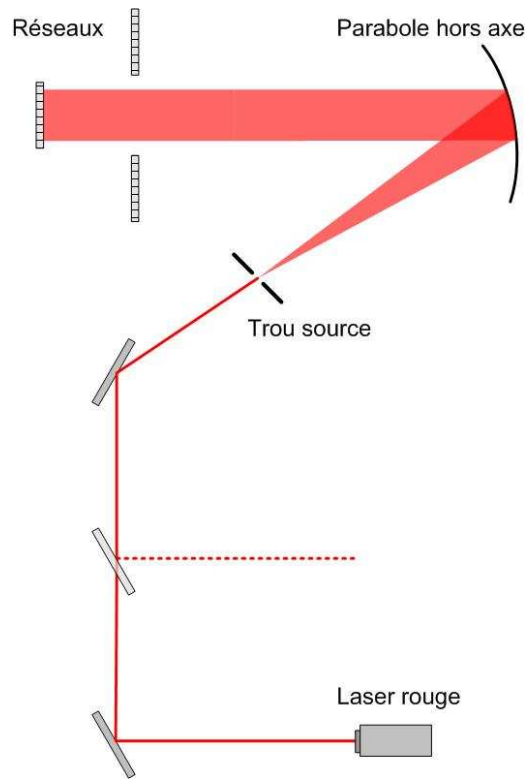


Fig. 7.17: Schéma de principe montrant l'alignement, à l'aide d'un laser rouge, de la voie UV jusqu'au réseau central.

Les faisceaux sont ensuite diffractés par le réseau central. On peut observer le spectre visible (dans le violet et le bleu) des deux sources lumineuses diffracté par le réseau (voir figure 7.19). Cela permet notamment de vérifier l'orientation des faisceaux dispersés. L'alignement a été effectué dans le visible. Il n'est pas possible de vérifier les faisceaux ultraviolets dans cette région, leur intensité est insuffisante pour faire fluorescer les cartes de visualisation UV. Il faudrait pouvoir placer le détecteur UV sur le chemin optique mais la taille de la caméra ne le permet pas.

A l'étage supérieur, la caméra et la lentille permettant de réimager les taches images sont co-alignées en utilisant un laser rouge. La voie UV est alors alignée de la façon la plus précise possible dans ces conditions; et les tests sur la voie UV peuvent commencer.

3.3 Résultats de l'alignement

Une fois la maquette montée et alignée comme cela a été décrit au chapitre précédent, j'ai réalisé les premiers tests sur la voie visible. Ces tests ont consisté à enregistrer des interférogrammes en lumière visible pour s'assurer du bon fonctionnement et alignement de la partie interférométrique de la maquette IFTSUV. Cette première partie de tests a également été l'occasion de tester le fonctionnement de la platine de translation. Ainsi, j'ai observé que l'axe de translation de la platine (Z) n'est pas

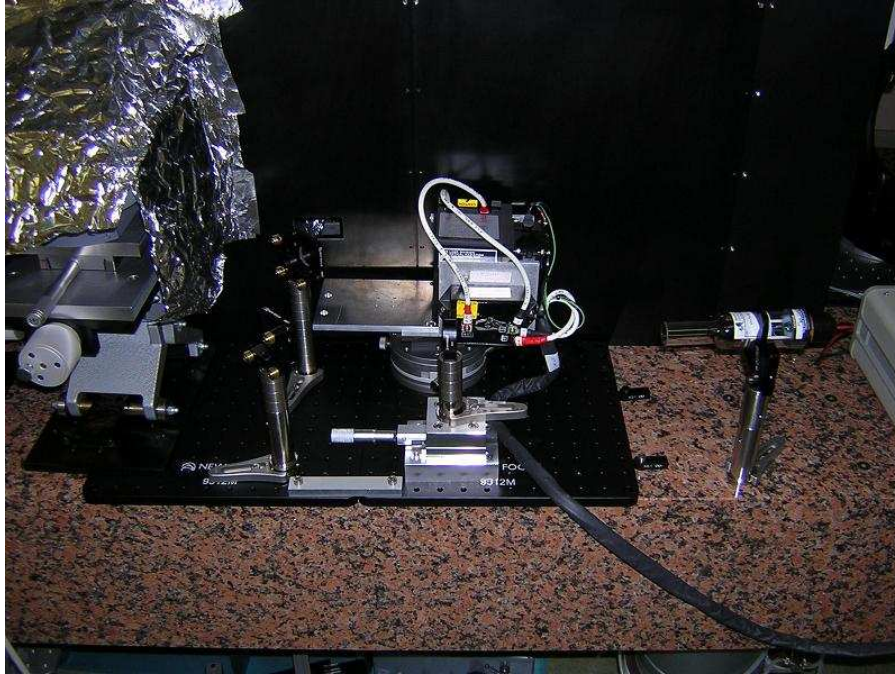


Fig. 7.18: Photographie montrant la partie mise en forme des faisceaux UV à l'extérieur du capot protégeant la maquette.

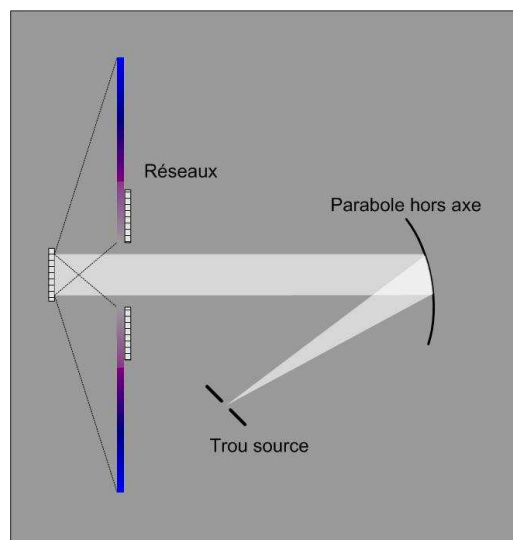


Fig. 7.19: Schéma de principe montrant la dispersion de la lumière blanche par le réseau central.

$\lambda = 633 \text{ nm}$		$\lambda = 543 \text{ nm}$	
Valeurs théoriques	Valeurs expérimentales	Valeurs théoriques	Valeurs expérimentales
R=1706 $\delta\lambda = 0.37 \text{ nm}$	R=745 $\delta\lambda = 0.85 \text{ nm}$	R=1988 $\delta\lambda=0.27 \text{ nm}$	R=705 $\delta\lambda=0.77 \text{ nm}$

Tab. 7.2: Pouvoirs de résolution et résolutions spectrales obtenus au cours des tests de la maquette dans le domaine visible et comparés aux valeurs attendues.

parfaitement perpendiculaire à la monture de la platine qui a servi de référence lors du montage de la maquette. En conséquence, les taches images ne restent pas parfaitement superposées tout au long de la course, les interférences ont alors lieu uniquement dans la zone où se superposent les faisceaux, ce qui entraîne une diminution du contraste des franges. Ce défaut d'orientation de l'axe de translation est compensé en utilisant les deux autres éléments piezo-électriques de la platine (θ_X et θ_Y). Cette compensation n'est pas parfaite car elle se fait pas à pas, on observe d'abord la séparation puis la superposition des taches pour chaque pas. En raison de l'incertitude sur la valeur du déplacement de chacun des trois éléments piezo à chaque pas, la superposition n'est pas toujours aussi bonne d'un pas au pas suivant.

Une fois la compensation réglée, l'interférogramme peut être enregistré. Les données concernant la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre sont fournies par les capteurs de position capacitifs de la platine. L'intensité est enregistrée par la caméra CCD dans le plan focal du collimateur. La figure 7.20 donne un exemple d'interférogramme enregistré et de spectre obtenu par transformée de Fourier. Les franges sont très irrégulières, leur contraste est compris entre 5 et 10 %, et la périodicité de l'interférogramme est difficilement décelable à l'oeil nu. L'irrégularité des franges n'est pas surprenante en raison de l'incertitude de positionnement de la platine de translation comme l'ont montré les simulations réalisées sur ordinateur et exposées dans le chapitre précédent. Le contraste des franges n'a pas pu être amélioré au delà de 10 % malgré plusieurs réaligements de la maquette.

Ensuite, des tests ont été réalisés en utilisant deux lasers (vert et rouge) : un résultat typique est illustré sur la figure 7.21. Les battements attendus entre les deux longueurs d'onde sont imperceptibles, même si les deux raies sont détectées. Les résolutions spectrales et les pouvoirs de résolution obtenus au cours des tests dans le visible sont reportés dans le tableau 7.2. Dans le cadre des tests dans le domaine visible, la différence de chemin optique entre les deux bras de la partie interférométrique est égale à huit fois le déplacement du miroir et la course maximale de la platine de translation est de $135 \mu\text{m}$.

Suite à ces tests à deux longueurs d'onde, une lampe à lumière blanche a été installée afin de régler la maquette à l'égalité des chemins optiques. Avec cette lampe utilisée comme seule source dans un premier temps, les enregistrements n'ont pas permis de détecter de spectre. Afin d'avoir un repère spectral, le faisceau laser vert a été superposé au faisceau lumière blanche. Dans cette configuration, la raie laser vert a toujours été détectée mais pas le spectre de la lumière blanche. Plusieurs raisons peuvent expliquer cet échec, l'interféromètre est réglé trop loin de l'égalité des chemins optiques et on se trouve alors trop loin dans les pieds de l'interférogramme, l'intensité du faisceau de lumière blanche est trop faible pour que des interférences soient détectées, ou les variations temporelles de l'intensité de la lampe à lumière blanche sont trop importantes.

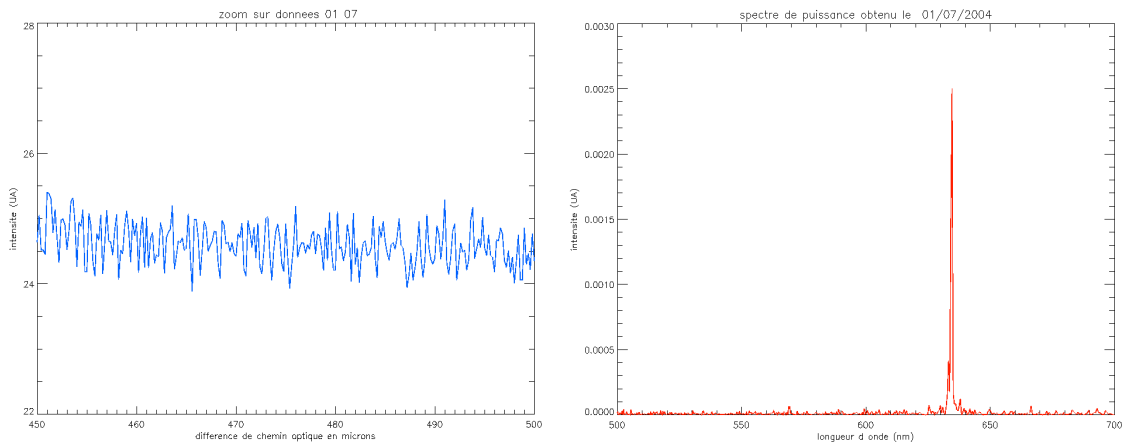


Fig. 7.20: Interférogramme et spectre obtenus lors des tests de la maquette IFTSUV en lumière visible (source : laser rouge, 633 nm).

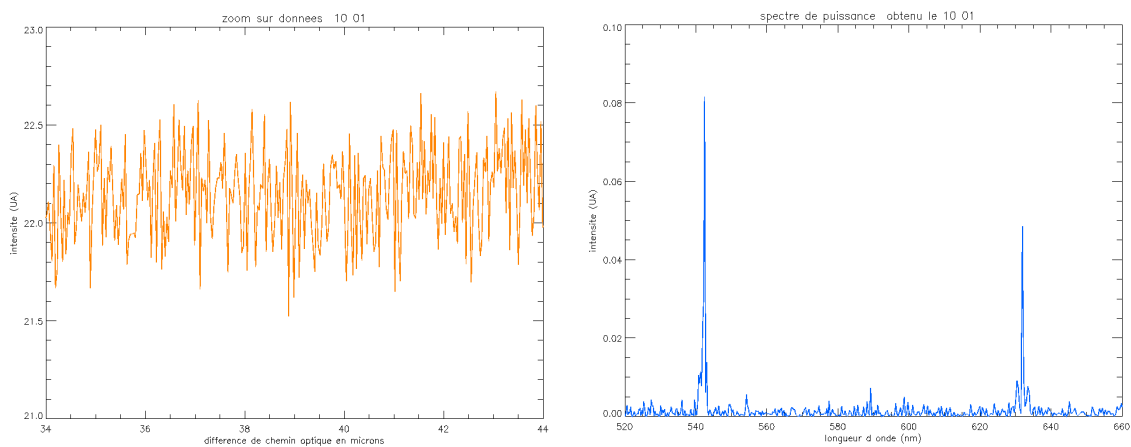


Fig. 7.21: Interférogramme et spectre obtenus lors des tests de la maquette IFTSUV en lumière visible. Dans le cas présent, un laser vert et un laser rouge étaient utilisés comme source visible.

4 Conclusion

Le choix du système optique pour la réalisation de la maquette démonstrateur du fonctionnement d'un IFTSUV a été contraint par différents paramètres techniques détaillés dans ce chapitre comme l'espace disponible pour réaliser l'instrument, le temps imparti, la course maximale des platines de translation disponibles ... La réalisation et les simulations du fonctionnement de la maquette ont permis notamment de mettre en avant les points durs de ce type d'instruments particulièrement dans ce domaine de longueur d'onde. La qualité et le nombre des surfaces ainsi que leur alignement est comme annoncé dans le chapitre 6 une difficulté à ne pas négliger.

Ainsi à la suite des premiers tests réalisés, il apparaît primordial d'ajouter un système de métrologie afin de pouvoir maîtriser la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre. Les évolutions du système optique de la maquette seront abordées dans le chapitre suivant concluant ses travaux.

Chapitre 8

Conclusions

1 Développements futurs

La réalisation de la maquette, son alignement et et les différents tests décrits dans le chapitre précédent ont nourri une réflexion sur les améliorations et les modifications à apporter au concept optique ou au choix de différents paramètres et matériels. Les premières conclusions issues de cette réflexion sont exposés ici. Les éléments qui suivent doivent être encore développés avant d'être intégrés sur la maquette, ce sont des pistes d'étude pour la suite du projet IFTSUV. Le passage obligé dans une cuve à vide pour tester l'instrument à la longueur d'onde pour laquelle il a été conçu nécessite de reconstruire une maquette avec des éléments (montures, platines de mouvement, détecteurs) adaptés au vide ou pouvant être montés à l'extérieur de la cuve. C'est donc l'occasion de revoir le schéma optique de l'instrument.

1.1 Modifications du système optique

1.1.1 Suppression du miroir double face

L'utilisation d'un miroir double face était nécessaire en raison de la course trop petite de la platine de translation. Cependant, ce choix exige le repliement des faisceaux sur chaque bras de l'interféromètre par un miroir plan orienté à 45° . Cela impose donc une réflexion supplémentaire sur chaque bras avec les conséquences suivantes : perte de flux, source de désalignement et de déformation du front d'onde. Actuellement les industriels proposent des platines de translation de précision nanométrique ayant des courses allant jusqu'à 1000 microns suivant le nombre d'axes (course maximale pour un seul axe). La platine actuelle possède un axe de translation (Z) et deux axes pour les rotations suivant l'axe X (θ_X) et l'axe Y (θ_Y) afin de compenser les erreurs d'orientation de la platine. Il serait envisageable de placer une platine de translation de haute précision (un seul axe) sur un système d'orientation manuel 4 axes (X , Y , Z et θ_Y). Une autre solution serait de développer ou faire développer une platine de translation répondant précisément à notre cahier des charges, non seulement pour la longueur de la course mais aussi pour l'encombrement de la platine. En effet, les distances entre les réseaux de diffraction déterminent la largeur et le centre de la bande passante comme décrit dans la partie 3 du chapitre 7, et l'encombrement de cette platine pourrait être un problème.

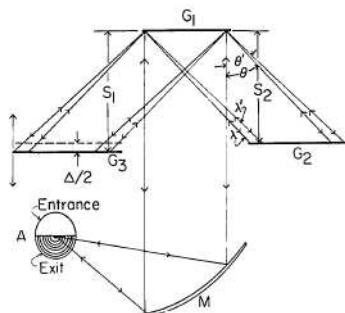


Fig. 8.1: Schéma de principe d'un spectromètre à transformée de Fourier dont un réseau secondaire sert de miroir mobile ([Kruger et al., 1973]).

1.1.2 Chemin optique dans un plan unique

Une autre difficulté rencontrée au cours de l'alignement de la maquette IFTSUV est la répartition des optiques sur deux plateformes. Cette disposition des optiques est due à l'utilisation d'une parabole hors axe pour la recombinaison des faisceaux. Afin de rester globalement dans un même plan même si les faisceaux ne sont pas strictement superposés, il serait nécessaire de faire un second passage sur les réseaux. Ainsi deux problèmes seraient résolus en même temps : le système optique se situerait sur un seul plan et les interférences n'auraient plus lieu seulement au foyer de la parabole hors axe. Cependant cette solution rajoute deux réflexions sur chaque bras, une seule par rapport à la maquette actuelle si la modification proposée dans la partie précédente est mise en place.

1.1.3 Réseau mobile

Si le nombre de réflexions s'avère critique, par exemple en raison du type de télescope choisi pour précéder le spectromètre, ou si l'encombrement de l'instrument est trop important, il est envisageable d'utiliser un des deux réseaux secondaires comme extrémité mobile d'un bras de l'interféromètre. Le faisceau incident sur le réseau central est diffracté dans les ordres +1 et -1 et ces deux faisceaux sont à leur tour diffractés dans le second ordre par les réseaux secondaires identiques au réseau central. Les faisceaux diffractés dans le second ordre retournent directement sur le réseau central où ils sont recombinaisonnés (voire figure 8.1). Cette solution a été proposée par Kruger en 1972 [Kruger et al., 1973] et testée dans le visible. En faisant se déplacer un réseau, la bande passante est légèrement modifiée (quasiment négligeable sur de si faibles courses) mais cela peut de toutes façons être en partie compensé en faisant se mouvoir le réseau non pas suivant sa normale mais suivant l'axe du faisceau diffracté dans le second ordre. Cette solution à l'avantage de combiner une réduction du nombre de réflexions et la recombinaison des faisceaux sur le réseau central comme exposé dans le point précédent.

1.2 Ajout d'un système de métrologie

Les difficultés de vérification de l'alignement dans la voie UV exposées dans le chapitre précédent sont dues au fait que la voie de contrôle (lumière visible) et la voie de fonctionnement (lumière UV) ne

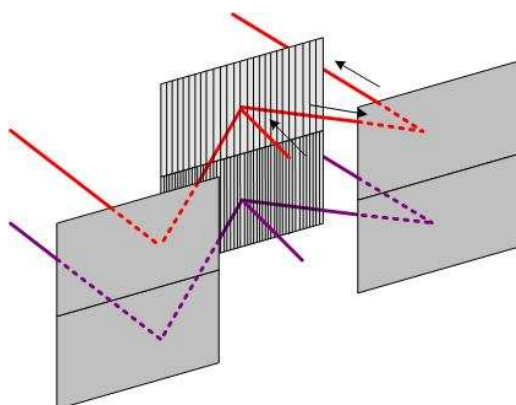


Fig. 8.2: Schéma de principe du système de réseaux dans le cas d'une juxtaposition des voies de contrôle et de fonctionnement.

suivent pas les mêmes chemins optiques. Le problème se situe au niveau du système de réseau puisqu'il est impossible de superposer exactement lumière visible et UV en raison de la différence d'angle de diffraction. Une des solutions possibles est d'utiliser un double système de réseaux séparés de quelques dizaines de millimètres verticalement mais maintenus solidaires. Le schéma de principe de ce double système de réseau est illustré sur la figure 8.2. Avec ce système les deux voies emprunteraient le même chemin optique en étant uniquement décalées verticalement. Théoriquement cette solution est très efficace, mais techniquement elle risque de s'avérer difficile à mettre en place. En effet, il faut s'assurer du parallélisme entre les traits des réseaux UV et visibles au sein d'un groupe de deux réseaux mais également entre les 3 groupes de réseaux. Les réseaux visibles et UV doivent être accolés pour éviter que les voies UV et visibles soient trop distantes l'une de l'autre, mais cela rendra impossible une modification de l'alignement relatif des traits des réseaux. La faisabilité de cette solution doit donc être envisagée plus avant avec l'industriel ou le laboratoire qui fournirait le système de réseaux mais elle apparaît comme essentielle pour contrôler activement la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Un spectro-imageur performant ne pourra se faire qu'au prix de cette modification.

1.3 Conclusion

Plusieurs pistes sont actuellement à l'étude pour améliorer le schéma optique de l'IFTSUV. Toutes ne seront pas forcément mises en oeuvre, toutes ne sont d'ailleurs pas compatibles, il faudra choisir le meilleur compromis. Seul le système de métrologie apparaît indispensable, et sera mis en place même si cela ne se fait pas exactement sous la forme décrite précédemment. Les études de ces modifications du système optique se font dans un premier temps par des simulations à l'aide du logiciel Zemax pour s'assurer du fonctionnement théorique. La figure 8.3 montre un exemple d'étude tenant compte de modifications présentées dans ce chapitre. Puis une étude mécanique et technique de manière générale devra être menée de façon approfondie pour vérifier que l'encombrement des différentes pièces mécaniques n'est pas incompatible avec le bon fonctionnement de l'instrument et la réalisation des tous les tests d'alignement. La nouvelle maquette devra être testée dans l'air dans un premier temps puis installée dans une cuve à vide pour être testée à H-Lyman α sans subir de modifications. Les nouveaux éléments devront donc être, dès le départ, compatibles avec le fonctionnement sous vide.

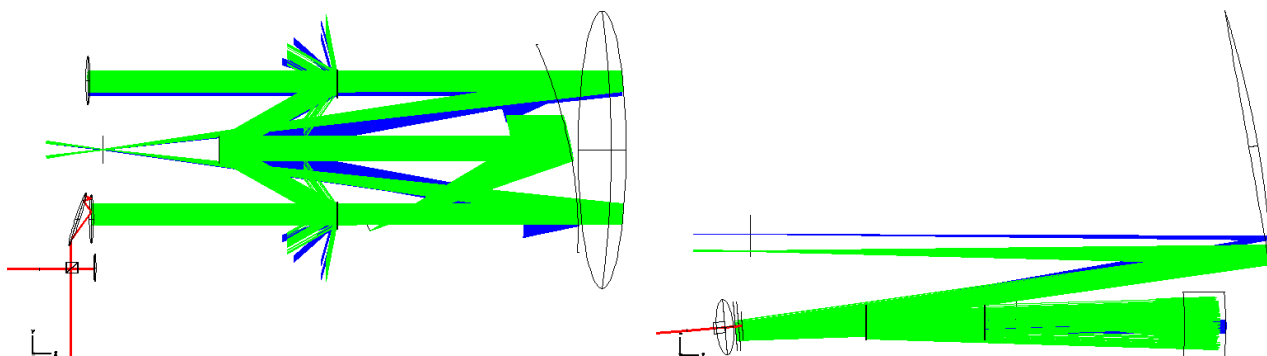


Fig. 8.3: Schéma optique de la maquette IFTSUV tenant compte de certaines modifications proposées dans ce chapitre : ajout d'un système de métrologie (rayons rouges) et juxtaposition des voies UV et visible (rayons vert et bleu), suppression du miroir double face et du système de lames dichroïques rendues inutiles par la juxtaposition des voies UV et visibles.

2 Conclusions

2.1 Expression du besoin scientifique et définition du projet

Depuis l'accès à l'espace, la physique solaire s'est ouverte à un nouveau domaine du spectre solaire : l'ultraviolet. L'observation du Soleil dans ces longueurs d'ondes est capitale pour la compréhension des phénomènes physiques dont l'atmosphère solaire est le siège. Spectrométrie et imagerie UV ont évolué conjointement grâce aux progrès technologiques en matière de détection, de support et de moyen de calcul et d'emport des instruments. Les résolutions spectrale, spatiale et temporelle des instruments ont augmenté progressivement améliorant les connaissances et soulevant toujours de nouvelles interrogations. Pour y répondre, spectrométrie et imagerie sont souvent nécessaires comme le montrent l'étude des données du second vol fusée VAULT (chapitre 4). Mais malgré l'existence de campagnes d'observations coordonnées entre différents instruments (campagnes MEDOC par exemple), il n'est pas toujours aisé de combiner spectres et images. En effet, les cadences, les résolutions spatiales, les longueurs d'onde, les pointages, et la synchronisation des différents instruments disponibles coïncident rarement. Afin de surmonter en partie ces difficultés, il a été envisagé depuis le début des années 70 d'associer imagerie et spectrométrie ultraviolette dans un même instrument. Quelques tentatives se sont avérées infructueuses mais les résultats fournis par ce type d'instrument à d'autres longueurs d'onde ainsi que les progrès technologiques permettent d'envisager maintenant la réalisation d'un spectromètre imageur dans l'ultraviolet et plus particulièrement dans la raie H-Lyman α .

La solution la plus performante dans les autres domaines de longueurs d'onde est la spectro-imagerie à transformée de Fourier. Un spectromètre imageur à transformée de Fourier est constitué d'un télescope, d'un interféromètre et d'un système de détection. Le principe de fonctionnement de ce type d'instrument est simple : l'intensité en tout point de la figure d'interférence enregistrée sur le détecteur en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre est la transformée de Fourier du spectre de la lumière entrant dans l'interféromètre. Les spectromètres à transformée de Fourier présentent deux avantages majeurs par rapport aux autres spectromètres, les avantages de Felgett et Jacquinot. Le premier vient du fait que les spectromètres à transformée de Fourier enre-

gistrent simultanément les contributions de tous les éléments spectraux, le second vient du fait que la résolution n'étant pas obtenue par la largeur d'une fente, ces spectromètres peuvent avoir une plus grande ouverture (et donc recueillir plus de flux) et donc faire de l'imagerie.

La première phase de la réalisation d'un tel instrument dans l'UV est de créer une maquette afin de tester le principe de fonctionnement, ses performances et de mettre en lumière les limitations du concept. C'est ce qui a été réalisé au cours de cette thèse dans le cadre du programme de Recherche et Technologie du CNES.

2.2 Résultats obtenus

Le choix de l'interféromètre pour réaliser l'IFTSUV est contraint par la longueur d'onde. En effet, afin d'obtenir les performances souhaitées dans l'ultraviolet lointain, il est nécessaire d'utiliser un système composé uniquement de miroirs ou de réseaux de diffraction en réflexion et de limiter au maximum le nombre de réflexions (et donc le nombre de surfaces). L'interféromètre de Michelson présente le moins de réflexions ; l'utilisation d'un système de trois réseaux décrit dans la partie 3 du chapitre 7 permet de n'avoir recours qu'à des surfaces réfléchissantes.

La théorie de la spectrométrie à transformée de Fourier rappelée au chapitre 5 permet de déterminer les paramètres d'un instrument fonctionnant dans une bande spectrale de 43 nm autour de la raie H-Lyman α . Ces paramètres sont rassemblés dans le tableau 6.2. Le fonctionnement de cet instrument a été simulé par ordinateur à l'aide du logiciel de conception optique Zemax, et confirme la faisabilité d'un IFTSUV (voir chapitre 6 partie 3).

Le choix du schéma optique et des différents paramètres de la maquette de validation IFTSUV a été contraint par la théorie bien sûr, mais aussi par des aspects matériels tels que la volonté de ne pas travailler directement dans le vide, la disponibilité au laboratoire de certaines pièces (le collimateur de l'étage supérieur ou les sources UV par exemple), la disponibilité dans le commerce d'autres pièces (notamment la platine de translation supportant le miroir mobile) et l'espace restreint sur le marbre d'expérimentation. Les paramètres de la maquette sont décrits dans la partie 1 du chapitre 7. Le fonctionnement de la maquette a également été simulé grâce au logiciel de conception optique. Ces simulations ont confirmé la validation du concept choisi et permis de visualiser l'impact des conditions réelles de réalisation et de fonctionnement sur la qualité des résultats attendus. Ainsi, les simulations ont montré que l'erreur de positionnement du miroir, la superposition des tâches images et la qualité des surfaces sont les paramètres critiques.

A ce jour, la maquette a été installée, alignée et testée dans le visible et l'ultraviolet. Les premiers de ces tests concernent la partie interféromètre de l'IFTSUV et ont été réalisés en lumière visible comme décrit dans la partie 3.3 du chapitre 7. Les résultats de ces tests montrent des franges d'interférences très irrégulières et dont le contraste est de l'ordre de 10%. L'irrégularité des franges est en accord avec les résultats des simulations. Malgré la qualité médiocre des franges, le spectre obtenu par transformée de Fourier simple, sans traitement supplémentaire des données, montre bien la ou les raies laser. Une tentative de détection de la position de différence de marche nulle a été effectuée mais sans succès en utilisant le rayonnement d'une lampe à lumière blanche superposée à l'émission d'un laser vert. La raie du laser vert est détectée mais pas le spectre de la lumière blanche. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette absence de détection : la maquette est réglée trop loin de la différence de marche nulle, le rapport signal à bruit est trop faible dans le cas de la lampe à lumière blanche, ou les variations temporelles observées de l'intensité de la lampe à lumière blanche sont trop importantes.

Cette première série de tests montre que la partie interférométrique fonctionne et est alignée correctement à l'exception éventuellement d'un offset de différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Cela montre également que le fait d'avoir un chemin optique différent pour la voie de contrôle et la voie UV (voie de fonctionnement normal) est handicapant. Dans le cas présent, le nombre de réflexions est plus important sur la voie de contrôle que sur la voie de fonctionnement ce qui entraîne une perte de flux et une augmentation des erreurs des fronts d'onde.

2.2.1 Identification des points durs

J'ai rencontré diverses difficultés au cours de la réalisation de la maquette IFTSUV. Certaines sont inhérentes au concept même de l'instrument, d'autres sont liées à des aspects matériels du travail. L'élément de la maquette qui a posé le plus de difficultés est la platine de translation supportant le miroir double face. En effet, c'est la platine de translation qui a principalement contraint le choix du concept optique. La course maximale disponible dans le commerce pour les platines de translation de précision nanométrique était trop petite, il a donc fallu utiliser un miroir double face pour multiplier la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre. Cela a eu plusieurs conséquences. La première est la nécessité de replier les faisceaux des réseaux secondaires, ce qui ajoute une réflexion inutile et donc une perte de flux également inutile. La seconde est l'impossibilité d'utiliser la face arrière du miroir mobile pour contrôler son déplacement. Enfin, la platine de translation n'a pas la précision de positionnement espérée (± 5 nm au lieu de \pm nm), et différents problèmes de fonctionnement ont été à déplorer, comme l'indisponibilité de la totalité de la course (140 μ m au lieu de 200 μ m). Ces difficultés seront résolues par l'achat, si disponible dans le commerce, ou la réalisation spécifique au projet, d'une platine possédant une course suffisante et l'ajout du système de métrologie décrit précédemment.

Le choix de faire la recombinaison des faisceaux au foyer d'une parabole hors axe permet de diminuer le nombre de réflexions dans l'instrument, mais cela implique que les interférences n'ont lieu qu'en ce point précis. Cela impose une contrainte forte sur l'alignement qui s'est avérée être une difficulté au cours des tests. Le maintien de la superposition des taches tout au long d'une course a été critique. Une recombinaison des faisceaux par second passage sur le système de trois réseaux pourrait s'avérer plus simple à mettre en oeuvre, mais au détriment d'une perte en flux.

L'environnement dans lequel a été réalisé la maquette a également été source de difficultés plus ou moins importantes. Lumière parasite, vibrations, variation de température et fluctuation de l'air ont gêné les mesures ou désaligné les surfaces optiques. Le problème de la lumière parasite et de la fluctuation de l'air a été réglé par l'installation d'un capot opaque. Un système anti-vibration sera prochainement installé sur le marbre.

Enfin, la compacité de l'instrument, bien qu'étant un avantage pour les modèles de vols, s'est avéré une difficulté pour la maquette puisque le marbre d'expérimentation s'est rapidement trouvé saturé. Et l'ajout de systèmes annexes de test et de mesure s'est avéré délicat, parfois impossible. L'encombrement de toutes les montures et matériels de test n'avait pas été pris en compte lors de la conception de l'instrument. L'analyseur de front d'onde par exemple est un outil très puissant mais encombrant, il ne peut être placé partout sur le chemin optique.

2.3 Modification du concept optique et poursuite du développement

Les résultats obtenus et surtout les difficultés rencontrées m'ont permis de mettre en évidence différents points à améliorer dans le concept optique de l'IFTSUV et dans la procédure d'alignement et de test. Afin d'obtenir de meilleurs résultats, il me semble nécessaire de modifier le concept optique afin qu'un seul bras de l'interféromètre soit mobile. La juxtaposition des voies de contrôle (lumière visible) et de fonctionnement (lumière UV), offrant une voie de métrologie sur tout le chemin optique, semble également indispensable pour s'assurer de l'alignement et du bon fonctionnement de l'instrument. D'autres modifications du système optique signalées au début de ce chapitre devront être étudiées plus précisément avant d'être implémentées. Les méthodes et procédures d'alignement et de test sont maintenant parfaitement définies, il faudra les prendre en compte (notamment au niveau de l'encombrement) lors de la prochaine phase de conception et de construction.

Après les tests et la validation de la prochaine version de la maquette, celle-ci devra être placée sous vide pour être testée à H-Lyman α dans les conditions réelles d'utilisation. Ensuite une phase de spatialisation de l'instrument devra débiter.

2.4 Comment se situe l'IFTSUV par rapport aux autres projets de spectro-imagerie UV

Il existe actuellement un seul autre projet de spectro-imagerie dans l'ultraviolet lointain, il s'agit de l'instrument MOSES décrit dans la partie 2.2 du chapitre 3. Le projet MOSES est plus avancé que l'IFTSUV dans la réalisation, un vol fusée de validation doit d'ailleurs être lancé prochainement. Cependant, il subsiste encore des difficultés dans l'inversion des données produites par cet instrument. D'autre part, l'aspect spectrométrie est limité sur MOSES par la faible bande passante de l'instrument alors que la large bande passante de l'IFTSUV présente plusieurs raies d'intérêt en dehors de la raie H-Lyman α .

La comparaison avec l'instrument MOSES met en lumière les avantages et les inconvénients de l'IFTSUV. La complexité du système optique de l'IFTSUV rend certes son développement et sa spatialisation plus difficiles, d'où l'avance flagrante de MOSES sur ce point (cependant, le projet MOSES a débuté en 2000, l'IFTSUV en 2003). Mais l'IFTSUV présente l'avantage de la versatilité : sa résolution spectrale peut être modifiée en vol, simplement en changeant les paramètres du déplacement du miroir mobile. De plus l'obtention des spectres est simple et rapide : une transformée de Fourier.

2.5 Perspectives de mission

L'instrument IFTSUV a été conçu pour les futures missions spatiales solaires car il sera un outil très performant pour l'étude des phénomènes dynamiques de l'atmosphère solaire. Cependant, un tel instrument ne peut être embarqué sur n'importe quelle mission spatiale solaire. En effet, si son encombrement et son poids prévisibles sont raisonnables, du même ordre de grandeur qu'un imageur classique, le volume des données créé n'est pas compatible actuellement avec un satellite trop éloigné de la Terre, situé par exemple au point de Lagrange L1. Cette position, idéale pour les observations solaires, ne permet pas un débit de télémétrie élevé vers la Terre (75 kbits.s⁻¹ prévu pour Solar Orbiter, jusqu'à 200 kbits.s⁻¹ pour SOHO). Or l'IFTSUV crée des cubes d'images et dans le cas le moins "favorable" (meilleure résolution spectrale sur le champ total (détecteur 2048 × 2048 pixels), codé sur 12 bits et compression de 20), un de ces cubes fait 17 Gbits. Actuellement descendre un

cube de données sur Terre nécessiterait 3 passages de 7 minutes au dessus d'une station bande X, mais seulement 2 minutes dans le cas d'une station bande Ka. Des programmes d'observation sur des sous-champs et/ou à une résolution spectrale plus faible permettront d'avoir une cadence de mesure plus élevée. Dans tous les cas, il apparaît indispensable que l'IFTSUV soit sur un satellite en orbite héliosynchrone ou géosynchrone inclinée. L'IFTSUV pourrait intégrer l'instrumentation LYOT ou remplacer un de ses éléments suivant les contraintes propres à la mission et au satellite sur lequel elle serait embarquée. L'instrumentation LYOT est actuellement composée d'un imageur du disque solaire dans la raie H-Lyman α , d'un coronographe dans cette même raie et d'un imageur du disque dans une raie de l'extrême UV (probablement la raie Fe XII à 19.5 nm). L'instrumentation LYOT pourrait être accommodée sur les satellites de la mission ASPICS (proposition de vol en formation, CNES) ou sur le satellite de la mission franco-chinoise SMESE. La mission ASPICS est un projet de vol en formation à deux satellites dans le but de réaliser de la coronographie à haute résolution spatiale de la couronne interne (très proche du bord solaire). Pour cela, l'occulteur serait placé sur un satellite (" fille ") tandis que le reste de l'instrument serait situé sur un autre satellite (" mère "), réalisant ainsi une éclipse totale artificielle. Des imageurs du disque complètent l'instrumentation sur le satellite " fille". L'IFTSUV pourrait être adapté sur le coronographe et/ou sur un imageur. La mission ASPICS est actuellement en compétition avec d'autres projets de mission vol en formation. La mission SMESE, dont les objectifs scientifiques principaux sont l'étude des CME et des éruptions solaires, prévoit d'embarquer l'instrumentation LYOT à laquelle viendrait s'ajouter deux instruments de spectrométrie X et γ et un imageur infra-rouge. Cette mission franco chinoise bénéficiera d'une station bande X supplémentaire en Chine rendant le taux de télémétrie très élevé ce qui permettrait d'utiliser l'IFTSUV de façon optimale. Cependant, le lancement de la mission SMESE est prévu à l'horizon 2010, ce qui implique une spatialisation et une validation rapide de l'instrument IFTSUV pour profiter de cette opportunité de mission.

Afin de voir comment pouvait s'intégrer un IFTSUV dans la charge utile de LYOT, j'ai réalisé une étude rapide de solutions optiques envisageables. Le spectro-imageur simulé est dérivé du concept de l'imageur prévu pour LYOT, le système de trois réseaux est inséré dans le chemin optique juste derrière le système afocal constitué de deux paraboles hors axe. La figure 8.4 présente le tracé de rayon de cet instrument suivant deux points de vue, ainsi que la PSF et les tâches images observées pour différents champs. J'ai effectué un exercice similaire avec la mission Solar Orbiter, même si celle-ci est comme je l'ai expliqué précédemment peu favorable en ce qui concerne le débit de télémétrie. Le concept dans ce cas est différent de ceux présentés précédemment : la séparation des faisceaux se fait par division du front d'onde et non plus par division d'amplitude. Cette division du front d'onde est réalisée en utilisant deux petites pupilles d'entrée, cela permet de limiter le flux incident sur le miroir primaire ce qui, en raison de l'orbite proche du Soleil du satellite, permettra de moins endommager les miroirs. La recombinaison des faisceaux et la sélection spectrale se font par contre toujours en utilisant le système de trois réseaux décrit précédemment. Deux vues de cet instrument sont données sur la figure 8.5.

Au-delà de ces possibilités immédiates de mission, toute mission solaire ambitieuse se devra d'embarquer un spectromètre imageur à transformée de Fourier pouvant travailler dans diverses raies ultraviolettes, y compris la raie H-Lyman α . C'est avec cet objectif que je propose de continuer à développer et à spatialiser l'IFTSUV.

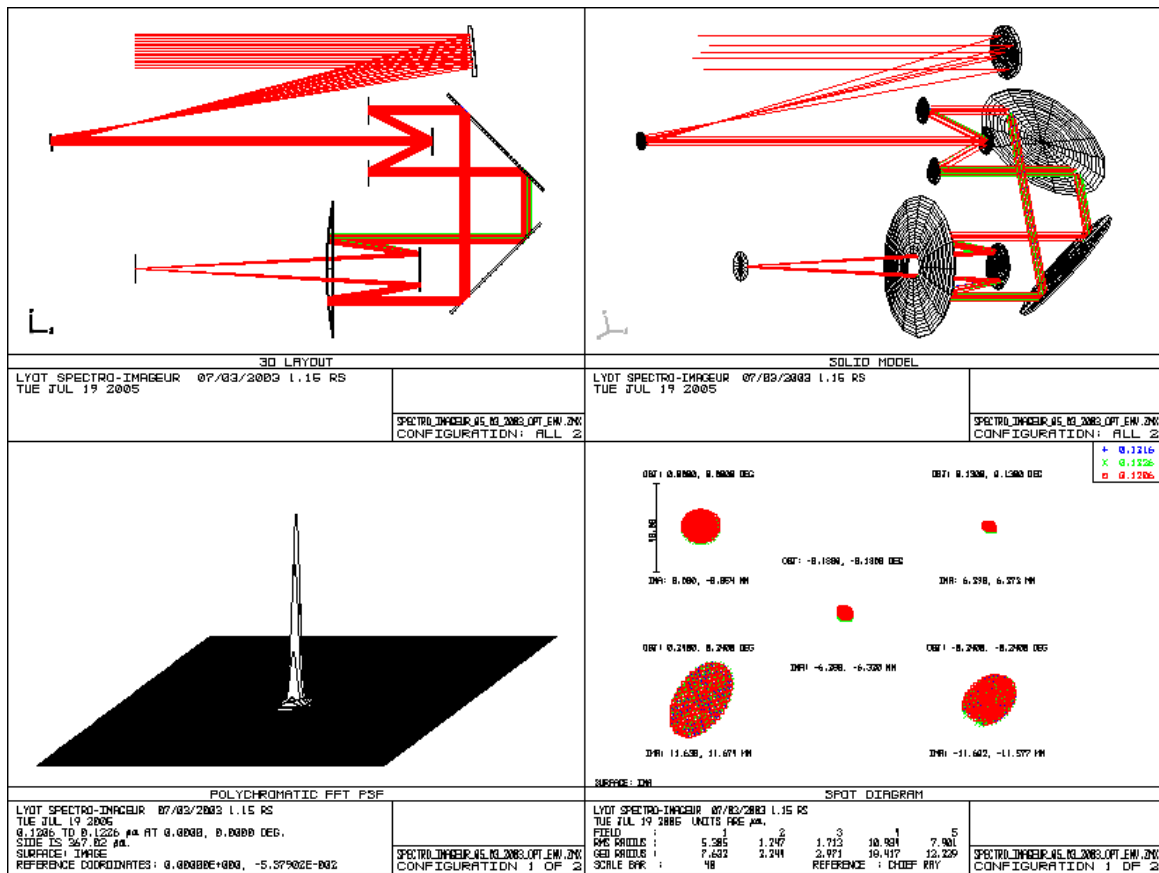


Fig. 8.4: Tracés de rayon (vue de dessus et de côté), point spread function et tâches images d'un concept de spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'UV satisfaisant les contraintes techniques de la mission Lyot.

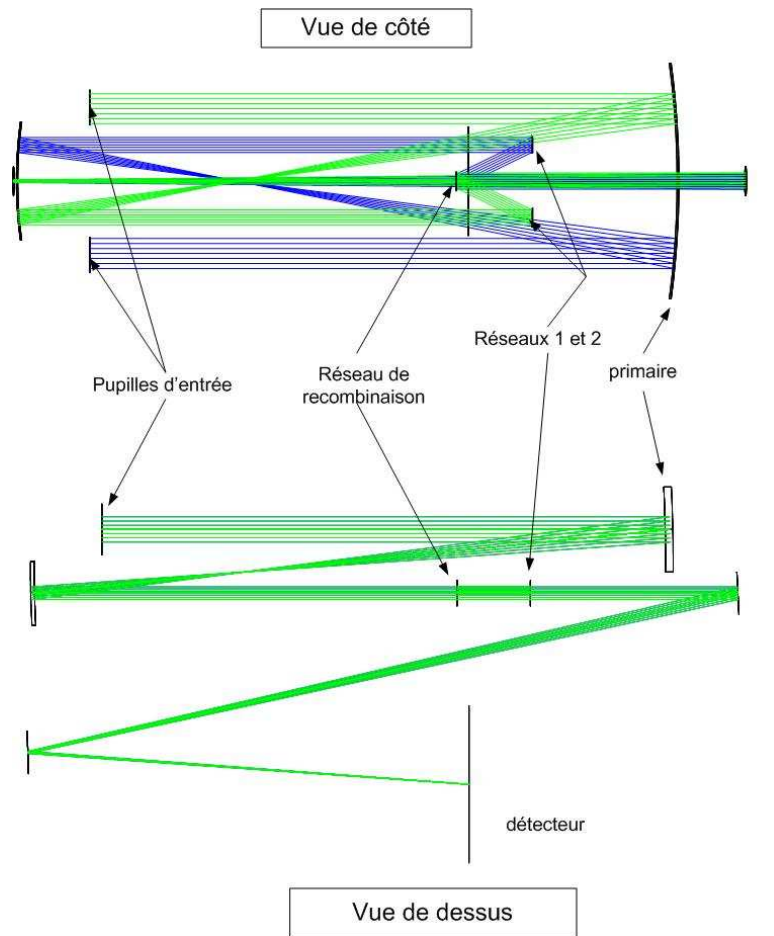


Fig. 8.5: Tracés de rayon (vue de dessus et de côté) d'un concept de spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'UV envisageable pour la mission Solar Orbiter.

Chapitre 9

Annexes

Annexe A

Préparation de la mission LYOT

1 Objectifs scientifiques

Les objectifs scientifiques de la mission LYOT (LYman Orbiting Telescope, acronyme en hommage à Bernard Lyot (1897-1952), inventeur du coronographe) s'articulent autour des problèmes de météorologie spatiale ([Vial et al., 2003]). La mission effectuera une surveillance continue de la chromosphère et de la basse couronne à haute résolution spatiale et temporelle afin de détecter les éjections de matière coronale (CME) et d'identifier leur régions sources ainsi que les signes précurseurs, et de surveiller la distribution spatiale et la variabilité du flux chromosphérique et coronal en UV lointain et extrême.

1.1 Etude de l'activité à l'interface entre la chromosphère et la couronne

En tant que raie “ froide ”, la raie Lyman α de l'hydrogène (121.6 nm) est de loin la raie d'émission solaire chromosphérique la plus intense. Son observation en imagerie permet d'étudier l'activité chromosphérique qui comporte, en fait, une large gamme d'intensités et de phénomènes : filaments de taches, de plage, points brillants, filaments de haute latitude et facules polaires. Cette dynamique va des éruptions, intenses dans les condensations compactes vues sur le disque ou au limbe, jusqu'aux régions de transition autour des protubérances. L'émission des protubérances est, elle, de l'ordre de celle de la chromosphère (au facteur de dilution près) car il s'agit de la diffusion de résonance du H-Lyman α chromosphérique. Cette émission exceptionnelle permet d'étudier leur très riche dynamique (activation, syphonage, éjection, thermalisation,...).

L'observation dans cette raie doit permettre de trancher entre les divers modèles de la région de transition chromosphère-couronne, dont le modèle bi-modal de [Rabin and Dowdy, 1992] ou celui de [Gabriel, 1977].

Mais comme cela a été montré dès 1970 ([Gabriel, 1971]), cette raie est aussi une raie “ chaude ” dans les conditions exceptionnelles d'une couronne éclairée par le Soleil, même si les atomes neutres d'hydrogène y sont en infime quantité (10^{-7}). Les images obtenues assez près du limbe sont ainsi constituées par la superposition de toutes les structures coronales connues des observateurs d'éclipses, telles jets, boucles, arches, renforcements, etc., y compris les trous coronaux. Observations passées

et calculs théoriques montrent que l'émission coronale H-Lyman α est un excellent diagnostic de la distribution de densité coronale, et donc de la masse du gaz. A grande échelle (mais en régime stationnaire), une imagerie globale de la couronne jusqu'au moins un rayon au-dessus du bord donne accès à la topologie des lignes de force au-dessus des régions photosphériques polaires dont l'accès est inconnu des magnétographes "sol". Dans ces régions, la mesure de la variation d'intensité avec la distance radiale permet de remonter à la vitesse radiale grâce à la technique du Doppler dimming, intensivement utilisée avec UVCS/SOHO. Il est alors possible de préciser le résultat de [Patsourakos and Vial, 2000] qui indiquent une naissance du vent très bas dans la couronne. Il est bon de noter ici que dans la basse couronne le plasma est encore collisionnel, c'est à dire que les atomes d'hydrogène émetteurs sont couplés aux protons du plasma, ce qui assure la validité de tous les diagnostics, y compris ceux de l'instrument UVCS sur SOHO qui observe pourtant plus haut (par exemple [Kohl et al., 1997]).

1.2 Détection des éjections de matière coronale, et identification de leurs régions sources.

L'éruption de protubérances est un élément capital dans la formation des CMEs. SOHO a montré que ces énormes éjections (qui perturbent quelquefois la couronne toute entière dans le cas des CMEs de halo) sont liées à des instabilités dans la couronne et notamment à l'éruption de protubérances (dans environ 70% des cas) et/ou d'éruptions ("flares"). Il est difficile de savoir s'il s'agit de la source de l'événement ou comme le pense un certain courant de pensée américain, la conséquence de la CME. Il est certain, en tout cas que c'est la protubérance éruptive qui fournit l'essentiel de la matière froide de la CME. La combinaison coronographe-imageur sur SOHO a permis d'établir que les ondes EIT ([Thompson et al., 1998]) coïncident toujours avec les CME dits de halo susceptibles de se diriger vers la Terre. C'est un tel résultat (empirique) qui permet aujourd'hui de prédire les événements susceptibles d'affecter notre espace. Il est couramment utilisé par la NOAA. L'étude des CME a aussi permis d'établir, par la mesure des mouvements propres des masses de gaz, des cartes de vitesses d'une très grande précision comme dans le cas où un plasmioïde peut être suivi, (cf. [Vial et al., 1992] et [Delannée et al., 1998], [Zhukov et al., 2000]) plasmioïdes qui seraient une composante "basique" pour expliquer le vent lent ([Sheeley et al., 1997]). Signalons enfin qu'à cause du processus même de formation de la raie (diffusion quasi-isotrope de résonance), l'imagerie H-Lyman α de la couronne est un moyen optique unique de détecter des éruptions derrière le disque solaire.

LYOT qui combine observations du disque (matière froide) et de la couronne interne (matière chaude) permettra donc de détecter toute perturbation de la matière froide puis de suivre son évolution dans la basse couronne. Les effets de transfert multi-dimensionnels ([Paletou, 1995], [Paletou, 1996]) devront être couplés à ceux résultant de champs de vitesse importants dans le cas d'éruption de protubérance ([Gontikakis et al., 1997]). La modélisation et a fortiori la prédiction de cette éruption est rendue très difficile par l'absence de mesures de champ dans la structure en question. Ce que peuvent faire les modélisateurs, c'est extrapoler le champ magnétique à partir des mesures photosphériques (le plus souvent non vectorielles) effectuées, avant l'événement. L'idée est alors de trouver des caractéristiques particulières du champ "propices" à l'éruption. Pour résumer très rapidement, nous nous en tiendrons à trois scénarii d'éruption : le premier consiste dans la disruption d'un tube de flux twisté dans une arcade coronale ([Amari and Luciani, 1999] et [Amari et al., 1999]); le second consiste en l'expansion d'un système à 2 flux du type sphéromak ([Gibson and Low, 1998] et [Gibson and Low, 2000]); dans le troisième ("Breakout model"), la reconnexion a lieu à grande échelle dans une configuration

quadrupolaire ([Antiochos et al., 1999], [Aulanier et al., 2000]). Dans les trois cas, les modélisateurs ont besoin d'observations portant sur la morphologie à la fois sur le disque et hors du bord, morphologie révélant la topologie des lignes de force du champ magnétique. C'est l'étude de l'activité coronale qui a déjà mis en évidence des aspects nouveaux de la cyclicité : double maxima, cycles polaires et cycles d'activité entrelacés, asymétrie Nord-Sud, " jupe de ballerine " du feuillet héliosphérique, etc..). L'imagerie globale de la couronne qui permet d'établir les connections entre grandes régions magnétiques pour différentes phases de l'activité, est donc un moyen d'aborder le problème de la dynamo solaire dont l'origine est à chercher jusqu'à la base de la zone convective.

1.3 Activité circum-solaire

L'imagerie H-Lyman α de la couronne est un moyen extrêmement sensible pour révéler l'activité représentée par la " chute " (transit, évaporation, percussion, etc.) des petits corps sur le Soleil, y compris les micro-météorites qui peuplent le milieu interplanétaire. C'est le cas des comètes rasantes, phénomène maintenant bien établi avec la 1000^{ème} comète découverte par SOHO en Août 2005. Mais des objets nouveaux peuvent être détectés si la sensibilité de l'instrument est suffisante. En particulier, l'onde de choc associée pourrait être visualisée, ce qui est impossible avec LASCO/SOHO à cause de la sur-occultation du disque.

1.4 Variabilités spatiale et temporelle dans la raie H-Lyman α ; corrélation avec d'autres indices d'activité

Les clichés de TRC (Transition Region Camera, [Bonnet et al., 1980]) à très haute résolution ont montré la grande sensibilité de l'émission H-Lyman α aux diverses formes d'activité magnétique selon une très grande hiérarchie spatiale. Quelles que soient les structures concernées (boucles, plages, taches, filaments,..), la raie H-Lyman α joue un rôle essentiel dans le bilan d'énergie radiative. La mesure systématique de l'émission résolue permet d'une part d'affiner les modèles d'émission globale à 3 composantes spatiales ([Lean et al., 1992]) et de fournir le flux d'entrée pour les atmosphères planétaires d'autre part. Rappelons que le flux H-Lyman α n'est pas bien corrélé au flux radio à 10.7 cm ([Nicolet and Bossy, 1985] et [Nusinov and Katyushina, 1994]) et que sa reconstruction à partir de l'aire des régions types (régions actives, cellule et réseau chromosphériques) n'est pas chose facile. Il semble qu'il faille en fait 7 composantes pour bien reproduire le flux et ses variations (projet SUNRISE, voir par exemple le site <http://home.mho.net/jfontenla/SunRISE/SunRISE2.html>). Selon [Schühle et al., 2000], le Soleil calme lui-même (les régions observées dans les raies de la région de transition) est soumis à une modulation par l'activité solaire.

1.5 Météorologie de l'espace

Le terme " space weather ", ou météorologie de l'espace, désigne les conditions solaires qui peuvent influencer sur l'environnement terrestre à court terme, en particulier les perturbations qui peuvent affecter le fonctionnement des réseaux de distribution électrique, et le fonctionnement des satellites en orbite terrestre, par exemple par perturbation de l'orbite due à un échauffement et un gonflement de la haute atmosphère. Aux Etats-Unis, la NOAA opère un Space Weather Center dont l'objectif est de faire des prédictions sur ces conditions solaires. Comme nous l'avons vu plus haut, nous nous proposons d'effectuer une surveillance régulière de la chromosphère et de la couronne solaire en vue de détecter

le départ des CMEs et de faire, éventuellement, des prédictions à travers la validation des modèles MHD.

2 Contexte scientifique

La couronne solaire a été observée pour la première fois dans la raie H-Lyman α de l'hydrogène lors d'un vol fusée pendant l'éclipse totale de 1970 ([Gabriel, 1971]). Cette raie émise par l'élément le plus abondant sur le soleil joue un rôle fondamental en astrophysique, comme décrit au début du chapitre 3 et résumé plus loin ici. Il a pu être démontré que les structures coronales sont alors " visualisées " en terme de densité de gaz coronal ionisé, ce qui donne accès aux masses des structures. Depuis, cette couronne a été étudiée spectroscopiquement à l'occasion de plusieurs missions SPARTAN et par UVCS/SOHO qui a réalisé les premières et seules mesures du vent solaire bien au-dessus de 1.5 rayons solaires (soit $0.5 R_{\odot}$ au-dessus du bord) et également observé quelques dizaines d'éjections de masse coronale (CME) malgré son champ de vue qui représente moins d'un millièème de l'étendue de la couronne moyenne. En ce qui concerne la chromosphère, le potentiel de découverte offert par la raie H-Lyman α a été exploré avec les missions OSO, Skylab et plus récemment, en mode imagerie, TRC, TRACE et VAULT. Des images assez extraordinaires de protubérances ainsi que de diverses émissions froides coronales ont déjà été réalisées de manière néanmoins très qualitative. EIT sur SOHO observe régulièrement dans une raie parente, la raie H-Lyman α de HeII à 30.4 nm mais à une cadence de l'ordre de l'heure et exceptionnellement (et dans des champs réduits) à une cadence de l'ordre de quelques minutes. Des observations régulières ont toutefois permis d'étudier l'ovalisation de l'enveloppe chromosphérique ([Auchère et al., 1998], et [Filippov and Koutchmy, 2000]). Cette raie a été utilisée pour l'étude de la géocouronne (multiples expériences de J.-L. Bertaux) et elle est utilisée pour l'étude de l'héliosphère, et en général les phénomènes astrophysiques liés à l'activité (stellaire, interstellaire (FUSE) et extragalactique). Plus près de nous, cette raie permet d'appréhender les détails du processus de collisions entre les comètes rasantes arrivant au voisinage du Soleil et les couches externes de l'atmosphère solaire. Notons que TRACE n'a pu donner, dans la raie H-Lyman α , les résultats escomptés à cause d'un taux de lumière parasite vers 121.6 nm passant à travers un filtre défectueux ([Handy et al., 1999]). Remarquons enfin que le NRL a commencé un programme fusée solaire dédié à la raie H-Lyman α , le programme VAULT. Le second vol effectué en 2002 a donné de remarquables images de filaments (4) La NASA n'ayant retenu pour le Solar Dynamics Observatory (SDO, lancement en avril 2008) qu'un coronographe observant en lumière blanche, aucun coronographe EUV n'est prévu pour les prochaines missions d'étude du Soleil, et ceci jusqu'à Solar Orbiter (lancement prévu en 2015). LYOT comblera ce manque, en étant de plus parfaitement complémentaire de SDO, avec des cadences d'observation similaires et un recouvrement de deux ans des dates d'opération. LYOT sera aussi un précurseur du coronographe H-Lyman α prévu pour voler à bord de Solar Orbiter. Les compétences acquises pour la réalisation d'optiques EUV de qualité coronographique, ainsi que les moyens spéciaux développés pour leur étalonnage, seront un atout majeur pour la concrétisation de Solar Orbiter.

3 Instrumentation

L'instrumentation LYOT a été proposée dans le cadre du programme de missions micro-satellite de la filière Myriade du CNES. Ce programme de micro satellites modulaires et de faible masse permet un accès à l'espace pour des missions scientifiques dans des délais et des coûts réduits par rapport aux missions internationales de grande envergure. La filière Myriade développée depuis 1998 par le CNES propose aux scientifiques une plateforme permettant de construire de satellites d'une masse de 130 kg, des moyens au sol pour l'acquisition de données, la commande et le contrôle des satellites et des outils pour l'analyse des missions et la conception des satellites. Une charge utile d'environ 45 kg peut être accommodée sur cette plateforme, cette charge utile devant être intégrée dans un volume de 600 mm x 600 mm x 300 mm.

Les objectifs de LYOT sont :

- Imagerie à haute résolution du disque solaire dans la raie H-Lyman α de l'hydrogène à 121.6 nm obtenue à une cadence de 30 secondes (détection de mouvements apparents de l'ordre de 10 km/s)
- Imagerie à haute résolution et bas bruit de la basse couronne solaire
- Photométrie relative à l'ordre de 1% sur le disque et de 10% dans la couronne

Les résultats attendus concernent notamment la détection et l'étude de l'évolution des précurseurs d'éjections de matière coronale que sont les protubérances éruptives et les éruptions ; la morphologie magnétique de la basse couronne, jusqu'ici connue à l'occasion d'éclipses seulement ; et aussi la détection des comètes passant près du Soleil ; la variabilité spatiale et temporelle du flux H-Lyman α .

Les images de LYOT à haute cadence de la couronne en H-Lyman α offriront une vue de l'atmosphère solaire au-delà du bord, jamais observée, du point de vue distribution de masse et dynamique à toutes les échelles temporelles. Les avantages du dispositif coronal découlent de la comparaison avec d'autres moyens utilisés.

Les images obtenues pendant les éclipses en lumière blanche montrent des structures fines qu'il est impossible d'interpréter : jets ? lames de courants ? effets de projections de surfaces séparatrices ? Les images souffrent de contamination par la couronne F (poussières) et leur durée totale n'excède guère 5 minutes. Les coronographes en lumière blanche, sol ou spatiaux, permettent d'accumuler des observations en séquence mais qui restent contaminées par les poussières. La lumière diffusée instrumentale est un handicap sérieux car le rapport des intensités disque/couronne est de l'ordre de 10^6 . On n'a donc pas accès aux régions proches du bord (par exemple pour SOHO).

Les images prises dans les raies XUV (EIT, TRACE, ..) ou en X mous (YOHKOH) sont soumises à une très forte dépendance en température, ce qui rend difficile l'accès direct à la distribution de masse. Au contraire, la raie H-Lyman α à 121.6 nm (et aussi celle de HeII à 30.4 nm) étant formée par diffusion résonante est peu dépendante en température. Par ailleurs, son rapport d'intensités disque/couronne n'est plus que de l'ordre de 1000 ce qui rend moins critique la lumière diffusée et permet d'observer aussi bas que $1.1 R_{\odot}$ (voir figure A.1). C'est donc un domaine totalement vierge de la basse couronne qu'il s'agit d'explorer. Par ailleurs, la haute cadence temporelle utilisée pour les observations du disque autorise la détection en temps réel de changements morphologiques intervenant dans les régions actives (et autres), changements susceptibles de fournir des prédictions d'éruptions (sur l'utilisation du mode opératoire de soustraction d'images couramment utilisé sur SOHO, on se reportera à l'article de Fletcher et al. (juin 2001) qui porte sur des observations Lyman α obtenues avec TRACE). Remarquons ici que l'implémentation de mesures de polarisation linéaire permettrait d'acquérir une nouvelle et

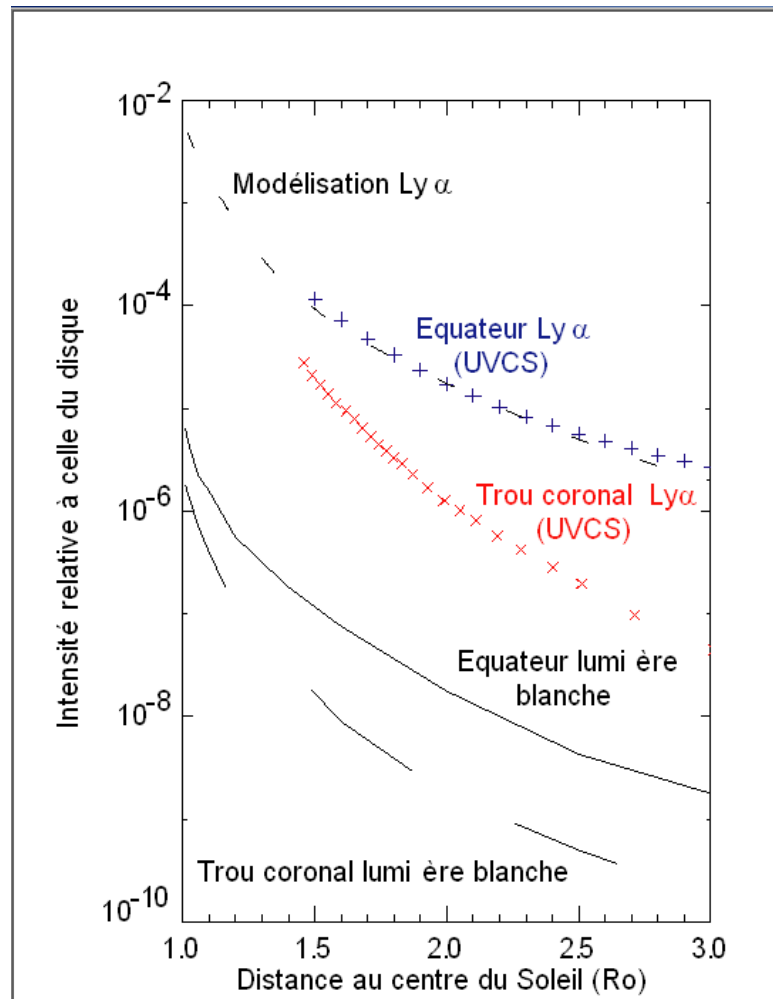


Fig. A.1: Courbes des intensités relatives à celle du disque.

précieuse information sur le champ magnétique coronal. En effet, les conditions coronales autorisent, par effet Hanlé, la mesure du module du champ dans la gamme 5G - 500 G (Bommier et Sahal-Bréchet 1982). Moyennant quelques hypothèses raisonnables (par exemple champs de vitesses et magnétiques parallèles, détermination de mouvements propres), il est même possible de déterminer les modules des champs vitesses et magnétiques et les deux angles de leurs directions communes. Cette possibilité est très intéressante dans la perspective d'une redéfinition ou d'un revul de la mission.

3.1 Instruments

L'instrumentation sur LYOT se compose de trois systèmes optiques se complétant : un imageur du disque dans la raie H-Lyman α (121.6 nm), un coronographe de type LYOT également à H-Lyman α , et un télescope donnant l'image du disque dans l'extrême ultraviolet.

Composant	Efficacité (%)
Miroir 1	45
Miroir 2	45
Réseau 1	27
Réseau 2	48
Miroir 3	80
Miroir 4	80
Détecteur	15
Efficacité totale	0.25

Tab. A.1: Efficacité des différents composants de l'imageur H-Lyman α conçu pour la mission LYOT

Imageur H-Lyman α L'imageur H-Lyman α couvre un champ allant jusqu'à $1.1 R_{\odot}$ avec une résolution d'une seconde d'arc. L'image primaire du disque est obtenue avec un miroir parabolique superpoli hors axe. Une seconde parabole collimate et réduit la taille du faisceau. La longueur d'onde est ensuite sélectionnée par un réseau plan 3600 tr/mm, et un second réseau identique en vis-à-vis permet d'annuler la dispersion. Ces deux réseaux sont des composants standards Jobin Yvon blazés dans l'ordre 1. Enfin un télescope de type Ritchey Chrétien adapte la taille de l'image à celle du détecteur (4096 x 4096), dont les pixels font $13.5 \mu m$ de côté. La figure A.2 montre en outre le tracé de rayon de cet instrument que j'ai réalisé à l'aide du logiciel Zemax. La focale globale de l'instrument est de 2.78 m ; son encombrement hors tout est de 570 mm x 360 mm x 100 mm (voir figure A.3), les différents paramètres de l'imageur H-Lyman α sont rappelés dans le tableau A.2. La transmission de cet instrument est de 0.25 % (les efficacités des différents composants optiques sont données dans la table A.1). Cette transmission permet tout de même d'obtenir un signal estimé à 3600 coups par secondes sur chaque pixel en raison de la forte intensité de la raie H-Lyman α

J'ai réalisé une première étude de tolérancement toujours en utilisant le logiciel Zemax. Cette étude a montré que des montures standards peuvent être utilisées lors de la réalisation des prototypes ; les tolérances associées à ce type de monture et les tolérances sur la fabrication des optiques sont données dans la table A.3. Le critère de tolérancement était : les performances de l'instrument sont considérées suffisantes lorsque dans 90% des cas le diamètre de la tache image est inférieur ou égal à $9 \mu m$. Pour cela, j'ai utilisé l'analyse Monte Carlo : les paramètres de toutes les optiques de l'instrument sont distribués aléatoirement en respectant les tolérances imposées, puis un tracé de rayon est effectué et le diamètre RMS de tache image calculée. Dans un premier temps, j'ai considéré les mêmes tolérances (tilt, décentrement, rayon de courbure ...) sur toutes les optiques, puis j'ai cherché jusqu'où ces tolérances pouvaient être relâchées sur le miroir secondaire : la précision de l'orientation de ce miroir peut être relâchée jusqu'à 15 secondes d'arc.

Coronographe H-Lyman α Le coronographe permet d'obtenir l'image de la couronne de $1.15 R_{\odot}$ jusqu'à $2.5 R_{\odot}$. Un miroir plan de champ présentant une ouverture circulaire permet de renvoyer l'image de la couronne vers un second miroir concave symétrique du miroir d'entrée (pour minimiser les aberrations) en éliminant celle du disque. De la même façon que pour l'imageur, un télescope vient adapter l'image à la taille du détecteur. J'ai réalisé des études préliminaires sur le coronographe H-

Imageur H-Lyman α	
Focale	2.78 m
Ouverture	40 mm
Champs	1.1 R_{\odot}
Longueur d'onde	121.6 nm
Bande passante	7.5 nm
Miroir primaire	
Rayon de courbure	800 mm
Conicité	parabole
hors axe	63 mm
Miroir secondaire	
Rayon de courbure	200 mm
Conicité	parabole
hors axe	12.5 mm
Réseaux	
Nb de traits par mm	3600
Miroir primaire RC	
Rayon de courbure	450 mm
Conicité	- 1.1 parabole modifiée
Miroir secondaire RC	
Rayon de courbure	195 mm
Conicité	-5 hyperbole
Détecteur	
Nb pixels	4096 x 4096
Taille des pixels	13.5 μm x 13.5 μm

Tab. A.2: Paramètres importants de l'imageur H-Lyman α conçu pour la mission LYOT

Paramètre	Tolérance
Tilt	5 ''
Décalage \perp AO	5 μm
Conicité	5 ‰
rayon de courbure	5 ‰
nb traits du réseau	0.1 trait/mm

Tab. A.3: Tolérances acceptables pour l'imageur H-Lyman α conçu pour la mission LYOT

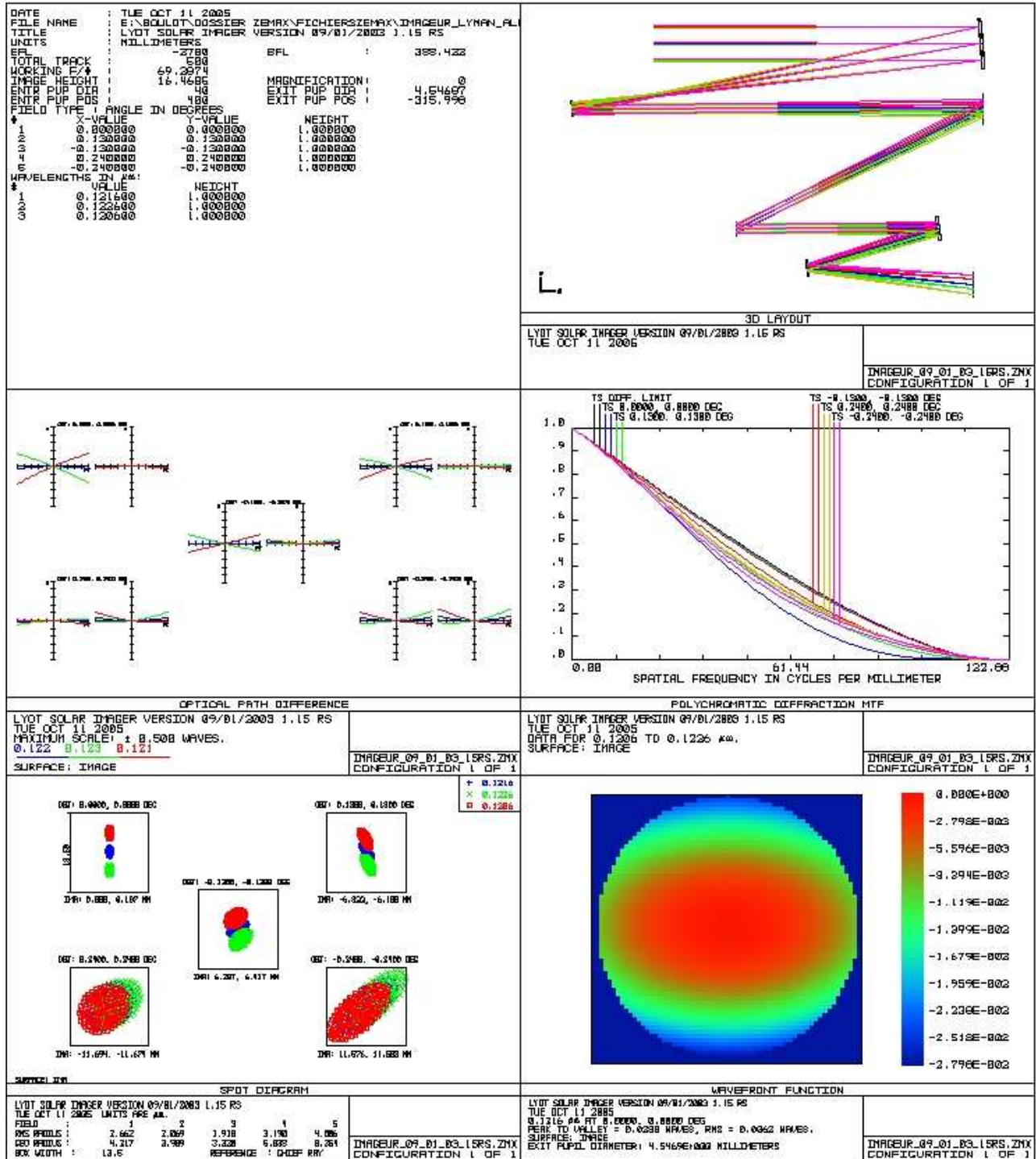


Fig. A.2: Tracé de rayon de l'imageur prévu pour la mission LYOT.

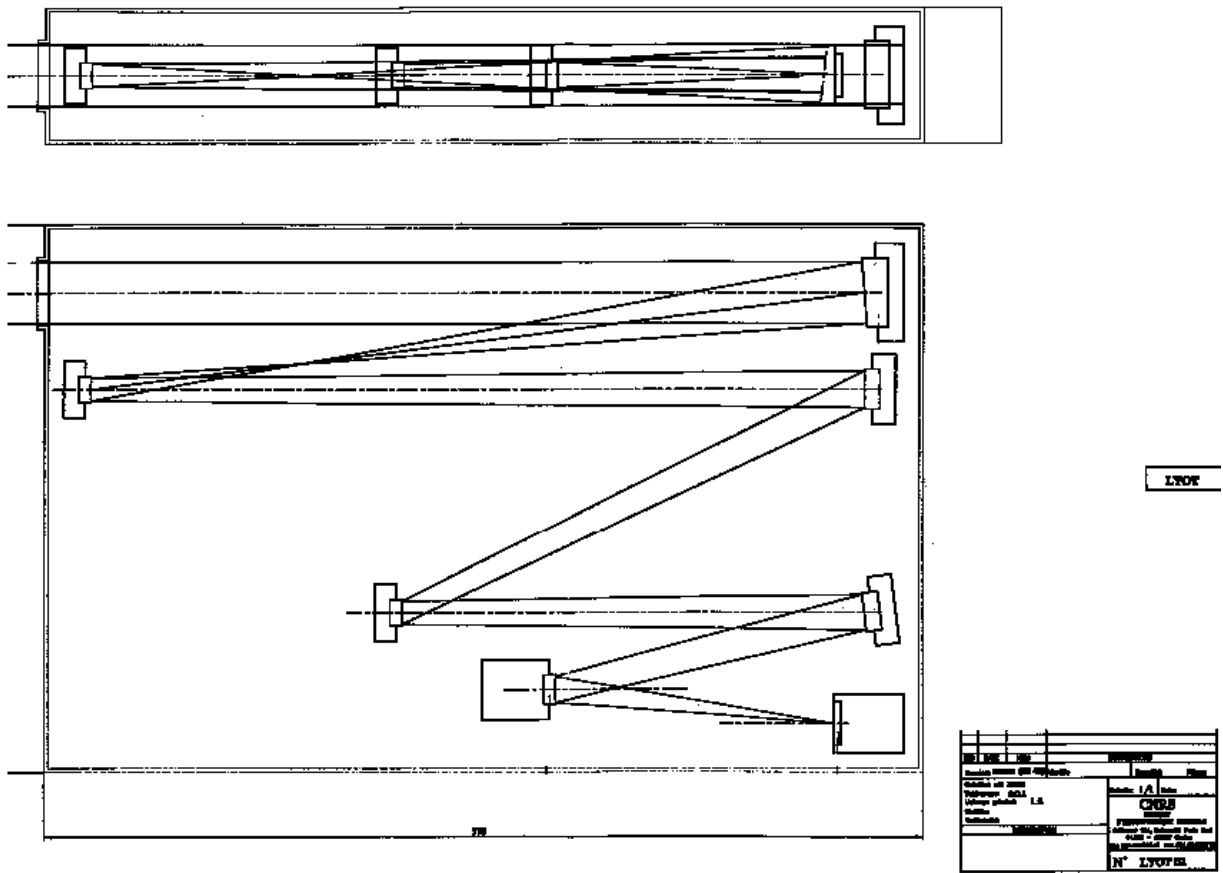


Fig. A.3: Schéma mécanique hors tout de l'imageur H-Lyman α .

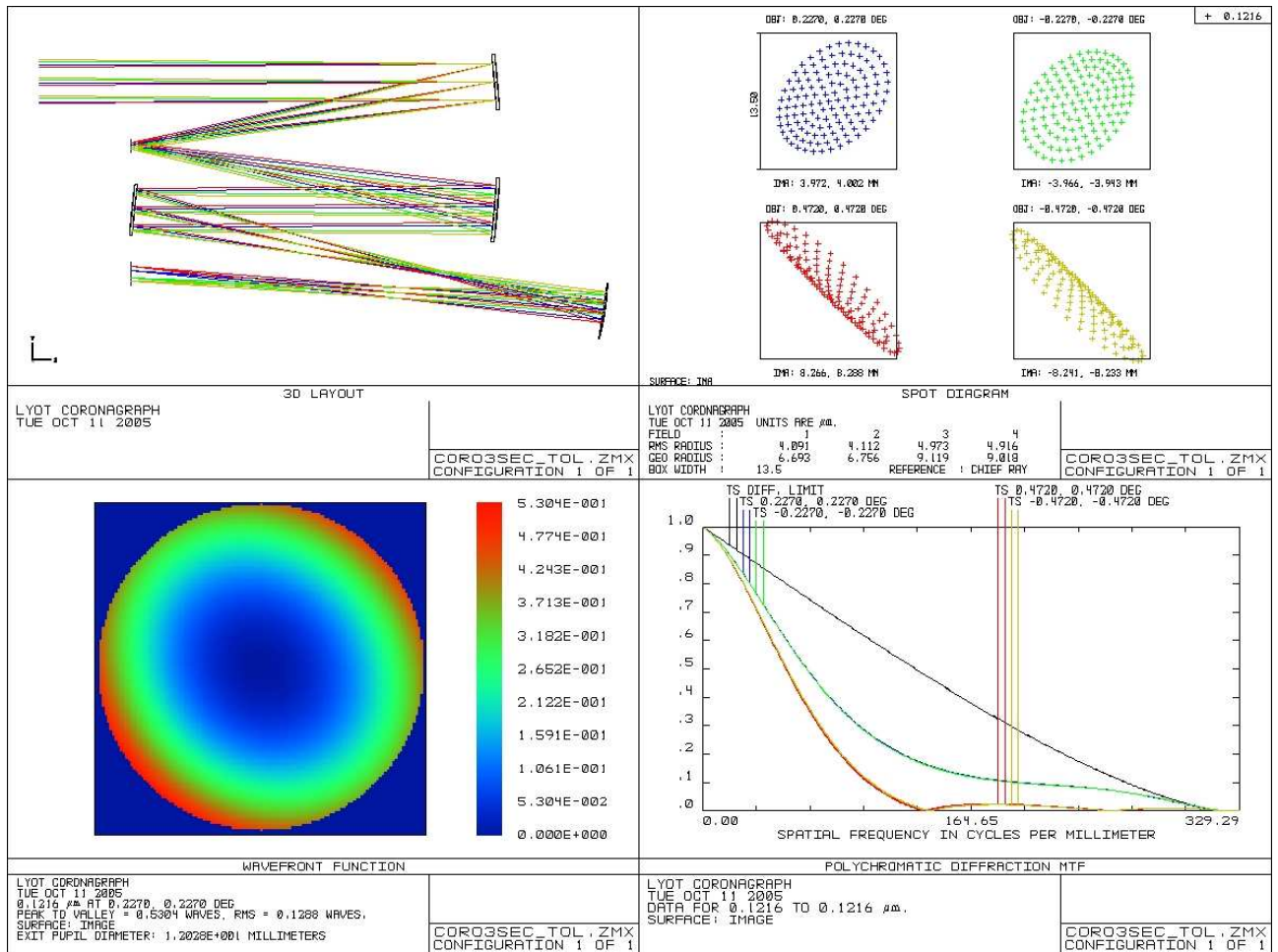


Fig. A.4: Tracé de rayon du coronographe prévu pour la mission LYOT

Lyman α illustrées par le tracé de rayon de la figure A.4; mais d'autres études ont été réalisées au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.

Ces deux instruments utilisent des miroirs primaires superpolis (RMS d'environ 0.04nm) proposés en silicium monocristallin. Un exemplaire de ce type de miroir a été testé et un coronographe l'utilisant fournit des images coronales sur un prototype fonctionnant dans le visible à Sacramento Peak Observatory, au Nouveau Mexique (e.g. Smartt et Koutchmy, 1998). D'autres composants sont également étudiés à l'IOTA (Institut d'Optique Théorique et Appliquée).

Imageur EUV Un petit télescope de type Ritchey-Chrétien hors axe vient compléter l'instrumentation sur LYOT. Conçu pour la raie à 19.5 nm du Fe XII, il permettra de visualiser le disque solaire jusqu'à $1.4 R_{\odot}$. Un filtre en aluminium de 150 nm d'épaisseur monté au niveau de la pupille d'entrée sur une grille de support au pas de 2.7 mm permet de rejeter la lumière visible et le flux thermique. La sélection spectrale est assurée par des multicouches Mo/Si déposées sur les miroirs primaire et secon-

daire. Ce concept et chacun des éléments ont déjà été utilisés avec succès pour plusieurs instruments spatiaux (EIT, TRACE, CORONAS, SECCHI/STEREO etc.). Ce télescope et l'imageur H-Lyman α permettront d'observer les mêmes phénomènes à la même résolution pour deux longueurs d'onde (et domaines de température) différentes.

Détecteurs Les trois caméras utiliseront des détecteurs CCD, du type Marconi 42-40 2048 x 2048 pour le coronographe et l'imageur EUV, et 4096 x 4096 pour l'imageur H-Lyman α . Le canal à 19.5 nm utilisera une version de ce CCD amincie et éclairée par la face arrière. Les deux canaux H-Lyman α utiliseront une version éclairée par la face avant et recouverts d'un film de "lumogen", ceci afin de tirer le meilleur parti de la résolution des optiques. La possibilité d'adapter la chaîne CCD utilisée sur PICARD sera étudiée.

Signal attendu La figure A.5 montre le signal attendu dans les trois canaux de LYOT. Sur le disque, dans les régions de soleil calme, l'imageur H-Lyman α enregistrera 3600 DN/pixel/s. Des simulations de la couronne calme ont été effectuées et permettent de prédire le signal attendu dans tout le champ de vue du coronographe. Des temps de pose de 5 minutes permettront d'enregistrer 30 DN/pixel/s dans des streamers équatoriaux en bord de champ, le rapport signal à bruit étant supérieur à 10 en dessous de $2 R_{\odot}$. Des poses plus longues seront réalisées pour obtenir un bon rapport signal à bruit dans les trous coronaux. La contribution de la géocouronne ne devient significative que dans les trous coronaux au-dessus de $2 R_{\odot}$.

Mécanismes Afin de protéger les optiques de toute pollution au cours des activités d'intégration, de test, de lancement et durant l'allumage des moteurs en cours de mission, toutes les entrées (la lunette de pointage et les 3 entrées des télescopes) sont protégées par une porte mobile. Au sol, les optiques sont purgées en permanence par un flux d'azote sec en surpression.

Chaque CCD est muni d'un obturateur pour compenser la vitesse de lecture relativement basse des CCD et l'absence de zone mémoire analogique de ceux-ci. Ceci permettra également de protéger leur surface en dehors du temps de pose.

Télémesure La voie imagerie Lyman α utilise un CCD 4096 pixels x 4096 pixels avec une numérisation sur 12 bits, ce qui produit des images brutes de 48 Mbits. L'algorithme "rice" utilisé sur EIT permet un taux de compression de 5, mais les techniques plus récentes telles les compressions de type jpeg utilisée sur TRACE et surtout les algorithmes de compression par ondelettes comme ceux développés par Yves Langevin pour Rosetta permettent des taux nettement plus élevés de l'ordre de 20. La chaîne CCD de PICARD permet d'atteindre une cadence de 22 secondes. Cette cadence permet de remplir les objectifs scientifiques de la mission pour le disque solaire à H-Lyman α . Les deux autres voies ne nécessitent qu'une cadence de 5 minutes. La possibilité d'effectuer des sous-champs du disque à H-Lyman α à une cadence plus élevée que 22 secondes sera étudiée. La figure A.6 illustre le déroulement d'une séquence d'observation typique. Avec ce scénario, LYOT produit 188 images par heure, ce qui représente 10.5 Gbits de données par jour (compression x20). Cette quantité de données nécessite 3 passages par jour au dessus d'une station bande X, chaque passage permettant de vider en 8 minutes les 7.8 Gbits de la mémoire de bord. Il est également envisagé de travailler avec des

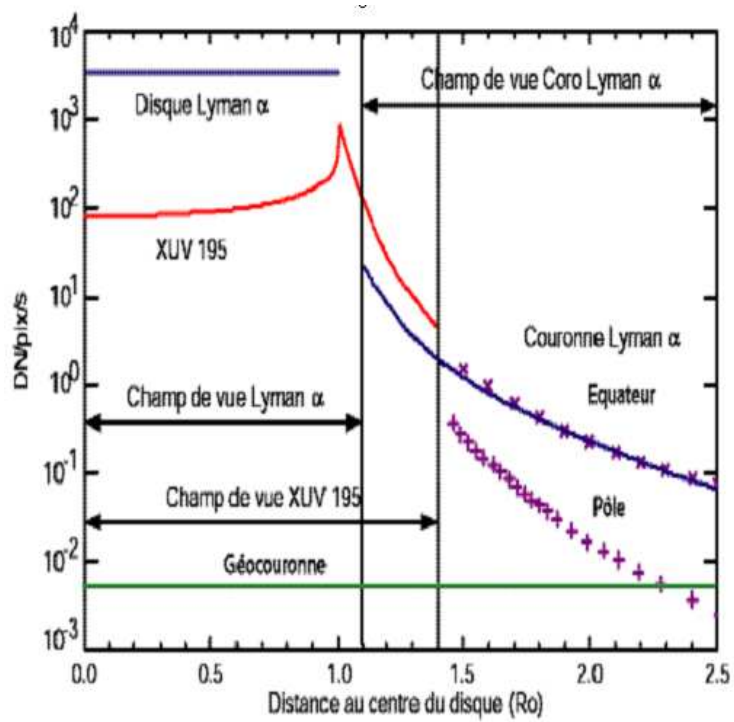


Fig. A.5: Signal attendu pour les 3 canaux de l'instrumentation LYOT.

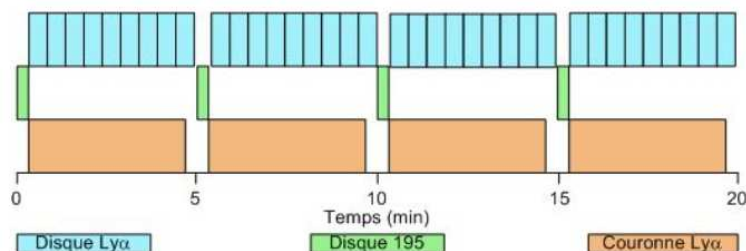


Fig. A.6: Séquence type d'un programme d'observation LYOT.

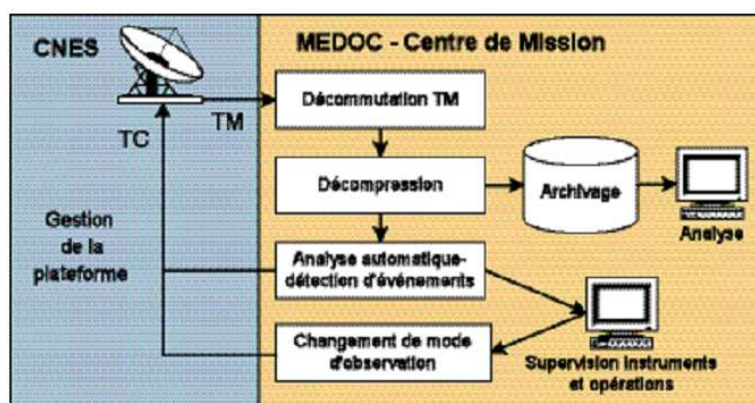


Fig. A.7: Schéma du segment sol pour la mission LYOT.

sous-champs pour certains programmes d'observation, ce qui permettra d'augmenter la cadence des observations.

Opérations Le segment sol comportera une station bande S pour l'envoi de télécommandes et la réception des données ancillaires, et au moins une station bande X pour la transmission à haut débit des données scientifiques. Un schéma du segment sol est donné sur la figure A.7. Le développement du segment sol bénéficiera de l'expérience acquise par nos collègues du LPCE sur DEMETER.

Orbite La solution retenue est une orbite héliosynchrone.

Archivage et traitement des données Le centre MEDOC, opérationnel pour SOHO, servira de centre d'opérations (réception des données, planification et envoi de commandes), de traitement de données et d'archivage mission. Le traitement des données ne pose pas de problème intrinsèque à leur nature. Leur quantité (560 Gbits après décompression) rend nécessaire la production de données de nature bien identifiée (détection et catalogage automatique des événements) et de qualité élevée (étalonnages et traitements). L'effort de développement des logiciels s'appuiera sur l'héritage SOHO/STEREO/SDO.

Stabilité Les résolutions des instruments de LYOT sont comprises entre 1.1 et 2.8 secondes d'arc. La plate-forme Myriade brute n'étant stabilisée sur trois axes qu'à 1/10 de degré, il est nécessaire, pour atteindre la résolution désirée, d'utiliser un système de pré-stabilisation de la plate-forme ainsi qu'un système de stabilisation d'image. Cette dernière sera obtenue en contrôlant sur deux axes de rotation un des miroirs de chaque système optique avec trois actionneurs piézoélectriques pilotés en boucle ouverte par l'électronique de LYOT.

La lunette guide sera dérivée de celle développée pour PICARD. Le bord solaire est détecté au foyer de la lunette par une cellule à quatre quadrants qui produit l'information de pointage. L'électronique de LYOT la convertit en signal de correction, lequel est distribué à la plate-forme elle-même pour une pré-stabilisation à 36 secondes d'arc, ainsi qu'au système d'actionneurs piézo-électriques des télescopes pour stabiliser l'image sur les CCD avec une précision de 0.5 secondes d'arc. La possibilité de reprendre l'image du disque formée au foyer primaire du coronographe pour fournir l'information de pointage à la place de la lunette guide sera étudiée.

Pointage Le système de stabilisation de la plate-forme décrit ci-dessus garantit une précision de pointage de 36 secondes d'arc, ce qui est suffisant pour les deux imageurs du disque. Pour le coronographe, l'asservissement du miroir primaire, via l'information de dépointage fournie par la lunette guide, permet de corriger les dépointages résiduels de l'image du disque sur l'occulteur interne.

Propreté Le vide ultraviolet et l'extrême ultraviolet sont un domaine où les composants optiques sont très sensibles aux problèmes de contamination. La plupart des composés volatils qui peuvent se déposer sur les surfaces optiques sont polymérisés sous l'effet du rayonnement ultraviolet en dessous de 200 nm. Les composants polymérisés sur les surfaces optiques réduisent de façon importante l'efficacité de ces surfaces et diminuent la sensibilité de l'ensemble du système optique. De plus, si l'on emploie des détecteurs refroidis, on obtient des points froids (pièges à molécules) sur lesquels se condensent les volatils. Il faut donc minimiser la contamination par :

- Le choix de la configuration optique c'est à dire séparer au maximum les composants qui peuvent dégazer au voisinage du compartiment (moteurs, câbles, cartes d'électronique, etc.)
- Le choix des composants, des traitements et des colles
- L'utilisation d'une porte munie d'une fenêtre visible pour maintenir le (les) premier(s) miroirs qui, au moment de l'ouverture, seront exposés au flux solaire UV, à une température supérieure au milieu environnant.
- L'utilisation d'une purge à azote sec durant les tests d'intégration en salle propre.

L'expérience acquise lors de la réalisation du spectromètre VUV-EUV SUMER sur SOHO sera utilisée.

Masse Le bilan de masse est donné dans la table A.4

Puissance Le bilan de puissance électrique est résumé par la table A.5 . Le programme d'observations choisi nécessite de ne faire fonctionner simultanément que deux chaînes CCD sur trois (figure A.6), ce qui permet de réduire sensiblement la consommation électrique.

Contrôle thermique La configuration retenue est très stable thermiquement, le satellite pointant toujours les deux mêmes faces au Soleil et à la Terre. Dans ces conditions, un radiateur de 30x30 cm

Systeme	Sous systeme	Masse (kg)
Imageur H-Lyman α	1 chaîne CCD	1.807
	Couvercle mobile	0.6
	Structure	1
	Miroir Primaire	0.75
	Asservissement : pieso + alimentation	0.75
	Total	3.757
Coronographe H-Lyman α	1 chaîne CCD	1.807
	Couvercle mobile	0.6
	Structure	1.7
	Miroir Primaire	0.3
	Optique	0.4
	Total	3.607
Imageur XUV	1 chaîne CCD	1.807
	Couvercle mobile	0.6
	Structure	1.5
	Miroir Primaire	0.0.3
	Asservissement : pieso + alimentation	0.75
	Total	3.757
Pointage	Lunette guide	1.5
	Couvercle mobile	0.6
	Détecteur et électronique	0.5
	Total	2.6
Structure	U principal	2
	Assemblage	0.7
	Couples	1.5
	Total	4.2
Thermique	Radiateurs+supports+baffle	1.2
	MLI	0.3
	Total	1.5
Electronique	DPU	2
	Compression du signal	1.2
	Alim. elec. instrument	1.9
	Câblage	0.5
	Total	5.6
TOTAL		26.62

Tab. A.4: Bilan de masse de l'instrumentation LYOT

Elément	Consommation (W)
2 chaînes CCD simultanées	12
1 DPU	12
Asservissements	15
Total	39

Tab. A.5: Bilan de consommation électrique de l'instrumentation LYOT

permet l'évacuation de 30 W de consommation électrique. Les CCD sont refroidis passivement à -50 C par des radiateurs de 60x30 cm. Une étude détaillée des contraintes thermiques sera effectuée en phase A.

4 Situation actuelle de la mission LYOT

La mission microsatellite LYOT fait partie des missions de la filière Myriade qui font l'objet d'études d'avant projet ou d'études préliminaires, elle a dans ce cadre fait l'objet d'une proposition en réponse à un appel à proposition de mission du CNES. Une éventuelle sélection pour la phase d'étude de faisabilité (phase A) ne pourra se faire avant au moins deux ans, ce ne permet pas d'envisager un décollage avant 2012. En parallèle, tout ou partie de l'instrumentation LYOT pourrait être embarquée sur d'autres satellites. Ainsi, il a été proposé d'inclure l'imageur H-Lyman α dans l'instrumentation sur ASPICS, et l'instrumentation complète LYOT sur SMESE (voir le chapitre 8). Dans le cadre de la mission SMESE, une phase A (étude de faisabilité) est envisagée dès janvier 2006. Les systèmes optiques devront évidemment être ré-étudiés en fonction des contraintes spécifiques à chacune des missions.

Annexe B

Interféromètre à multiplication du déplacement

Dans le cadre d'une réflexion sur le moyen de contrôler de façon externe le déplacement de miroir sur la platine de translation à positionnement nanométrique, j'ai pensé à utiliser la face arrière du miroir comme miroir mobile d'un interféromètre annexe. Cet interféromètre, de Michelson par exemple, fonctionnerait avec un laser visible. L'idée était ici de démultiplier la différence de marche créée par le déplacement du miroir en ajoutant un miroir incliné fixe afin de réaliser un système à comptage de franges. Une solution possible de ce système optique est illustrée sur la figure B.1. Dans ce cas, le déplacement équivalent du bras de l'interféromètre annexe est multiplié par 5.5 par rapport au déplacement du miroir mobile du spectromètre.

Cette modification de l'interféromètre classique de Michelson pourrait également être utilisée pour réaliser des spectromètres à transformée de Fourier compacts dans les domaines allant du proche UV à l'infrarouge. Cela permettrait d'améliorer la résolution spectrale d'un IFTS dans ces domaines de longueur d'onde sans augmenter leur encombrement, voire en le diminuant.

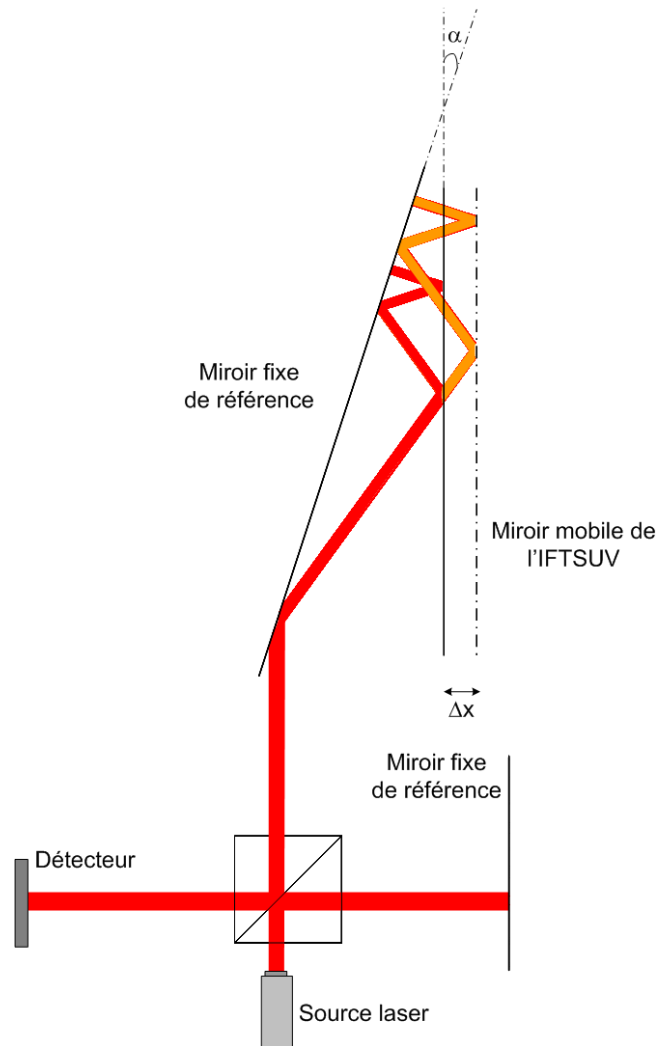


Fig. B.1: Schéma de principe de l'interféromètre à multiplication du déplacement.

Annexe C

Rappels sur les interférences

Afin d'expliquer le phénomène d'interférence et ses conditions d'existence, il est nécessaire de considérer l'aspect ondulatoire de la théorie de la lumière. Considérons deux sources distinctes, S1 et S2, qui émettent des ondes monochromatiques de même fréquence dans un milieu homogène (C.1). Si ces deux sources sont séparés d'une distance ℓ très supérieure à la longueur d'onde λ , et qu'on observe leur interaction en un point P suffisamment éloigné pour que les fronts d'ondes puissent être considérés plans. On note \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 les ondes émises par chacune des sources. En considérant pour la démonstration que ces ondes sont polarisées linéairement, elles sont de la forme :

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = E_{01} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_1) \quad (\text{C.1})$$

et

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = E_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_2) \quad (\text{C.2})$$

L'irradiance observée en I est donnée par

$$I = \epsilon\nu \langle \mathbf{E}^2 \rangle \quad (\text{C.3})$$

où ϵ est la permittivité du milieu et ν la vitesse des ondes électromagnétiques dans le milieu. Comme le milieu est considéré homogène, on peut négliger ces termes dans l'expression de l'irradiance. $\langle \mathbf{E}^2 \rangle$ est la moyenne temporelle de l'intensité du champ magnétique élevée au carré.

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \quad (\text{C.4})$$

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \quad (\text{C.5})$$

Ce qui donne en termes d'irradiance

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (\text{C.6})$$

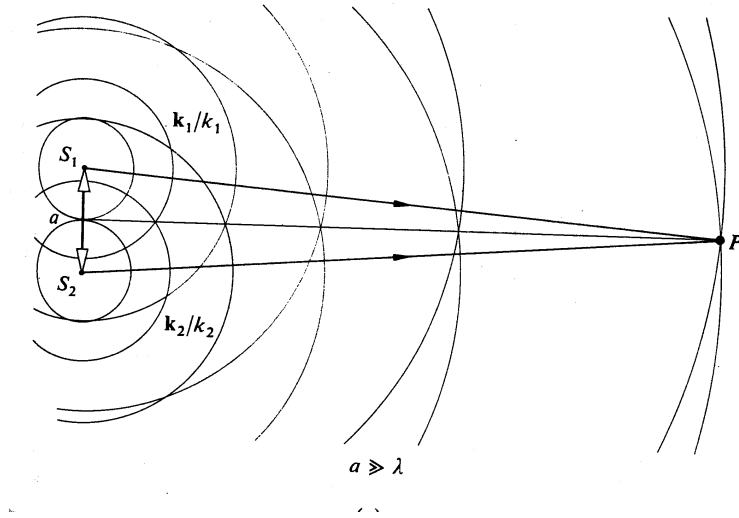


Fig. C.1: Schéma de principe des interférences à deux ondes

où

$$I_1 = \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle \quad I_2 = \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle \quad \text{et} \quad I_{12} = \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle \quad (\text{C.7})$$

C'est cette dernière expression qu'on appelle le terme d'interférence. Il se calcule de la façon suivante :

$$\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_1) \times \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \epsilon_2) \quad (\text{C.8})$$

Ce qui se développe en

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} & [\cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \epsilon_1) \times \cos(\omega t)] + \sin(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \epsilon_1) \sin(\omega t) \\ & \times [\cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \epsilon_2) \times \cos(\omega t) + \sin(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \epsilon_2) \times \sin(\omega t)] \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Si on considère la moyenne temporelle de cette dernière expression sur un temps $T \gg \tau$, où $\tau = 2\pi/\omega$ est la période des fonctions $\sin(\omega t)$ et $\cos(\omega t)$, on obtient :

$$\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \epsilon_1 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \epsilon_2) \quad (\text{C.10a})$$

$$= \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\delta) \quad (\text{C.10b})$$

où δ est la différence de phase entre les deux ondes. Dans les cas les plus communs, les vecteurs \mathbf{E}_{01} et \mathbf{E}_{02} sont parallèles, on peut alors écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{12} = E_{01} E_{02} \cos \delta \\ I_1 = \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle = \frac{E_{01}^2}{2} \\ I_2 = \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle = \frac{E_{02}^2}{2} \end{array} \right\} \quad (\text{C.11})$$

Annexe D

Propriétés de la transformée de Fourier

1 Propriétés classiques

Superposition La transformée de Fourier de la somme de deux fonctions est égale à la somme des transformées de Fourier de chacune des fonctions :

$$f(x) + g(x) \iff F(\sigma) + G(\sigma) \quad (\text{D.1})$$

L'interférogramme correspondant à un doublet (deux longueurs d'onde proches) est la somme de deux fonctions sinus de fréquences et d'amplitudes différentes.

Proportionnalité L'expansion d'une fonction correspond à la compression de la transformée de cette fonction dans le domaine de Fourier.

$$f(ax) \iff \frac{1}{|a|} F\left(\frac{\sigma}{a}\right) \quad (\text{D.2})$$

Par exemple, si on considère une raie d'émission gaussienne, et si la largeur de cette raie est multipliée par un facteur 2 alors l'interférogramme correspondant sera réduit en amplitude d'un facteur 2 mais sa longueur sera doublée par rapport à l'interférogramme de la raie non élargie.

Parité La transformée de Fourier d'une fonction paire est paire et réelle. La transformée de Fourier d'une fonction impaire est impaire et imaginaire. Par exemple si la fonction f est paire, on peut

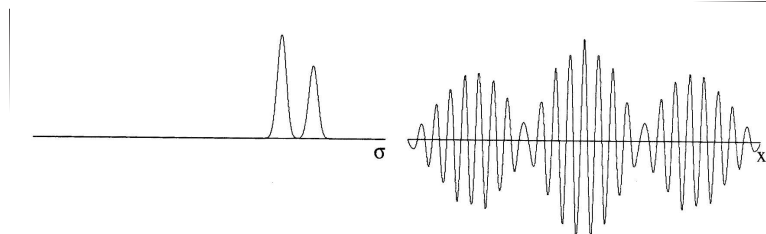


Fig. D.1: Exemple d'un doublet et l'interférogramme correspondant.

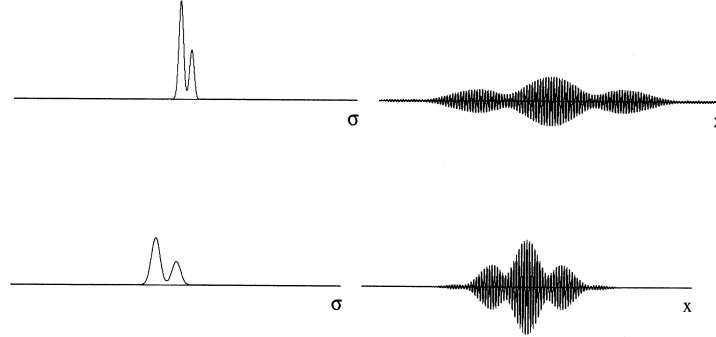


Fig. D.2: Illustration du théorème de proportionnalité

décomposer l'intégrale de Fourier :

$$\begin{aligned}
 F(\sigma) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{i2\pi\sigma x} dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\cos(2\pi\sigma x) dx - i \int_{-\infty}^{\infty} f(-x) \sin(2\pi\sigma x)] dx \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\cos(2\pi\sigma x) dx \quad (D.3)
 \end{aligned}$$

Le deuxième terme de la somme est nul puisque f est paire et la fonction sinus impaire. On déduit la parité de F de cette dernière expression :

$$F(-\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\cos(-2\pi\sigma x) dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\cos(2\pi\sigma x) dx = F(\sigma) \quad (D.4)$$

On peut faire un raisonnement symétrique pour établir le théorème dans le cas d'une fonction impaire :

$$\begin{aligned}
 F(\sigma) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{i2\pi\sigma x} dx = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\cos(2\pi\sigma x) dx - i \int_{-\infty}^{\infty} f(-x) \sin(2\pi\sigma x)] dx \\
 &= i \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\sin(2\pi\sigma x) dx \quad (D.5)
 \end{aligned}$$

et donc en déduire que :

$$F(-\sigma) = i \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\sin(-2\pi\sigma x) dx = -i \int_{-\infty}^{\infty} f(x)[\sin(2\pi\sigma x) dx = -F(\sigma) \quad (D.6)$$

On a en fait défini ici les transformées de Fourier en sinus et cosinus, une fonction paire peut s'écrire comme une superposition de fonctions cosinus de fréquences différentes et une fonction impaire comme une superposition de fonctions sinus.

Translation Un décalage de l'origine de la fonction entraîne un retard de phase proportionnel à la fréquence dans l'espace de Fourier

$$f(x - a) \iff e^{-i2\pi\sigma a} F(\sigma) \quad (D.7)$$

Ce théorème est à la base des méthodes de corrections de phase décrites plus loin dans ce chapitre.

Modulation Lorsqu'une fonction $f(x)$ est multipliée par une fonction sinusoidale $\cos(\omega x)$, la transformée est translatée de $\pm \frac{\omega}{2\pi}$

$$f(x) \cos(\omega x) \iff \frac{1}{2}F(\sigma + \frac{\omega}{2\pi}) + \frac{1}{2}F(\sigma - \frac{\omega}{2\pi}) \quad (\text{D.8})$$

Convolution La transformée de Fourier de la convolution de deux fonctions est égale au produit des transformées de ces fonctions :

$$\int f(z)g(x-z) dz \equiv f(x) \star g(x) \iff F(\sigma) \cdot G(\sigma) \quad (\text{D.9})$$

Ce théorème est utile notamment pour décrire les fonctions d'instrument et les distorsions appliquées aux interférogrammes.

Autocorrélation La transformée de Fourier de l'autocorrélation de la fonction $f(x)$ est égale au spectre de puissance de la fonction. Le spectre de puissance est défini comme la valeur absolue au carré de la transformée de Fourier de $f(x)$

$$f^*(x) \star f(x) \equiv \int f^*(z) \cdot f(x+z) dz \iff |F(\sigma)|^2 \quad (\text{D.10})$$

Dérivation La transformée de Fourier de la dérivée de la fonction $f(x)$ est égale à la transformée de $f(x)$ multipliée par $i2\pi\sigma$

$$f'(x) \iff i2\pi\sigma F(\sigma) \quad (\text{D.11})$$

Théorème de Rayleigh L'intégrale de la valeur absolue au carré d'une fonction est égale à l'intégrale de la valeur absolue au carré de sa transformée de Fourier :

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx \iff \int_{-\infty}^{\infty} |F(\sigma)|^2 d\sigma \quad (\text{D.12})$$

2 Transformées de Fourier des fonctions classiques

Sinus cardinal et fonction rectangle La transformée de Fourier de la fonction sinus cardinal, sin_c , est la fonction rectangle, \square . La fonction sinus cardinal est définie par $\text{sin}_c(\sigma) = \frac{\sin(\pi\sigma)}{\pi\sigma}$. La fonction rectangle est elle définie par : $\square(x) = 1$ si $|x| < \frac{1}{2}$ et $\square(x) = 0$ si $|x| > \frac{1}{2}$

$$\square(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\pi\sigma)}{\pi\sigma} e^{+i2\pi\sigma x} dx \quad (\text{D.13a})$$

$$\text{sin}_c(\sigma) = \int_{-\infty}^{\infty} \square(x) e^{-i2\pi\sigma x} dx \quad (\text{D.13b})$$

Gaussienne La transformée de Fourier d'une fonction gaussienne est une autre fonction gaussienne :

$$e^{-\pi x^2} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\pi \sigma^2} e^{+i2\pi \sigma x} d\sigma \quad (\text{D.14a})$$

$$e^{-\pi \sigma^2} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\pi x^2} e^{+i2\pi \sigma x} dx \quad (\text{D.14b})$$

Lorentzienne et exponentielle La transformée de Fourier d'une fonction exponentielle est une fonction Lorentzienne :

$$e^{-2|x|} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \pi^2 \sigma^2} e^{+i2\pi \sigma x} d\sigma \quad (\text{D.15a})$$

$$\frac{1}{1 + \pi^2 \sigma^2} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2|x|} e^{+i2\pi \sigma x} dx \quad (\text{D.15b})$$

Pic de Dirac et cosinus Le pic de Dirac, ou fonction delta, n'est pas mathématiquement une fonction mais une distribution. Elle est définie par un pic situé en $x = 0$, de largeur nulle et dont l'aire est normalisée à 1 :

$$\begin{aligned} \delta(x) &= 0 \quad \text{pour} \quad x \neq 0 \\ \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx &= 1 \end{aligned} \quad (\text{D.16})$$

La transformée de Fourier d'une fonction cosinus est une paire de pics de Dirac de fréquences opposées :

$$\cos(2\pi \sigma_0 x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} [\delta(\sigma - \sigma_0) + \delta(\sigma + \sigma_0)] e^{+i2\pi \sigma x} d\sigma \quad (\text{D.17a})$$

$$\frac{1}{2} [\delta(\sigma - \sigma_0) + \delta(\sigma + \sigma_0)] = \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi \sigma_0 x) e^{+i2\pi \sigma x} dx \quad (\text{D.17b})$$

Peigne de Dirac Le peigne de Dirac est défini comme étant une succession infinie de pics de Dirac espacés périodiquement. La transformée de Fourier d'un peigne de Dirac est également un peigne de Dirac dont la période est l'inverse de celle du peigne dans le domaine d'origine. Multiplier une fonction quelconque par un peigne de Dirac revient à échantillonner cette fonction à la période du peigne utilisé. Cette propriété est utile pour l'étude pratique d'un interférogramme et du spectre correspondant. De ce théorème on déduit que pour doubler la résolution spectrale obtenue par l'instrument, il faut échantillonner l'interférogramme sur une distance double et avec une période double.

$$III(ax) = \frac{1}{|a|} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - \frac{n}{a}) = \int_{-\infty}^{\infty} III(\frac{\sigma}{a}) e^{+i2\pi \sigma x} d\sigma \quad (\text{D.18a})$$

$$III(\frac{\sigma}{a}) = a \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - an) = \int_{-\infty}^{\infty} III(ax) e^{+i2\pi \sigma x} dx \quad (\text{D.18b})$$

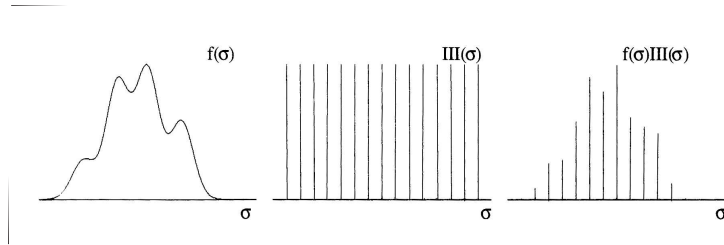


Fig. D.3: Produit d'une fonction par un peigne de Dirac donnant un échantillonnage de la fonction

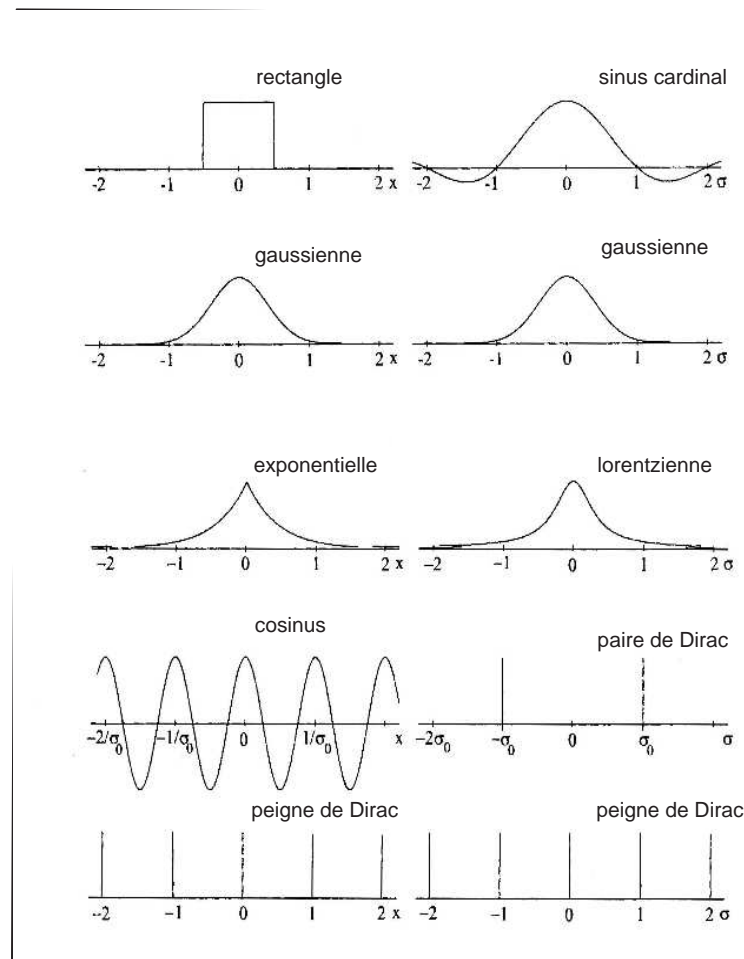


Fig. D.4: Fonctions classiques et leurs transformées de Fourier

Annexe E

Composants optiques de la maquette

1 Sources

1.1 Sources visibles

Les sources visibles sont des lasers de longueurs d'onde différentes (bleu : 484 nm, vert : 543.5 nm, rouge : 633 nm) et une lampe source de lumière blanche. On appelle source de lumière blanche une source ayant un large spectre continu dans le visible.

1.2 Sources UV

Deux sources UV seront utilisées simultanément : une source continue et une source émettant des raies monochromatiques. La source continue est en fait la source de lumière blanche, on sélectionne dans son spectre une zone de 40 nm environ autour de la longueur d'onde 200 nm. L'ajout de raies monochromatiques issues d'une lampe à cathode creuse permet de simuler une source ayant un spectre de même type que le soleil.

2 Miroirs

Collimateur source : diamètre = 59.62 mm , focale = 303 mm, revêtement = MgF_2 , planéité : mieux que $\lambda/20$, fabricant : optical surfaces, hors axe = 102.5 mm.

Réseaux : réseaux holographiques blazés au premier ordre, 2400 traits par mm, coating : MgF_2 , fabricant : Jobin Yvon, taille : 25mm \times 25 mm

Miroir à 45° : diamètre = 2 in., revêtement : $\text{Al}+\text{MgF}_2$, planéité : $\lambda/20$, fabricant : micro control

Miroir plan double face : parallélisme entre les deux faces : 10", planéité : $\lambda/20$, revêtement : $\text{Al}+\text{MgF}_2$, fabricant : BFI optilas(CVI)

Collimateur étage supérieur : portion de parabole, diamètre = 200 mm, off axis = 99.3 mm, focale = 746mm, revêtement : $\text{Al}+\text{MgF}_2$, planéité : 0.09λ P-V, fabricant : optical surfaces

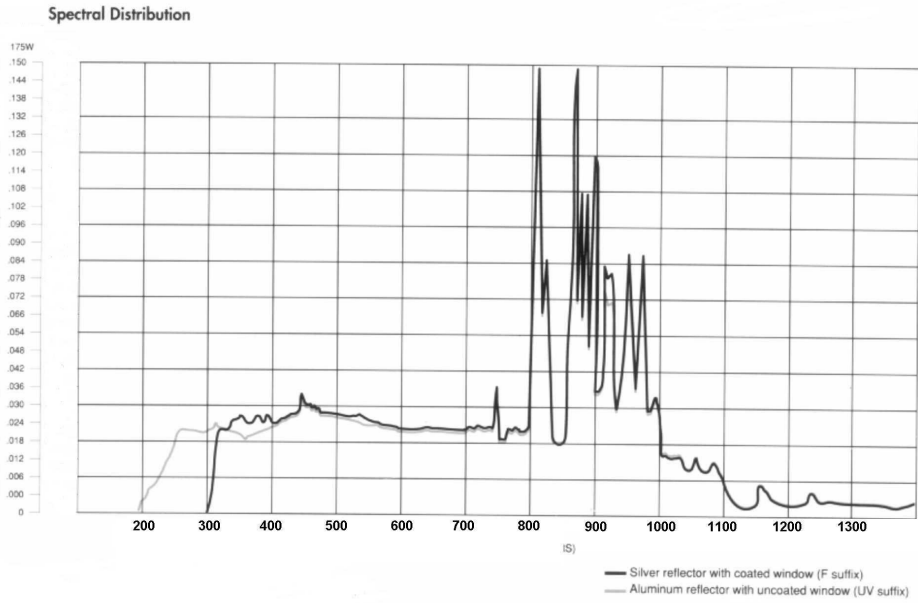


Fig. E.1: Spectre d'émission de la source de lumière blanche (trait gris)

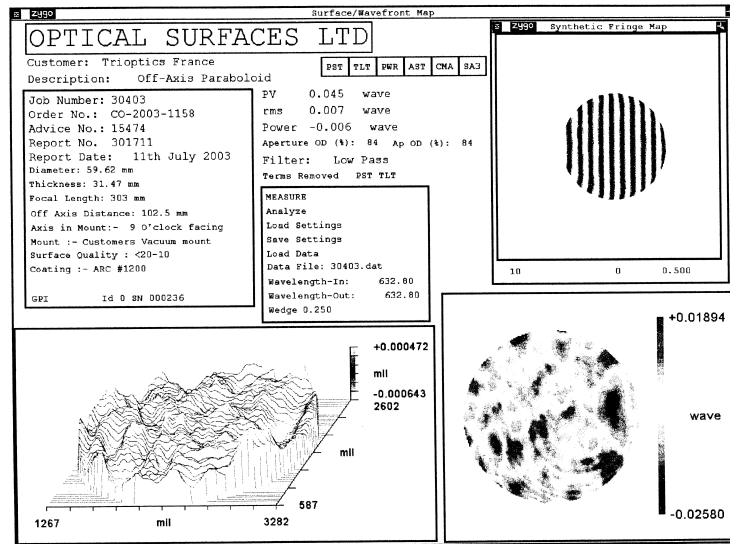


Fig. E.2: Tests optiques de la parabole hors axe de l'étage inférieur

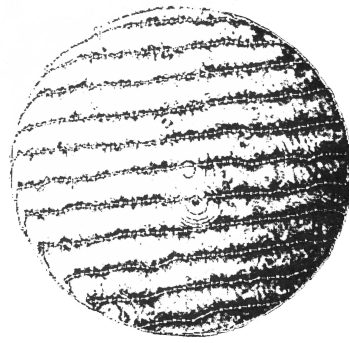


Fig. E.3: Test optique de la parabole hors axe de l'étage supérieur

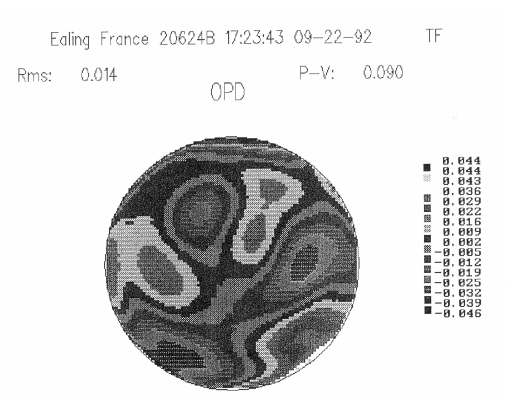


Fig. E.4: Surface de la parabole hors axe de l'étage supérieur

3 Système de lames dichroïques

On veut pouvoir contrôler le maintien de l'alignement (et éventuellement le corriger) pendant que le spectromètre fonctionne en lumière UV. Pour cela, un système de lames dichroïques a été conçu permettant de séparer les différentes voies : source laser visible, détection visible, détection UV. Le système est composé de deux lames, une en BK7 ($n=1.519$ à 543.5nm), une en silice ($n=1.461$ à 543.5nm). La lame en BK7 est formée de deux lames identiques accolées comportant une face semi réfléchissante entre les deux composants, la lame en silice a une face réfléchissante optimisée pour l'UV qui laisse passer le visible (figure 4), toutes les autres faces sont traitées anti-réflexion. Ce système de lames est aberrant, le faisceau le traversant présente en sortie de l'astigmatisme, mais cela n'influe que pour la partie alignement dans le visible puisque le faisceau ultraviolet est réfléchi par le premier dioptre. D'autre part, l'épaisseur et l'indice des lames entraînent un décalage du trou source vu du collimateur, pour compenser cet effet il faut avancer le trou source par rapport à sa position réglée sans les lames. Le choix de l'angle d'inclinaison des lames est le résultat d'un compromis entre la qualité d'image, la possibilité d'installer les détecteurs visible et UV sur la plateforme et l'égalité du chemin optique parcouru par tous les rayons issus du trou source. En effet, si les lames étaient écartées de 35° par rapport à la perpendiculaire à l'axe optique (minimum pour pouvoir installer correctement les détecteurs), la qualité d'image serait meilleure, mais chaque rayon aurait un chemin optique parcouru différent. Seule la configuration où les lames forment un angle droit permet de s'assurer que l'on introduit pas de différence de chemin optiques entre les rayons et donc entre les bras de l'interféromètre.

longueur d'onde en nm	rouge 633	vert 543	bleu 484
Indice BK7	1.51509	1.51947	1.52246
Indice Silice	1.45702	1.46071	1.46301
Décalage lame Silice (mm)	1.99179	2.00279	2.00963
Décalage lame BK7 (mm)	2.15883	2.17091	2.17912
Décalage total (mm)	2.93730	2.95365	2.96432

Tab. E.1: Valeur du décalage du foyer du collimateur en fonction de la longueur d'onde

4 Platine de translation

Physike Instrumente, actuators piézo électriques à capacités, course maximale de 200 microns, précision de déplacement 1 nanomètre. Test de fonctionnement + explication de l'option learn control

5 Système de détection

5.1 Détection visible

caméra CCD : caméra COHU noir et blanc, 580×699 pixels, pixels rectangulaires de 8.4×9.2 microns, codage 8 bits.

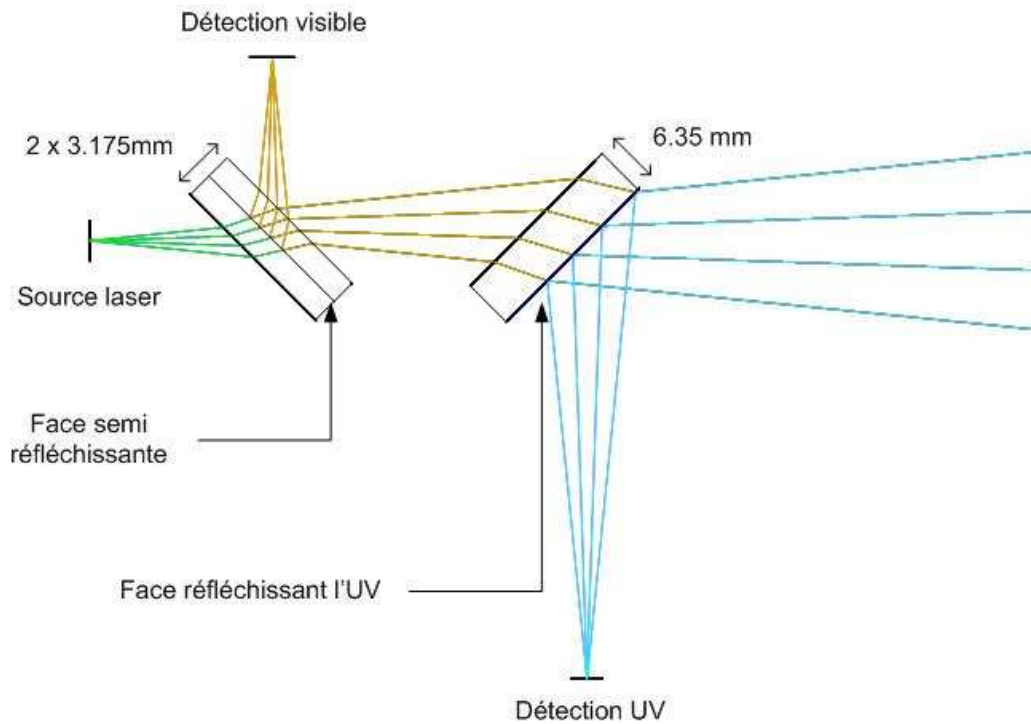


Fig. E.5: Schéma optique du système de lames à faces parallèles

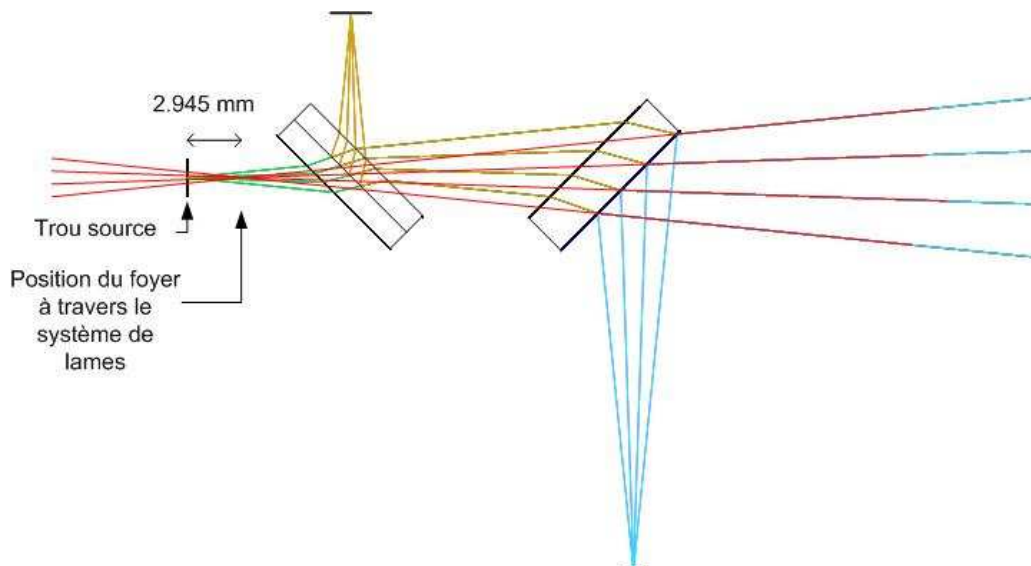


Fig. E.6: Schéma montrant le déplacement du foyer dû à la présence des lames

5.2 Détection UV

caméra EMCCD : electron multiplying CCD back illuminated, 512×512 pixels, $16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$, revêtement MgF_2 , efficacité quantique à 120 nm : 10%, fabricant : Andor Technology, possibilité de faire du binning, interfaçable avec une cuve à vide.

6 Réseau de thermistances

La différence de chemin optique entre les deux voies de l'interféromètre doit être contrôlée au nanomètre près. Les fluctuations de température entre les deux voies peuvent entraîner des variations de chemin optique de cette ordre de grandeur, il est donc nécessaire de mesurer ces fluctuations pour connaître leur impact.

7 Système de contrôle

Un programme de contrôle centralisé des différents instruments électriques périphériques au système optique a été conçu avec le logiciel Labview 7.0. Ce programme permet de synchroniser le déplacement de la platine de translation et la mesure de l'intensité lumineuse en sortie sur les différents détecteurs. La difficulté principale est la gestion des différentes interfaces entre les instruments et le PC : IEEE488, USB, RS 232. D'autre part, certains instruments (comme la caméra ou le radiomètre) sont relativement anciens, et les drivers adaptés n'ont pas été développés par les fabricants. L'utilisation simultanée des différents instruments surtout la camera CCD, pose des problèmes de gestion de la mémoire virtuelle du PC.

8 Fonctionnement de l'interféromètre à décalage latéral (“ shear plate”)

L'interféromètre à décalage latéral est un interféromètre très simple composé d'une grande lame à faces parallèles de très bonne qualité optique. Les deux faces ne sont pas traitées et on observe les interférences entre le front d'onde réfléchi par la face avant et celui réfléchi par la face arrière. Les deux faisceaux sont décalés à cause de l'épaisseur de la lame. Un faisceau collimaté va produire un système de franges rectilignes régulièrement espacées (cette orientation est la référence repérée par un trait sur l'écran de visualisation). Si le faisceau est légèrement divergent ou convergent, la figure d'interférence présentera toujours des franges également espacées mais inclinées par rapport à la référence. L'espacement des franges, l'angle d'inclinaison des franges et le décalage latéral (shear) permet de calculer le rayon de courbure du front d'onde. Si le front d'onde est aberrant, les franges ne seront pas parfaitement rectilignes mais il est quand même possible de collimater le faisceau en alignant la direction moyenne des franges avec la référence. En tournant le “ shear plate” de 90° on peut vérifier si le front d'onde présente de l'astigmatisme (il est alors collimaté dans une seule direction).

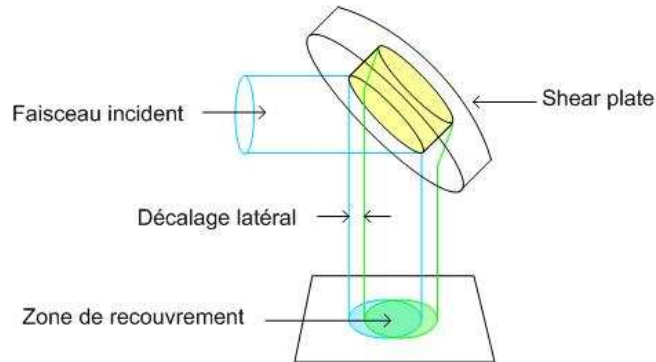


Fig. E.7: Schéma de principe de l'interféromètre à décalage latéral.

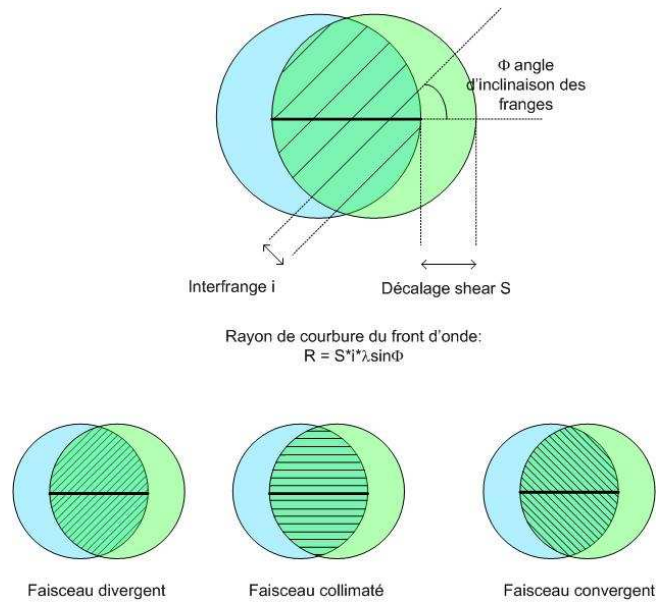


Fig. E.8: Différents aspects de la zone de recouvrement et leur signification.

Annexe F

Gestion du projet IFTSUV

1 Cadre et enjeux

L'objectif de la thèse est la conception et la réalisation d'une maquette d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet lointain. Ce type d'instrument n'existe pas pour l'instant. Et aucune équipe à ma connaissance ne travaille sur ce type d'instrument dans ce domaine de longueur d'onde. L'enjeu est de démontrer la faisabilité d'un tel instrument et de dégager les difficultés associées à la réalisation de celui-ci.

Ma thèse a été financée à égales contributions par le CNES et Alcatel Alenia Space dans le cadre d'une bourse de doctorat CNES cofinancée extérieure. Un interlocuteur privilégié a été désigné à AAS, M. François Guérin, afin de suivre les progrès de la thèse et avoir une approche différente de celle d'un laboratoire de recherche sur le projet. Ce suivi a été effectué par conférences téléphoniques mensuelles et présentations annuelles à AAS. Du côté du CNES, diverses discussions ont eu lieu avec M. Christian Buil sur le choix du système optique et sur les perspectives du projet.

La thèse s'est déroulée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale dans l'équipe de Physique Solaire et Stellaire. Cette équipe comporte des chercheurs théoriciens et instrumentalistes. La réalisation des expériences s'effectue avec l'aide des équipes techniques du laboratoire et avec les moyens techniques mis à disposition par celui-ci, notamment les salles blanches.

2 Préparation du projet

La préparation du projet s'est réalisée en plusieurs étapes :

Etat de l'art Des recherches ont été effectuées pour connaître l'état de l'art en matière de spectromètres imageurs à transformée de Fourier dans le domaine ultraviolet mais également dans les autres domaines de longueurs d'onde, dans le cadre de la physique solaire ou non. Dans les domaines visibles et infrarouge de nombreux instruments ont été développés et fournissent des résultats très satisfaisants. Dans le domaine ultraviolet par contre seule une tentative de réalisation d'un tel instrument a été effectuée ([Kruger et al., 1972]).

Simulations Diverses simulations ont été réalisées dans le but d'affiner le choix du système optique pour la réalisation de la maquette. Ces simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel ZEMAX, et ont permis de tester différentes configurations de l'instrument ainsi que l'influence de certains facteurs sur les performances attendues.

Choix techniques et commandes Une fois le système optique choisi, il faut trouver les solutions techniques correspondant à ce choix. Pour cela il faut évaluer le matériel déjà à disposition et pouvant être utilisé, le budget alloué au projet, et le temps nécessaire pour réunir tous les éléments. Ce dernier point n'est pas anodin puisque les commandes de matériel se font le plus souvent par mise en compétition des fournisseurs après un appel d'offre. Ce processus prend au minimum une semaine pour chaque commande. D'autre part, il faut prévoir tous les systèmes mécaniques, tables, montures et systèmes de déplacements, et s'assurer que leur encombrement n'est pas un problème pour le montage de l'instrument.

3 Conduite du projet

Le projet de réalisation d'un IFTSUV entre dans le cadre du programme de Recherche et Technologie du CNES. Ce programme a pour but notamment de préparer les instruments des missions futures pour l'amélioration de la connaissance de l'Univers. Les différentes étapes de la préparation du projet et de la réalisation de la maquette sont présentées sur la figure F.1. Le montage de la maquette et la réalisation des tests sur celle-ci sont les parties les plus importantes du projet. Le travail a été effectué en collaboration avec un chercheur instrumentaliste du laboratoire (Philippe Lemaire, directeur de recherche, co-directeur de thèse), avec l'aide ponctuelle d'un mécanicien (Denis Barbet, assistant ingénieur), d'un dessinateur mécanique (Jean Pierre Moalic, ingénieur d'étude) et des équipes informatique, électronique et administration.

4 Financement et évaluation du coût

Le financement du projet IFTSUV provient essentiellement de trois sources : le CNES, Alcatel Alenia Space, et le CNRS. La répartition et l'utilisation de ces crédits est résumé dans les tableaux F.1

5 Compétences développées au cours du projet

Au cours de ce projet, j'ai pu utiliser et enrichir mes compétences en conception de systèmes optiques, en particulier la conception assistée par ordinateur. J'ai acquis une expertise technique de la réalisation d'un instrument en laboratoire. J'ai également appris à gérer les crédits accordés à un projet ainsi que le système administratif, notamment l'utilisation des marchés publics. Au cours de ma thèse, j'ai participé au conseil de laboratoire au titre de représentant des doctorants et j'ai donc pu découvrir le fonctionnement et l'organisation d'un laboratoire de recherche. J'ai en particulier appris la façon dont est décidé et géré le budget. J'ai dû communiquer sur le projet IFTSUV à diverses reprises, à l'oral dans des conférences ou à l'écrit par la rédaction d'articles ou de posters, en français ou en anglais.

Ressources humaines

Catégorie	Temps	Coût annuel	Coût total	Financement
1 allocataire CNES	100 %	22 k€	65 k€	CNES, AAS
1 directeur de recherche	30 %	55 k€	49.5 k€	CNRS
total :			114.5 k€	

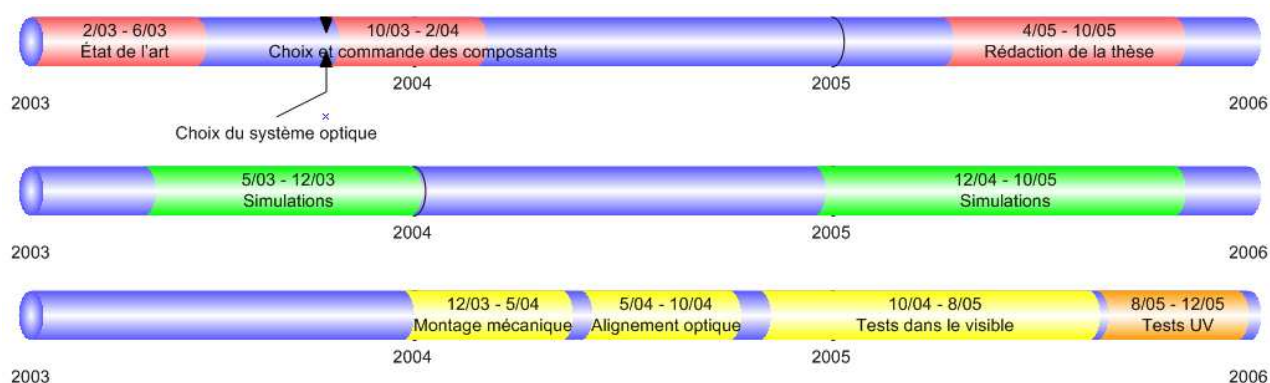
Dépenses matérielles

Dépense	Coût	Financement
Matériel optique	35 k€	CNES
Caméra CCD	25 k€	CNES
Platine de translation et contrôleur	25 k€	CNES
Interféromètre double voie	27 k€	CNES
Total	112 k€	

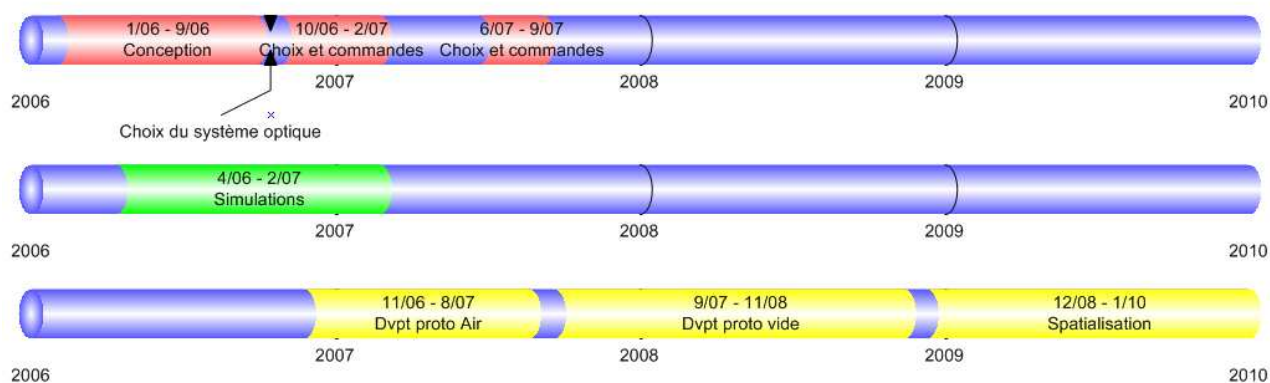
Frais de mission

Dépense	Coût	Financement
Missions (France et étranger)	6 k€	CNES
Formations (Ecole d'hiver d'astrophysique)	1 k€	CNES
Total	7 k€	

Tab. F.1: Financement du projet IFTSUV



Agenda des travaux de thèse



Agenda des prochaines étapes du projet IFTSUV

Fig. F.1: Agenda du projet IFTSUV.

6 Perspectives du projet

Le projet de réalisation d'un spectromètre imageur à transformée de Fourier dans l'ultraviolet dépasse le cadre de ma thèse. Au cours de celle-ci, et avec la réalisation de la maquette, un certain nombre de points difficiles ont été identifiés, ce qui est le point de départ d'une réflexion sur la modification de l'instrument afin d'en améliorer les performances. Le projet IFTSUV se poursuit donc en dehors du cadre de la thèse, toujours dans celui de la programmation R et T du CNES. L'agenda des prochaines grandes étapes du projet est reporté sur la figure F.1.

Bibliographie

- [Amari and Luciani, 1999] Amari, T. and Luciani, J. F. (1999). Confined Disruption of a Three-dimensional Twisted Magnetic Flux Tube. *ApJ*, 515 :L81–L84.
- [Amari et al., 1999] Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., and Linker, J. (1999). Three-dimensional Solutions of Magnetohydrodynamic Equations for Prominence Magnetic Support : Twisted Magnetic Flux Rope. *ApJ*, 518 :L57–L60.
- [Antiochos et al., 1999] Antiochos, S. K., DeVore, C. R., and Klimchuk, J. A. (1999). A Model for Solar Coronal Mass Ejections. *ApJ*, 510 :485–493.
- [Artzner et al., 1977] Artzner, G., Bonnet, R. M., Lemaire, P., Vial, J. C., Jouchoux, A., Leibacher, J. W., Vidal-Madjar, A., and Vite, M. (1977). The LPSP Instrument on OSO-8. I. Instrumentation, Description of Operations, Laboratory Calibrations, and Pre-Launch Performance. *Space Science Instrumentation*, 3 :131–161.
- [Auchère et al., 1998] Auchère, F., Boulade, S., Koutchmy, S., Smartt, R. N., Delaboudinière, J. P., Georgakilas, A., Gurman, J. B., and Artzner, G. E. (1998). The prolate solar chromosphere. *A&A*, 336 :L57–L60.
- [Aulanier et al., 2000] Aulanier, G., DeLuca, E. E., Antiochos, S. K., McMullen, R. A., and Golub, L. (2000). The Topology and Evolution of the Bastille Day Flare. *ApJ*, 540 :1126–1142.
- [Bartoe et al., 1977] Bartoe, J.-D. F., Brueckner, G. E., Purcell, J. D., and Tousey, R. (1977). Extreme ultraviolet spectrograph ATM experiment S082B. *Appl. Opt.*, 16 :879–886.
- [Basri et al., 1979] Basri, G. S., Linsky, J. L., Bartoe, J.-D. F., Brueckner, G., and van Hoosier, M. E. (1979). Lyman-alpha rocket spectra and models of the quiet and active solar chromosphere based on partial redistribution diagnostics. *ApJ*, 230 :924–949.
- [Bonnet et al., 1980] Bonnet, R. M., Decaudin, M., Bruner, E. C., Acton, L. W., and Brown, W. A. (1980). High-resolution Lyman-alpha filtergrams of the sun. *ApJ*, 237 :L47–L50.
- [Bonnet et al., 1982] Bonnet, R. M., Decaudin, M., Foing, B., Bruner, M., Acton, L. W., and Brown, W. A. (1982). Rocket photographs of fine structure and wave patterns in the solar temperature minimum. *A&A*, 111 :125–129.
- [Chamberlain, 1979] Chamberlain, J. (1979). *The principles of interferometric spectroscopy*. A Wiley-Interscience Publication, Chichester : Wiley, 1979.
- [Connes, 1960] Connes, P. (1960). Principe et réalisation d'un nouveau type de spectromètre interférentiel. *Revue d'optique*, 39(9) :402–436.

- [Damé et al., 1986] Damé, L., Foing, B. H., Martic, M., Bruner, M., and Brown, W. (1986). New ultraviolet filtergrams and results from the Transition Region Camera rocket experiment. *Advances in Space Research*, 6 :273–278.
- [Delannee et al., 1998] Delannee, C., Koutchmy, S., Veselovsky, I. S., and Zhukov, A. N. (1998). Coronal plasmoid dynamics. I. Dissipative MHD approach. *A&A*, 329 :1111–1118.
- [Donnelly and Pope, 1973] Donnelly, R. F. and Pope, J. H. (1973). Noaa technical report erl 276-sel 25. Technical report, U.S department of commerce.
- [Dupree et al., 1973] Dupree, A. K., Huher, M. C. E., Noyes, R. W., Parkinson, W. H., Reeves, E. M., and Withbroe, G. L. (1973). The Extreme-Ultraviolet Spectrum of a Solar Active Region. *ApJ*, 182 :321–334.
- [Emerich et al., 2005] Emerich, C., Lemaire, P., Vial, J.-C., Curdt, W., Schüle, U., and Wilhelm, K. (2005). A New Relation between Central and Total Solar H I Lyman- α Irradiances, as measured by SOHO during Solar Cycle 23 (1996-2003). *Icarus*, 178 :429.
- [Filippov and Koutchmy, 2000] Filippov, B. and Koutchmy, S. (2000). On the origin of the prolate solar chromosphere. *Sol. Phys.*, 196 :311–320.
- [Foing and Bonnet, 1984] Foing, B. and Bonnet, R. M. (1984). Characteristic structures of the solar disc observed on rocket UV filtergrams. *A&A*, 136 :133–141.
- [Foing et al., 1986] Foing, B., Bonnet, R.-M., and Bruner, M. (1986). New high-resolution rocket-ultraviolet filtergrams of the solar disc. *A&A*, 162 :292–306.
- [Fonck et al., 1978] Fonck, R. J., Huppler, D. A., Roesler, F. L., Tracy, D. H., and Daehler, M. (1978). All-reflection Michelson interferometer - Analysis and test for far IR Fourier spectroscopy. *Appl. Opt.*, 17 :1739–1747.
- [Fontenla et al., 1988] Fontenla, J., Reichmann, E. J., and Tandberg-Hanssen, E. (1988). The Lyman-alpha line in various solar features. I - Observations. *ApJ*, 329 :464–481.
- [Gabriel, 1971] Gabriel, A. H. (1971). Measurements on the Lyman Alpha Corona (Papers presented at the Proceedings of the International Symposium on the 1970 Solar Eclipse, held in Seattle, U. S. A. , 18-21 June, 1971.). *Sol. Phys.*, 21 :392.
- [Gabriel, 1977] Gabriel, A. H. (1977). Structure of the Quiet Chromosphere and Corona. In *IAU Colloq. 36 : The Energy Balance and Hydrodynamics of the Solar Chromosphere and Corona*, page 375.
- [Gabriel et al., 1971] Gabriel, A. H., Garton, W. R. S., Goldberg, L., Jones, T. J. L., Jordan, C., Morgan, F. J., Nicholls, R. W., Parkinson, W. J., Paxton, H. J. B., Reeves, E. M., Shenton, C. B., Speer, R. J., and Wilson, R. (1971). Rocket Observations of the Ultraviolet Solar Spectrum during the Total Eclipse of 1970 March 7. *ApJ*, 169 :595.
- [Gabriel and Jordan, 1975] Gabriel, A. H. and Jordan, C. (1975). Analysis of EUV observations of regions of the quiet and active corona at the time of the 1970 March 7 eclipse. *MNRAS*, 173 :397–418.
- [Gibson and Low, 1998] Gibson, S. E. and Low, B. C. (1998). A Time-Dependent Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Model of the Coronal Mass Ejection. *ApJ*, 493 :460.
- [Gibson and Low, 2000] Gibson, S. E. and Low, B. C. (2000). Three-dimensional and twisted : An MHD interpretation of on-disk observational characteristics of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 105 :18187–18202.

- [Gontikakis et al., 1997] Gontikakis, C., Vial, J.-C., and Gouttebroze, P. (1997). Emission of hydrogen lines by moving solar prominences. *A&A*, 325 :803–812.
- [Gouttebroze et al., 1978] Gouttebroze, P., Lemaire, P., Vial, J. C., and Artzner, G. (1978). The solar hydrogen Lyman-beta and Lyman-alpha lines - Disk center observations from OSO 8 compared with theoretical profiles. *ApJ*, 225 :655–664.
- [Grandmont et al., 2005] Grandmont, F., Lavigne, J., and Drissen, L. (2005). SpIOMM : an Imaging FTS for Astronomy. Optical Society of America.
- [Griffin et al., 2001] Griffin, M. J., Swinyard, B. M., and Vigroux, L. (2001). The SPIRE Instrument for Herschel. In *ESA SP-460 : The Promise of the Herschel Space Observatory*, page 37.
- [Handy et al., 1999] Handy, B. N., Acton, L. W., Kankelborg, C. C., Wolfson, C. J., Akin, D. J., Bruner, M. E., Carvalho, R., Catura, R. C., Chevalier, R., Duncan, D. W., Edwards, C. G., Feinstein, C. N., Freeland, S. L., Friedlaender, F. M., Hoffmann, C. H., Hurlburt, N. E., Jurcevich, B. K., Katz, N. L., Kelly, G. A., Lemen, J. R., Levay, M., Lindgren, R. W., Mathur, D. P., Meyer, S. B., Morrison, S. J., Morrison, M. D., Nightingale, R. W., Pope, T. P., Rehse, R. A., Schrijver, C. J., Shine, R. A., Shing, L., Strong, K. T., Tarbell, T. D., Title, A. M., Torgerson, D. D., Golub, L., Bookbinder, J. A., Caldwell, D., Cheimets, P. N., Davis, W. N., Deluca, E. E., McMullen, R. A., Warren, H. P., Amato, D., Fisher, R., Maldonado, H., and Parkinson, C. (1999). The transition region and coronal explorer. *Sol. Phys.*, 187 :229–260.
- [Heinzel et al., 2003] Heinzel, P., Anzer, U., and Schmieder, B. (2003). A Spectroscopic Model of euv Filaments. *Sol. Phys.*, 216 :159–171.
- [Heinzel et al., 2001] Heinzel, P., Schmieder, B., and Tziotziou, K. (2001). Why Are Solar Filaments More Extended in Extreme-Ultraviolet Lines than in H α ? *ApJ*, 561 :L223–L227.
- [Kankelborg et al., 2001] Kankelborg, C. C., Martens, P. C., and Thomas, R. J. (2001). Simultaneous EUV imaging and spectroscopy. In *ESA SP-493 : Solar encounter. Proceedings of the First Solar Orbiter Workshop*, pages 257–259.
- [Kankelborg and Thomas, 2001] Kankelborg, C. C. and Thomas, R. J. (2001). Simultaneous imaging and spectroscopy of the solar atmosphere : advantages and challenges of a 3-order slitless spectrograph. In *Proc. SPIE Vol. 4498, p. 16-26, UV/EUV and Visible Space Instrumentation for Astronomy and Solar Physics, Oswald H. Siegmund; Silvano Fineschi; Mark A. Gummin; Eds.*, pages 16–26.
- [Kohl et al., 1997] Kohl, J. L., Noci, G., Antonucci, E., Tondello, G., Huber, M. C. E., Gardner, L. D., Nicolosi, P., Strachan, L., Fineschi, S., Raymond, J. C., Romoli, M., Spadaro, D., Panasyuk, A., Siegmund, O. H. W., Benna, C., Ciaravella, A., Cranmer, S. R., Giordano, S., Karovska, M., Martin, R., Michels, J., Modigliani, A., Naletto, G., Pernechele, C., Poletto, G., and Smith, P. L. (1997). First Results from the SOHO Ultraviolet Coronagraph Spectrometer. *Sol. Phys.*, 175 :613–644.
- [Kruger et al., 1972] Kruger, R. A., Anderson, L. W., and Roesler, F. L. (1972). All Reflection Interferometer for Use as a Fourier-Transform Spectrometer. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 62 :938.
- [Kruger et al., 1973] Kruger, R. A., Anderson, L. W., and Roesler, F. L. (1973). New Fourier transform all-reflection interferometer. *Appl. Opt.*, 12 :533.

- [Lean et al., 1992] Lean, J., Vanhoosier, M., Brueckner, G., Prinz, D., Floyd, L., and Edlow, K. (1992). SUSIM/UARS observations of the 120 to 300 NM flux variations during the maximum of the solar cycle - Inferences for the 11-year cycle. *Geophys. Res. Lett.*, 19 :2203–2206.
- [Lemaire, 2005] Lemaire, P. (2005). Quiet sun xuv and euv spectroscopy. In *35th COSPAR Scientific Assembly*, page 4447.
- [Lemaire et al., 1998] Lemaire, P., Emerich, C., Curdt, W., Schuehle, U., and Wilhelm, K. (1998). Solar H α Lyman alpha full disk profile obtained with the SUMER/SOHO spectrometer. *A&A*, 334 :1095–1098.
- [Lemaire et al., 1981] Lemaire, P., Gouttebroze, P., Vial, J. C., and Artzner, G. E. (1981). Physical properties of the solar chromosphere deduced from optically thick lines. I - Observations, data reduction, and modelling of an average plage. *A&A*, 103 :160–176.
- [Maillard, 1995] Maillard, J. P. (1995). 3D-Spectroscopy with a Fourier Transform Spectrometer. In *ASP Conf. Ser. 71 : IAU Colloq. 149 : Tridimensional Optical Spectroscopic Methods in Astrophysics*, page 316.
- [Maillard, 2000] Maillard, J. P. (2000). BEAR Imaging FTS : High Resolution Spectroscopy in Infrared Emission Lines. In *ASP Conf. Ser. 195 : Imaging the Universe in Three Dimensions*, page 185.
- [McCandliss et al., 2001] McCandliss, S. R., Burgh, E. B., and Feldman, P. D. (2001). Ultraviolet groove efficiency of a holographic grating : implications for a dual-order spectrograph. *Appl. Opt.*, 40 :2626–2642.
- [Nicolet and Bossy, 1985] Nicolet, M. and Bossy, L. (1985). Solar radio fluxes as indices of solar activity. *Planet. Space Sci.*, 33 :507–555.
- [Noel et al., 2005] Noel, B., Joblin, C., Maillard, J. P., and Paumard, T. (2005). New results on the massive star-forming region S106 by BEAR spectro-imagery. *A&A*, 436 :569–584.
- [Nusinov and Katyushina, 1994] Nusinov, A. A. and Katyushina, V. V. (1994). Lyman-alpha line intensity as a solar activity index in the far ultraviolet range. *Sol. Phys.*, 152 :201–206.
- [Paletou, 1995] Paletou, F. (1995). Two-dimensional multilevel radiative transfer with standard partial frequency redistribution in isolated solar atmospheric structures. *A&A*, 302 :587.
- [Paletou, 1996] Paletou, F. (1996). A note on improved computations of solar prominences : 2D radiative models. *A&A*, 311 :708–709.
- [Patsourakos and Vial, 2000] Patsourakos, S. and Vial, J.-C. (2000). Outflow velocity of interplume regions at the base of Polar Coronal Holes. *A&A*, 359 :L1–L4.
- [Patsourakos and Vial, 2002] Patsourakos, S. and Vial, J.-C. (2002). Soho Contribution to Prominence Science. *Sol. Phys.*, 208 :253–281.
- [Prinz, 1973] Prinz, D. K. (1973). High Spatial Resolution Photographs of the Sun in L α Radiation. *Sol. Phys.*, 28 :35.
- [Prinz, 1974] Prinz, D. K. (1974). The Spatial Distribution of LYMAN- α on the Sun. *ApJ*, 187 :369–376.
- [Purcell et al., 1959] Purcell, J. D., Tousey, R. R., Packer, D. M., and Hunter, W. R. (1959). Solar disk photographs made with Lyman- α of hydrogen. *AJ*, 64 :131.

- [Quemerais et al., 1996] Quemerais, E., Malama, Y. G., Sandel, W. R., Lallement, R., Bertaux, J.-L., and Baranov, V. B. (1996). Outer heliosphere Lyman α background derived from two-shock model hydrogen distributions : application to the Voyager UVS data. *A&A*, 308 :279–289.
- [Rabin and Dowdy, 1992] Rabin, D. and Dowdy, J. F. (1992). Pervasive variability in the quiet solar transition region. *ApJ*, 398 :665–681.
- [Reeves et al., 1977] Reeves, E. M., Timothy, J. G., and Huber, M. C. E. (1977). Extreme UV spectroheliometer on the Apollo Telescope Mount. *Appl. Opt.*, 16 :837–848.
- [Sandlin et al., 1986] Sandlin, G. D., Bartoe, J.-D. F., Brueckner, G. E., Tousey, R., and Vanhoosier, M. E. (1986). The high-resolution solar spectrum, 1175-1710 Å. *ApJS*, 61 :801–898.
- [Schühle et al., 2000] Schühle, U., Wilhelm, K., Hollandt, J., Lemaire, P., and Pauluhn, A. (2000). Radiance variations of the quiet Sun at far-ultraviolet wavelengths. *A&A*, 354 :L71–L74.
- [Schwartz et al., 2004] Schwartz, P., Heinzl, P., Anzer, U., and Schmieder, B. (2004). Determination of the 3D structure of an EUV-filament observed by SoHO/CDS, SoHO/SUMER and VTT/MSDP. *A&A*, 421 :323–338.
- [Sheeley et al., 1997] Sheeley, N. R., Wang, Y.-M., Hawley, S. H., Brueckner, G. E., Dere, K. P., Howard, R. A., Koomen, M. J., Korendyke, C. M., Michels, D. J., Paswaters, S. E., Socker, D. G., St. Cyr, O. C., Wang, D., Lamy, P. L., Llebaria, A., Schwenn, R., Simnett, G. M., Plunkett, S., and Biesecker, D. A. (1997). Measurements of Flow Speeds in the Corona between 2 and 30 R sub sun. *ApJ*, 484 :472.
- [Swinyard et al., 2000] Swinyard, B. M., Ade, P. A., Griffin, M. J., Dohlen, K., Baluteau, J.-P., Poulliquen, D., Ferand, D., Dargent, P., Michel, G., Martignac, J., Rodriguez, L., Jennings, D. E., Caldwell, M. E., Richards, A. G., Hamilton, P. A., and Naylor, D. A. (2000). FIRST-SPIRE spectrometer : a novel imaging FTS for the submillimeter. In *Proc. SPIE Vol. 4013, p. 196-207, UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments, James B. Breckinridge ; Peter Jakobsen ; Eds.*, pages 196–207.
- [Thompson et al., 1998] Thompson, B. J., Plunkett, S. P., Gurman, J. B., Newmark, J. S., St. Cyr, O. C., and Michels, D. J. (1998). SOHO/EIT observations of an Earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997. *Geophys. Res. Lett.*, 25 :2465–2468.
- [Thorne, 1995] Thorne, A. P. (1995). Fourier Transform Spectrometry in the Vacuum Ultraviolet. *Physica Scripta*, T65 :31–35.
- [Thorne et al., 1995] Thorne, A. P., Cox, G., Learner, R. C. M., Smith, P. L., and Parkinson, W. H. (1995). Fourier Transform Spectroscopy at Vacuum Ultraviolet Wavelengths. In *ASP Conf. Ser. 81 : Laboratory and Astronomical High Resolution Spectra*, page 235.
- [Thorne et al., 1987] Thorne, A. P., Harris, C. J., Wynne-Jones, I., Learner, R. C. M., and Cox, G. (1987). A fourier transform spectrometer for the vacuum ultraviolet : design and performance. *Journal of Physics E : scientific instruments*, 20 :54–60.
- [Tousey, 1963] Tousey, R. (1963). The Extreme Ultraviolet Spectrum of the Sun. *Space Science Reviews*, 2 :3.
- [Tousey et al., 1947] Tousey, R., Strain, C. V., Johnson, F. S., and Oberly, J. J. (1947). The solar ultraviolet spectrum from a V-2 rocket. *AJ*, 52 :158.

- [Vial, 1982] Vial, J. C. (1982). Optically thick lines in a quiescent prominence - Profiles of Lyman-alpha, Lyman-beta /H I/, K and H /Mg II/, and K and H /Ca II/ lines with the OSO 8 LPSP instrument. *ApJ*, 253 :330–352.
- [Vial et al., 2005] Vial, J.-C., Boutry, C., and Wilhelm, K. (2005). Hydrogen lyman α profiles of an active region filament obtained with sumer on soho. In *Proceedings of the SPM-11 meeting, ESA-SP600, Louvain*.
- [Vial et al., 1992] Vial, J.-C., Koutchmy, S., Monnet, G., Sovka, J., Clark, C., Salmon, D., Purves, N., Sydserff, P., Coulder, R., and November, L. (1992). Evidence of plasmoid ejection in the corona from 1991 eclipse observations with the Canada-France-awaii telescope. In *Proceedings of an ESA workshop on Solar Physics and Astronomy at Interférometry resolution*, volume Rapport ESA SP-348, page 87.
- [Vial et al., 2003] Vial, J.-C., Song, X., Lemaire, P., Gabriel, A. H., Delaboudiniere, J.-P., Bocchialini, K., Koutchmy, S. L., Lamy, P. L., Mercier, R., Ravet, M. F., and Auchere, F. (2003). The solar high-resolution imager - coronagraph LYOT mission. In *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. Edited by Stephen L. Keil, Sergey V. Avakyan . Proceedings of the SPIE, Volume 4853, pp. 479-489 (2003).*, pages 479–489.
- [Vourlidas et al., 2001a] Vourlidas, A., Klimchuk, J. A., Korendyke, C. M., Tarbell, T. D., and Handy, B. N. (2001a). On the Correlation between Coronal and Lower Transition Region Structures at Arcsecond Scales. *ApJ*, 563 :374–380.
- [Vourlidas et al., 2001b] Vourlidas, A., Korendyke, C. M., Dere, K. P., and Klimchuk, J. A. (2001b). Ultra-High Resolution Observations of the Upper Chromosphere : First Results From the NRL VAULT Sounding Rocket Payload. *AGU Spring Meeting Abstracts*, page 61.
- [Wilhelm et al., 1995] Wilhelm, K., Curdt, W., Marsch, E., Schuhle, U., Lemaire, P., Gabriel, A., Vial, J.-C., Grewing, M., Huber, M. C. E., Jordan, S. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Kuhne, M., Timothy, J. G., Hassler, D. M., and Siegmund, O. H. W. (1995). SUMER - Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation. *Sol. Phys.*, 162 :189–231.
- [Wood, 1972] Wood, A. T. (1972). EUV Emissions of Solar Flares : OSO 4 and OSO 6 Observations. *BAAS*, 4 :396.
- [Woodgate et al., 1980] Woodgate, B. E., Brandt, J. C., Kalet, M. W., Kenny, P. J., Tandberg-Hanssen, E. A., Bruner, E. C., Beckers, J. M., Henze, W., Knox, E. D., and Hyder, C. L. (1980). The Ultraviolet Spectrometer and Polarimeter on the Solar Maximum Mission. *Sol. Phys.*, 65 :73–90.
- [Zhukov et al., 2000] Zhukov, A. N., Veselovsky, I. S., Koutchmy, S., and Delannée, C. (2000). Coronal plasmoid dynamics. II. The nonstationary fine structure. *A&A*, 353 :786–796.