



HAL
open science

CALAS, une caméra pour l'étude des grandes échelles de la surface solaire

Sylvain Rondi

► **To cite this version:**

Sylvain Rondi. CALAS, une caméra pour l'étude des grandes échelles de la surface solaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006. Français. NNT : . tel-00144722

HAL Id: tel-00144722

<https://theses.hal.science/tel-00144722>

Submitted on 4 May 2007

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.

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Discipline: Astrophysique et Physique Solaire

présentée et soutenue par

Sylvain RONDI

le 14 Décembre 2006

CALAS : une caméra pour l'étude des grandes échelles de la surface solaire

Directeur de thèse: M. Rieutord

JURY

J-M. Malherbe.....	Président
K. Bocchialini.....	Rapporteur
M. Faurobert.....	Rapporteur
N. Meunier.....	Co-directrice
M. Rieutord.....	Directeur
Th. Roudier.....	Examineur

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes – UMR CNRS 5572
Observatoire Midi-Pyrénées – 14, avenue Édouard Belin – 31400 Toulouse - FRANCE



Sommaire

Remerciements.....	5
Introduction.....	7
1 De la physique solaire à CALAS.....	9
2 La Lunette Jean Rösch revisitée.....	19
3 L'optique de CALAS.....	37
4 Les capteurs CMOS et leur caractérisation.....	69
5 La chaîne d'acquisition.....	89
6 Caméra spécifique ou caméra commerciale ?.....	99
7 Missions d'observations.....	107
8 Conclusion et perspectives.....	127
9 Articles.....	131
10 Annexes & Tables.....	163
Bibliographie.....	164
Liste des publications.....	167
Conférences, écoles.....	168
Formation, encadrement, communication.....	168
Index des illustrations.....	169
Table des matières.....	173
Index lexical.....	176
Abstract.....	178
Résumé.....	179

Remerciements

" Κρίνει φίλους ὁ καιρός. "

Μηνανδρος

Nombreux ont été ceux qui m'ont témoigné les affres et tourments du thésistif face à la complexe rédaction des sacro-saints remerciements.

En guise de préambule, je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude envers mes rapporteurs de thèse, Karine Bocchialini et Marianne Faurobert, pour toute l'attention qu'elles ont consacré à leur tâche ainsi que leurs judicieuses remarques. Merci également aux membres de mon jury, Nadège Meunier, Michel Rieutord et Thierry Roudier ainsi que, bien entendu, Jean-Marie Malherbe qui a bien voulu accepter la charge de président.

Pour la suite, loin de moi l'idée de vouloir éviter la traditionnelle litanie des personnes m'ayant aidées tout au long de cette thèse. Néanmoins, établir une liste complète et fidèle associée à un ordre rigoureux est un exercice difficile et périlleux sans pour autant être forcément pertinent. Je ne souhaite donc pas me perdre dans une longue kyrielle de noms, incomplète ou inégale et dont " l'ordre d'apparition " ne serait pas nécessairement le reflet de la gratitude que je tiens à exprimer envers chacun. Mais la raison principale est que, préalablement à tout remerciement personnel, et pour paraphraser le Ruthénois B. Laporte : *"j'accorde une grande importance au collectif "*.

C'est ainsi que je tiens avant tout à remercier de manière collective l'ensemble du personnel technique, scientifique, administratif que j'ai côtoyé sur les sites de Tarbes, du Pic du Midi et de Toulouse. Je souhaite remercier chacun d'entre eux pour l'accueil, le soutien, l'amitié dont ils ont fait preuve tout au long de cette thèse et les innombrables et fructueux échanges que nous avons eus. Chacun d'eux sait exactement ce que je lui doit.

En guise de conclusion cependant, parmi toutes les personnes qui m'ont côtoyé durant ces trois longues années, je tiens à adresser un mot particulier :

- à Thierry Roudier, pour son aide, ses idées innovantes, son enthousiasme et sa générosité ;
- à Sylvie Roques et Jean Arnaud pour leur soutien et leurs conseils avisés ;
- à Ruben Tkaczuk, " collègue de thèse " que je remercie pour sa bonne humeur et nos multiples discussions à bâtons rompus ;
- à Nadège Meunier et Michel Rieutord pour leur confiance et la très grande liberté d'action qu'ils m'ont accordée tout au long de cette thèse ;
- à Carole Brard, Mickaël Dievert, Yohann Fromager, Patricia Blans, Dimitri Cahusac pour l'enthousiasme qu'ils ont malgré tout manifesté devant nos idées farfelues ;
- à mes parents et ma famille pour leur soutien constant ;
- à Isabelle, pour son écoute et pour m'avoir supporté tout ce temps et je l'espère encore longtemps ...

Introduction

Mon rôle dans le projet CALAS a consisté à participer à la conception d'une caméra de grand format (4000 x 4000 pixels) dédiée à l'observation solaire. Le but principal du projet porte sur l'étude de la supergranulation solaire, structure à grande échelle de la photosphère dont l'origine reste encore controversée. La caméra CALAS, de par son grand format, permet de réaliser des observations à très haute résolution spatiale (0.13 "/pixel) sur un grand champ (10' x 10').

Le premier chapitre me permettra d'introduire le contexte scientifique du projet CALAS, en faisant un bref état des lieux des études réalisées concernant la photosphère, la granulation et la supergranulation.

Dans un deuxième temps, je présenterai l'instrument accueillant CALAS: la Lunette Jean Rösch, réfracteur de 50 cm de diamètre installé au sommet du Pic du Midi de Bigorre. Après une description historique, scientifique et technique de la LJR, nécessaire pour mieux appréhender l'instrument, j'aborderai notamment les travaux d'adaptation et de jouvence réalisés de manière à l'adapter aux exigences de la caméra CALAS.

Le projet CALAS combine des modes d'imagerie, de Doppler et magnétographie, par l'utilisation de filtres magnéto-optiques. Des études optique et mécanique, exposées au chapitre 3, ont donc été nécessaires de manière à concevoir un instrument permettant des observations simultanées dans ces différents modes.

Les chapitres suivants me permettront d'aborder l'utilisation des capteurs CMOS, ainsi que leurs caractéristiques et ce qui les différencie des capteurs CCD. J'y ferai également une description de la chaîne d'acquisition réalisée, comprenant l'électronique de lecture de la caméra, la partie logicielle ainsi que les moyens de stockage mis en oeuvre. Une étude comparative avec une caméra CMOS commerciale est également abordée.

Enfin, je terminerai sur la description des différentes missions d'observations que j'ai pu effectuer au Pic du Midi, ainsi que sur ma participation à une campagne d'observations coordonnées qui a fait l'objet d'une étude portant sur les mouvements photosphériques à proximité de filaments. J'aborderai également les observations réalisées à l'aide d'une caméra 14MPixels, toutes premières observations à grand champ et haute résolution de la surface solaire.

CHAPITRE 1

" Ab Jove principium. "

1 De la physique solaire à CALAS

Le but de ce chapitre est de présenter l'objet de notre étude: le Soleil, et essentiellement les points qui nous concernent, à savoir l'observation de la surface solaire, la photosphère, dans son état calme. Ces thèmes seront replacés dans le contexte international afin de comprendre quels enjeux ont amené à concevoir le programme CALAS : une caméra grand champ et haute résolution pour l'étude des grandes échelles solaires.

1.1 La surface du Soleil et sa dynamique

1.1.1 La photosphère

La photosphère se définit comme la surface extérieure du soleil visible en lumière blanche. Par convention, le niveau zéro de l'atmosphère est le milieu où la profondeur optique τ à 500 nm est égale à 1.

A une altitude plus faible (sous la photosphère), la matière est trop dense pour que des photons soient émis (profondeur optique > 1), et à une altitude plus importante (chromosphère et au-delà), la matière est au contraire beaucoup plus ténue (milieu très transparent et très peu émissif dans le visible).

Le spectre du Soleil se rapproche de celui d'un corps noir de température 5800 °K (voir illustration 1.1.1), et c'est dans la large bande visible, entre 400 et 700 nm, que environ 46% du rayonnement solaire sont émis. Cependant, la photosphère n'est pas homogène puisque sa température, sa densité et son épaisseur optique

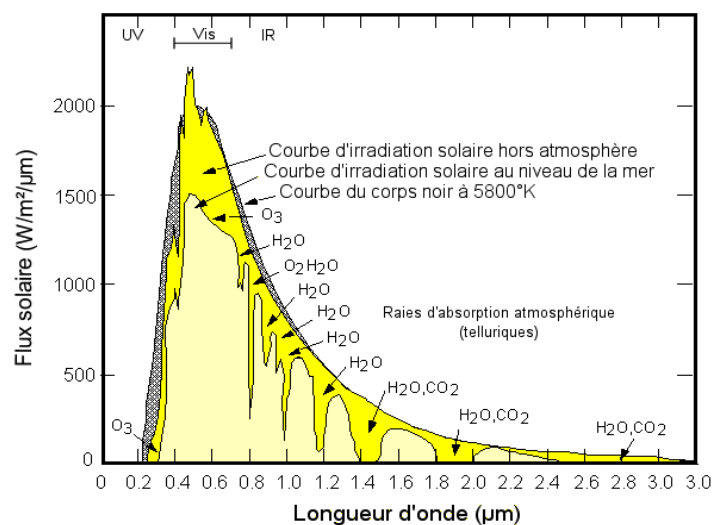


Illustration 1.1.1: Spectre d'irradiation du Soleil hors et dans l'atmosphère terrestre.

diminuent avec l'altitude. On estime que la photosphère a une épaisseur de quelque centaines de km puisque la transition photosphère-chromosphère est définie au niveau du minimum de température (4200 °K), à 500 km au dessus du niveau zéro.

Chromosphère (↑ Température croissante)		
Photosphère	H = 500 km, T = 4200 °K, $\rho = 3 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^3$, $\tau = 1 \times 10^{-4}$	Photosphère
	↑ Température, densité, opacité décroissant avec l'altitude	
	H = 300 km, T = 4900 °K, $\rho = 2.5 \times 10^{-8} \text{ g/cm}^3$, $\tau = 0.004$	
	↑ Température, densité, opacité décroissant avec l'altitude	
	H = 0 km, T = 6200 °K, $\rho = 3 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$, $\tau = 1$	
H = -90 km, T = 8000 °K, $\rho = 5 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$, $\tau = 10$ (couches opaques du Soleil)		

Illustration 1.1.2: Données physique de la photosphère (altitude, température, densité et profondeur optique) d'après différentes mesures et modèles atmosphériques dont celui de Holweger-Müller [Holweger & Müller 1974].

1.1.2 Méthodes observationnelles

1.1.2.1 Imagerie simple

L'imagerie large bande de la photosphère est une méthode d'observation particulièrement simple puisqu'il suffit d'imager la surface solaire à l'aide d'une caméra CCD ou CMOS de dynamique modeste (10 à 12 bits suffisent généralement étant donné le faible contraste de la photosphère) et au travers de filtres de bande passante relativement large (quelques dizaines de nanomètres), afin de s'affranchir du chromatisme résiduel des optiques (variation de leur focale selon la longueur d'onde considérée).

Ce type d'imagerie permet d'obtenir directement des informations d'ordre thermique (par mesure directe de la brillance) et des informations sur les vitesses de déplacement à la surface.

Notons également l'intérêt de réaliser des images dans la bande G (bande moléculaire du CH vers 4305-4308 Å) afin de mettre en évidence les points brillants du réseau magnétique [Muller & Roudier 1984].

Concernant ce dernier point, plusieurs méthodes de suivi des structures (*tracking*) sont utilisées pour estimer le champ de vitesse horizontal :

- la LCT (*Local Correlation Tracking*) , introduite par [November & Simon 1988] qui utilise le calcul de la corrélation locale sur le motif en intensité des images. Son principe de base est le suivant: admettons qu'un détail en intensité soit déplacé par le champ de vitesse à la surface solaire, alors ce champ de vitesse peut être estimé en maximisant la corrélation locale entre deux images (pour le sous-champ considéré). Plus précisément, pour chaque pixel d'un couple d'images, on estime la fonction de corrélation, sur une petite surface donnée, pour des décalages de -n, 0 et n pixels entiers dans les directions x et y. On ajuste une fonction sur les valeurs de corrélation obtenues pour chaque décalage entier : le maximum de cette fonction donnera alors le décalage exact à une fraction de pixel près. On en déduira la vitesse moyenne correspondante.

- La CST (*Cohérent Structure Tracking*), introduite par [Roudier et al. 1999] est dérivée de la méthode de *Feature Tracking* (FT) par [Strous 1995], qui se sert des granules comme traceurs : On utilise une série temporelle d'images de la granulation et l'on suit le déplacement des centres de gravité des granules au cours du temps (après segmentation des granules et

identification). Pour chaque granule, on détermine une vitesse à partir de la distance entre le point de départ et celui d'arrivée de son centre de gravité divisée par la durée de suivi du granule. On obtient alors une grille régulière de vitesses en moyennant les vitesses mesurées pour chacun des granules de la case de la grille, puis par interpolation.

Des comparaisons entre les deux algorithmes de LCT et CST sur le même jeu de données ont conduit à des différences significatives sur les champs de vitesse calculés (voir [Roudier et al. 1999]). En particulier on peut citer que la corrélation entre les champs de vitesse dérivés des deux méthodes s'établit à 75%, ceci dû à l'effet plus ou moins important de la prise en compte de la distorsion atmosphérique selon les deux méthodes. La LCT est plus sensible à ces distorsions atmosphériques que la CST.

1.1.2.2 Spectrohéliographie, spectropolarimétrie

L'étude spectrale de la surface solaire dans des raies bien définies est un moyen d'analyse particulièrement puissant puisqu'il renseigne sur l'état de la matière, les vitesses, le champ magnétique (lorsqu'on y couple un polarimètre). Ainsi le spectroscopie installé à la LJR (Lunette Jean Rösch) et précédé d'un polarimètre permet l'étude de structures fines du champ magnétique avec une résolution spatiale atteignant 0.3 secondes d'arc [Roudier et al. 2006].

Des Dopplergrammes peuvent également être obtenus dans différentes longueurs d'ondes par mesures de décalages sur le profil des raies spectrales (voir ci-dessous).

1.1.2.3 Dopplergrammes

Un Dopplergramme est une carte du champ des vitesses selon la ligne de visée de l'observateur. A grande échelle, ces cartes sont dominées par la rotation solaire, mais laissent également apparaître des structures à différentes échelles et notamment la supergranulation.

Différentes méthodes d'obtention de Dopplergrammes sont possibles :

- l'analyse spectrale, à l'aide d'un spectrohéliographe (mesure du déplacement de la raie spectrale par l'effet Doppler).
- l'imagerie au travers d'un filtre à bande passante très étroite et variable comme dans l'instrument spatial MDI (embarqué sur SOHO), utilisant un interféromètre de Michelson (bande passante 94 mÅ). Deux images à des longueurs d'onde légèrement différentes sont nécessaires pour obtenir le Dopplergramme.
- l'imagerie au travers d'un filtre magnéto-optique (voir chapitre 3.2, page 40) dont la bande passante est également très étroite (~100 mÅ). Ici également, deux images à des longueurs d'onde légèrement différentes sont nécessaires pour obtenir le Dopplergramme.

Cependant ces trois méthodes souffrent soit de la non simultanété de la prise de vue sur le champ (spectrohéliographie) soit de la non simultanété temporelle de deux images (filtres). Elles sont donc sensibles à la turbulence atmosphérique (*seeing*) dans le cas d'observation au sol.

1.1.2.4 Magnétogrammes

Un magnétogramme est une carte de l'intensité du champ magnétique selon la ligne de visée de l'observateur. Il est basé sur le phénomène de polarisation associée à l'effet Zeeman dans certaines raies sensibles au champ magnétique (raies du FeI généralement) et permet de détecter des champs magnétiques de quelques dizaines de Gauss au minimum. Il est important de retenir qu'il donne l'intensité du champ moyenné sur la surface du pixel.

Un magnétogramme est généralement obtenu en couplant un polarimètre à l'un des dispositifs vus précédemment (spectrohéliographe, filtre de Lyot et interféromètre de Michelson,

filtre magnéto-optique ou MOF) et en réalisant au moins deux images favorisant l'un ou l'autre état de polarisation dûs à des champs entrants ou sortants (voir le chapitre traitant du MOF, page 40). Le problème de non simultanéité est donc le même que pour la réalisation d'un Dopplergramme.

Notons cependant que l'utilisation d'un instrument de type DPSM (Double Passage Soustractif Multicanal) permet l'analyse spectropolarimétrique simultanée sur un petit champ.

1.1.3 La granulation et la mésogranulation

La granulation solaire est visible à la surface du soleil comme une structure de grains brillants (chauds) cernés par des zones plus sombres et étroites, les intergranules. Elle est constituée de cellules ascendantes de plasma chaud (de 5000 à 6000 °K) entourées de plasma plus froid (environ 200 °K de moins que le centre des granules). Le contraste s'établit entre 17 et 35% [Roudier & Muller 1986]. A noter que la grande dispersion sur le contraste vient du fait que les valeurs observées sont assez basses (~ 5 à 10%) puisque intégrant la turbulence et le pouvoir résolvant de l'instrument : les valeurs "réelles" sont estimées après déconvolution (variations selon la méthode).

La taille de ces granules est comprise entre quelques centaines de km pour les plus petits jusqu'à environ 2000 km pour les plus gros. Leur taille moyenne est de l'ordre de 1000 km (soit environ 1.3 secondes d'arc vu depuis la Terre). La distance intercentre moyenne est d'environ 1300 km [Zirin1988].

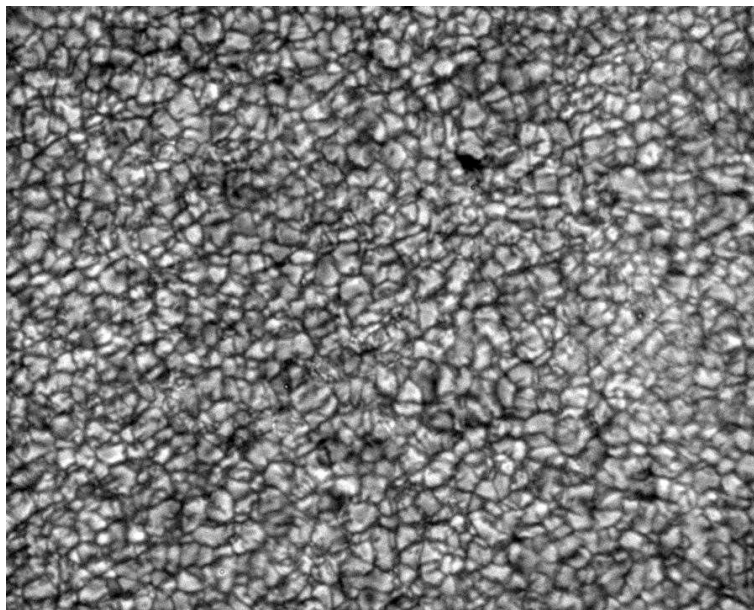


Illustration 1.1.3: Image de la granulation dans le Continuum (5750 Å) issue de l'une de mes missions à la Lunette Jean Rösch – voir chapitre 7.2.3, page 118.

La nature convective de la granulation a été identifiée dès 1930 par Unsöld [Unsöld 1930], et des observations spectroscopiques ont mis en évidence le mouvement ascendant des granules (vitesses verticales de l'ordre de 1 km/s) et le mouvement descendant dans les intergranules [Richardson et al. 1950]. Les granules présentent de plus un mouvement d'expansion horizontal compris entre 1.6 et 2.6 km/s [Brandt et al. 1991].

La granulation est donc un phénomène très dynamique puisque la durée de vie d'un granule ne dépasse généralement pas cinq à dix minutes. Les granules peuvent présenter divers types d'évolution : généralement une disparition progressive, fréquemment une fragmentation pouvant parfois se manifester sous forme de granules explosifs. Plus rarement les granules peuvent fusionner (4% de la population, selon [Labonte et al. 1975]).

Concernant ces granules explosifs, dont la découverte a été faite au Pic du Midi ([Carlier et al. 1968]), il s'agit sans doute d'un des phénomènes les plus dynamiques de la photosphère: un granule s'assombrit en son centre tout en présentant un fort mouvement d'expansion (1.7 à 3.2 km/s d'après [Namba 1986]), jusqu'à atteindre une taille de 3 à 5 secondes d'arc en une durée moyenne de 8 minutes [Rast 1995]. Plusieurs observations et mesures sur les propriétés des granules explosifs ont été réalisées à la LJR ([Kawaguchi 1980], [Roudier et al. 2001]) cependant les études restent assez rares notamment étant donné la faible proportion de granules explosifs à la surface du Soleil (2.5% de la population [Namba 1986]). Leur observation à l'aide de CALAS apporterait un progrès indubitable puisque statistiquement son champ abriterait environ 3000 granules explosifs à un instant donné. En outre, un code numérique récemment développé par Th. Roudier permet la détection des granules explosifs et faciliterait leur étude statistique.

Toujours concernant les manifestations dynamiques de la granulation, il a été démontré qu'une part significative des granules se fragmentant au cours du temps forment des structures arborescentes : les TFGs (pour "*Trees of Fragmenting Granules*"). Un TFG (Illustration 1.1.4) consiste en une famille de granules se fragmentant successivement et ayant pour origine un unique granule. Leur durée de vie peut atteindre plusieurs heures [Roudier et al. 2003a].

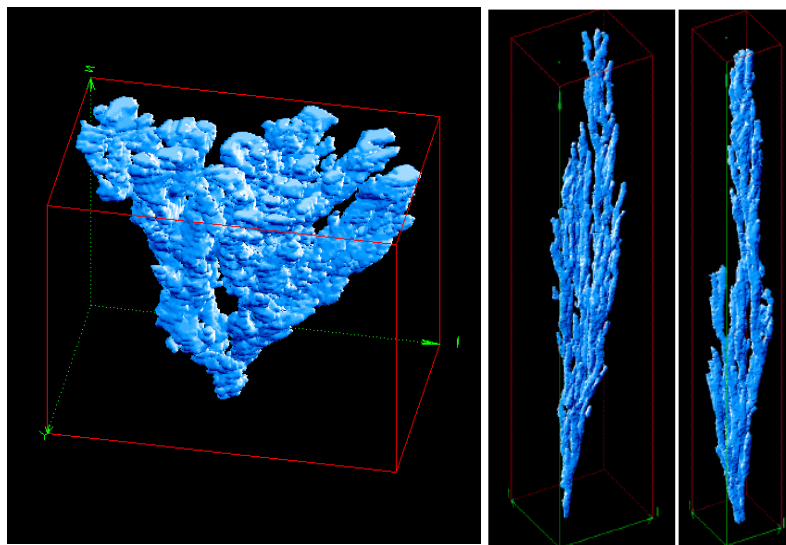


Illustration 1.1.4: Exemples de TFGs (observations campagne JOP 178 - données DOT et LJR). Les axes horizontaux représentent l'étendue spatiale tandis que l'axe vertical est l'axe temporel.

La mésogranulation, quant à elle, a été mise en évidence au début des années 1980 par des techniques de corrélation (LCT). Elle serait une échelle intermédiaire entre la granulation et la supergranulation, avec une taille de cellule de plusieurs milliers de kilomètres et une durée de vie de plusieurs heures. Elle a été longtemps sujette à controverse, mais des travaux récents ont montré par des techniques de *correlation-tracking* sur les flux horizontaux une échelle de 3600 à 7200 km pour les mésogranules [Roudier et al. 2003a]. Il a d'ailleurs été établi une relation entre les TFG et la mésogranulation puisque au cours du temps, les TFG de longue durée partagent les mêmes propriétés que les mésogranules : taille, durée de vie et flux divergent [Roudier & Muller 2004].

Ainsi il semblerait que, confirmant les propositions de [Straus & Bonaccini 1997] et [Rieutord et al. 2000], la mésogranulation n'est pas une échelle de convection spécifique, mais plutôt une extension à grande échelle de la granulation, issue des TFG qui sont eux-mêmes des structures cohérentes à méso-échelle de la convection.

1.1.4 La supergranulation, le réseau chromosphérique

La supergranulation a longtemps été interprétée comme une échelle de convection beaucoup plus grande mais plus subtile puisqu'elle ne fut mise en évidence que dans les années 1950 par A.B.Hart, par des mesures Doppler révélant des flux horizontaux sur plusieurs dizaines de milliers de kilomètres [Hart 1954], [Hart 1956]. Les travaux ultérieurs de Leighton, Noyes et Simon ont caractérisé ces cellules de supergranulation, d'une taille moyenne de 30 000 km et d'une durée de vie proche de 24 heures [Leighton et al. 1962].

Des observations plus récentes ([Title et al. 1989]) ont confirmé ces valeurs avec une taille caractéristique de 31 000 km et une durée de vie moyenne de 20 heures. Les vitesses du flux d'expansion horizontal sont d'environ 300 à 500 m/s. Le flux montant est très faible (autour de 50 m/s) tandis que le flux descendant (sur le pourtour des supergranules) a une vitesse d'environ 50 à 100 m/s. A noter cependant que selon les auteurs et la méthode de réduction utilisée la dispersion sur ces valeurs est assez grande (plusieurs dizaines de m/s), en particulier sur les valeurs des vitesses ascendantes au centre pour lesquelles aucun consensus ne s'est établi.

La supergranulation est particulièrement bien visible sur un Dopplergramme lorsqu'on approche du bord solaire, étant donné la vitesse principalement horizontale (parallèle à la surface) (voir illustration 1.1.5).

Average Dopplergram Minus Polynomial Fit

45 images averaged (30-Mar-96 19:26 to 30-Mar-96 20:17)

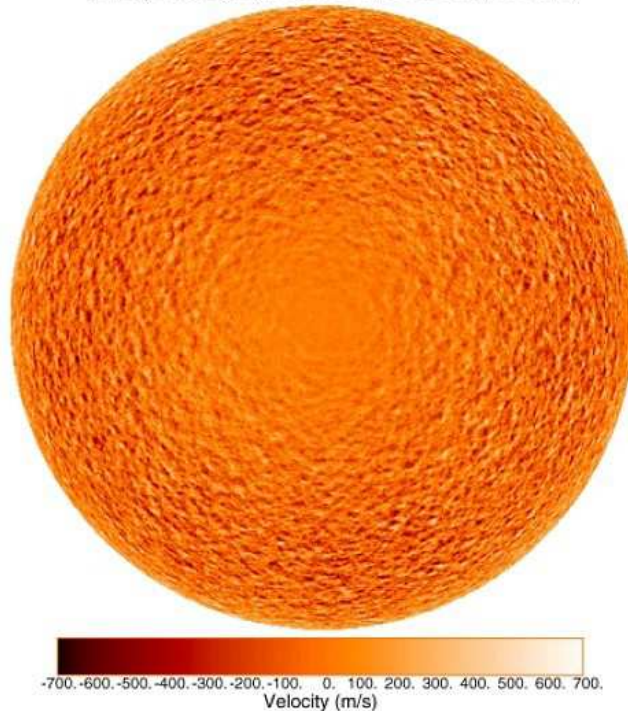


Illustration 1.1.5: Champ de vitesse (Dopplergramme) du Soleil, corrigé de la rotation solaire, et mettant en évidence le flux horizontal de la supergranulation (sur le pourtour du disque). Source MDI.

On constate également un lien entre la supergranulation et le champ magnétique du Soleil calme puisque les cellules de supergranulation se trouvent bordées par des structures brillantes au niveau de la chromosphère (visibles dans la raie CaK ou de l'hélium 1083nm): le réseau chromosphérique. On visualise également ce réseau chromosphérique dans la raie H-alpha, sous la forme de spicules (structures dynamiques verticales) réparties sur le réseau.

L'importance de l'étude de la supergranulation est liée en particulier à son rôle dans la diffusion et la distribution du champ magnétique à la surface du Soleil. Elle est donc l'un des ingrédients majeurs de la structure de la couronne solaire. L'étude de la dynamique de la supergranulation sera naturellement complétée par une étude des traceurs magnétiques tels que les points brillants du réseau magnétique.

Tableau récapitulatif:

Voici les chiffres-clés (valeurs moyennes communément admises) concernant les différentes échelles observables à la surface du Soleil :

	Taille	Vitesse ascendante	Vitesse d'expansion	Durée de vie
Granulation	~1000 km	~ 1000m/s	~ 2000m/s	~10 min.
Mésogranulation	~ 6000 km	~ 60m/s		Qq. heures
Supergranulation	~30000 km	~ 50m/s	~ 400 m/s	~ 24 heures

1.2 La caméra CALAS

La surface du Soleil, ou photosphère, est un lieu de transition où le transport de l'énergie générée dans le coeur du Soleil passe d'un régime convectif à un régime radiatif. On y observe plusieurs échelles de mouvements convectifs sous la forme de la granulation (observable directement en lumière blanche et bande G) et de la supergranulation (dont l'observation est dérivée de mesures de vitesses).

1.2.1 Objectifs scientifiques

Le principal objectif du projet CALAS est l'étude de la supergranulation solaire (structures de l'ordre de 30000 km à la surface, soit 40 secondes d'arc au centre disque) dont l'origine est en fait très controversée.

Deux hypothèses ont été émises :

- soit la supergranulation est d'origine convective, auquel cas ce serait la force d'Archimède qui induirait l'énergie cinétique observée dans les supergranules. C'est l'explication qui a été avancée dès le début des années 1960 ;
- soit la supergranulation résulte des interactions non linéaires entre granules qui déstabiliseraient l'ensemble et réinjecteraient l'énergie vers l'échelle de la supergranulation, comme suggéré par [Rieutord et al. 2000]. Dans ce cas, la force d'Archimède ne travaille qu'à plus petite échelle (granulation). Le champ de vitesse des granules, par interaction non linéaire, va engendrer un écoulement à plus grande échelle dont les vitesses seront plus modérées; puis ces écoulements interagissent encore et forment des échelles de taille encore supérieure : ainsi l'énergie saute d'échelle en échelle en se diluant spatialement. Cette hypothèse d'une instabilité à grande échelle de la granulation a besoin de contraintes observationnelles pour guider les modélisations très complexes des interactions non-linéaires.

Pour valider ou invalider ces modèles il faut donc étudier la dynamique d'un grand nombre de supergranules. L'interprétation du spectre de puissance des vitesses est un premier élément

qui nous guidera dans le scénario de formation des grandes échelles.

Jusqu'à présent, ce sont surtout les mesures Doppler qui ont été utilisées pour étudier la dynamique de la supergranulation. Malheureusement, elles ne fournissent qu'une composante en vitesse, le long de la ligne de visée, au demeurant très bruitée au centre disque (voir illustration 1.1.5). Une bonne méthode, permettant d'obtenir les champs de vitesse horizontaux, est d'observer le mouvement propre des granules solaires, mais il faut pour cela une très bonne résolution spatiale (~ 0.5 secondes d'arc) afin que l'échantillonnage du champ de vitesse supergranulaire soit suffisant. Des tests faits dans l'équipe (Th. Roudier, communication privée) ont montré que les observations à moyenne résolution (~ 1 seconde d'arc) ne permettaient pas l'étude des grandes échelles puisque les granules traceurs n'étaient pas correctement visibles. Les images de MDI (résolution de 1.2 secondes d'arc) par exemple n'ont donc pas une résolution suffisante lorsqu'on souhaite étudier les TGF et les granules explosifs.

L'objectif du projet CALAS est d'obtenir des séries temporelles d'images (cadence de 2 images par seconde) à haute résolution (taille pixel ~ 0.15 secondes d'arc) sur un grand champ (10×10 arcmin), et ce sur une longue période (plusieurs heures). Cela permettra tout d'abord, par méthodes de sélection d'images et de déconvolution (travaux de [Molodij et al.], en préparation), de profiter au maximum des moments d'excellent *seeing*, en suivant les supergranules sur une partie significative de leur durée de vie (qui est de l'ordre de 24 heures). Par ailleurs, un suivi à long terme permettra d'étudier ce phénomène au cours du cycle solaire afin d'en tirer le maximum de contraintes pour les modèles globaux.

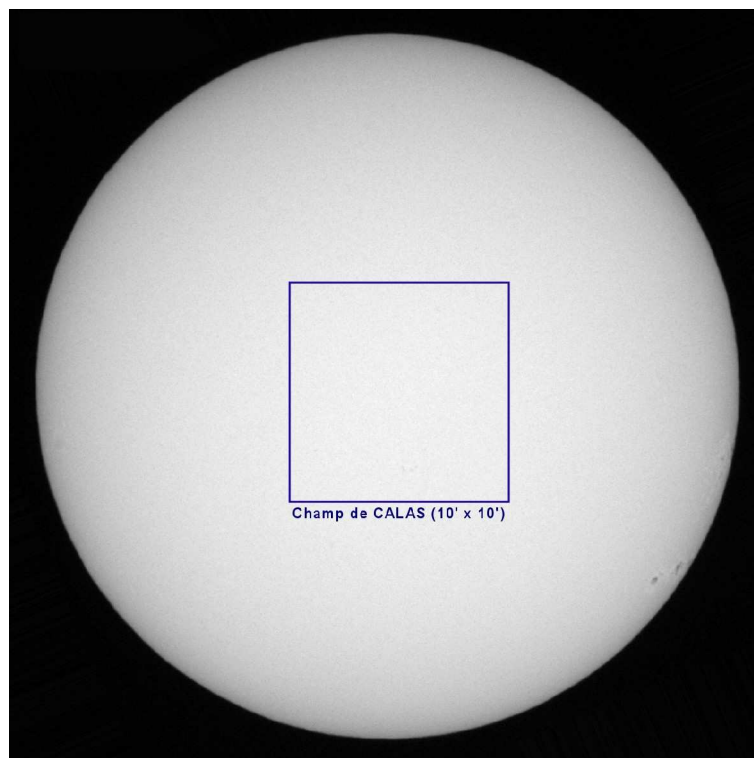


Illustration 1.2.1: Champ d'observation de CALAS au centre disque (10×10 arcmin)

1.2.2 Le cahier des charges scientifique de CALAS

La réponse à cette problématique est la mise en place d'une caméra grand champ (10×10 arcmin) sur un instrument situé dans un site permettant une très bonne résolution spatiale

(*seeing* < 0.3 secondes d'arc). Cette caméra doit être installée à la Lunette Jean Rösch du Pic du Midi, instrument de 50 cm de diamètre, situé dans un site permettant d'atteindre une résolution spatiale correspondant à sa limite de diffraction (0.25 secondes d'arc).

Les caractéristiques principales d'une caméra répondant à ces exigences sont : taille d'environ 4000 x 4000 pixels, dynamique supérieure à 10 bits et lecture rapide (inférieure à 0.5 seconde) afin de réaliser des rafales d'images nécessaires à la réduction de la distorsion atmosphérique. Nous nous sommes orientés vers des détecteurs de type CMOS, moins chers et plus rapides que les détecteurs CCD, qui sont tout à fait adaptés à nos exigences. La grande taille du capteur cumulant 16 millions de pixels permet de satisfaire l'exigence clé du projet: une haute résolution (~0.15 secondes d'arc) sur un grand champ (~10 x 10 arcmin).

1.2.3 Situation internationale du projet

Ce projet n'a pour l'heure aucune concurrence tant au sol que dans l'espace. En effet côté sol, les principaux observatoires actuellement en opération ou en projet sont (Illustration 1.2.2) :

- Le télescope franco-italien THEMIS de 90 cm d'ouverture muni d'un champ maximum de 2 minutes d'arc ;
- Le DST (*Dunn Solar Telescope*) à Sacramento Peak, avec 76.2 cm de diamètre et un champ d'environ 3 minutes d'arc ;
- Le télescope suédois SVST (*Swedish Vacuum Solar Telescope*), en service depuis 2002 avec 107 cm de diamètre et un champ de 2 minutes d'arc ;
- Le télescope néerlandais DOT (*Dutch Open Telescope*), de 45 cm de diamètre avec un champ de 1.5 minute d'arc (voir chapitre 7.1.3, page 109);
- Le télescope allemand GREGOR, qui devrait être en service prochainement, avec un diamètre de 150 cm de diamètre et un champ de 4 minutes d'arc sera essentiellement dédié à la spectroscopie ;
- Le télescope américain ATST de 4m de diamètre avec un champ de 5 minutes d'arc, en projet pour la prochaine décennie.



Illustration 1.2.2: de gauche à droite: THEMIS, le SVST, le DOT, GREGOR, l'ATST (vue d'artiste)

On voit que les projets concernent surtout le développement d'instruments de grands diamètres. De grandes surfaces collectrices sont en effet utiles lorsqu'on pratique, par exemple, la spectropolarimétrie pour mesurer les trois composantes du champ magnétique. L'inconvénient de ces instruments est leur champ réduit (par rapport à celui de CALAS) qui n'excède jamais quelques minutes d'arc. En outre la stabilité de l'atmosphère sur le site du Pic du Midi n'est plus à démontrer, et l'optique adaptative multi-conjuguée¹, qui pourrait compenser une moindre qualité atmosphérique sur d'autres sites, est encore au stade du développement sans certitude sur ses

1 Principe d'optique adaptative permettant la correction des effets de la turbulence sur un grand champ, supérieur au champ d'isoplanétisme, généralement étendu sur une dizaine de secondes d'arc environ.

performances en grand champ.

Il nous semble donc clair que les projets réalisés ou en cours d'élaboration dans les différents instituts étrangers ne pourront faire des observations grand champ haute résolution avant longtemps, ayant été conçus pour d'autres priorités scientifiques.

Côté spatial, Hinode, ex-Solar-B, (Illustration 1.2.3), lancé le 22 Septembre 2006, embarque un spectropolarimètre à haute résolution avec un diamètre similaire à celui de la Lunette Jean Rösch, et ne dispose que d'un petit champ (2 minutes d'arc). À un peu plus long terme l'instrument HMI (*Helioseismic and Magnetic Imager*) sur SDO (*Solar Dynamics Observatory*, en cours de réalisation), orienté vers le grand champ, n'accédera qu'à la moyenne résolution spatiale (de l'ordre de la seconde d'arc). Les études actuelles de la supergranulation sont effectuées à l'aide d'observations du disque entier à basse ou moyenne résolution spatiale, ce qui ne permet pas d'avoir accès au comportement des granules (et en particulier des granules explosifs) qui pourraient être à l'origine de la supergranulation.

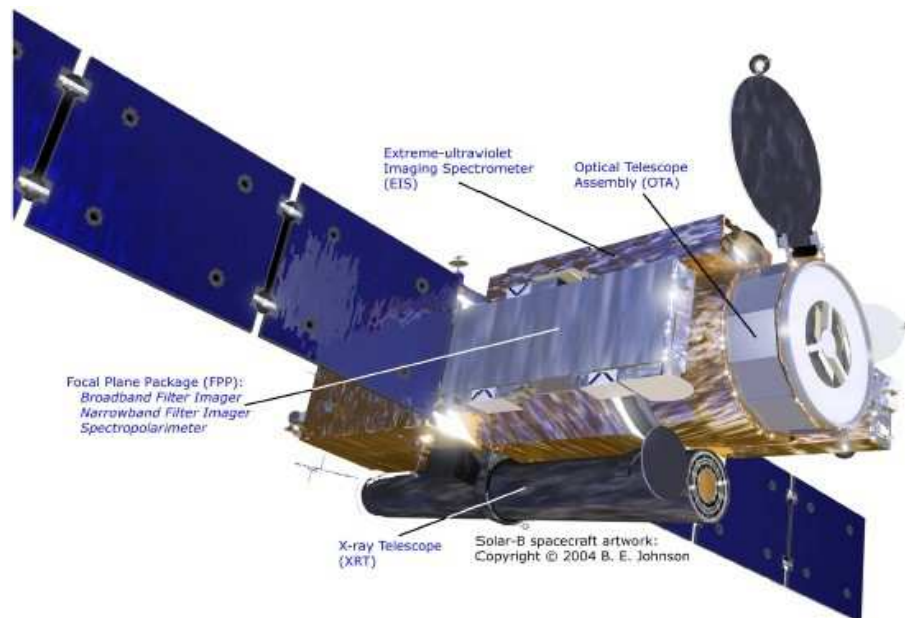


Illustration 1.2.3: Hinode et ses quatre instruments.

CHAPITRE 2

2 La Lunette Jean Rösch revisitée

2.1 Historique et résultats scientifiques

La Coupole Tourelle, rebaptisée Lunette Jean Rösch en 2004, en l'honneur de son créateur, fut construite entre 1954 et 1961. Elle se distingue des coupoles habituelles par sa conception où le tube optique sort de la coupole, entouré d'un cimier mobile.

C'est à l'instigation de B. Lyot qu'avait été entreprise dès 1943 l'étude technique d'un télescope dont le tube aurait été fermé à l'avant par une glace plane. L'idée principale était d'éviter, au voisinage de l'instrument, le mélange de masses d'air ayant des températures différentes, et éviter dans la mesure du possible la création d'écoulements turbulents sur le trajet des rayons lumineux.



Illustration 2.1.1: L'objectif de 50cm de la LJR

C'est ainsi qu'a été entreprise en 1954 la construction par l'atelier de Bagnères de Bigorre, sous la direction de J. Pageault, d'une coupole de 5 mètres de diamètre dans laquelle le cimier de fermeture se prolonge par un tube-enveloppe à l'intérieur duquel se place le tube de l'instrument.

Afin de profiter des propriétés orographiques du site et d'éviter les fluctuations thermiques dues à l'observatoire, il a été décidé d'installer la nouvelle coupole sur la crête Est du Pic du Midi. Des études poussées ont été entreprises dès 1955, qui ont guidé la conception et l'installation de la Coupole Tourelle à son emplacement au sommet. On peut citer les travaux préliminaires avec un objectif de 23 cm qui avaient démontré l'excellente qualité du site concernant l'étude de la

photosphère (numération et photométrie des granules, [Rösch 1959]) ainsi que l'étude sur la détérioration des images solaires par l'atmosphère [Rösch 1962], laquelle propose également des suggestions d'amélioration de l'instrument.

Dès sa création, la Coupole Tourelle avait été équipée d'un objectif de 38 cm, taillé par les Frères Henri et prêté par l'Observatoire de Toulouse. Il a été utilisé pour la première fois lors de l'éclipse du 15 Février 1961. C'est également avec cet objectif qu'ont été faites des observations cinématographiques de la surface solaire de tout premier ordre, par l'équipe de Jean Rösch (A. Carlier, F. Chauveau, M. Hugon et J. Rösch) tout au long des années soixante. Citons par exemple les travaux sur les structures fines des taches solaires [Rösch 1964] ou les observations cinématographiques à haute résolution spatiale de la granulation solaire, qui ont donné à la Coupole Tourelle sa renommée mondiale [Carlier et al. 1968].

L'objectif de 38 centimètres qui avait été conçu pour des applications stellaires avait un champ trop faible pour l'étude du Soleil. A partir de 1972, Jean Rösch trouve les financements pour faire fabriquer un excellent objectif de 50 centimètres taillé par Jean Texereau qui a mis tout son savoir dans la réalisation du doublet Flint et Crown. Avec ce nouvel objectif et la conception de la coupole, de nouvelles études de la photosphère solaire étaient désormais possibles grâce à une amélioration de la résolution spatiale et une meilleure qualité optique.

Afin de réduire l'échauffement du barillet de l'objectif, engendrant des contraintes sur les lentilles par dilatation différentielle, J.P. Mehlretter proposa dans les années soixante-dix de placer un anneau de tôle devant le barillet [Mehlretter 1979], anneau que nous avons d'ailleurs remplacé au cours de ma thèse par un anneau cartonné recouvert de mylar puis par un anneau en matière plastique blanche qui se sont révélés très efficaces (bonne isolation et prise au vent réduite).

Les observations à haute-résolution de la surface ont ainsi continué jusqu'à aujourd'hui, bénéficiant de toutes ces améliorations et de la qualité du site. Dans le domaine de l'imagerie et de la spectroscopie, on peut citer des études sur :

- la structure fine des taches solaires [Muller 1981] ;
- la variabilité du réseau photosphérique avec l'emploi dès 1980 (une première !) d'un filtre dans la bande G (bande moléculaire du CH vers 4305-4308 Å) mettant en évidence les points brillants du réseau [Muller & Roudier 1984] ;
- la structure de la granulation et de la mésogranulation solaire : très nombreuses publications démontrant l'excellence du site, parmi lesquelles [Roudier & Muller 1987], [Muller & Roudier 1991], [Roudier et al. 1998] ; Citons également les études sur les TFGs [Roudier & Muller 2004] ;
- les travaux d'Olivier Espagnet sur la relation entre granulations et oscillation à 5 minutes [Espagnet et al. 1996] ;
- le champ magnétique et les études Doppler à haute résolution à l'aide du DPSM [Roudier et al. 2003b], [Roudier et al. 2006].

2.2 Description et qualité optique

L'objectif de 50 cm de diamètre et 6500 mm de focale est un doublet d'excellente qualité puisque les meilleures images montrent des détails proches de sa limite de diffraction (~0.3 secondes d'arc). Cependant de par sa nature même, ce doublet n'est corrigé que dans un domaine étroit du spectre visible (voir illustration 2.2.2).

Les caractéristiques optiques de l'objectif sont résumées dans le tableau suivant :

	Lentille C Crown	Lentille CV Flint
Diamètre extérieur (mm)	519.72	519.70
Épaisseur au centre (mm)	44	32
Épaisseur au bord (mm)	22.3	31.4
Ep. totale avec cales (mm)	>54	
Rayon de courbure (mm)	3942.56	-2266.48
Rayon de courbure (mm)	-2266.48	-9653.21
Catégorie de verre	B 1664	C 2036

Note : On relève un espacement de 0.2mm d'air entre le Crown et le Flint.

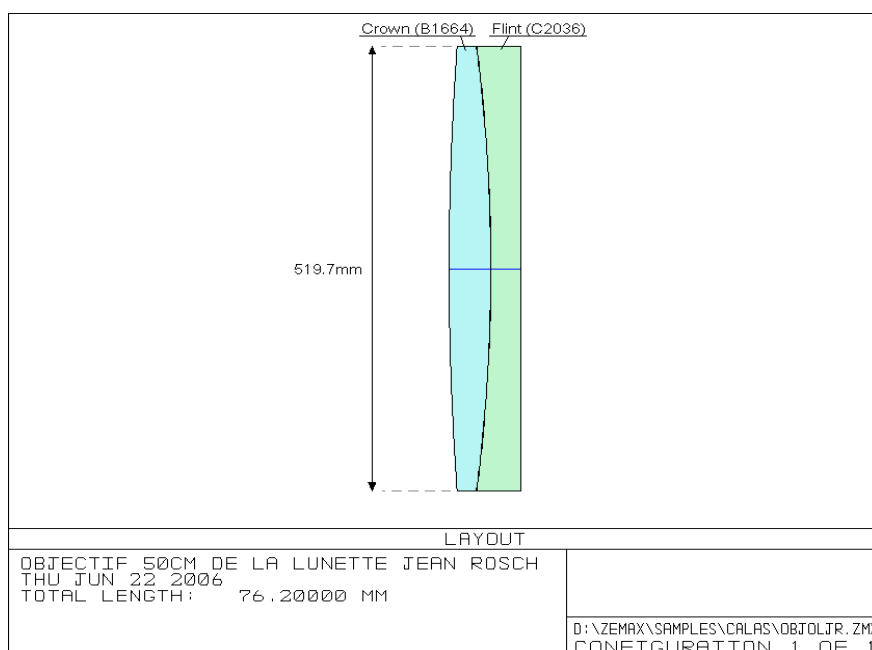


Illustration 2.2.1: Schéma ZEMAX de l'objectif de la LJR

J'ai tiré de ces valeurs un modèle ZEMAX (logiciel optique) de l'objectif (voir illustration 2.2.1) que j'ai ensuite utilisé lors des calculs optiques préliminaires et qui a également servi à Laurent Parès pour l'étude optique poussée. Cependant ce modèle a lui-même ses limites puisque il ne tient compte que du rayon de courbure et de l'indice des optiques, mais non de variations plus subtiles: par exemple lors de la réalisation de l'objectif, J. Texereau avait été amené à asphériser certaines surfaces (afin de tenir compte d'un gradient d'indice dans les verres).

C'est donc dans le but de mieux connaître les caractéristiques optiques de l'objectif qu'une étude a été réalisée en 1981 par G. Ratier, J.P. Pinton et F. Chauveau, avec une évaluation de la qualité par la méthode de Hartmann.

Il est ressorti de cette étude les constatations suivantes :

- L'objectif présente une aberration chromatique¹ assez prononcée en particulier dans le bleu, avec un minimum focal vers 5760 Å (voir illustration 2.2.2).
- L'objectif est pratiquement dépourvu d'aberration sphérique² vers 5000 Å. Ce minimum

1 Variation de la longueur focale de l'objectif due à une variation de l'indice de réfraction de l'objectif en fonction de la longueur d'onde.

2 Aberration optique due au fait que les rayons lumineux passant par le bord de l'objectif ne convergent pas sur le même plan que ceux passant par le centre.

d'aberration ne correspond pas au minimum focal (qui se trouve à 5760 Å d'après J. Texereau). On constate un résidu d'aberration sphérique dans le rouge. (Voir illustration 2.2.4).

- L'astigmatisme du troisième ordre¹ est faible et passe par un minimum dans la région jaune – rouge du spectre.
- Le diamètre des cercles contenant 80% de l'énergie reste faible, excepté dans la région proche de l'ultra-violet (Ø 1.3 secondes d'arc à 3833 Å). On constate également une remontée de cette valeur dans le rouge (Ø 0.6 secondes d'arc à 6563 Å). (Voir illustration 2.2.3).

Les valeurs de tirage obtenues indépendamment par G. Ratier (14/02/1975) et J. Texereau sont les suivantes :

	<i>Mesures G.Ratier</i>	<i>Mesures J.Texereau</i>
Hélium 3898Å	6487 mm	6463 mm
4358Å	6467 mm	
4630Å		6428 mm
Mercure 5461Å	6441 mm	6418 mm
Sodium 5893Å	6440 mm	

Note: Ces mesures n'étaient pas accompagnées d'estimation d'erreur.

Les graphiques suivant sont également tirés de cette étude et sont essentiels pour estimer la qualité de l'objectif dans les différentes longueur d'onde :

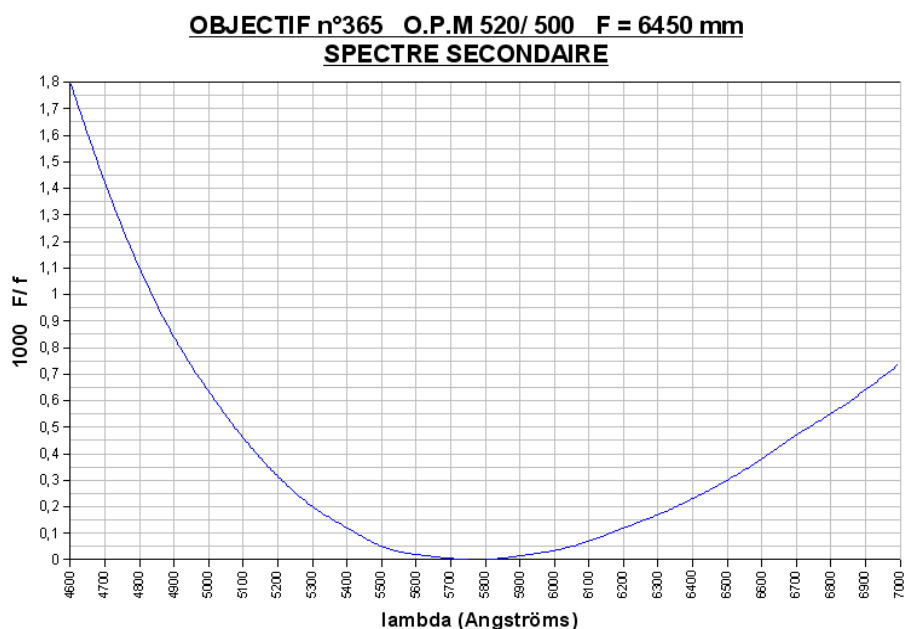


Illustration 2.2.2: Spectre secondaire (aberration chromatique) de l'objectif de la LJR (doc. F. Chauveau).

1 Aberration de champ venant du fait que les rayons contenus dans le plan tangentiel ne convergent pas à la même distance de l'objectif que les rayons contenus dans le plan sagittal (ces deux plans étant perpendiculaires entre eux).

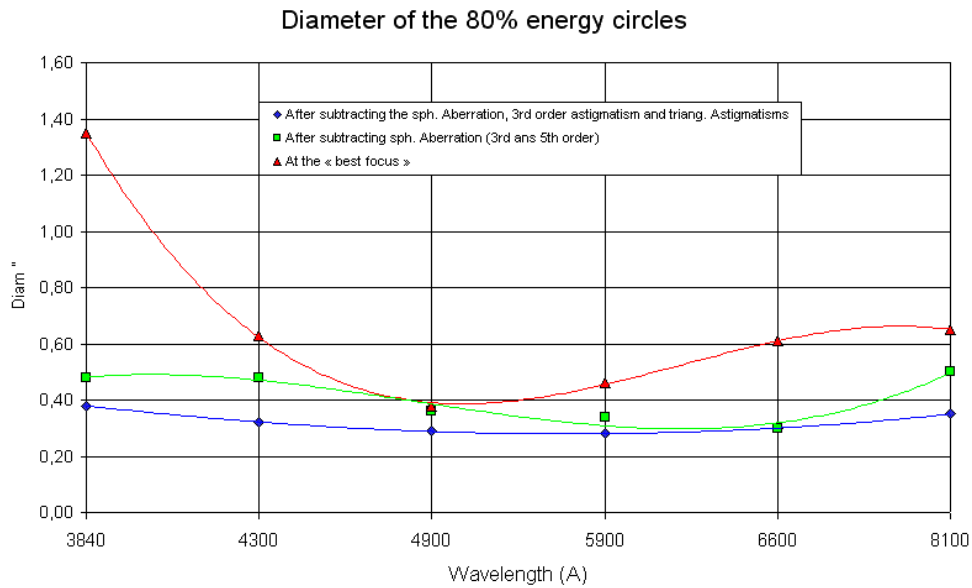


Illustration 2.2.3: Diamètre (en secondes d'arc sur le ciel) des cercles contenant 80% de l'énergie, en fonction de la longueur d'onde (doc. F. Chauveau).

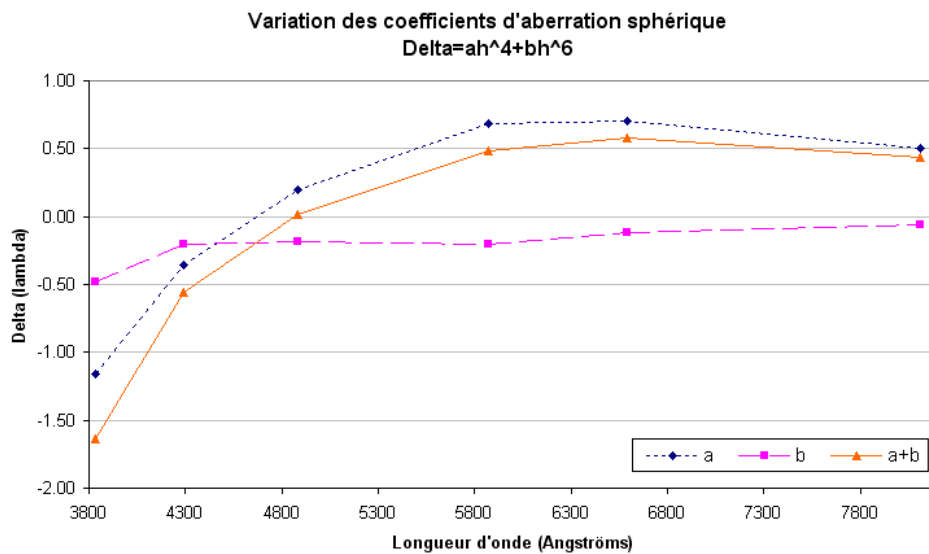


Illustration 2.2.4: Variation des coefficients d'aberration sphérique (doc. F. Chauveau).

2.3 Cuve à eau

2.3.1 Historique et fonctionnement de la cuve à eau

Il s'agit d'un dispositif de refroidissement qui devint rapidement indispensable afin d'atteindre la meilleure qualité possible pour les images.

A l'origine de la conception de cette cuve à eau, une constatation simple: la taille du soleil entier fourni par l'objectif est importante (environ 60 mm de diamètre) et seule une partie de l'image solaire est observée. Ceci était vrai pour les observations sur un film 24 x 36 (jusqu'au milieu des années 1990) et d'autant plus avec les caméras CCD postérieures de taille modeste. Il en va de même avec CALAS dont le champ ne couvre que 1/3 du diamètre solaire.

Ainsi, la majeure partie du flux solaire est inutilisée et tomberait sur les supports des optiques ce qui engendrerait échauffements, dilatations, avec tous les risques que cela représente tant du point de vue de la qualité des images (micro-turbulences locales) que des risques thermiques (échauffements différentiels des pièces). L'ajout d'un simple diaphragme de champ métallique ne résoudrait que ce dernier point.

C'est pour cela qu'une solution de refroidissement par liquide a été mise au point peu après la mise en fonctionnement de la lunette: la cuve à eau. Ce système a d'abord consisté à faire tomber l'image du Soleil sur un disque à double paroi, noirci, à l'intérieur duquel circulait un courant d'eau glycolée important (10 litres/minute). Ce dispositif a par la suite évolué avec la mise en place d'une lame de verre Pyrex percée à 45° à l'avant, à laquelle est collé un tube Pyrex assurant le passage du faisceau optique dans la cuve, elle même constituée d'une structure d'aluminium (Illustration 2.3.1).

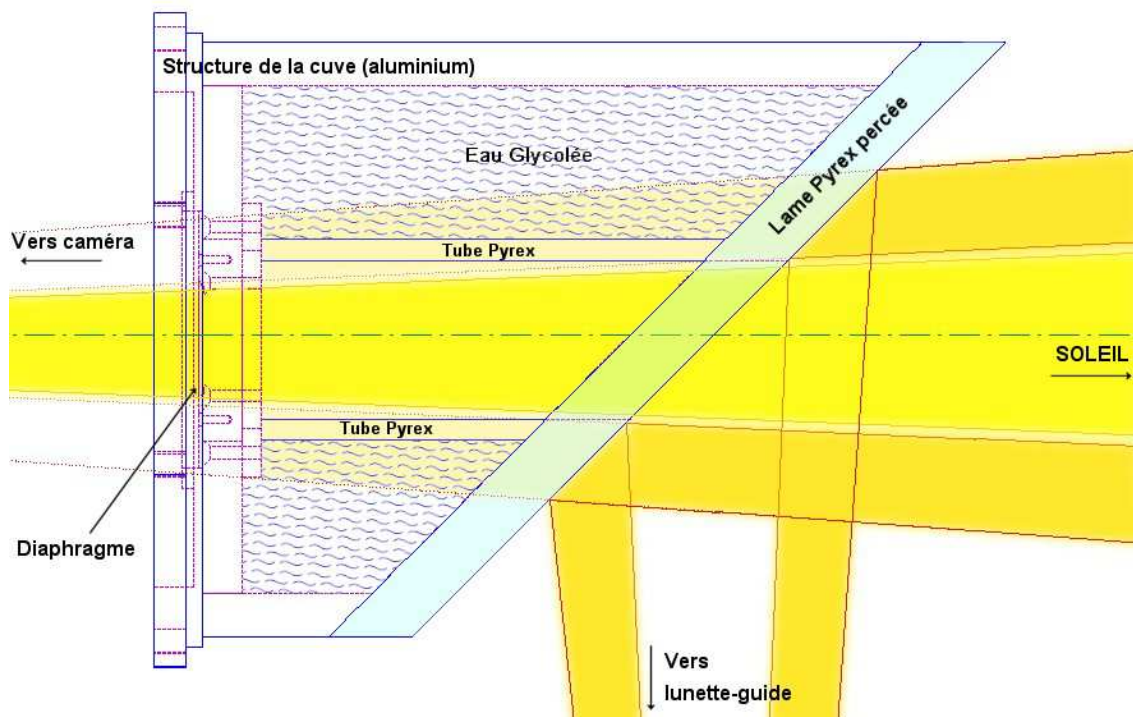


Illustration 2.3.1: Principe de fonctionnement de la cuve à eau: cheminement des faisceaux, avec en jaune vif le faisceau observé et en orange le faisceau utilisé par la lunette-guide.

On ne laisse passer qu'une petite portion de l'image du Soleil au travers d'un orifice de 5 mm ménagé dans le disque métallique du diaphragme de champ. De cette façon, le diaphragme de champ est parfaitement refroidi et ne provoque aucune turbulence. Précisons qu'à aucun moment le faisceau observé ne traverse du verre.

La présence de la lame de verre percée à 45° a été justifiée par le fait qu'il était souhaitable que l'image du pourtour du Soleil soit disponible afin de l'utiliser dans un système de suivi automatique, dit " lunette guide ", conçu par le DASOP (Observatoire de Paris-Meudon).

2.3.2 Conception de la nouvelle cuve à eau

L'intégration de CALAS au sein de la LJR m'a conduit à concevoir une nouvelle cuve à eau. En effet, aucune caméra n'avait eu auparavant un tel champ (10 x 10 arcmin) et la cuve à eau existante ne permettait pas une telle observation, étant limitée à un champ de quelques minutes d'arc. J'ai donc tout d'abord entrepris de me renseigner auprès de Monsieur François Chauveau, ancien opticien au Pic du Midi, afin de mieux connaître les contraintes et les choix qui avaient guidé la conception de l'ancienne cuve. Son optique avait été entièrement conçue par l'atelier optique de Bagnères, avec taille de la lame Pyrex aux faces non parallèles afin d'éviter une double réflexion, forage à l'aide d'une cloche abrasive, taille du tube de verre à partir d'un bloc de Pyrex.

J'ai donc entamé la reconception de la cuve à eau en la modélisant (Illustration 2.3.2) avec un outil de CAO (Conception Assistée par Ordinateur) et en me basant sur un exemplaire de rechange de l'ancienne cuve, non utilisé. Il a fallu tenir compte du fait que de nombreuses opérations faites jadis en interne devraient être sous-traitées.

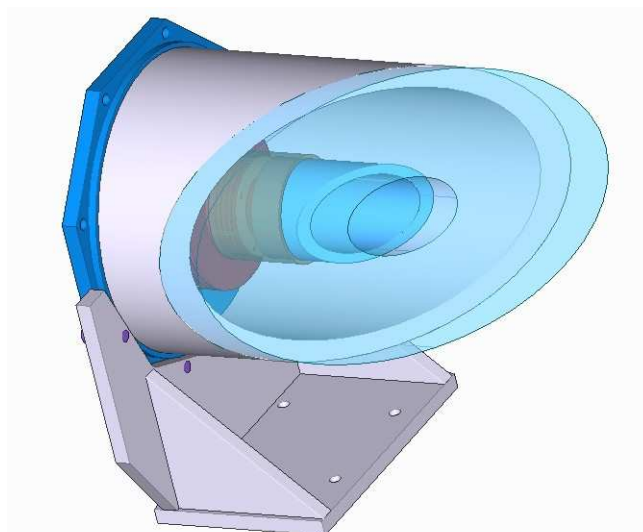


Illustration 2.3.2: Modèle 3D de la nouvelle version de la cuve à eau, dessiné sous VariCAD.

J'ai dessiné le support de la cuve en cinq parties, assemblées de manière à garantir une bonne rigidité (présence d'équerres). Il a été usiné à Tarbes par René Dorignac.

J'ai ensuite dû rechercher un tube Pyrex de diamètre supérieur au tube existant. Après m'être heurté aux problèmes de quantité de livraisons minimum des fabricants de verres industriels, j'ai entamé une recherche en local qui m'a conduit à contacter Monsieur Rouzade, verrier au Lycée St John Perse de Pau: il a pu me fournir gracieusement un tube aux dimensions souhaitées (\varnothing 40 mm int., \varnothing 50 mm ext., longueur 200 mm).

Parallèlement, j'ai recherché une entreprise optique qui accepterait de réaliser le travail délicat de forage de la lame Pyrex existante, ainsi que la taille et le collage du tube. J'ai finalement choisi une entreprise locale, la SOREM, proche de Pau qui après dialogue a correctement réalisé l'ensemble.

Enfin, quelques pièces mécaniques d'adaptation (manchon interne, jeu de diaphragmes de champ) ont été également réalisées par René Dorignac.

J'ai pu tester cette nouvelle cuve à eau au Pic du Midi dès 2004, elle assure bien un refroidissement correct du diaphragme. Elle a notamment été utilisée lors du Passage de Vénus, le 8 Juin 2004.

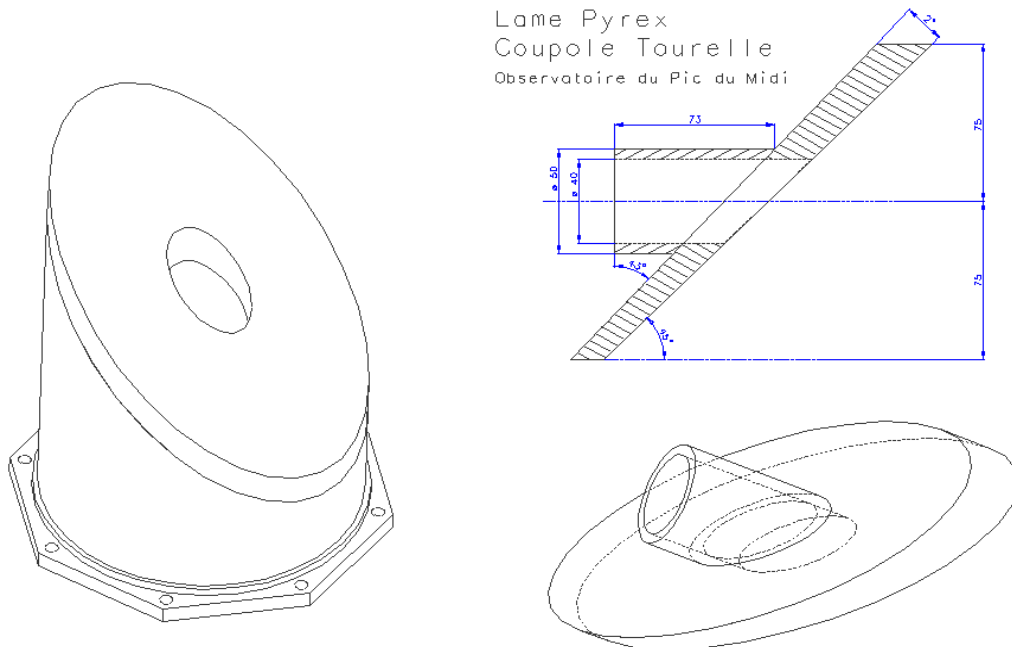


Illustration 2.3.3: Mise en plan de la lame de la nouvelle cuve à eau (dessin 2D VariCAD).

Remarquer sur l'illustration 2.3.4 les flexibles d'arrivée d'eau glycolée, recouverts de métal afin de prévenir toute détérioration thermique par le faisceau solaire lors du pointage.

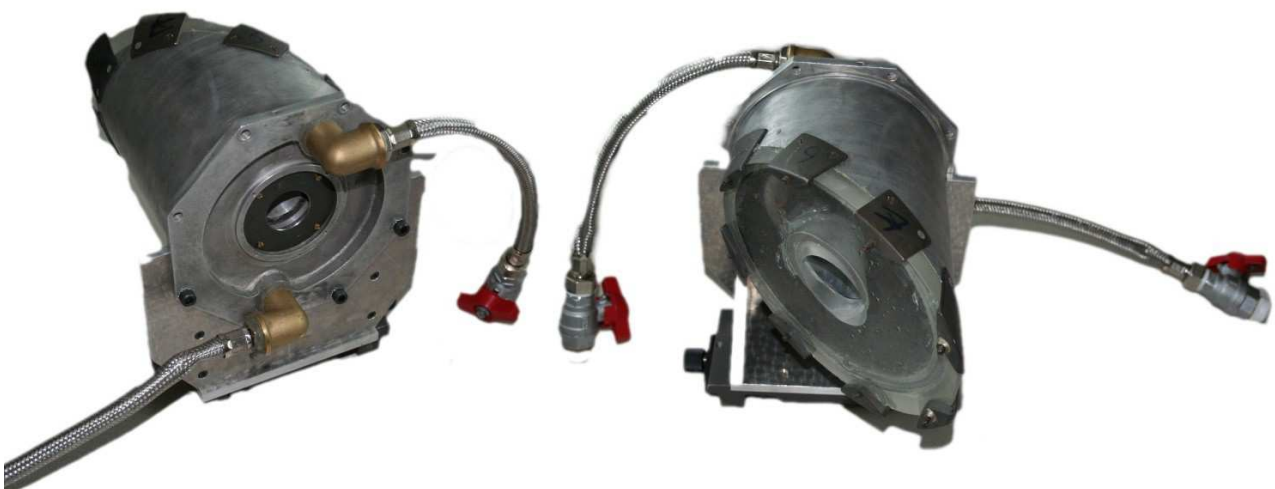


Illustration 2.3.4: La nouvelle cuve à eau sur son support.

2.4 Système de guidage

2.4.1 Historique et fonctionnement

La lunette guide a été réalisée par le DASOP (Observatoire de Paris-Meudon), au début des années 1980 ; l'électronique a été réalisée par François Colson, ingénieur au DASOP, maintenant à la retraite.

Cette lunette reçoit une partie de l'image solaire réfléchi par la lame percée de la cuve à eau. Par conséquent cette image du Soleil est vignettée en son centre, ce qui se traduit par une partie sombre (" l'image " du trou de la lame) dans le centre de cette image réfléchi.

La lunette contient quatre paires de cellules photoélectriques (internes et externes) dont deux paires, selon les axes Alpha (ascension droite) et Delta (déclinaison), servent au guidage – j'ai indiqué l'emplacement des ces paires de cellules par des cercles pointillés rouges, verts, bleus et violets sur l'illustration 2.4.1). Un choix manuel est possible entre les deux paires de chaque axe, selon la disposition du vignettage central. Il arrive en effet que selon la zone du Soleil observée ce vignettage tombe sur une cellule.

Le principe de fonctionnement est basé sur une comparaison d'intensité lumineuse entre les cellules internes et externes. L'utilisateur centre tout d'abord la zone du Soleil à observer dans son instrument, puis il déplace la lunette guide de manière à y centrer l'image du limbe solaire réfléchi par la lame de la cuve à eau, jusqu'à obtenir un équilibre d'intensité entre chaque cellule d'une paire. Enfin, il enclenche le guidage basé sur un montage comparateur. Ce dernier peut agir selon le cas directement sur les moteurs de suivi alpha et delta, dont la vitesse est modulée, ou sur la " lame Colson ", un dispositif de *tip-tilt* basse fréquence destiné au guidage rapide (déplacement du faisceau optique par passage au travers d'une lame mobile d'axes de rotation perpendiculaires à l'axe optique).

L'image du Soleil au niveau de la lunette guide mesure 60 mm de diamètre (emplacement des cellules externes) et les cellules internes sont placées selon un diamètre de 28 mm, tandis que le diamètre du vignettage ne dépasse pas 15 mm avec l'ancienne cuve à eau, ce qui garantit le bon fonctionnement.

L'arrivée de CALAS et la modification de la cuve à eau a engendré un nouveau problème au niveau de cette lunette guide. En effet l'orifice de la lame ayant été agrandi, le vignettage au niveau de la lunette guide atteint désormais un diamètre de près de 30 mm. Par conséquent, les cellules intérieures se retrouvent dans la zone d'assombrissement lorsqu'on observe le centre du disque solaire, et le guidage ne peut donc plus se faire (Illustration 2.4.1).

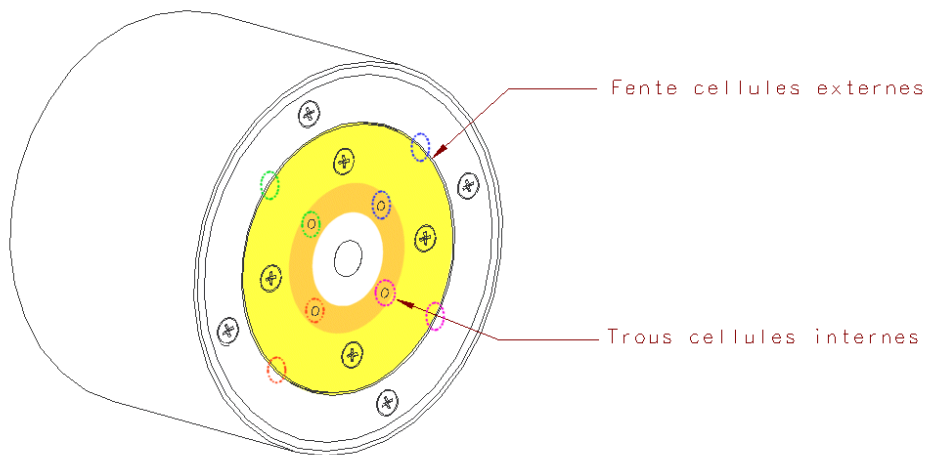


Illustration 2.4.1: Projection de l'image du Soleil sur la lunette guide; la zone orangée figure la partie de l'image solaire ayant été supprimée lors du passage à la nouvelle cuve à eau; la zone jaune figure la partie de l'image solaire restant inchangée. Avec la nouvelle cuve à eau, les trous des cellules internes ne sont plus couverts par l'image solaire, le guidage devient alors impossible.

J'ai alors envisagé plusieurs alternatives :

1. Un changement complet du système de guidage, en utilisant des solutions à base de capteurs CCD ou CMOS linéaires ou matriciels et un guidage sur le limbe ou sur la surface solaire ;
2. La construction d'une nouvelle lunette guide basée sur le même principe optique mais ayant des dimensions différentes ;
3. L'adjonction d'un adaptateur optique ne modifiant pas la lunette guide actuelle.

Pour des raisons de délai de développement, la solution 1 a été écartée dans un premier temps. Nous verrons que pour d'autres raisons une solution similaire a été développée, actuellement destinée au pointage mais qui pourrait éventuellement servir au guidage sous certaines conditions (voir chapitre 2.5.3, " La lunette de pointage" , page 33).

La solution 2 a également été écartée pour ces mêmes raisons de temps de réalisation. En effet, le décalage des cellules photoélectriques, en apparence simple, aurait engendré des modifications en profondeur de la structure de la lunette guide (nombreuses pièces) avec la mise hors-service du dispositif durant la modification, ce que nous ne voulions pas afin de garantir une continuité des observations à la LJR.

Afin de se diriger vers une solution simple et rapide à mettre en oeuvre, la réalisation finale a été basée sur la proposition 3 : l'adjonction d'une tête optique amovible à la lunette guide actuelle, sans autre modification de celle-ci.

2.4.2 Principe des prismes de guidage

Le principe proposé est de se servir de la lunette guide actuelle sans la modifier, mais en ajoutant en amont un système de prismes déviant le faisceau vers le jeu de cellules internes.

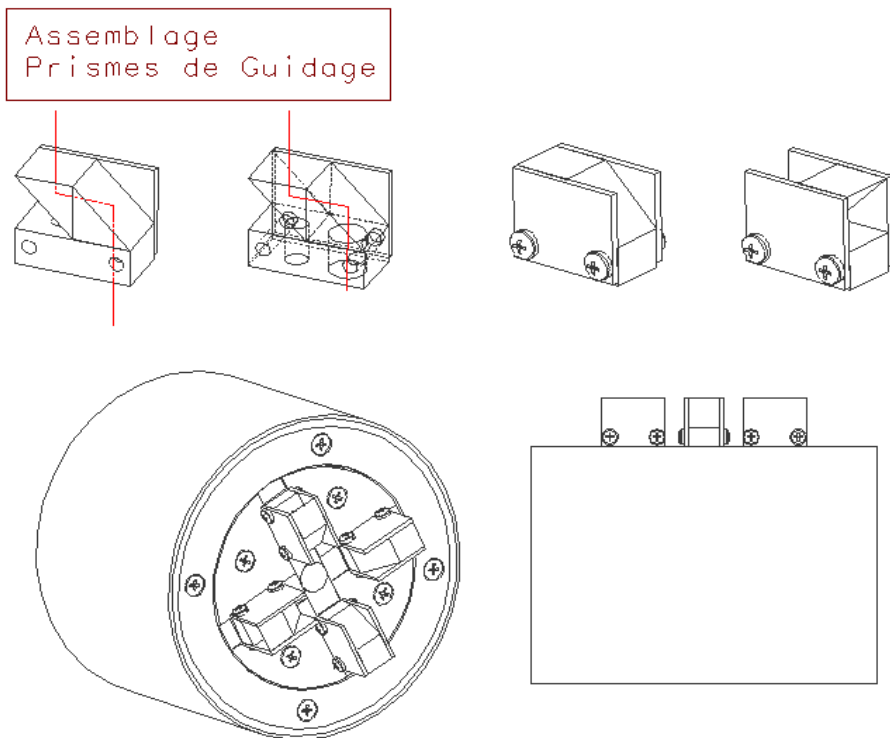


Illustration 2.4.2: Mise en plan de la nouvelle tête optique à prismes de la lunette guide.

L'illustration 2.4.2 montre vue du dispositif: chaque prisme de guidage à base parallélogramme est composé de deux prismes droits à base triangulaire (45°) collés en opposition. Ce montage permet un déport du faisceau optique de 8mm.

Les prismes sont maintenus sur le côté par serrage entre deux flasques (pièces parallélépipédiques). Ces quatre supports sont fixés sur un disque remplaçant le disque d'origine. Ce disque comporte deux fraisages assurant une bonne perpendicularité des supports de prisme.

Le passage du mode de guidage d'origine à la tête optique CALAS se fait par simple remplacement de la plaque centrale (4 vis).

Les tests ont montré que le guidage fonctionne parfaitement avec cette nouvelle tête optique, que ce soit avec la nouvelle cuve à eau ou celle d'origine. Ainsi cet adaptateur peut rester monté en permanence quelle que soit l'utilisation de la Lunette Jean Rösch (Illustration 2.4.3).

Enfin, la rénovation de ce système de guidage nous a décidé à compléter un travail qui avait été entamé il y a quelques années par



Illustration 2.4.3: La lunette-guide et sa nouvelle tête optique.

Gil Malbreilh, électronicien désormais affecté au TBL (Télescope Bernard Lyot), consistant à pouvoir réaliser de petits déplacements (quelques minutes d'arc tout au plus) de la LJR à l'aide de l'asservissement sur deux axes de la lunette-guide.

Ce travail a été réalisé par un stagiaire de l'ENIT (Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tarbes), Mickael Dievert, au cours d'un stage de 5 mois (fin 2004) que j'ai encadré.

A l'issue de ce stage, un système complet de pilotage de la lunette-guide, asservi par ordinateur, a été conçu par M. Dievert. Il permet la réalisation de balayages de la LJR en vue d'acquérir des PLU (Plage de Lumière Uniforme ou *flats*), avec la motorisation d'origine de la LJR, et en attendant la mise en place et le développement d'une solution identique avec la future nouvelle motorisation (voir chapitre suivant). Nous bénéficierons donc de ce travail pour des développements ultérieurs. A noter que ce type de déplacement asservi pourra être aussi utile pour réaliser des balayages précis en mode spectroscopie.

2.5 La jouvence de la LJR

Comme nous l'avons vu, la Lunette Jean Rösch est de conception assez ancienne et sa mécanique n'a pas été modifiée depuis l'origine. De même, l'électronique de commande a subi assez peu d'améliorations, si ce n'est un système de pilotage du moteur de suivi (générateur d'impulsions pour moteur pas à pas) conçu par Paul Payssan dans les années 1980.

Ainsi, la lunette a toujours été pointée à la main, à l'aide d'une raquette de commande. Le pointage se fait grâce à un système de miroir semi-transparent et lentille placés avant la cuve à eau et projetant la partie de l'image non observée sur un calque quadrillé. Ce système, bien qu'utilisé pendant des années, a ses limites puisque l'image est assez floue et que la zone observée n'est pas visible sur le calque. Le pointage d'une zone se fait par déduction en observant les emplacements des bords solaires selon chaque axe.

Enfin, lorsque des PLU (Plage de Lumière Uniforme ou *flats*) doivent être réalisées après une observation CCD, c'est à l'utilisateur de balayer aléatoirement le Soleil en mode déplacement rapide, de manière à acquérir une série d'images disposées aléatoirement sur la surface solaire et qui, une fois moyennées, doivent constituer un champ uniforme.

Cependant, la venue de CALAS nécessite des modifications et nous avons décidé d'améliorer le système d'asservissement pour les raisons suivantes :

1. Il est souhaitable de pouvoir pointer précisément une zone de coordonnées solaires connue: il est en effet indispensable dans le cadre de l'exploitation et du partage des images au sein de la communauté scientifique (via la base de données BASS2000 <http://bass2000.bagn.obs-mip.fr>) de connaître précisément les coordonnées solaires du centre de l'image ;
2. Etant donné le champ étendu de CALAS et l'effet d'assombrissement centre-bord du disque solaire, il est fort probable que la méthode d'élaboration de PLU par balayage aléatoire ne donne pas de bons résultats (même si elle reste très efficace et utilisée sur des champs plus petits de l'ordre de quelques centaines de secondes d'arc). Il est souhaitable que la lunette puisse balayer la surface solaire selon une trajectoire déterminée afin d'élaborer l'image de PLU selon une méthode dérivée [Kuhn & Lin 1991] (voir page chapitre 7.2.3, page 119);
3. L'installation d'un nouvel instrument tel que CALAS et la perspective d'une exploitation d'assez longue durée nécessite l'expertise de la mécanique et notamment de l'axe de déclinaison qui souffre déjà d'un jeu non négligeable.

Thierry Roudier, responsable de la LJR, et moi-même avons entamé une réflexion autour de la mécanique et de la commande de la LJR afin d'accueillir CALAS dans les conditions requises

par les points ci-dessus :

Concernant les points 2 et 3, nous avons tout d'abord examiné la mécanique avec les équipes techniques du Pic du Midi. Il s'est avéré que le jeu constaté au niveau de l'axe de déclinaison était très difficilement rattrapable puisque dû à une usure notamment dans un motoréducteur commercial devenu obsolète (réducteur mécanique de la vitesse d'entraînement de l'axe de déclinaison). Ce jeu a été réduit au minimum par l'utilisation de cales dans l'attente de la réfection complète du système.

En effet, une expertise menée par Driss Kouach, du bureau d'études de l'OMP, a démontré que l'axe de déclinaison actuel présentait une flèche (effet de flambage ou déformation de l'axe selon sa direction perpendiculaire) qui ne pourrait que s'accroître au cours des prochaines années.

Devant l'obsolescence du système mécanique et de la commande électrique sujettes à des pannes assez fréquentes (et normales compte-tenu de leur âge) nous avons décidé d'engager une étude technique de réfection de l'axe de déclinaison et par la même occasion de mise à niveau de l'électronique de commande.

Le point 1 a conduit à la mise au point d'une caméra de pointage et de son logiciel. Le travail a été réalisé dans le cadre de deux stages par des élèves ingénieurs de l'ENIT.

2.5.1 Le nouvel axe de déclinaison (axe δ)

Une pré-étude d'un nouvel axe de déclinaison selon nos indications a été réalisée par Mathieu Niclas au sein du bureau d'études de l'OMP.

L'axe δ d'origine (Illustration 2.5.1) est constitué d'une crémaillère montée sur deux liaisons pivot entre la table équatoriale et le tube et entraînant la rotation de ce dernier :

- à une vitesse de 590 °/h pour le mouvement rapide, grâce à un moteur synchrone et réducteur à pignons;
- à une vitesse de 25 °/h pour le mouvement lent, grâce à un moteur pas à pas entraînant une vis sans fin: ce système a d'ailleurs un débattement limité qui se révèle gênant à l'utilisation (l'observateur doit réaliser un rattrapage en vitesse rapide dans le cas où la vis de déplacement lente est arrivée en butée et procéder au recentrage de cette dernière. De plus les grands déplacements en vitesse lente sont impossibles).



Illustration 2.5.1: La LJR et son axe de déclinaison reliant la table équatoriale (en bas) et le milieu du tube (en haut).

Nous avons souhaité que les mouvements lent et rapide puissent se faire à l'aide du même moteur, chose désormais possible avec l'avènement des moteurs pas à pas pilotés en micro-pas dont la plage de vitesse est ainsi très étendue (le rapport de vitesse pouvant ainsi atteindre plusieurs centaines).

Le système proposé (Illustration 2.5.2) est donc constitué d'une vis à bille (garantissant la précision de pointage) animée par un moteur monté axialement, le tout étant pris entre deux cardans, ce qui permet à la mécanique de l'axe δ de supporter d'éventuelles contraintes dues à un désaxement. Un capteur de force a également été intégré dans l'axe afin de connaître en permanence les contraintes sur la vis à bille et de pouvoir réaliser un équilibrage optimal de la lunette en fonction de l'instrumentation mise en place.

Cette pré-étude a fait l'objet d'un rapport complet rédigé par Mathieu Niclas en 2005. Elle a été poursuivie par le bureau d'études de l'OMP sous la responsabilité de Driss Kouach, une fois que Thierry Roudier en a obtenu un financement (demande BQR).

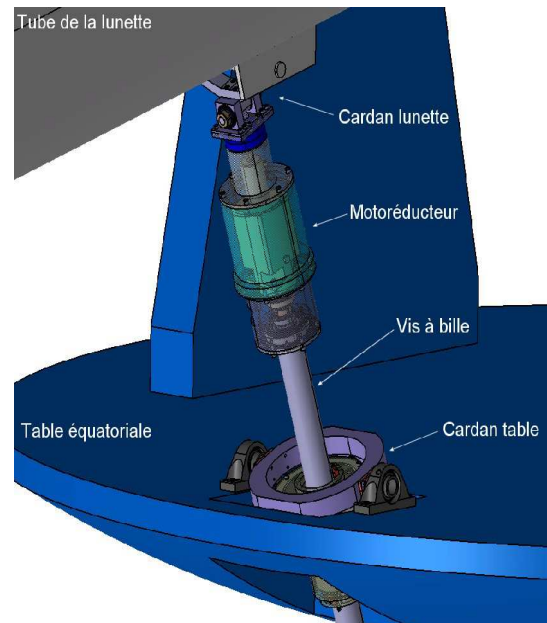


Illustration 2.5.2: Proposition du nouvel axe de déclinaison.

2.5.2 La nouvelle motorisation deux axes

La jouvence de la motorisation s'inscrit dans la rénovation de l'axe de déclinaison. En effet il était indispensable de remplacer le système électrique d'entraînement et de pointage, devenu obsolète face aux nouvelles technologies présentes dans la proposition de nouvel axe de déclinaison.

Ainsi, en se basant sur l'étude de Mathieu Niclas, nous avons pris contact avec Christophe Sikula, professeur d'électrotechnique au Lycée Jean Dupuy, afin d'envisager l'étude d'un nouveau système de motorisation sous la forme de projet pédagogique. Dans le cadre de la rénovation de la LJR, nous avons étendu la motorisation au pilotage des deux axes α et δ .

Ce partenariat a donné lieu à deux stages au cours de l'année 2005-2006 réalisé par quatre élèves de BTS Électrotechnique. Ils ont travaillé sur deux sujets complémentaires (études électrique et électrotechnique) et grâce au financement obtenu (BQR) ont abouti à la réalisation d'une nouvelle armoire de commande de la LJR (Illustration 2.5.3). Cette armoire, déjà testée en plaine, sera installée parallèlement à la mise en place du nouvel axe de déclinaison, au cours de l'année 2007.

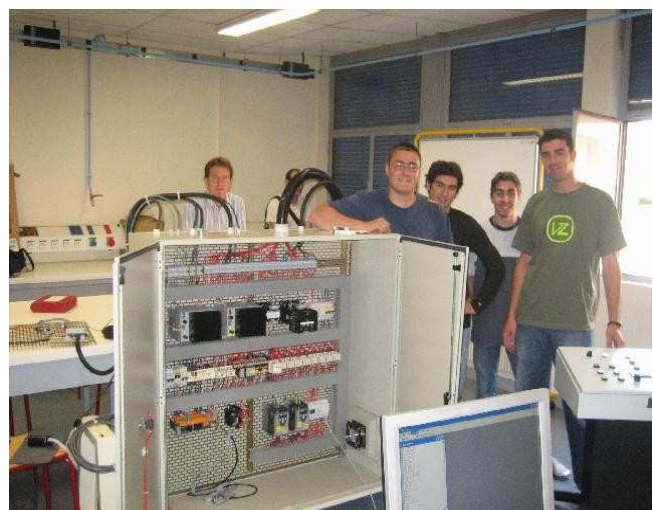


Illustration 2.5.3: La nouvelle armoire de commande conçue par le Lycée Jean Dupuy

2.5.3 La lunette de pointage

Comme on l'a vu précédemment, le but de cette caméra de pointage est de permettre à l'observateur de pointer une zone précise de la surface solaire en connaissant ses coordonnées. Elle est nécessaire afin de remplacer l'écran à calque utilisé jusqu'à présent mais dont l'image est assez imprécise et dont des coordonnées de la zone observée ne peuvent être facilement déduites.

Je me suis consacré à l'étude optique et mécanique de cette lunette, en m'inspirant d'un dispositif similaire vu lors de ma mission au DOT (*Dutch Open Telescope*) de La Palma.

Le développement logiciel a été effectué par Dimitri Cahuzac, stagiaire à l'ENIT, qui avait lui-même bénéficié des développements logiciels issus d'un stage précédent par Carole Brard (ENIT), deux stages courts de 2 mois que j'ai encadrés, en 2004 et 2005.

Les principales contraintes ayant guidé ma conception de cette lunette de pointage ont été les suivantes :

- Nécessité de voir le disque solaire dans sa totalité, incluant la zone observée ;
- Nécessité de couvrir un champ d'au moins deux diamètres solaires (afin de pouvoir pointer n'importe quel point de la surface tout en ayant toujours une vue complète du Soleil (pour déterminer précisément sa position) ;
- Emplacement ne perturbant pas le chemin optique de la LJR ;
- Utilisation (si possible) d'une caméra connue et utilisée à la LJR ;

Ainsi j'ai porté mon choix vers une optique à miroir de 300 mm de focale et 66 mm de diamètre, garantissant une bonne compacité et un champ optimal sur le capteur d'une caméra CMOS PixeLink, que nous utilisons déjà pour des acquisitions.

L'ensemble est monté sur le tube de la LJR, à l'abri de la trompe de la coupole, il ne gêne ainsi absolument pas l'observation (Illustration 2.5.4).

La mécanique a été réalisée par René Dorignac et Michel Fourcade, puis a subi une ultime amélioration par Christian Coutard afin de garantir une meilleure rigidité.



Illustration 2.5.4: De gauche à droite: modèle 3D de la caméra de pointage, assemblage réalisé et caméra montée sur le tube de la LJR.

Cette lunette a été montée à l'automne 2005 pour des tests de développement de l'interface informatique par Dimitri Cahuzac et l'équipe de Jean-Marie Malherbe.

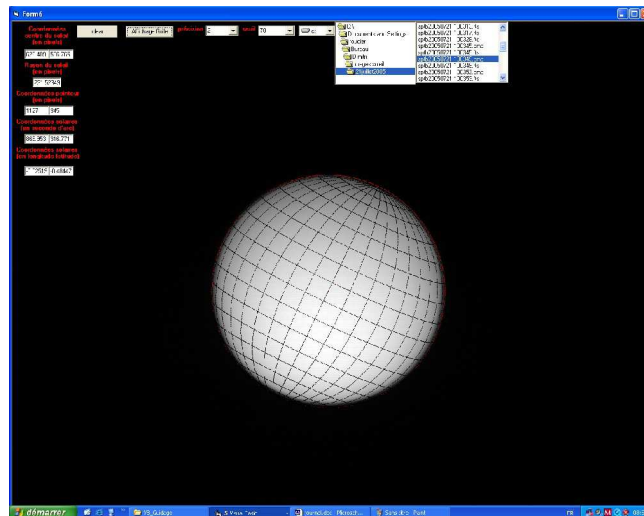


Illustration 2.5.5: Interface informatique de la lunette de pointage

Cette interface informatique exploite les routines de calcul d'éphémérides et de grille de coordonnées solaires réalisées par Carole Brard. Dimitri Cahuzac a développé la partie acquisition de la caméra et la superposition de la grille, en concevant une interface interactive afin de guider l'utilisateur dans le centrage et le pointage du Soleil (Illustration 2.5.5).

2.5.4 Étude d'un scintillomètre (moniteur de seeing)

C'est au cours d'une mission au DOT (*Dutch Open Telescope*) que j'ai pu voir le fonctionnement d'un moniteur de seeing, destiné à estimer le niveau de la turbulence des basses couches de l'atmosphère (voir p.111). Basé sur le principe de scintillation proposé par Seykora [Seykora 1993] et décrit aussi par Beckers [Beckers 1993], ce scintillomètre utilise une photodiode comme capteur, suivie d'une électronique de filtrage assez simple. Son rôle est d'isoler la composante alternative (0.5 Hz – 1 kHz) du signal fourni par la photodiode et de calculer la dispersion sur ce signal. C'est cette dernière valeur qui fournira une estimation de l'intensité de la turbulence.

Après avoir constaté au DOT une très forte corrélation entre l'indication du moniteur et la qualité effective des images (sachant également que ce type de scintillomètre mono-photodiode ne fournit pas d'indication quant à la turbulence des couches élevées), j'ai proposé à Thierry Roudier, responsable de la LJR, de faire développer un tel système.

L'étude et la réalisation du système ont été menés par Patricia Blans, de l'IUT de Mesures Physiques de l'UPS, au cours d'un stage que j'ai co-encadré. Elle s'est basé sur les documents techniques fournis par Claude Le Men décrivant le scintillomètre développé à THEMIS.

La chaîne d'acquisition du scintillomètre est schématisée sur l'illustration 2.5.6 avec :

- le capteur (une photodiode de grande surface) ;
- un étage de conversion courant-tension ;
- une séparation des composantes continue et alternative du signal, avec amplification et filtrage de cette dernière sur le domaine [0.5 Hz – 1 kHz] ;
- une conversion des signaux analogique-numérique ;
- le traitement informatique (calcul de la dispersion de la composante alternative) et l'affichage.

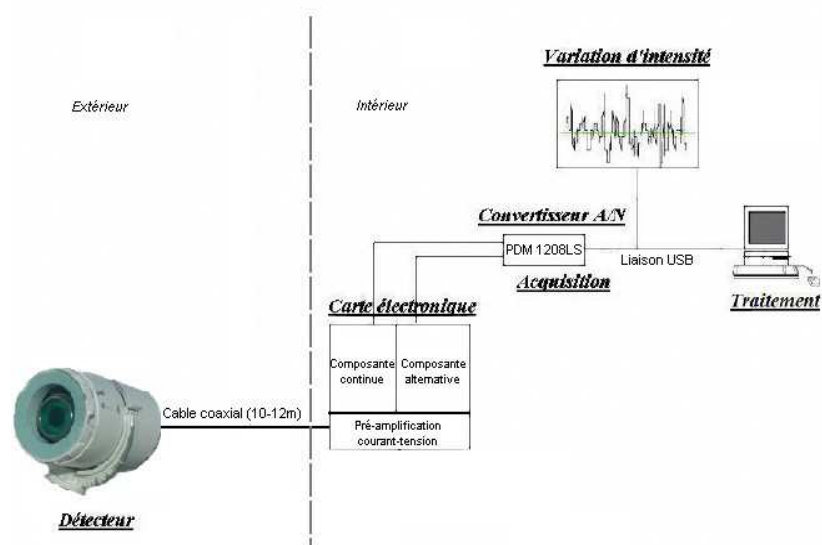


Illustration 2.5.6: Schéma de la chaîne d'acquisition du scintillomètre

Patricia Blans a réalisé la tête du capteur (grâce à l'aide de Jean-Marie Malherbe qui nous a fourni les photodiodes), la carte électronique, et programmé le logiciel de traitement et d'affichage. Nous avons pu constater le bon fonctionnement de la chaîne d'acquisition au cours de tests à Tarbes. Néanmoins, un problème électronique étant survenu peu avant la fin de son stage, la suite du travail a été confiée à Cyril Tarbes (électronicien de la plateforme du Pic du Midi).

2.5.5 Le site Internet de la LJR

Il nous a également paru intéressant de développer un site Internet spécifique à la Lunette Jean Rösch, ce que nous avons fait fin-2004.

Le site, d'abord hébergé sur le serveur de BASS2000, a ensuite bénéficié d'un serveur dédié :

<http://ljr.bagn.obs-mip.fr>

Ce site offre une visibilité sans précédent des activités de la LJR, à l'attention du public (notamment pas le biais des webcams installées au sommet qui rencontrent un franc succès) mais aussi à l'attention des utilisateurs de la LJR et de la communauté scientifique.

En effet, outre une présentation générale des activités de recherche et de l'historique de la Lunette, le site regroupe différentes ressources directement utilisables par les observateurs et scientifiques :

- La liste maintenue à jour de toutes les publications relatives à la LJR dans les domaines de l'imagerie, de la spectropolarimétrie et de l'héliométrie, ainsi que les rapports d'étude des stagiaires, tous téléchargeables au format PDF ;



Illustration 2.5.7: Page d'accueil du site

- Les procédures techniques et documentations des instruments, montages optiques, caméras présents au sommet, le spectre solaire de L. Delbouille, mis en forme par J.M. Malherbe, pour l'identification des raies lors des observations, ainsi que des éphémérides solaires ;
- Le planning prévisionnel des montées, afin d'assurer une meilleure coordination des observateurs ;
- Une vue permanente de l'état du ciel au sommet grâce aux cinq webcams, ainsi que les données météorologiques en direct fournies par nos collègues du Laboratoire d'Aérodologie (Gilles Athier) ;
- Une zone utilisateurs permettant de rédiger un rapport de la qualité des observations.

Concernant ces deux derniers points ils ont été justifiés par l'intérêt que représenterait pour le projet CALAS une étude rigoureuse de la qualité du ciel en fonction des données météorologiques, ceci afin d'établir quelques jours à l'avance des prévisions de la qualité du *seeing* local (dans le cadre d'observations " sur alerte ", comme envisagé avec CALAS).

Ce projet a fait l'objet de concertations avec nos collègues du Laboratoire d'Aérodologie de Campistrous (B. Campistron, H. Sauvageot, M. Lothon) pour lesquels une étude sur la prévision de la turbulence au Pic du Midi serait une application intéressante. C'est à ce titre que des relevés statistiques de la qualité du *seeing* sont reportés sur le Web de la LJR.

CHAPITRE 3

3 L'optique de CALAS

3.1 Étude optique

3.1.1 Contraintes

La conception du schéma optique s'est faite en plusieurs phases au cours de 2004. Nous avons tout d'abord réalisé un cahier des charges dont voici les principaux éléments :

- L'optique doit s'intégrer sur le banc de la LJR, à savoir dans un espace d'environ 1000 x 1000 x 300 mm en arrière de la cuve à eau ;
- Le champ observé par chaque caméra doit être de 10 minutes d'arc de côté (taille capteur = 48 x 48 mm), correspondant à un grandissement de l'image de 2.6 environ ;
- Deux voies optiques doivent être intégrées au banc: une voie imagerie (bande G à 4305 Å ou continuum) et une voie MOF (Filtre Magnéto Optique à 7700 Å). Elles doivent pouvoir être utilisées simultanément sans modification de banc ;
- Les cellules MOF ont un diamètre prévu de 25 mm et une longueur de 100 mm: l'optique doit être conçue de manière à ce que le faisceau optique ne soit pas vignetté par ces cellules, ni par les composants attenants (lames $\frac{1}{4}$ d'onde, modulateurs, etc ...) ;

J'ai tout d'abord réalisé une pré-étude de la voie imagerie, en effectuant des calculs optiques basés sur les composants commerciaux. L'utilisation d'objectifs d'agrandisseurs paraissait intéressante puisque les composants travaillent dans leurs conditions optimale. Cependant nous n'avons pas retenu ce design qui présentait quelques aberrations résiduelles sur la voie imagerie et ne permettait pas d'obtenir de solution sur la voie MOF.

Une étude plus détaillée a été réalisée par Laurent Parès, ingénieur opticien du LATT, en optant pour quelques optiques du commerce et une majorité d'optiques à réaliser sur mesure, afin de minimiser les aberrations et l'encombrement. En effet des solutions à base de composants commerciaux pouvaient être acceptables mais conduisaient à un montage trop long pour le banc.

Nous avons finalement abouti à un design optique dont l'encombrement est réduit et se tient largement dans les limites disponibles du banc, en laissant suffisamment de place pour disposer les autres éléments (électroniques de lecture des caméras, de commande du MOF, ...).

Comme on le voit sur l'illustration 3.1.1, la voie MOF se trouve dans le prolongement de l'axe optique de la lunette et s'étend sur environ 900 mm en arrière du foyer.

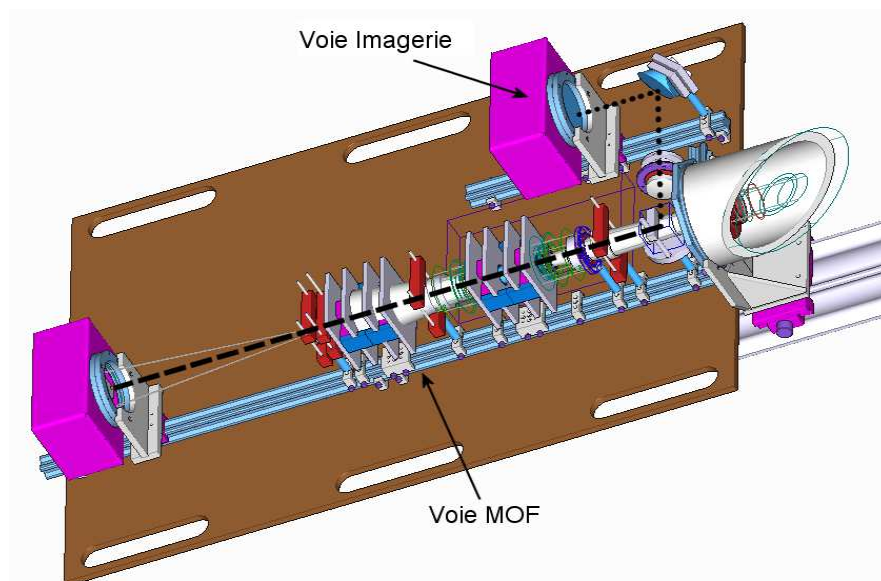


Illustration 3.1.1: Les deux voies de CALAS: la voie MOF dans l'axe de la lunette (tirets) et la voie imagerie repliée sur le côté (pointillés)

La voie imagerie, déportée de 135 mm sur le côté de l'axe optique, est repliée à l'aide d'un cube diviseur et d'un miroir plan. Elle s'étend sur environ 500 mm.

Note : La conception du banc optique illustré ci-dessus est détaillée au chapitre 3.4.

3.1.2 Voie imagerie

C'est la voie la plus simple puisque la seule contrainte est d'y introduire un filtre interférentiel devant travailler dans les meilleures conditions (faisceau à faible ouverture). Il est également nécessaire de tenir compte de son déport par rapport à l'axe optique de la lunette, à l'aide d'un cube diviseur (séparateur de faisceaux optique) puis d'un miroir plan, placé après les optiques.

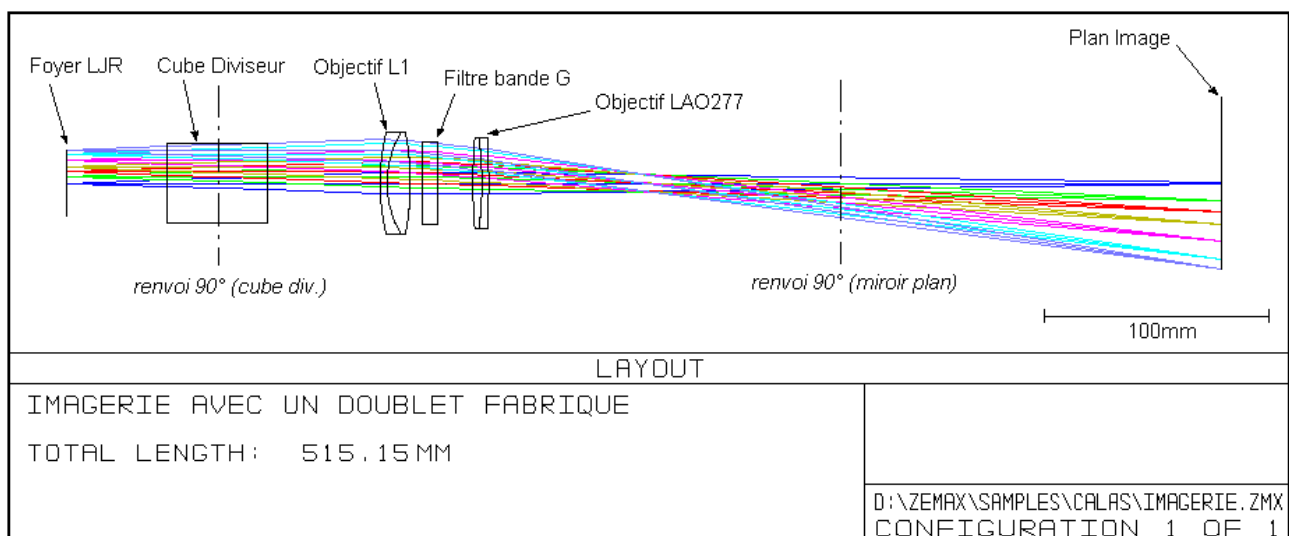


Illustration 3.1.2: Schéma de la voie optique

Comme on le voit sur l'illustration 3.1.2, le filtre interférentiel centré à la longueur d'onde 4305 Å et de bande passante 10 Å a été placé entre deux optiques : un doublet L1 et un doublet LAO277, en tenant compte de la nécessité d'avoir un faisceau peu ouvert afin qu'il travaille dans les meilleures conditions (faible incidence).

Le doublet L1 a été calculé sur mesure par Laurent Parès et optimisé pour la longueur d'onde d'observation nominale, à savoir 4305 Å (bande G). Le doublet LAO277 est un composant commercial.

3.1.3 Voie Dopplergramme et magnétogramme

Le but de cette voie est d'obtenir des Dopplergrammes et des magnétogrammes de la surface solaire. Comme on le verra dans la section 3.2, cette voie agit comme un filtre à bande passante très étroite dont la longueur d'onde peut être déplacée de part et d'autre de la raie spectrale utilisée. Ce filtre donne accès à des mesures Doppler (décalages de la raie spectrale autour de sa longueur d'onde nominale) et à des mesures magnétiques lorsque utilisé en combinaison avec un modulateur et une lame $\frac{1}{4}$ d'onde.

Cette voie est plus complexe que la voie imagerie puisque la contrainte principale est que le faisceau observé traverse les cellules des filtres magnéto-optique (appelés MOF pour *Magneto Optic Filter*). Ces cellules sont constituées d'un tube de verre cylindrique fermé aux deux extrémités par des hublots plans, et possédant des électrodes chauffantes permettant de diffuser une vapeur de sodium ou de potassium (dans notre cas) au sein de la cellule.

Ces cellules ont un diamètre limité (\emptyset utile 21 mm) et une longueur assez importante (100 mm). Le principe de fonctionnement du MOF (détaillé dans le chapitre suivant) exige que deux cellules se suivent, autour desquelles se trouvent des optiques telles que modulateurs, lames $\frac{1}{4}$ d'onde, polariseurs (pour lesquels les contraintes dimensionnelles sont moins importantes).

Ainsi il a fallu concevoir un train optique (Illustration 3.1.3) permettant le passage du faisceau au travers des MOF puis son agrandissement pour former l'image sur le capteur. Ces optiques, calculées par Laurent Parès, sont au nombre de quatre :

- Un doublet L1 (identique à celui de la voie imagerie) ;
- Un triplet L2, monté en barillet ;
- Un doublet L3 ;
- Un doublet LAO277, seule optique commerciale, les précédentes étant réalisées sur mesure.

Les deux premières optiques imagent la pupille au centre de chaque cellule, meilleure configuration pour s'adapter au faible diamètre des cellules. Les deux dernières optiques réalisent l'agrandissement de l'image sur le capteur.

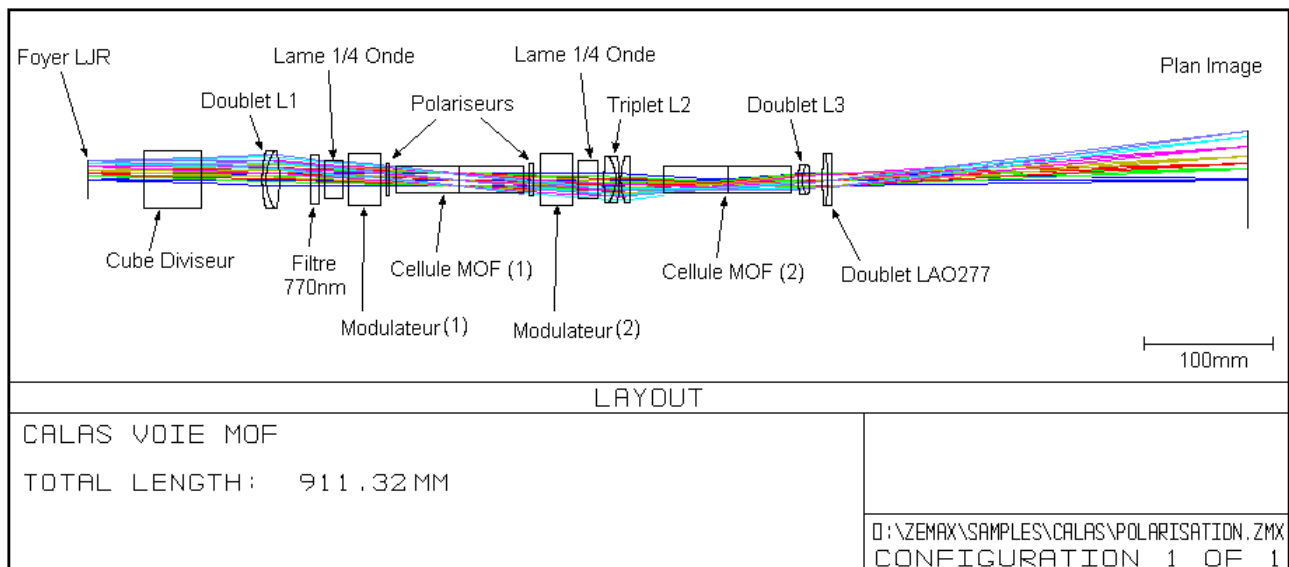


Illustration 3.1.3: Schéma de la voie MOF

La réalisation des optiques sur mesure a été confiée à l'entreprise écossaise Spanoptic dotée de moyens d'usinage et de contrôle des optiques qui répondaient parfaitement à notre cahier des charges.

Les modulateurs et leur système de contrôle proviennent de chez Meadowlark Optics (Colorado).

Enfin, les filtres interférentiels proviennent de chez Lot Oriel France, et les optiques commerciales de chez Melles-Griot.

3.2 Le Filtre Magnéto-Optique

Ce système, mis au point par l'italien Cacciani [Cacciani et al. 1984] permet, par l'utilisation de cellules à vapeur de sodium ou de potassium, de réaliser des Dopplergrammes et magnétogrammes de manière assez aisée et directement par combinaison d'images de la surface (et non par traitement de données spectrales issues par exemple d'un spectrohéliographe).

Le MOF en notre possession a été conçu par l'entreprise américaine Mojave Solar, seul fabricant commercial de ce type de filtre. Nous avons pris contact auparavant avec le Professeur Cacciani qui aurait été susceptible de nous fournir des cellules MOF mais pour diverses raisons (délais, implications sur d'autres projets) il s'est avéré plus sûr de confier la fabrication à Mojave Solar. Par ailleurs, un contact avec Steven Tomczyk [Tomczyk, communication privée] nous a confirmé la bonne qualité de ces cellules.

Le schéma de la voie MOF avec ses différents éléments optiques est présenté dans l'illustration 3.2.1 :

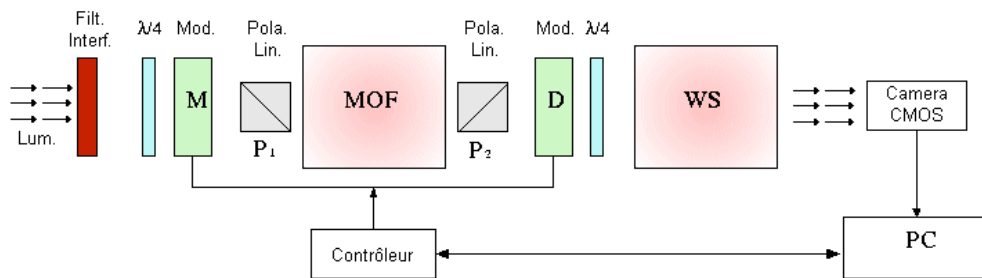


Illustration 3.2.1: Schéma d'ensemble de la voie MOF

Dans le sens de traversée de la lumière (de gauche à droite) on dénombre :

- Un filtre interférentiel centré sur la raie du potassium à 770 nm, de bande passante 10 nm ;
- Une première lame $\frac{1}{4}$ d'onde ;
- Un premier modulateur optique M à cristaux liquides, équivalent à une lame $\frac{1}{2}$ onde – il sera chargé de la modulation pour le mode magnétogramme ;
- Un premier polariseur linéaire P1 ;
- La première cellule MOF à vapeur de potassium (dénommée Section Filtre) ;
- Un second polariseur linéaire P2, dont l'axe est croisé par rapport au premier ;
- Un second modulateur optique D à cristaux liquides, équivalent à une lame $\frac{1}{2}$ onde – il sera chargé de la modulation pour le mode Dopplergramme ;
- La seconde cellule MOF à vapeur de potassium (dénommée Sélecteur d'Aile ou WS pour *Wing Selector*) ;
- La caméra CMOS.

La réalisation des Dopplergrammes et magnétogrammes nécessite la modulation des deux modulateurs D et M, et la combinaison de 2 ou 4 images (voir chapitre 3.2.5, page 50). Le processus étant un peu complexe et afin de comprendre le fonctionnement de l'ensemble de la chaîne du MOF, il est préférable de décomposer son analyse en sous-ensembles, et selon l'application visée (mode Doppler ou mode magnétométrie).

C'est le but des quatre sections suivantes avec avant tout quelques rappels de polarimétrie, suivis du principe de la modulation magnétique puis du principe de la modulation Doppler. Le fonctionnement de l'ensemble de la chaîne du MOF en Doppler et magnétographie étant la composition de ces deux principes séparés.

3.2.1 Rappels et définitions de polarimétrie

On s'en tiendra ici à faire quelques rappels de polarimétrie (sans démonstration) ainsi qu'à signaler l'effet de quelques composants optiques utilisés dans le montage du MOF.

Polarisations linéaire et circulaire :

Un faisceau de lumière peut être considéré comme la propagation d'une onde électromagnétique caractérisée par un champ magnétique \vec{B} et un champ électrique \vec{E} . Le plan contenant le vecteur lumineux \vec{E} et perpendiculaire à la direction de propagation est appelé plan d'onde (Illustration 3.2.2). C'est l'oscillation de ce vecteur \vec{E} qui définira l'état de polarisation de la lumière.

Les différents états de polarisation peuvent être linéaire, elliptique, (une polarisation circulaire étant un cas particulier de polarisation elliptique), selon l'orientation et le mouvement du champ électrique.

Une lumière non polarisée est caractérisée par la combinaison aléatoire, la superposition des différents états de polarisation linéaire, elliptique et circulaire.

En outre, toute lumière polarisée circulairement, elliptiquement ou linéairement peut être décomposée en deux vibrations linéaires orthogonales déphasées ou non selon le cas.

C'est ce que montre l'illustration 3.2.3 ci-dessous avec deux cas généraux :

- à gauche, la représentation d'une polarisation linéaire à un instant donné (vecteur jaune) décomposée en deux polarisations orthogonales de même phase (vecteurs bleus) mais d'amplitude différente.
- à droite, la représentation d'une polarisation elliptique également décomposée en deux polarisations linéaires déphasées et d'amplitude différente. Dans le cas d'une polarisation circulaire on en déduit naturellement qu'elle serait décomposée en deux polarisations de même amplitude déphasées de 180° (une demi longueur d'onde).

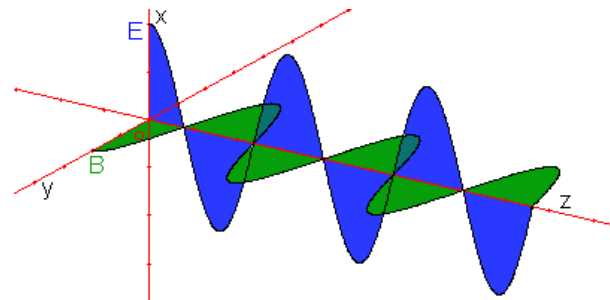


Illustration 3.2.2: Représentation du champ électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} d'une onde lumineuse se propageant selon z

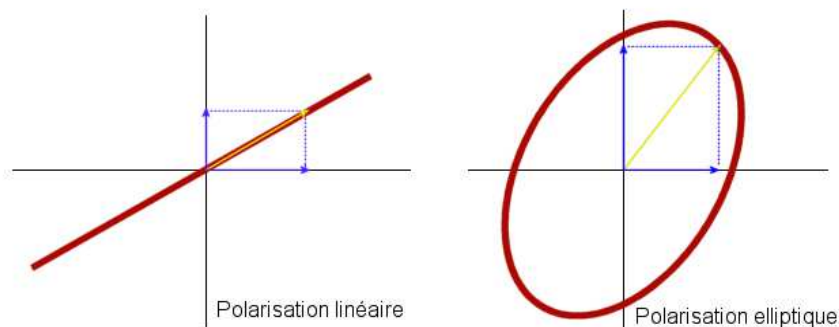


Illustration 3.2.3: Décomposition de polarisations linéaire (à g.) ou circulaire (à dr.) en deux polarisations linéaires orthogonales

Principe d'un polariseur :

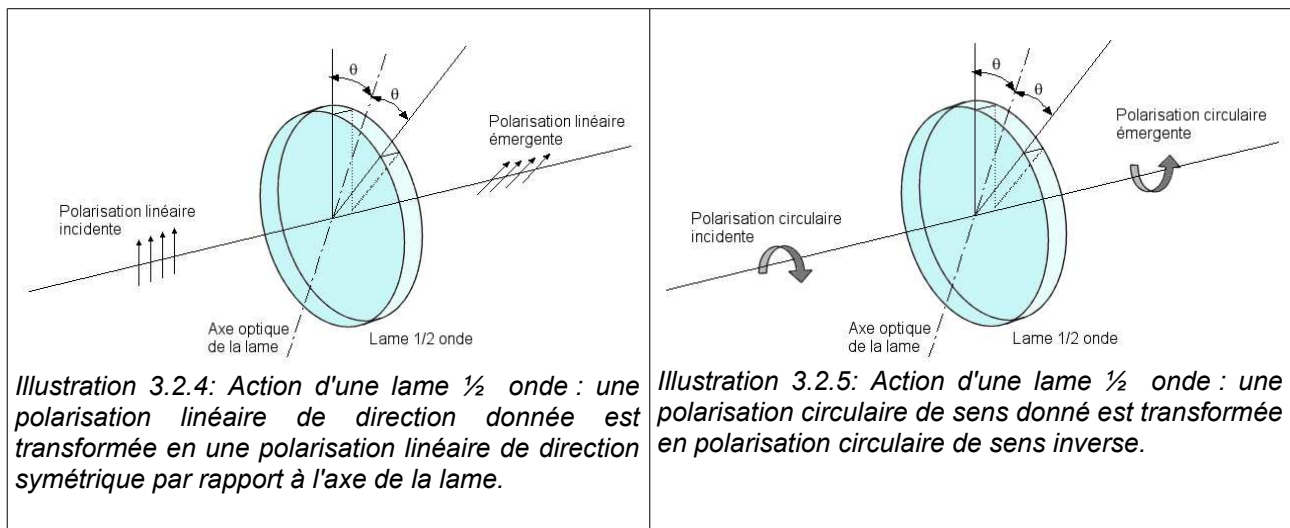
Un polariseur est un élément optique favorisant la propagation d'un plan de polarisation et absorbant les autres. Ainsi, une lumière non polarisée (directions de vibration omnidirectionnelles) donnera après passage au travers d'un polariseur une lumière polarisée linéairement.

Principe d'une lame $\frac{1}{2}$ onde :

Une lame $\frac{1}{2}$ onde est une lame cristalline biréfringente particulière. Dans une lame biréfringente, les deux composantes (parallèle et perpendiculaire à l'axe optique principal de la lame) d'une onde polarisée ne se propagent pas à la même vitesse au sein du cristal. Dans le cas de la lame $\frac{1}{2}$ onde, on observe un retard d'une moitié de longueur d'onde (soit un déphasage de 180° ou π rad) sur l'une des composantes de l'onde (celle orientée selon l'axe dit lent) par rapport à l'autre composante (celle orientée selon l'axe dit rapide).

Ainsi pour une lame $\frac{1}{2}$ onde attaquée par une polarisation linéaire de direction donnée, la polarisation émergente sera de direction symétrique par rapport à l'axe principal de la lame. Dans le cas particulier d'une lame $\frac{1}{2}$ onde attaquée par une polarisation linéaire d'axe -45° par rapport à l'axe principal de la lame, on obtiendra une polarisation linéaire d'axe $+45^\circ$ en sortie : on aura donc fait tourner l'axe de la polarisation linéaire de 90° , transformant une polarisation verticale en polarisation horizontale (voir Illustration 3.2.4).

Dans le cas plus général d'une lame $\frac{1}{2}$ onde attaquée par une polarisation elliptique, de la même manière la polarisation émergente sera une polarisation elliptique symétrique par rapport à l'axe principal de la lame et parcourue en sens inverse (Illustration 3.2.5).



Principe d'une lame $\frac{1}{4}$ d'onde :

Dans une lame $\frac{1}{4}$ d'onde, le déphasage constaté entre l'axe rapide et l'axe lent sera de un quart de longueur d'onde (soit 90° ou $\pi/2$ rad). Ce type de lame est généralement utilisé pour transformer une polarisation linéaire en polarisation circulaire et vice versa.

Ainsi, une polarisation linéaire incidente dont l'axe est orienté à 45° par rapport à l'axe de la lame $\frac{1}{4}$ d'onde se verra transformée en une polarisation émergente circulaire de sens donné. Si l'on inverse l'orientation de la polarisation linéaire incidente par rapport à l'axe de la lame (-45°) alors le sens de rotation de la polarisation circulaire sera également inversé.

De la même manière, une polarisation circulaire incidente se verra transformée en une polarisation linéaire émergente (Illustration 3.2.6).

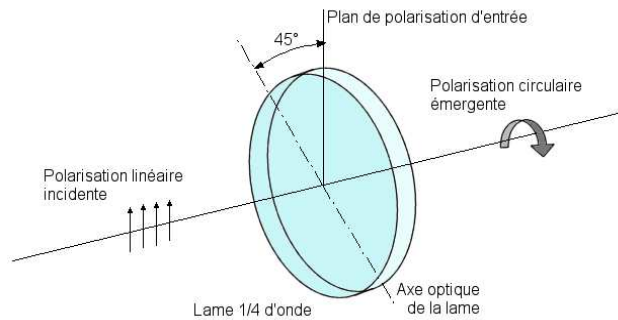


Illustration 3.2.6: Action d'une lame $\frac{1}{4}$ d'onde : une polarisation linéaire dont l'axe de vibration fait un angle de 45° par rapport à celui de la lame est transformée en polarisation circulaire (et vice-versa).

Dichroïsme :

Un matériau est dit dichroïque lorsqu'il favorise en transmission une direction de polarisation au détriment d'une autre. Une feuille de Polaroid (polarisant linéaire) présente donc un dichroïsme linéaire. Comme on le verra plus loin, une cellule magnéto-optique présente un dichroïsme circulaire, à savoir qu'elle absorbe préférentiellement une polarisation circulaire de sens donné par rapport à la polarisation circulaire de sens opposé.

3.2.2 Principe d'une cellule MOF

Considérons donc tout d'abord une cellule MOF seule (Illustration 3.2.7). Il s'agit d'un tube de verre cylindrique (dimensions $\varnothing 22$ mm x L 100 mm) possédant une électrode chauffante en son milieu et dont les parois à cet endroit ont été recouvertes de potassium. La circulation d'un courant dans l'électrode chauffante vaporise le potassium au sein du tube. Ce tube est en outre maintenu au sein d'un champ magnétique imposé par un aimant généralement fixe. Ce champ magnétique longitudinal est en général de plusieurs milliers de Gauss.

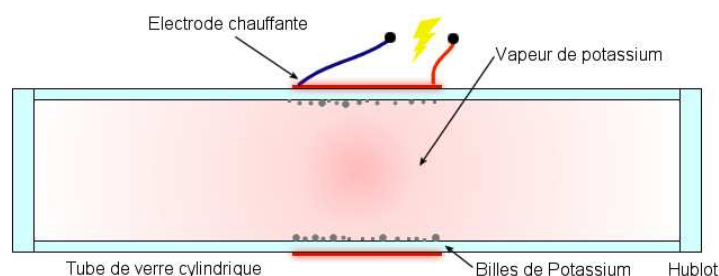


Illustration 3.2.7: Vue schématique d'une cellule magnéto-optique (MOF).

Les avantages d'étudier la raie du potassium à 769.9 nm sont multiples : tout d'abord cette raie se révèle idéale pour la mesure de vitesses Doppler avec une profondeur de raie de 85% du continuum et une largeur à mi-hauteur correspondant à une étendue de vitesses de 6.2 km/s [Snider 1970]. En outre cette raie est bien symétrique et n'est polluée par aucune autre raie solaire ni tellurique (Illustration 3.2.8). Ces avantages contrebalancent l'inconvénient principal dû à sa situation dans le rouge profond où l'on obtient une moins bonne résolution spatiale (diffraction).

Par ailleurs les cellules au potassium ont une durée de vie allongée par rapport aux cellules au sodium puisque les vapeurs de potassium détériorent moins le verre que celles de sodium (cette remarque est moins vraie si l'on utilise des hublots de quartz). En outre, la température de vaporisation du potassium est 100°C moindre que celle du sodium, et le champ magnétique nécessaire est plus faible pour le potassium que pour le sodium ce qui est également un avantage non négligeable (encombrement et poids).

Le principe du MOF est basée sur l'apparition par absorption d'un effet Zeeman inverse¹ au sein de la cellule : par l'action du champ magnétique longitudinal, la raie spectrale métallique se voit dédoublée en deux composantes σ et σ' , polarisées circulairement et de manière opposée, et décalées de part et d'autre de la longueur d'onde centrale, dans notre cas, d'une valeur $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = \frac{\pi \cdot e \cdot \lambda^2}{m_e \cdot c} \cdot g \cdot B = 4.67 \cdot 10^{-13} \cdot \lambda^2 \cdot g \cdot B$$

(avec e et m_e la charge et la masse de l'électron, λ la longueur d'onde considérée en Angströms (ici 7699 Å), g le facteur de Landé de l'élément considéré (1.33 dans le cas du potassium à 7699 Å) et B l'intensité du champ magnétique en Gauss.)

Une application numérique avec un champ magnétique de 3 kG sur une cellule au potassium donne une valeur de $\Delta\lambda = 0.11$ Å. Par ailleurs, la largeur à mi-hauteur de chaque composante Zeeman avoisine 30 mÅ (0.03Å) environ, on obtient donc deux composantes nettement séparées (Illustration 3.2.10).

Si la cellule est traversée par une lumière non polarisée, l'effet Zeeman inverse absorbera deux polarisations circulaires de sens opposés à la longueur d'onde des composantes Zeeman σ et σ' : on observe un dichroïsme circulaire.

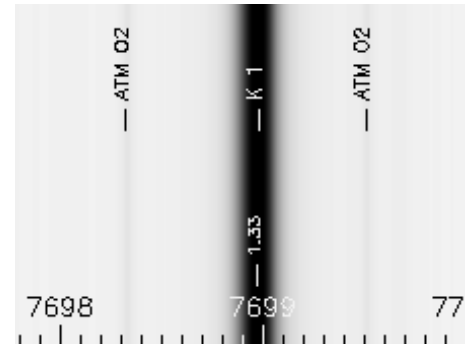


Illustration 3.2.8: La raie du Potassium à 769.9 nm et son voisinage sur le spectre solaire.

1 Effet Zeeman direct : le champ est appliqué à la source et agit sur les fréquences des raies d'émission; Effet Zeeman inverse : le champ est appliqué à l'analyte (ici la vapeur dans le MOF) et agit sur les fréquences des raies d'absorption.

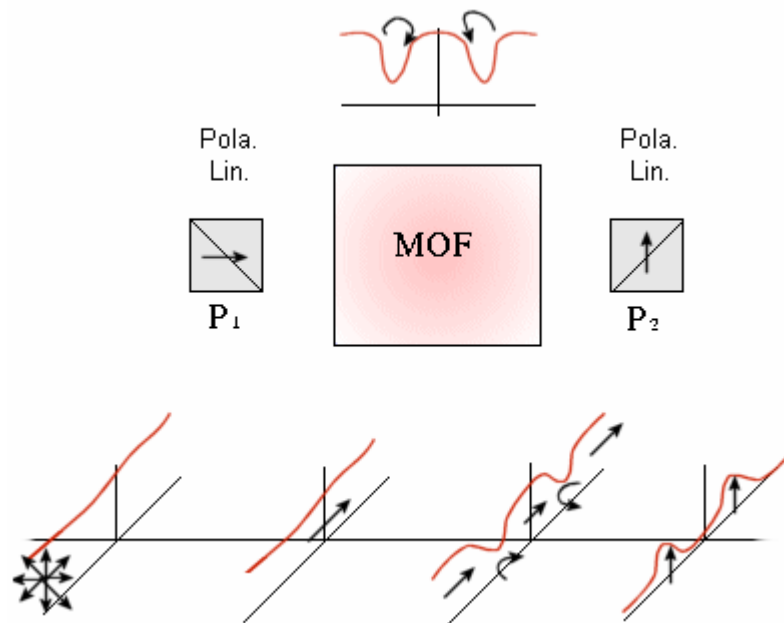


Illustration 3.2.9: Principe de fonctionnement optique d'un MOF entre polariseurs croisés: à gauche la lumière en entrée, polarisée linéairement (horizontalement) par le premier polariseur, traversant ensuite la cellule (dont le profil de transmission est indiqué au dessus) puis traversant le second polariseur qui éteindra toute polarisation horizontale, laissant seulement passer la composante verticale de la polarisation circulaire des composantes σ et σ' .

Cependant le principe de fonctionnement d'une cellule MOF prend tout son sens lorsqu'elle est placée entre deux polariseurs croisés et qu'elle est traversée par une lumière polarisée linéairement: (Illustration 3.2.9).

Considérons la cellule traversée par une lumière polarisée linéairement (horizontalement dans cet exemple). La polarisation linéaire peut être assimilée à la somme de deux polarisations circulaires de sens opposés. Par effet Zeeman inverse, ces deux polarisations sont absorbées sélectivement dans l'aile rouge et dans l'aile bleue de la raie, respectivement. En sortie de la cellule on obtient une polarisation gauche dans l'aile rouge et une polarisation droite dans l'aile bleue (aux longueurs d'ondes des deux composantes Zeeman σ et σ'). On rappelle qu'une polarisation circulaire peut être assimilée à la somme de deux polarisations linéaires orthogonales. Ainsi, lors du passage dans le second polariseur croisé (vertical), ce dernier éteint toute polarisation croisée (horizontale) et seule subsiste la composante verticale, résidu de la polarisation circulaire des composantes σ et σ' . A noter qu'en l'absence de champ magnétique toute lumière incidente se trouve éteinte après passage au travers du second polariseur.

En résumé, une cellule MOF placée dans un champ magnétique entre deux polariseurs croisés s'assimile à un filtre ayant deux bandes passantes très étroites aux longueurs d'onde des composantes Zeeman σ et σ' (Illustration 3.2.10).

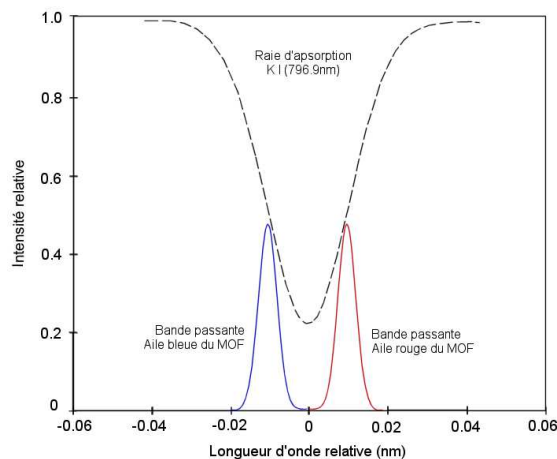


Illustration 3.2.10: Bande passante d'une cellule MOF et profil de la raie du potassium

C'est la combinaison de deux cellules MOF et d'autres composants optiques (polariseurs, modulateurs, lames $\frac{1}{4}$ d'onde) qui donnera accès aux images nécessaires à l'obtention des Dopplergrammes et magnétogrammes. Comme on le verra dans la section 3.2.5, il est nécessaire d'obtenir deux images distinctes pour calculer un Dopplergramme et deux images distinctes pour créer un magnétogramme, chacune acquise dans une configuration particulière de la voie MOF. Afin d'expliquer plus aisément le mode de fonctionnement de l'ensemble de la voie MOF comprenant les modulations magnétiques et Doppler, j'ai pris le parti de décomposer ces deux fonctions dans les deux sections suivantes.

3.2.3 Principe de la modulation magnétique

La configuration et le mode de fonctionnement de l'analyse magnétique du MOF sont schématisés dans l'illustration 3.2.11 ci-dessous.

Je considère que la lumière solaire en entrée a pour contribution la raie du potassium à 769.9 nm et plus particulièrement les composantes Zeeman σ_s et σ_s' solaires inhérentes aux structures magnétiques à la surface. Au dessus de structures magnétiques, chaque composante Zeeman de la raie du potassium possède une polarisation circulaire de sens opposé (gauche et droite). On va utiliser cette propriété pour isoler chaque composante Zeeman solaire σ_s et σ_s' à l'aide d'une lame $\frac{1}{4}$ d'onde, d'un modulateur puis du MOF.

Section modulation :

La première lame $\frac{1}{4}$ d'onde traversée a pour effet de transformer les polarisations circulaires droites et gauche σ_s et σ_s' en deux polarisations linéaires perpendiculaires (horizontale et verticale).

Le modulateur à cristaux liquides M situé juste après la première lame $\frac{1}{4}$ d'onde alterne son axe principal entre deux états à $0^\circ/+45^\circ$ ce qui a pour effet soit de conserver soit de faire tourner de 90° l'orientation des polarisations linéaires fournies par la $\frac{1}{4}$ d'onde. Dans ce dernier cas, la polarisation de la composante σ_s qui était (par exemple) linéaire verticale se retrouve linéaire horizontale et vice-versa pour la polarisation de la composante σ_s' .

Section Filtre du MOF :

Comme spécifié plus haut (section 3.2.2), la lumière passe ensuite dans la section Filtre du

MOF : la lumière est tout d'abord polarisée linéairement par le premier polariseur P1 (dont l'axe est orienté à 45° par rapport à l'axe principal du modulateur). Puis en passant dans la cellule, l'effet Zeeman inverse (dichroïsme circulaire) de la vapeur convertit cette lumière polarisée linéairement en lumière polarisée circulairement, en ôtant la polarisation circulaire complémentaire au voisinage des composantes σ et σ' (les deux composantes Zeeman générées dans le MOF).

La moitié de cette lumière polarisée circulairement est transmise par le second polariseur linéaire P2 dont l'axe est perpendiculaire au polariseur d'entrée P1 (on rappelle qu'une polarisation circulaire est la composition de deux polarisations linéaires perpendiculaires). Toute lumière dont l'état de polarisation n'a pas été modifié par la vapeur, tel que le continuum, sera ainsi éteinte par le second polariseur croisé P2.

Il en résulte deux pics de transmission très étroits de part et d'autre de la longueur d'onde centrale, à la position des composantes σ et σ' . Ces deux pics sont polarisés linéairement selon l'axe du polariseur P2 (comme on l'a vu en section 3.2.2).

Note: l'effet Faraday de la vapeur est un effet magnéto-optique qui, en présence d'un champ magnétique, peut faire tourner le plan de polarisation. Ceci peut engendrer une légère transmission au travers du polariseur croisé P2. Cependant, l'épaisseur optique de la vapeur est maintenue suffisamment faible pour que cet effet soit considéré comme négligeable.

Ainsi, la lumière traversant l'ensemble P1+MOF+P2 voit ses composantes Zeeman σ_s et σ'_s alternativement éteintes par l'action du modulateur M.

La modulation magnétique joue donc bien son rôle d'isoler les composantes Zeeman circulaires dues au champ magnétique solaire longitudinal.

Le signal sortant est ensuite modulé par la partie de modulation Doppler (avec le modulateur D et la section Sélecteur d'Aile ou WS), comme expliqué dans la section suivante.

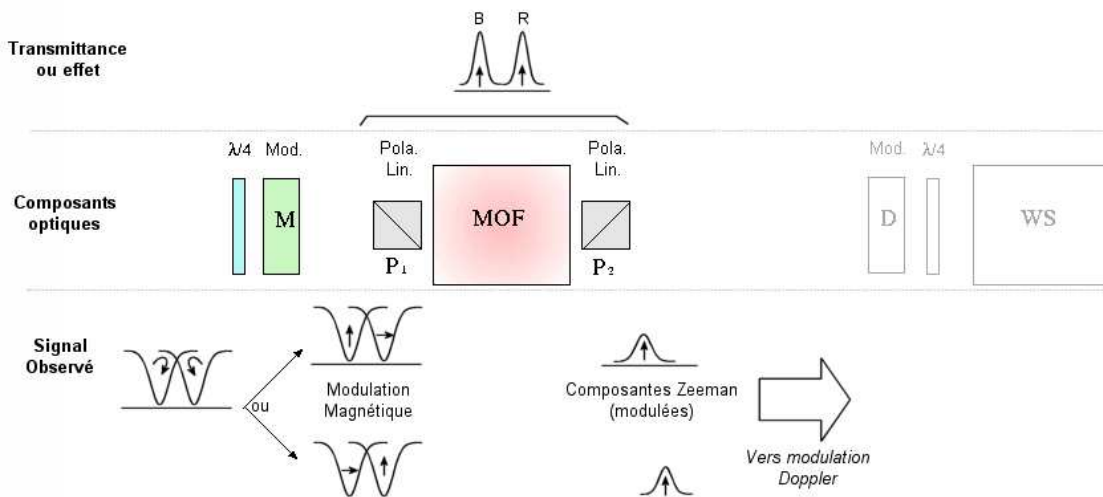


Illustration 3.2.11: Principe de la modulation magnétique avec au centre les composants optiques, en haut leurs transmittances ou effets individuels, en bas la forme du signal observé

J'ai résumé l'effet de la modulation magnétique sur l'illustration 3.2.12 avec :

- Le signal solaire en sortie du modulateur (en rouge) pour l'un des deux états du modulateur : les deux composantes Zeeman (en rouge) présentent deux absorption aux longueurs d'onde σ_s et σ'_s , polarisées linéairement (et l'une de direction orthogonale à l'autre).

- La transmission du MOF associé à ses deux polariseurs d'entrée et de sortie (en noir) : deux pics de transmission aux longueurs d'ondes σ et σ' et de même direction de polarisation.
- Au dessous, en violet, le signal solaire issu du MOF, composition des deux signaux précédents: seule est transmise une partie de la composante Zeeman solaire, à la longueur d'onde σ définie par le MOF.

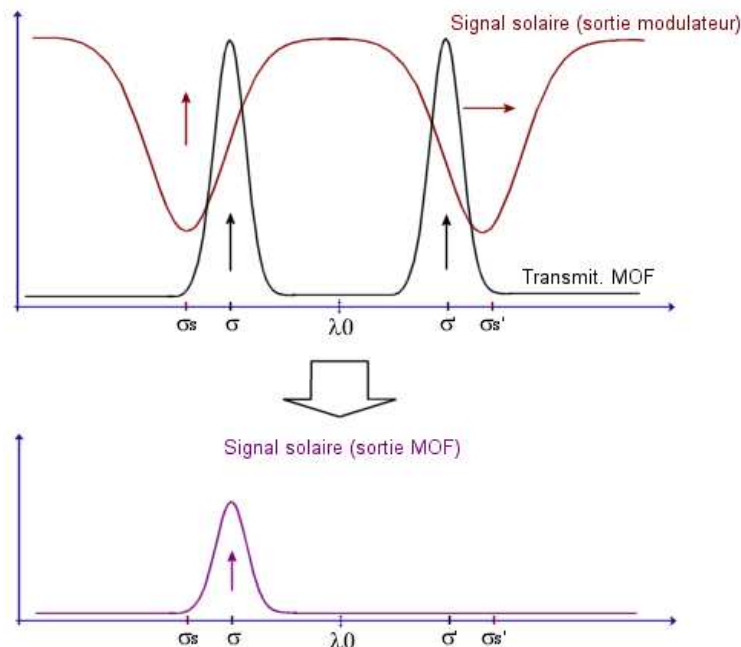


Illustration 3.2.12: Illustration de l'effet de la modulation magnétique.

3.2.4 Principe de la modulation Doppler

La configuration et le mode de fonctionnement de l'analyse Doppler du MOF sont schématisés dans l'illustration 3.2.13 ci-dessous.

La lumière en entrée du système a donc pour contribution l'ensemble de la raie du Potassium à 769.9nm, affectée de décalages Doppler variables. Afin de mieux comprendre le principe de cette modulation Doppler nous allons considérer que la contribution de la raie en entrée ne montre pas d'effet Zeeman et n'a donc pas de polarisation particulière ni de séparation de raie. Ainsi pour cette analyse Doppler, le passage au travers de la première lame $\frac{1}{4}$ d'onde et du modulateur magnétique M ne modifie pas le signal nous concernant.

Section Filtre du MOF :

L'effet de cette section constituée de l'ensemble P1+MOF+P2 a déjà été décrit dans le sous-chapitre précédent. Il en résulte une transmission de deux pics très étroits de part et d'autre (côté rouge et côté bleu) de la longueur d'onde centrale, à la position des composantes σ et σ' de la cellule. Ces deux pics sont polarisés linéairement selon l'axe du polariseur P2.

Section sélecteur d'aile :

Le faisceau traverse alors le modulateur Doppler D qui alterne son axe principal entre deux états à $0^\circ/+45^\circ$. Le faisceau polarisé en sortie du modulateur prend donc alternativement deux orientations: parallèle à l'orientation d'entrée (pas de changement) ou bien perpendiculaire à l'orientation d'entrée.

Ainsi, lorsque le faisceau traverse la lame $\frac{1}{4}$ d'onde suivante, la polarisation linéaire des deux pics est transformée alternativement en deux états de polarisation circulaire: circulaire droit ou circulaire gauche (ceci en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire en entrée).

L'effet Zeeman inverse de la seconde cellule Sélecteur d'Aile (ou WS pour *Wing Selector*) maintenue elle aussi au sein d'un champ magnétique longitudinal se traduit par un dichroïsme circulaire qui va générer une absorption dans les deux composantes Zeeman σ et σ' de la vapeur respectivement polarisées circulairement à droite et à gauche.

Ainsi, en fonction de l'orientation des polarisation circulaires engendrées par le modulateur, cette absorption du Sélecteur d'Aile va conserver alternativement les contributions de l'aile bleue ou de l'aile rouge dans le faisceau.

En résumé, la modulation de D permet d'obtenir l'équivalent d'un filtre passe-bande très étroit dont la position alterne entre le côté rouge et le côté bleu de la raie observée, permettant ainsi un diagnostic Doppler précis (par différences d'intensités dues au décalage Doppler de la raie entre deux images à bande passante très étroites dans les flancs de la raie). Il a été démontré qu'un MOF du type de celui utilisé pour CALAS possède une réponse linéaire acceptable sur une étendue de ± 3.5 km/s [Tomczyk et al. 1995].

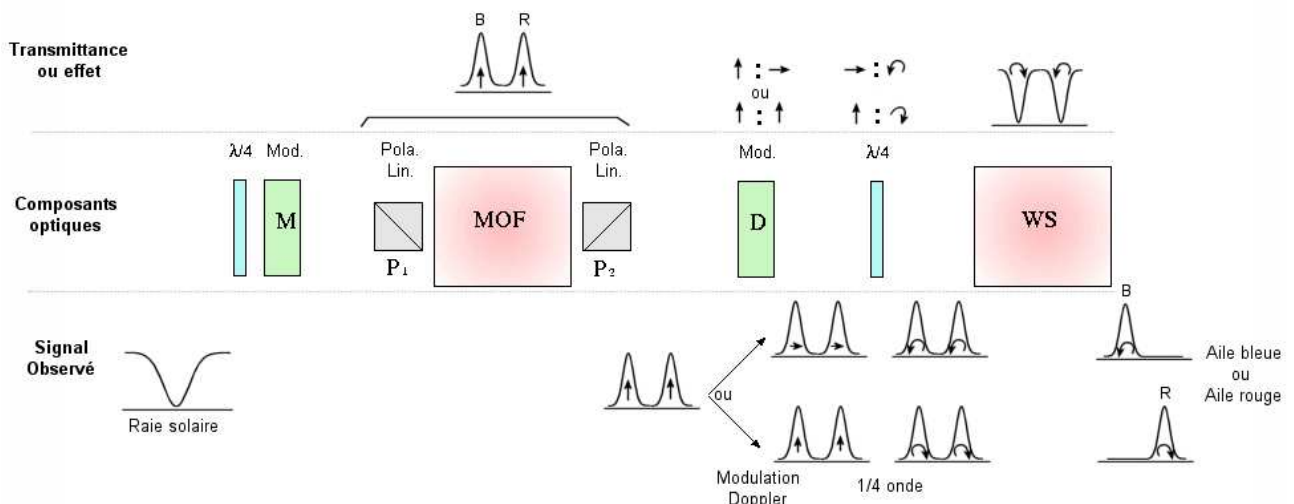


Illustration 3.2.13: Principe de la modulation Doppler avec au centre les composants optiques, en haut leurs transmittances ou effets individuels, en bas la forme du signal observé

3.2.5 Réalisation des Dopplergrammes et magnétogrammes

L'utilisation de l'ensemble de la chaîne du MOF combine les deux modulations Doppler et magnétiques. Pour chaque aile (R ou B) obtenue à l'aide du WS on réalise deux images de chaque état de polarisation (g ou d) à l'aide du MOF, soit quatre images au total que nous dénommerons Rg, Bg, Rd et Bd.

Le dopplergramme D représentant les vitesses selon la ligne de visée est calculé en combinant les images R et B d'un état de polarisation donné de la manière suivante:

$$D^g = \frac{R^g - B^g}{R^g + B^g} \quad \text{ou} \quad D^d = \frac{R^d - B^d}{R^d + B^d}$$

Pour une série de quatre images on obtient en fait deux dopplergrammes, chacun dans un état de polarisation, ce qui permet de les combiner afin de faire baisser le bruit et d'éliminer l'effet du champ magnétique.

Le magnétogramme M est obtenu en soustrayant les deux dopplergrammes des deux états de polarisation l'un à l'autre:

$$M = D^g - D^d = \frac{R^g - B^g}{R^g + B^g} - \frac{R^d - B^d}{R^d + B^d}$$

Ces opérations sont résumées dans le diagramme suivant (illustration 3.2.14):

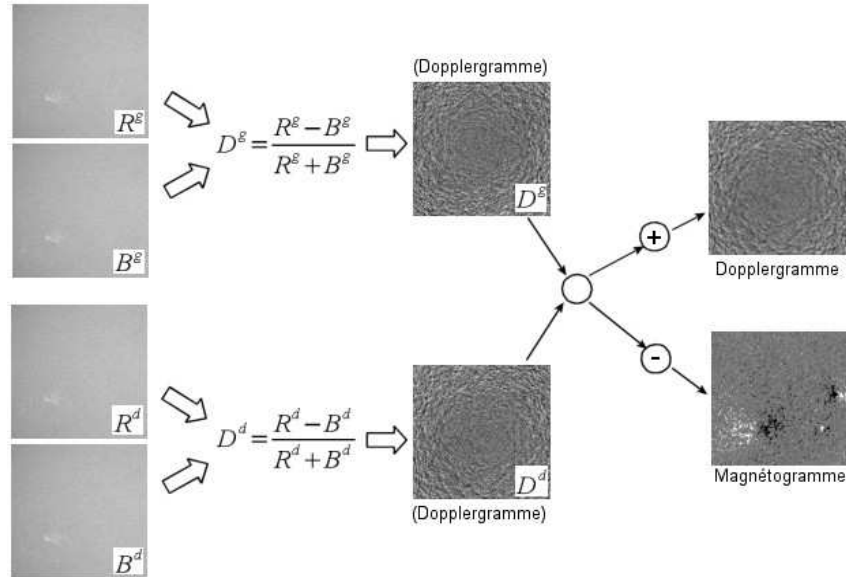


Illustration 3.2.14: Mode de traitement des images pour la réalisation des Dopplergrammes et Magnétogrammes

Nota : Le principe du Filtre Magnéto-Optique, établi par Andrea Cacciani, et qui m'a servi à sa compréhension est décrit dans [Agnelli et al. 1975], [Cacciani et al. 1998], [Ruzmaikin et al. 1998]. On peut y ajouter les études suivantes portant sur des observations avec diverses configurations de MOF qui m'ont également servi pour mieux appréhender leur mise en oeuvre : [Oliviero 1998], [Magri 2004], [MurphyPriv] (communication privée).

3.3 Calcul du temps d'exposition

Il s'agit ici de calculer le temps de pose théorique de la caméra pour chaque voie (optique et MOF), en vue du dimensionnement du système d'obturation (voir chapitre 3.4, page 53). Ce calcul dépend des caractéristiques du capteur IBIS4-16000 (voir chapitre 4.2, page 77), de la longueur d'onde et bande passante utilisées, de l'absorption des optiques, ...

Calcul théorique du temps d'exposition :

Voici le calcul du temps de pose minimum théorique ayant servi au pré-dimensionnement du système, appliqué à l'observation dans la bande G (bande de 10 Å autour de 4305 Å).

On utilise la formule de calcul de l'émission par la loi de Planck d'un corps noir (ici le du Soleil à $T = 5777$ K) à la longueur d'onde λ considérée pour calculer le flux émis à sa surface (en W/m^2) sur le domaine de longueur d'onde $\Delta\lambda$:

$$B_\lambda \Delta\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (\exp(hc/\lambda kT) - 1)} \Delta\lambda = 2.48 \times 10^4 (W/m^2)$$

Ce même flux bande étroite reçu au niveau de la Terre se calcule en utilisant R_{sol} et d respectivement le rayon solaire et la distance Terre-Soleil :

$$F_{\lambda} = (B_{\lambda} \Delta \lambda) \frac{\pi R_{sol}^2}{d^2} = 1.69 (W/m^2)$$

Le flux collecté par la lunette, de diamètre 50 cm (surface 0.2 m²), ne sera donc plus que d'environ 0.332 W, réparti sur l'image solaire de 60 mm de diamètre au foyer.

Sachant que les 4000 x 4000 pixels de la caméra couvrent un champ de 10 x 10 arcmin, la taille angulaire du pixel est de 0.15 secondes d'arc/pixel. Le soleil représentant une surface angulaire d'environ 2.9x10⁶ secondes d'arc², le flux par pixel est de l'ordre de 2.6x10⁻⁹ W soit environ 5.6x10⁹ photons/sec (en tenant compte des coefficients d'absorption des optiques, du rendement quantique, du facteur de remplissage du pixel). On aboutit alors à un temps de pose de l'ordre de 0.5 ms pour remplir le puits de potentiel de l'IBIS4-16000 (sur sa gamme linéaire, soit 170000 électrons environ).

Un calcul identique mené pour la voie MOF donne un temps de pose de l'ordre de 100 ms.

Il est cependant important de réaliser que ces temps de poses théoriques sont considérés pour un flux maximum du Soleil. Comme le montre la section suivante, certains facteurs tels que l'absorption atmosphérique ou la présence de légers voiles nuageux jouent un grand rôle dans l'augmentation du temps de pose : une observation lorsque le Soleil est par exemple à 30° au dessus de l'horizon diminue le flux d'un facteur deux. Dans la pratique on considérera donc un temps de pose minimum de l'ordre de quelques millisecondes.

Flux solaire au Pic du Midi :

Le flux solaire large bande reçu au niveau de la Terre est d'environ 1360 W/m². En tenant compte de l'absorption atmosphérique, ce flux à l'altitude du Pic avoisine 1100 W/m² au maximum, ce qui est confirmé par les mesures délivrées par le pyranomètre du Laboratoire d'Aérodologie installé au sommet.

Je me suis servi des mesures de ce pyranomètre ainsi que des formules de calcul de la masse d'air issues de l'article de [Young 1994] pour bâtir un modèle réaliste du flux solaire au Pic du Midi en fonction de la position du Soleil.

L'illustration 3.3.1 montre la variation du flux solaire en fonction de la hauteur du Soleil au dessus de l'horizon. La hauteur maximale du Soleil (au solstice d'été) est indiquée en rouge et correspond bien à un flux maximum de 1100 W/m².

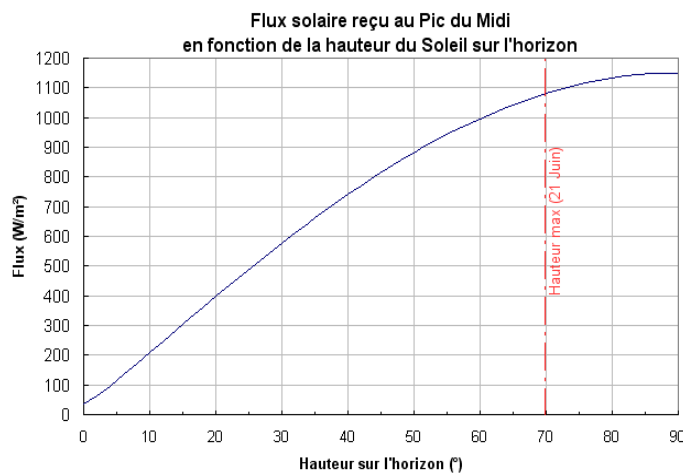


Illustration 3.3.1: Flux solaire (en W/m²) reçu au Pic du Midi en fonction de la hauteur du Soleil au dessus de l'horizon (en °).

L'illustration 3.3.2 montre la variation quotidienne du flux solaire pour trois dates de l'année: aux équinoxes (en orange) ainsi qu'aux solstices d'été (en rouge) et d'hiver (en bleu). Ces courbes pourront nous servir pour estimer la valeur du temps de pose en fonction de la saison et de la position du Soleil, par rapport au temps de pose théorique trouvé précédemment.

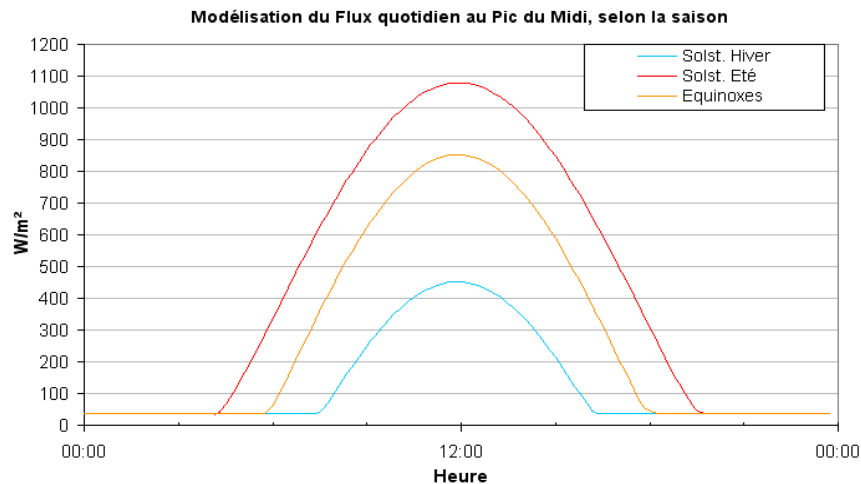


Illustration 3.3.2: Modélisation de l'évolution du flux quotidien au Pic du Midi (en W/m^2) en fonction de la saison.

3.4 Le système d'obturation

Dès le début de la thèse s'est posée la question de la nécessité ou non d'un obturateur devant le capteur CMOS (voir chapitre 4).

La technologie de ce capteur CMOS est basée sur un *electronic curtain shutter*, ce qui se traduit par une obturation non simultanée entre le haut et le bas de la cible. Ce processus, électronique, est assimilable à celui, mécanique, d'un obturateur à rideau. Comme le montre l'illustration 3.4.1, l'exposition d'une ligne se déroule entre le moment de son *reset* et le moment de sa lecture (le temps de pose, déterminé par l'utilisateur, dépend donc de ce décalage entre *reset* et lecture). L'ensemble de la cible ne " voit " donc pas l'ensemble de la scène au même moment, puisque le haut de cible est exposé et lu avant le bas de cible. Ce procédé d'obturation électronique est donc équivalent au passage d'une fente devant un plan focal photosensible.

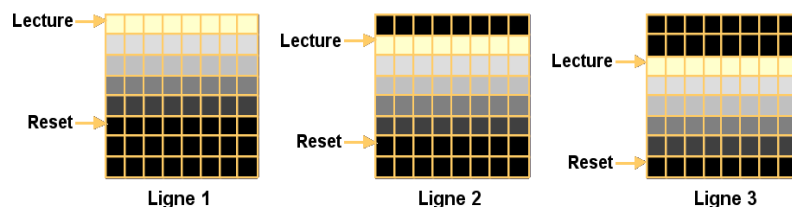


Illustration 3.4.1: Principe de lecture de la cible par electronic curtain shutter.

L'électronique de lecture impose le temps de lecture entre la première et la dernière ligne : il est dans notre cas fixé à 400 ms. Il peut ainsi en résulter des hétérogénéités sur la qualité de l'image puisque ce temps de lecture est bien supérieur au temps de cohérence de la turbulence atmosphérique (quelques dizaines de millisecondes par bon *seeing* au Pic du Midi).

Ce dernier argument est tempéré par le fait que l'effet de la turbulence a peu de chances d'être homogène sur un champ aussi large que 10 x 10 minutes d'arc. Toujours au Pic du Midi, la taille de cohérence est de l'ordre de 20 secondes d'arc, et exceptionnellement jusqu'à 60 secondes d'arc.

Ainsi la présence d'un obturateur nous a paru souhaitable mais non indispensable et dans tous les cas dépendante des premiers résultats d'observations réelles.

J'ai donc conduit une étude des différentes solutions d'obturation existantes ou à développer, en tenant compte de la taille inhabituelle du capteur CMOS (48 mm x 48 mm).¹

On distingue deux grands types de technologies d'obturation :

- Les obturateurs à effet de champ, utilisant deux sous-technologies :
 - Technologies électro-optiques (cellules de Kerr, de Pockels) ;
 - Technologies à cristaux liquides (FLC) ;
- Les obturateurs mécaniques (obturateurs à rideau, à lame, à iris, ...).

3.4.1 Obturateurs à effet de champ

3.4.1.1 Obturateurs à cellules de Kerr et de Pockels

- *Cellules de Kerr :*

Connu dès 1875, l'effet Kerr est une biréfringence créée dans un matériau par un champ électrique extérieur. La biréfringence créée, contrairement à l'effet Pockels (voir plus bas), varie selon le carré du champ électrique appliqué. Le matériau devient alors équivalent à une lame à retard contrôlée : la polarisation de la lumière change en le traversant.

Une cellule de Kerr consiste en une ampoule de verre munie d'électrodes, remplie d'un liquide possédant une constante de Kerr importante (nitrotoluène, nitrobenzène) et placée entre deux polariseurs.

Elle permet de réaliser une modulation de l'intensité lumineuse. Cette modulation peut être très rapide (de l'ordre de 10 Ghz, correspondant à des temps d'obturation de quelques picosecondes) et la taille de l'obturateur peut être importante (plusieurs centimètres de diamètre).

De telles cellules, à cause de la relative faiblesse de l'effet Kerr, requièrent une tension de plusieurs dizaines de kV afin de ne pas absorber de lumière. De ce point de vue, l'effet Pockels est plus efficace, car il requiert une tension moins importante. De plus, le meilleur matériau disponible, le nitrobenzène, est toxique et explosif.

Ainsi, les cellules de Kerr, longtemps utilisées comme obturateurs rapides (notamment pour des applications laser) ont cédé le pas aux cellules à effet Pockels, de mise en oeuvre plus aisée.

¹ Les capteurs CCD utilisés jusqu'à présent ayant une taille 5 à 10 fois inférieure.

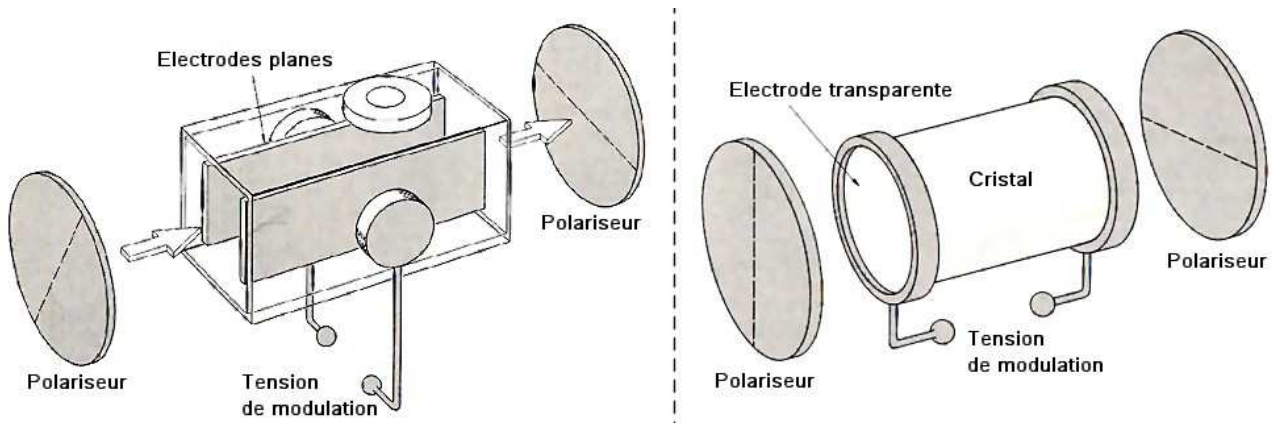


Illustration 3.4.2: Schémas de principe de cellules de Kerr (à gauche) et de Pockels (à droite)

- Cellules de Pockels :

L'effet Pockels, connu dès 1893, se traduit par l'apparition d'une biréfringence dans un milieu créée par un champ électrique statique ou variable. La biréfringence qui apparaît est proportionnelle au champ électrique (contrairement à l'effet Kerr, ce qui se traduit par des tensions de modulation notablement plus basses).

L'effet Pockels apparaît uniquement dans les cristaux sans symétrie par rapport à un axe, comme le niobate de lithium ou l'arséniure de gallium.

Les cellules de Pockels sont donc également assimilables à des lames à retard contrôlées par le champ électrique appliqué au cristal. On peut ainsi obtenir une modulation de l'intensité lumineuse avec des temps caractéristiques de quelques nanosecondes.

Leurs avantages par rapport aux cellules de Kerr sont la sûreté d'utilisation du cristal et leur tension de modulation plus basse (quelques kV). Elles sont également disponibles commercialement avec des ouvertures de grande dimension (jusqu'à 100mm ou plus).

Cependant le contraste atteint entre les états ouvert et fermé décroît pour de grandes valeurs d'ouverture (typiquement 200:1 à 800:1 pour des ouvertures de 70 à 100 mm, contre environ 8000:1 pour une ouverture de 25 mm). En outre, les polariseurs en entrée et sortie de la cellule ainsi que le cristal lui-même absorbent une part non négligeable de la lumière (par exemple environ 50% pour chacun des polariseurs).

Ainsi, après un examen des possibilités et contraintes de cellules de Pockels commerciales, il est rapidement ressorti que leur utilisation serait problématique dans le projet CALAS, pour les raisons suivantes :

- contraste plus faible pour les grandes ouvertures ;
- absorption non négligeable dans l'état " ouvert " ;
- utilisation de très haute tension (plusieurs kV) ;
- épaisseur non négligeable du cristal (plusieurs cm), rajoutant des difficultés dans le design optique.

Cependant, des contacts plus récents avec les industriels ont montrés qu'il n'était pas exclu que des cellules de Pockels répondent mieux un jour à nos critères. Steve Payne, de la société anglaise Leysop Ltd. nous a en effet confirmé que des cellules de Pockels à base de cristaux dits " KD*P " de grande taille et de faible épaisseur avaient déjà été développées (épaisseur comprise entre 1/6 et 1/10 de leur diamètre). Il serait donc important d'assurer une veille technologique sur ce type d'appareil au cours des prochaines années.

3.4.1.2 Obturateurs à cristaux liquides FLC

Les obturateurs à cristaux liquides FLC (pour *Ferroelectric Liquid Crystal*) représentent une solution d'obturation assez simple souvent utilisée pour les applications vidéo.

Ils sont composés d'une fine couche de cristaux liquides, prise entre deux polariseurs. Lorsque une faible tension positive (quelques volts, avantage non négligeable) y est appliquée, l'axe optique de la couche FLC, ($\lambda/2$ d'épaisseur à 510 nm), tourne d'environ $\sim 45^\circ$ par rapport au premier polariseur. Après ce passage à travers la couche FLC, l'orientation de l'axe de polarisation de la lumière transmise tourne d'environ $\sim 90^\circ$, ce qui permet une transmittance à travers le deuxième polariseur.

Si l'on applique une tension négative à l'obturateur, l'axe optique du matériau FLC est cette fois aligné sur le polariseur d'entrée, ce qui ne produit pas de rotation de la polarisation. Le deuxième polariseur croisé bloque la lumière, ce qui ferme l'obturateur.

J'ai examiné les possibilités de tels obturateurs et leur éventuelle utilisation pour notre application. Voici un récapitulatif des caractéristiques d'un obturateur type :

On constate tout d'abord que la transmission est atténuée par les deux polariseurs. Ce premier point, sans être critique, peut se révéler problématique étant donné que l'on cherche à obtenir le flux maximum pour avoir le temps de pose minimum. Cela est d'autant plus vrai avec le Filtre Magnéto-Optique dont le rendement est très faible.

Par ailleurs la courbe de transmission de l'obturateur (illustration 3.4.4) montre qu'il laisse passer les rayonnements infrarouges, que ce soit dans son état ouvert ou fermé. Ainsi, un tel obturateur n'est pas utilisable au delà de 750 nm (son utilisation avec le MOF à 770 nm est donc exclue). Un filtre anti-IR est donc indispensable afin de ne pas polluer l'image visible (hormis si l'on utilise un filtre interférentiel suffisamment sélectif pour l'IR).

De plus, dans le proche ultraviolet, sa transmission chute et il est également important de le protéger de ce type de rayonnements agressifs: un filtre anti-UV coupant au moins à 400 nm est donc indispensable afin de garantir la longévité du matériau FLC.

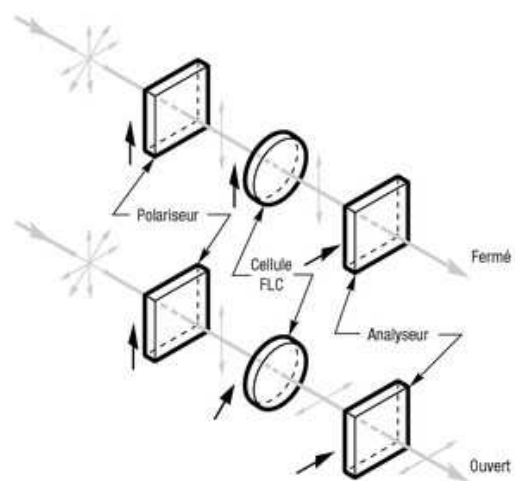


Illustration 3.4.3: Principe de fonctionnement d'un obturateur à cellule FLC (cristaux liquides)

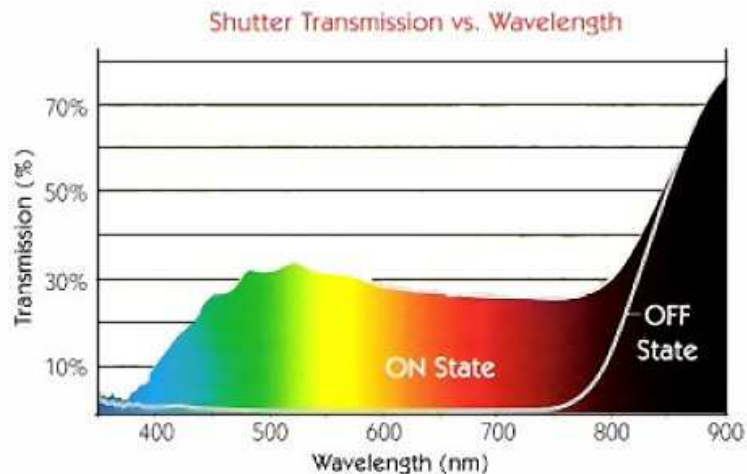


Illustration 3.4.4: Transmission d'un obturateur FLC non filtré dans les états ouvert et fermé

A l'état ouvert, sa transmission maximum est d'environ 30% à 500 nm. Elle chute à 10% à 600 nm ou à 430 nm avec l'adjonction de filtres anti-UV et anti-IR. A l'état fermé, sa transmission est inférieure à 0.03%.

Ses temps d'exposition peuvent varier entre 1/5 000 et plusieurs secondes, pour un temps de fermeture/ouverture inférieur à 100 µsec

Enfin, la température d'utilisation d'une cellule FLC est généralement comprise entre 10 et 50 °C. L'obturateur peut encore fonctionner avec une température inférieure à 10 °C mais son temps de fermeture (opacification) devient alors beaucoup plus long et son contraste diminue, ce qui le rend inutilisable pour notre application puisque la température interne de la coupole est fréquemment négative en hiver. Il existe cependant des solutions de chauffage thermostaté de la cellule qui compensent ce phénomène.

En résumé, ce type d'obturateur se révèle inadapté pour notre utilisation où l'on souhaiterait une meilleure transmittance sur tout le spectre (notamment aux extrémités à 430 et 770 nm). En outre, leur dimension standard ne dépasse pas 45 mm de diamètre ce qui est insuffisant pour nous (68 mm de diagonale).

3.4.2 Obturateurs mécaniques commerciaux

3.4.2.1 Obturateurs Uniblitz et identiques:

Il s'agit d'obturateurs à lames (généralement deux ou cinq lames) actionnées par un électro-aimant. Ils sont généralement disponibles avec des diamètres d'ouverture de 15, 25, 35, 45, 65 et 90 mm.

Le diamètre nécessaire pour un obturateur proche du plan focal de CALAS nécessite d'utiliser le modèle de 65 mm de diamètre. Or son temps d'ouverture/fermeture est de 30 ms environ, pour un temps de maintien minimum de 18 ms. Nous nous situons ici déjà au delà du temps d'obturation minimum fixé pour CALAS (de l'ordre de 10 ms, en raison du fort flux et des nécessités d'avoir un temps de pose inférieur au temps de cohérence de la turbulence).

En outre, la conception même de l'obturateur (à lames se retirant du centre vers le bord) engendre une non uniformité du temps d'exposition sur le champ (le centre est plus exposé que le bord). Cet effet est d'autant plus notable que les temps de pose sont courts.

C'est ce que montre l'illustration 3.4.5 ci-dessous où j'ai simulé l'apparence d'une image prise avec un obturateur de 65mm de diamètre, pour différents temps de pose (18, 50, 100, 200 ms) et sans tenir compte de la forme habituelle d'un iris d'obturateur qui complique le motif. Cependant j'ai pu constater le fort vignettage de l'image aux hautes vitesses d'obturation. A titre indicatif j'avais pu constater un phénomène identique lors d'observations avec le coronographe HACO du Pic du Midi en poussant le temps d'obturation à des valeurs très faibles.

Si l'on suppose que le phénomène est reproductible aux hautes vitesses, on pourrait envisager que ce vignettage soit corrigé par un *flat*. Cependant on obtiendrait un rapport signal/bruit très dégradé sur le bord de l'image où le temps de pose est quasiment nul, ce qui ne serait pas acceptable.

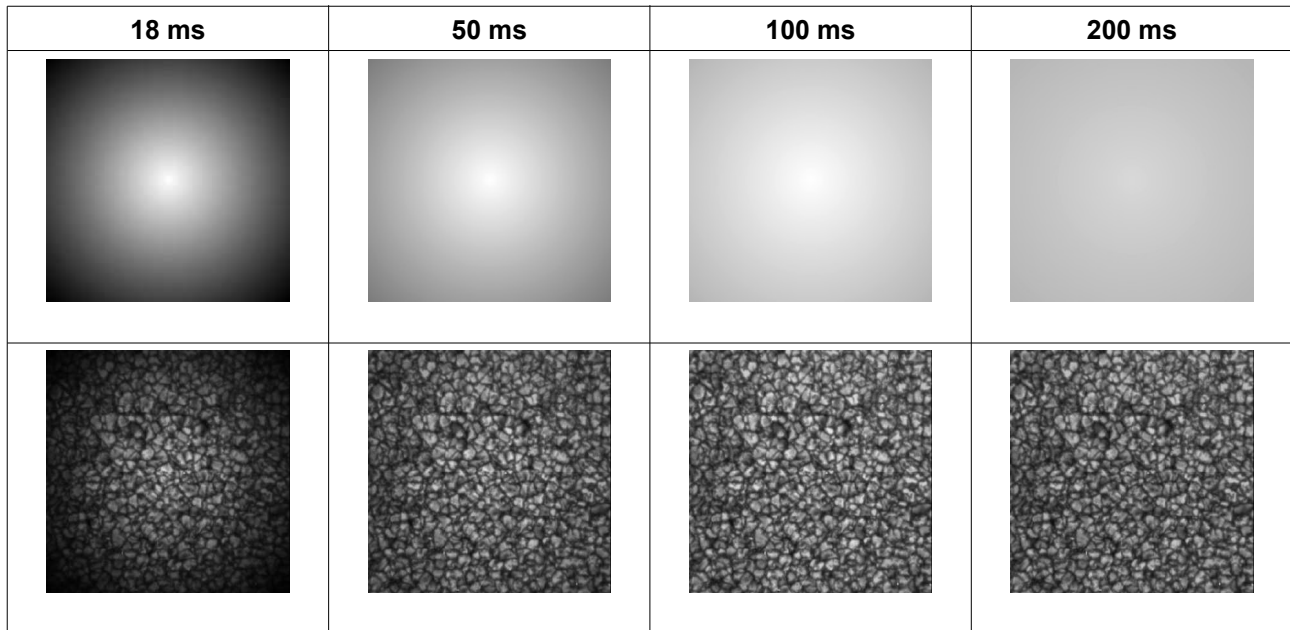


Illustration 3.4.5: en haut : Simulation de l'effet du vignettage sur le champ dû à un obturateur à iris en fonction du temps de pose; en bas: application à une image test

3.4.2.2 Obturateurs de récupération d'appareils 24x36

Connaissant les possibilités de vitesses élevées des obturateurs d'appareils reflex 24 x 36, je me suis intéressé de près à ces technologies. Ils présentent en effet un avantage de taille par rapport aux obturateurs à iris : il s'agit d'obturateurs plan-focal à lamelles pouvant s'assimiler à une fente de taille variable balayant le plan image. Ainsi l'image n'est pas vignettée et le seul phénomène notable est la non simultanéité de l'obturation sur la surface de l'image.

J'ai pris contact avec Yves Colombe, du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) de l'Université Paris 13, qui a utilisé de tels obturateurs pour des applications d'imagerie rapide sur des condensats de Bose-Einstein. Il a pu me fournir un certain nombre d'obturateurs (merci à lui!), que j'ai complétés par d'autres modèles que je me suis procurés auprès d'un atelier de réparation situé à Paris (Illustration 3.4.6).



Illustration 3.4.6: Un obturateur et son complexe mécanisme de mise en mouvement des lamelles.

Principe de fonctionnement :

Le fonctionnement d'un obturateur à lamelles et la description de son mécanisme sont disponibles dans divers brevets d'invention (tel que le brevet US6071019) : après armement, deux ensembles de lamelles indépendantes (les rideaux), contraintes par des ressorts, sont relâchés l'un après l'autre et parcourent une fenêtre d'exposition selon un mouvement de translation accélérée par les ressorts (jusqu'à la fin de course). Le premier rideau découvre la fenêtre d'exposition, le second la masque.

La durée d'exposition est uniforme malgré l'accélération imposée par les ressorts, puisque chaque rideau est propulsé par un ressort identique.

Le temps d'exposition dépend du délai imposé entre le départ des rideaux :

- pour des durées d'exposition longues (supérieures à la vitesse d'exposition " synchro-flash "), le second rideau n'entame sa course qu'après que le premier rideau a terminé la sienne ;
- pour des durées d'exposition courtes les instants de départ des deux rideaux sont très rapprochés et une fente formée par les deux rideaux balaye la fenêtre.

Le déclenchement de chaque rideau se fait grâce à une impulsion sur un électro-aimant qui libère le mécanisme du rideau, d'où une électronique de commande extrêmement simple.

Il est nécessaire de réarmer le mécanisme entre chaque utilisation, ce qui se fait par action sur un levier avec une force de quelques Newtons. Le mécanisme de réarmement n'est pas inclus dans les obturateurs.

La cadence de prise de vue possible avec un tel obturateur peut atteindre 7 cycles/s et les temps d'exposition réalisables peuvent atteindre 1/4 000^e de seconde.

Ainsi ce type d'obturateur présente de nombreux avantages notamment dans la simplicité du montage qu'il serait nécessaire de réaliser. Néanmoins, plusieurs inconvénients m'ont conduit à ne pas retenir cette solution :

- la disponibilité de tels mécanismes : il est impossible de se procurer ces mécanismes à l'état neuf, même auprès de réparateurs. J'ai pu cependant m'en procurer plusieurs dizaines à l'état d'occasion avec les conseils du réparateur pour les remettre en état (il s'agit simplement de remplacer un tampon amortisseur dont la matière plastique devient collante à la longue et bloque le mécanisme : c'est la cause de la grande majorité des pannes). Mais cette solution ne serait pas suffisamment fiable dans notre cas, notamment en raison du caractère aléatoire de l'approvisionnement.

- la taille de la fenêtre : c'est le point le plus critique puisque la fenêtre des obturateurs ne dépasse pas 25 mm x 37 mm ce qui est insuffisant pour nous, considérant que l'obturateur doit se situer au plus près d'un plan-image. Les seuls plans-image disponibles sont ceux situés devant le CMOS (48 mm x 48 mm, bien trop grand) et au niveau de la cuve à eau (29 mm x 29 mm, taille encore acceptable mais avec un flux solaire non filtré immédiatement destructeur pour les



Illustration 3.4.7: Deux types d'obturateurs à lamelles: format standard 24x36mm à gauche et APS 17x30mm à droite.

lamelles).

Notons que l'usage fait par le Laboratoire de Physique des Lasers était finalement moins contraignant puisque à plus faible flux et à un rythme moins soutenu que celui requis par CALAS.

J'ai également effectué des recherches vers les mécanismes d'obturation des appareils moyen-format dont le plan focal mesure 60 mm x 60 mm voire 60 mm x 90 mm, mais ils ne conviennent généralement pas pour deux raisons :

- les obturateurs sont souvent de type central, comme dans le cas des Hasselblad série 500 où l'obturateur, à iris, est situé au sein de l'objectif;
- les mécanismes d'obturation, lorsqu'ils ne sont pas intégrés dans l'objectif, font généralement partie intégrante du corps de l'appareil photo et ne peuvent en être isolés.

Ces constatations sur les obturateurs, où la technologie semble convenable mais où l'on se heurte aux difficultés des formats et approvisionnements commerciaux ont conduit à réfléchir au développement d'un obturateur sur mesure. Etant donné toutefois le caractère annexe de l'obturateur dans le projet CALAS, je n'ai pas mené moi-même le fond de cette étude, mais il a été décidé que ce type de travail pouvait s'intégrer parfaitement bien dans le cadre d'un projet pédagogique technologique. C'est l'objet de la section suivante.

3.4.3 Étude d'un obturateur par l'IUT de Tarbes

Une étude a été menée en coopération avec l'IUT de Tarbes, après que Thierry Roudier et moi-même ayons pris contact avec Richard Verchère, enseignant à l'IUT. Ce dernier s'est déclaré très intéressé par l'étude d'un obturateur rapide adapté aux dimensions et contraintes de CALAS. En outre, à l'issue de l'étude, R. Verchère a entamé une procédure de dépôt de brevet étant donné le caractère innovant de la solution.

L'étude elle-même a été confiée à deux élèves, Benjamin Tur et Guillaume Paloque. Nous avons ensemble défini les fonctions et critères d'un tel obturateur comme suit :

Critère	Valeur (Unité)	Flexibilité, précision	Commentaires
Temps de pose	1 à ∞ (ms)	2%	Commande par soft
Fréquence de rafale	2.5 (img/s)	Maximum	
Débord du masque sur la fenêtre	1 (mm)	-0 / +0.5	
Couleur des masques	Noir	0	
État de surface des masques	Mat	0	
Temps de balayage	10 (ms)	(1)	(1) : et jusqu'à plusieurs secondes d'ouverture
Sens de balayage	?		à définir ultérieurement
Distance masque / plan focal	Au plus proche		
Dimensions de la cible	48 x 48 (mm)	0	
Dimensions de la fenêtre	50 x 50 (mm)	0	
Encombrement	?		Peu critique
Tenue thermique et à l'humidité	?		Peu contraignant dans le cas d'un obturateur focal.
Service	6 (h/jour) 60 (j/an) ~2500000 cycles/an	Maximum Maximum	Prévoir pièces de rechange

Puis les étudiants ont mené, en interaction ponctuelle avec nous, une étude très ouverte à partir de ces contraintes. Différentes solutions techniques ont été envisagées pour aboutir au choix suivant :

Revue de conception :

Une revue de conception a été effectuée par ces deux élèves, basée sur les critères suivants :

- pièces uniques, toutes les pièces remplissant la même fonction sont identiques ;
- utilisation d'un minimum de type de visserie standard ;
- prototype ou production unitaire donc pièces usinées ;
- réduction de la masse mobile.

Elle a abouti à une conception CAO de l'ensemble du mécanisme (Illustration 3.4.8).

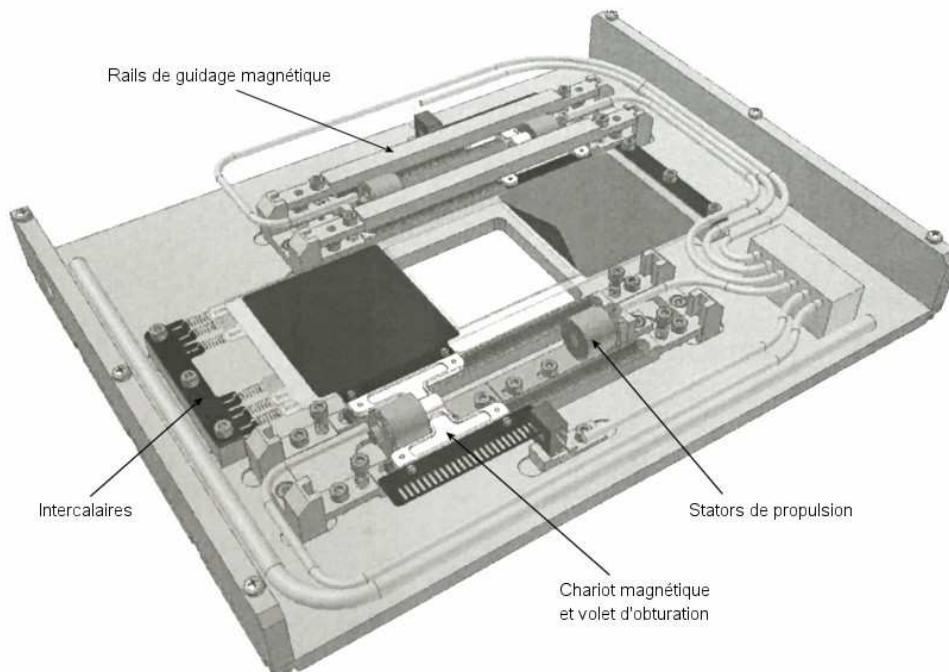


Illustration 3.4.8: Châssis complet de l'obturateur. Les dimensions assez importantes du châssis (250 x 190 mm) restent dans les normes et sont compensées par sa faible épaisseur (30 mm). Les rails de guidage ont été enlevés sur un côté afin de montrer les pièces sous-jacentes. Remarquer les deux chariots magnétiques disposés de façon symétrique par rapport à l'ouverture de 50 x 50 mm de l'obturateur. On remarque également l'utilisation de nombreuses pièces identiques, conformément au but fixé.

Principe de fonctionnement :

Obturateur à rideau : malgré un coût plus élevé, cette solution est la seule capable d'assurer la maîtrise du temps d'exposition, et elle permet de plus de le dissocier du temps de balayage.

Solution d'entraînement :

Bascule électromagnétique: présente de nombreux avantages :

- simplicité ;
- faible coût comparé aux autres solutions (moteurs linéaires, brushless, ...);
- simplicité de pilotage (un signal créneau suffit) ;
- absence d'éléments mécaniques, d'où une fiabilité accrue et une usure négligeable.

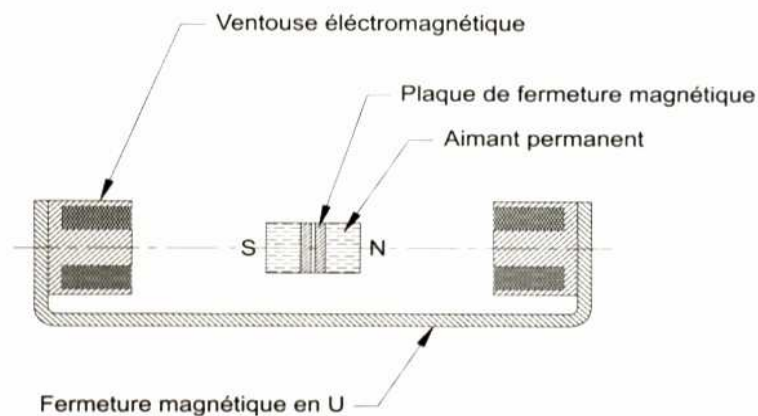


Illustration 3.4.9: Principe de la propulsion du chariot d'obturation: le chariot comporte deux aimants permanents propulsés alternativement par la ventouse magnétique de gauche ou de droite.

Solution de guidage des masques d'obturation :

Guidage par sustentation magnétique :

- performance puisque sans frottements ;
- possibilité de réglage fin ;
- absence d'éléments mécaniques, donc fiable et peu sensible à l'usure.

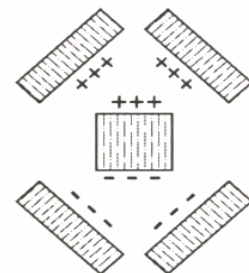


Illustration 3.4.10: Principe de la sustentation magnétique.

Solution de capteur de la position des masques :

Barrière Infra-Rouge :

- performance ;
- permet de récupérer des données informatiques analysables à volonté.

Schéma cinématique :

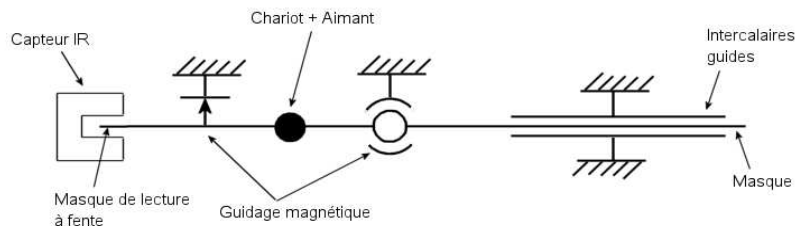


Illustration 3.4.11: Schéma cinématique de l'obturateur

Séquences de fonctionnement :

1. État initial : un masque ouvert et l'autre fermé.
2. Exposition : le masque initialement fermé s'ouvre.
3. Fermeture : le masque initialement ouvert se ferme.

A noter que la phase 3 peut débuter avant la fin de la phase 2.

A l'issue du cycle, le rôle de chaque masque s'inverse (fonctionnement dans le deux sens).

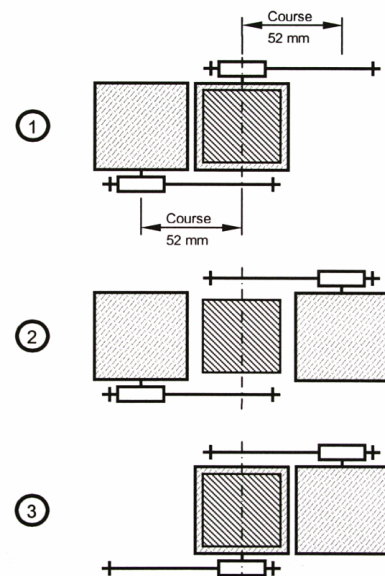


Illustration 3.4.12: Les trois phases du cycle de fonctionnement

Le principe de la propulsion magnétique a été testé sur un petit prototype que nous avons vu fonctionner. Cependant une étude plus poussée du dimensionnement des pièces magnétiques a été confiée à un spécialiste de ce domaine.

Cette étude, effectuée au cours de l'année scolaire 2004-2005 a été suivie de l'usinage d'une partie des pièces au cours de l'année suivante par d'autres élèves, en vue de la réalisation d'un premier prototype. Le projet est toujours en cours et devrait voir le jour au cours de l'année 2006-2007. Il est à noter que seule l'étude mécanique a été menée à bien et qu'il reste à réaliser l'électronique de commande, une fois que le prototype aura démontré son bon fonctionnement de base.

3.5 Le banc optique et sa mécanique

Afin de monter toutes les optiques, la mécanique et l'électronique, j'ai conçu le banc optique à l'aide d'un logiciel de CAO (Conception Assistée par Ordinateur) en 3D, VariCAD. Il m'a permis d'obtenir des vues et de vérifier l'encombrement de chaque pièce avant conception, ainsi que de réaliser des plans des différentes pièces à usiner (supports, tête de caméra, etc...)

3.5.1 Conception du banc optique

En préliminaire à la conception du banc de CALAS, j'ai dessiné l'environnement focal existant de la LJR, à savoir la fourche et les rails en X de 120 mm, afin de déterminer l'espace disponible pour le banc de CALAS.

L'illustration 3.5.1 représente cet environnement avec la fourche et ses accessoires (représentés en filaire) ainsi que le banc de CALAS (en couleurs).

L'expérience acquise à la LJR montre qu'il est souhaitable d'avoir un montage simple et des composants optiques facilement accessibles. Cette condition est d'ailleurs requise pour le réglage du MOF qui nécessite d'orienter à la main les polariseurs et lames biréfringentes. De même la focalisation de la caméra se fera préférentiellement à la main (avec possibilité d'adapter ultérieurement un asservissement par un moteur à commande manuelle).

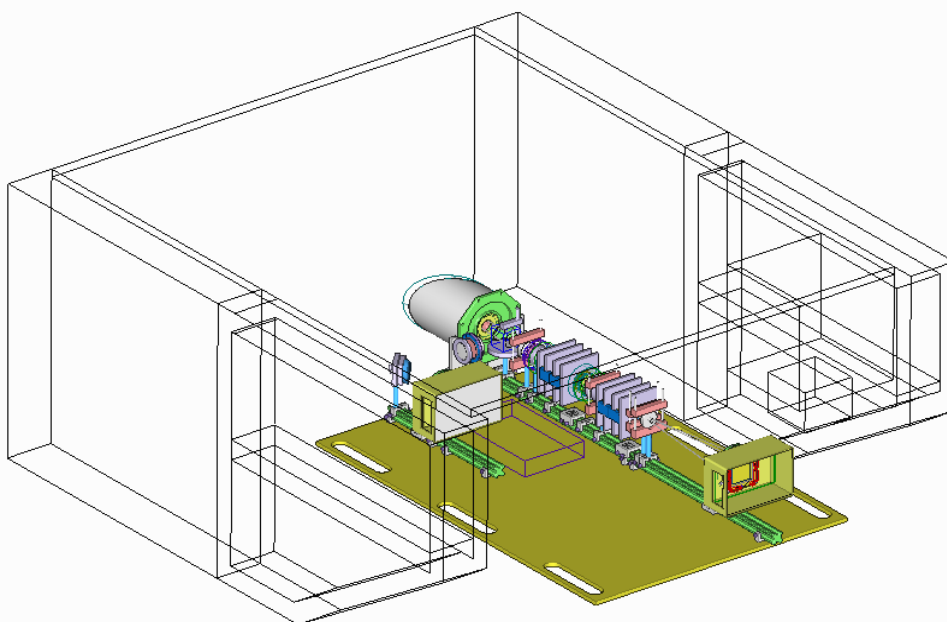


Illustration 3.5.1: Vue générale du banc optique, ses éléments et son environnement proche (la fourche, représentée en filaire).

En outre, étant donné le nombre élevé de composants sur les deux voies optiques, il est préférable de les disposer sur un même et unique support qui sera repositionné sur les rails de la LJR lors de chaque session d'observation, un peu à l'image de l'héliomètre de J. Rösch et J.P. Rozelot [Rösch et al. 1996]. Cette condition garantira la stabilité des réglages optiques et ainsi l'homogénéité des observations (mêmes grandissements, etc...)

J'ai modélisé en 3D chaque pièce optique et mécanique et leur assemblage (en me basant

sur les côtes du calcul optique). Plusieurs versions " virtuelles " du banc de CALAS ont alors vu le jour grâce à la facilité d'utilisation de la CAO, permettant de tester différentes options et dispositions des éléments.

La version finalement retenue est basée sur une plaque de Duralumin de 1000 x 700 mm se fixant sur les deux rails en X de 120 mm de la LJR. Cette plaque supporte de petits rails en X de 25 mm qui serviront de supports réglables aux nombreuses optiques. L'ensemble du montage peut éventuellement être abrité dans un caisson (déjà disponible) afin de bloquer toute lumière parasite.

Voici une vue générale du banc de CALAS vu de dessus (Illustration 3.5.2):

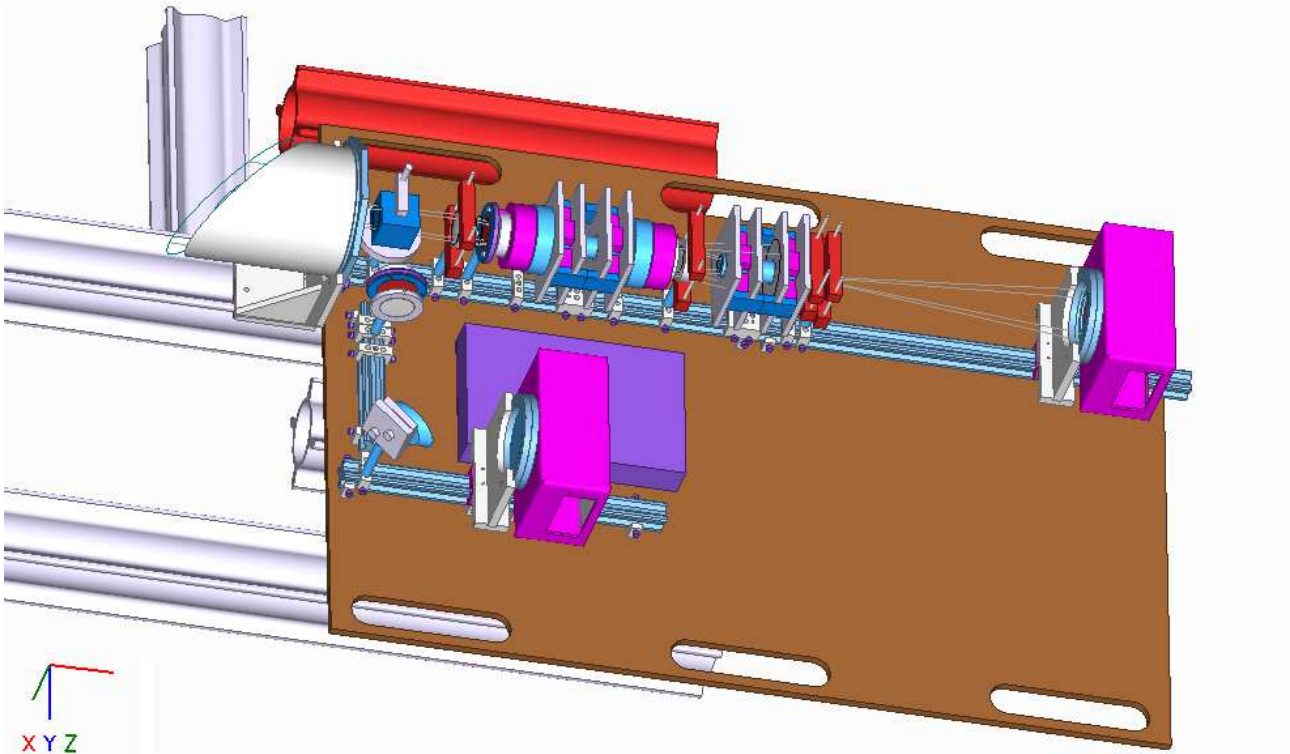


Illustration 3.5.2: Vue du banc de CALAS (vu de dessus).

- la cuve à eau est le cylindre blanc coupé en biais (la lumière provient de la gauche) ;
- la plaque support 1000 x 700 mm est figurée en marron ; remarquer les larges fraisages sur chaque côté permettant sa manutention ;
- les rails en X de 25 mm sont en bleu clair ;
- la voie MOF est en haut (chaque MOF est délimité par quatre plaques blanches support des aimants) ;
- la voie optique est en bas, décalée ;
- l'électronique des modulateurs est le boîtier plat mauve ;
- les caméras au bout des deux voies sont les parallélépipèdes violets.

J'ai tiré de cette conception 3D des plans qui ont servi à l'usinage par René Dorignac (Atelier de Tarbes) de la plaque support, de diverses pièces support d'optique et de la tête des caméras (détaillée dans le chapitre suivant).

Toutes les pièces nécessaires à la voie imagerie ont été réalisées ainsi que la majorité des

pièces de la voie MOF : pour cette dernière, des adaptations simples seront à prévoir lors du montage, en particulier l'usinage de supports orientables pour les modulateurs.

3.5.2 Mécanique de la caméra

Il s'agissait ici de concevoir une tête de caméra avec les contraintes suivantes :

- disposition du capteur rigoureusement perpendiculaire au banc ;
- électronique et capteur à l'abri des poussières ;
- légèreté et simplicité.

Par ailleurs le capteur n'étant pas refroidi (en raison des temps de pose très courts) il n'était pas nécessaire de concevoir un système totalement étanche à l'air (type cryostat).

Ici aussi, j'ai privilégié la simplicité et la rapidité de conception: l'usinage d'un simple boîtier peut sembler une formalité mais demande du temps et beaucoup de soin.

L'illustration 3.5.3 montre le principe de montage de la tête de caméra :

Je me suis basé sur un boîtier en aluminium moulé, très économique, mais ne pouvant servir à un positionnement précis étant donné sa géométrie particulière (faces présentant un léger angle pour assurer le démoulage) et sa relative ductilité.

Le positionnement et la perpendicularité du capteur ont donc été faits en usinant un simple support (en mauve) fixé à 90° sur le cavalier du rail optique (en blanc), le capteur CMOS (en rouge) étant mécaniquement fixé à ce support via des entretoises (en violet). Le boîtier moulé (en vert) ne fait qu'englober le tout pour le protéger mais n'assure aucun rôle de positionnement. Enfin, l'électronique (en jaune) est reliée au capteur par des supports genre "tulipe" qui suffisent à son maintien (son poids est négligeable).

La tête de la caméra est visible sur l'illustration 3.5.4 avec le modèle 3D que j'ai conçu et la tête effectivement réalisée grâce au concours de René Dornnac, de l'atelier de Tarbes.

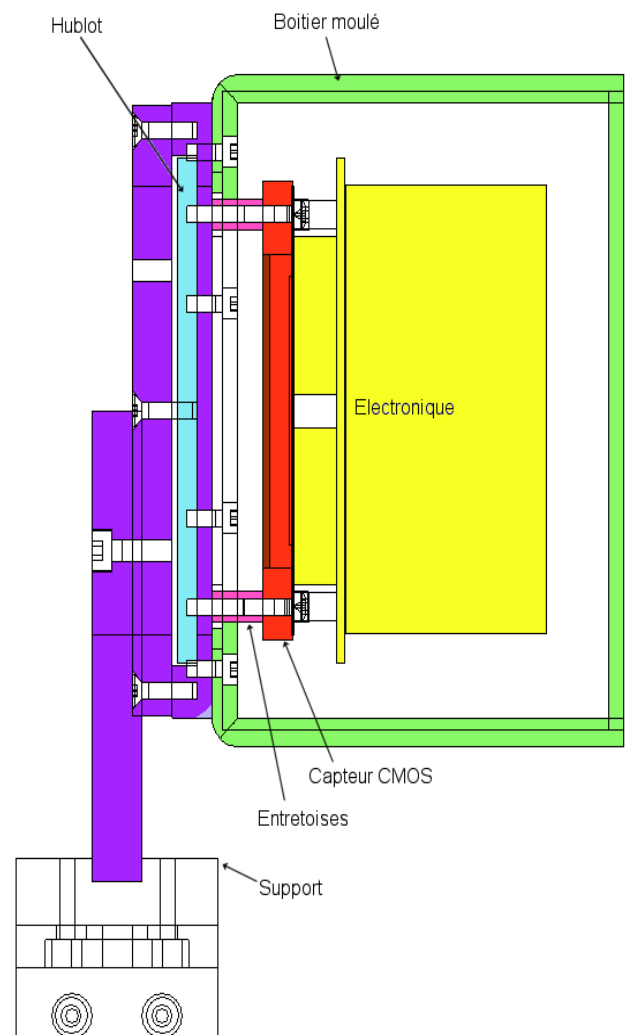


Illustration 3.5.3: Plan de côté de la tête de la caméra CALAS.

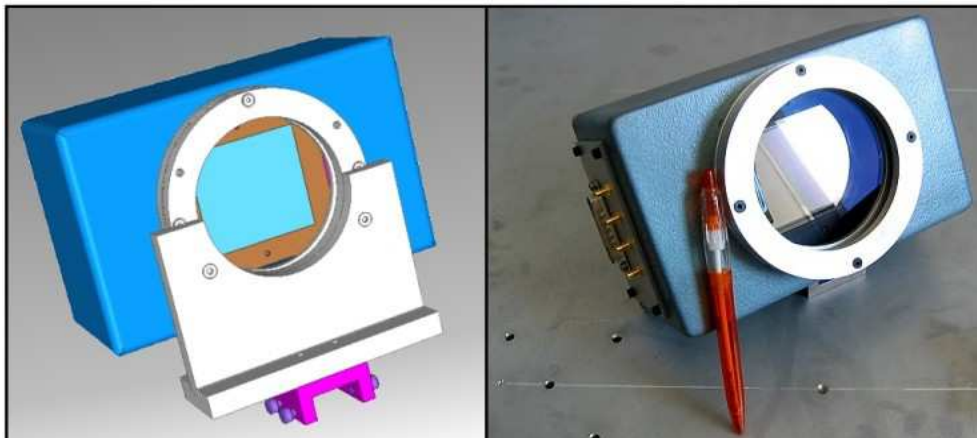


Illustration 3.5.4: Modèle 3D de la tête de la caméra (à g.) et réalisation (à dr.).

CHAPITRE 4

" Man muss den mut haben zu warten. "

J.P.Mehltretter

4 Les capteurs CMOS et leur caractérisation

Avant de parler dans ce chapitre du capteur CMOS IBIS4- 16000, il est nécessaire d'aborder les technologies de capteurs CCD et CMOS et d'examiner leurs avantages respectifs ainsi que leurs faiblesses, afin d'expliquer les éléments qui ont guidé le choix d'un capteur CMOS pour notre application.

Les capteurs d'images CCD (*Charge Coupled Device*), apparus dès les années 1970 bénéficient aujourd'hui de longues années de développement qui en font une technologie très en pointe. Leurs performances sont indiscutables. On a assisté plus récemment à des spécialisations de cette technologie (exemple : CCD amincis) à destination d'applications scientifiques de pointe (astronomie, médical, ...). Parallèlement, les applications grand public (photographie numérique, webcams, téléphonie) font de moins en moins appel à la technologie CCD, au profit du CMOS.

Les capteurs d'image CMOS (*Complementary Metal Oxide Semi-conductor*), apparus dans les années 1980 ont quant à eux longtemps été cantonnés à des applications d'imagerie bas de gamme (mis à part l'utilisation du CMOS pour les capteurs Infra-Rouges), mais du fait des avantages propres à leur architecture ainsi qu'à une technologie évolutive ils se sont révélés des produits prometteurs. L'ouverture récente et sur d'immenses volumes du marché de l'imagerie numérique a poussé les fabricants à de très gros efforts de recherche et développement, amenant les performances de certains capteurs CMOS jusqu'au niveau de capteurs CCD de moyenne gamme. Ces développements ouvrent la porte à l'utilisation, sous certaines conditions, des capteurs CMOS pour des applications scientifiques.

4.1 Capteurs CMOS/CCD et intérêt de la technologie CMOS

4.1.1 Principe de base d'un capteur au silicium

La structure de base d'un capteur silicium, commune aux détecteurs CCD et CMOS est, de manière simplifiée, celle représentée sur l'illustration 4.1.1, à savoir une structure MOS (*Metal Oxide Semiconductor*) composée d'une électrode métallique (polarisée) suivie d'une couche d'oxyde (SiO_2) puis d'une couche de silicium semi-conducteur dopé P (reliée à la masse).

Le principe de détection de la lumière par un capteur au silicium est l'absorption d'un photon

et la création d'une paire électron-trou par effet photoélectrique au sein d'une zone de silicium dopé.

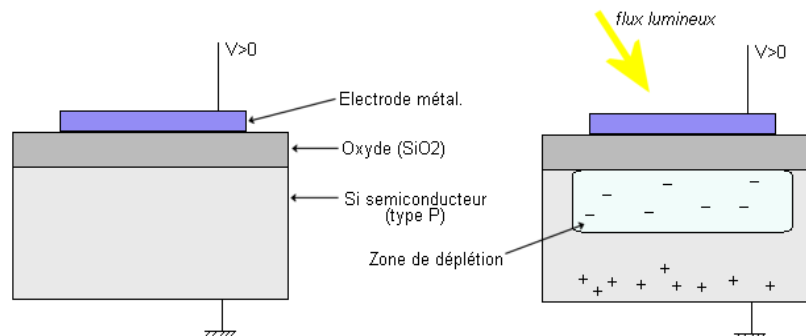


Illustration 4.1.1: Structure d'un capteur photoélectrique au silicium

En présence d'un flux lumineux, le silicium absorbe un photon dont l'énergie libère un électron. Le champ créé par l'électrode métallique concentre les électrons (charges négatives) dans la zone proche de l'oxyde de silicium (appelée "zone de déplétion"). La conversion des charges en tension se fera soit après transfert des charges vers un registre de sortie (cas du CCD), soit par conversion au niveau de chaque pixel (cas du CMOS).

Le phénomène photoélectrique n'est possible que si l'énergie du photon (hc/λ) est suffisante, ou, pour simplifier, si sa longueur d'onde λ est inférieure au seuil photoélectrique du silicium λ_{Si} , soit environ $1.1 \mu\text{m}$.

Il existe également une limite de détection aux courtes longueurs d'onde (bleu et UV). En effet, à ces longueurs d'onde les photons sont absorbés par les couches en surface et ne traversent pas le silicium. Plus exactement, l'absorption du flux de photons dans le silicium suit une loi exponentielle: $F(x) = F_0 e^{-\alpha x}$ avec

- $F(x)$ l'intensité du flux lumineux à la profondeur x sous la surface du silicium ($\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$);
- F_0 l'intensité du flux lumineux à la surface du silicium ($\text{ph}/\text{cm}^2/\text{s}$);
- α le coefficient d'absorption du silicium (cm^{-1}) et x la distance considérée (cm).

Ce coefficient d'absorption α dépend très fortement de la longueur d'onde comme le montre l'illustration 4.1.2 tirée de [Melchior 1972] :

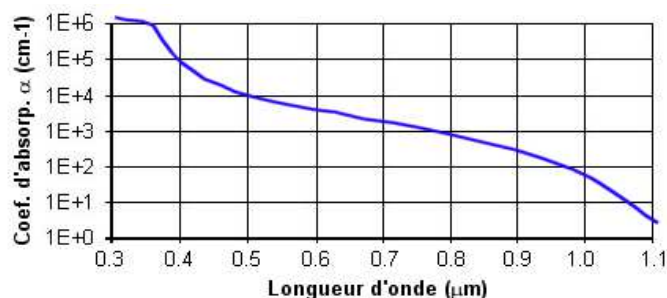


Illustration 4.1.2: Coefficient d'absorption α du silicium en fonction de la longueur d'onde.

Afin d'augmenter la sensibilité d'un détecteur particulièrement dans le bleu et l'UV, il est possible de l'amincir et d'utiliser la face arrière aux électrodes (back illuminated). Il est aussi possible d'étendre sa sensibilité vers les UV ou les rayons X par dépôt de matériaux

phosphorescents (CsI, Gadox).

La sensibilité aux IR peut être soit réduite par amincissement de la région active (ep. $\sim 2 \mu\text{m}$), soit augmentée en prévoyant une région active plus épaisse (ep. $\sim 50 \mu\text{m}$).

En résumé, si l'on tient compte à la fois des effets de l'absorption et de l'effet photoélectrique, un détecteur " standard " au silicium sera sensible à des longueurs d'onde allant environ de 300 à 1100 nm, avec une efficacité relative dépassant généralement 70% sur la gamme 400-800 nm. A titre d'exemple, l'illustration 4.1.3 montre l'efficacité quantique typique (rapport de conversion de photons en photo-électrons) de quelques types de détecteurs CCD, où l'on voit notamment la grande efficacité des capteurs amincis.

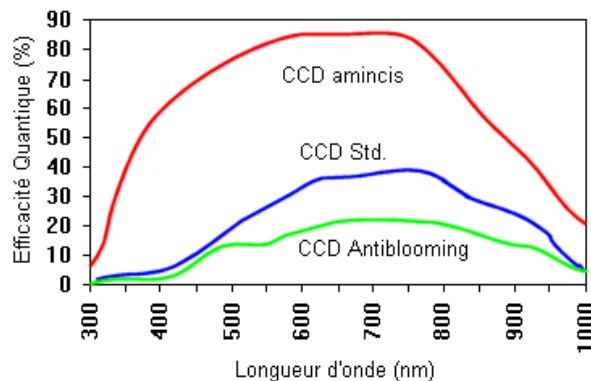


Illustration 4.1.3: Efficacité quantique comparée de capteurs silicium amincis, standard et avec dispositif anti-éblouissement.

4.1.2 Fonctionnement d'un capteur CCD

Un capteur CCD est constitué d'une matrice de photosites (ou pixels) dans lesquels se fait la conversion des photons en charges électriques, comme vu dans la section précédente.

Il existe trois principaux types de capteurs CCD, classés selon leur mode de lecture: les capteurs pleine trame, les capteurs à transfert de trame et les capteurs à interligne.

Capteur CCD pleine trame :

La conversion des charges en tension nécessite d'abord le transfert des charges (ligne par ligne) vers un registre horizontal en bout de matrice, par le biais de tensions d'horloge appliquées à des grilles (horloges parallèles) à la surface du silicium. Une fois les charges transférées dans ce registre, elles sont déplacées vers le convertisseur (horloges série).

L'illustration 4.1.4 montre le principe de transfert en utilisant l'analogie de récipients placés sur un tapis roulant: ces récipients (les pixels) sont soumis à une pluie continue (les photons). Lors de la lecture, ils sont déplacés par rangées entières (transfert parallèle) jusqu'au registre série où ils sont vidés un par un dans le convertisseur qui

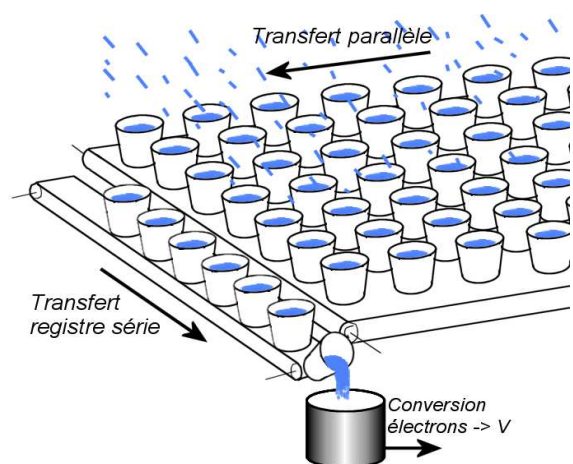


Illustration 4.1.4: Lecture d'un CCD pleine trame (analogie).

évalue le volume d'eau (la quantité d'électrons) recueilli (conversion de la charge en tension).

Cette analogie permet de comprendre que la lecture d'une zone donnée du CCD (fenêtrage) nécessite le déplacement complet de toutes les charges du capteur (Illustration 4.1.5) et qu'elle est destructive (perte des charges électroniques dans l'unique convertisseur). On verra plus loin que le CMOS pare à ces deux obstacles.

En outre, les autres inconvénients sont les suivants :

- il est nécessaire d'utiliser un obturateur afin d'éviter le transfert des charges en présence de flux lumineux (phénomène de traînage ou *smearing*) ;
- les électrodes (grilles) de transfert absorbent une part de la lumière, notamment dans le bleu ;
- il est sensible à l'éblouissement (*blooming*) par débordement des charges dans les pixels voisins. Ce phénomène peut être évité par l'utilisation d'un drain d'évacuation des charges surnuméraires, au détriment du taux de remplissage des pixels (ou *fill factor*, terme anglais utilisé habituellement) et donc de la sensibilité globale du capteur .

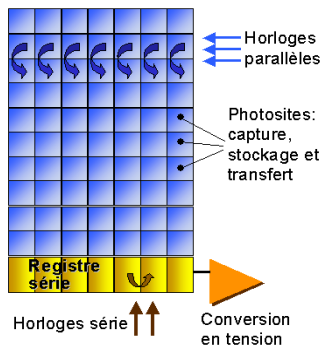


Illustration 4.1.5: Principe de lecture d'une matrice CCD pleine trame.

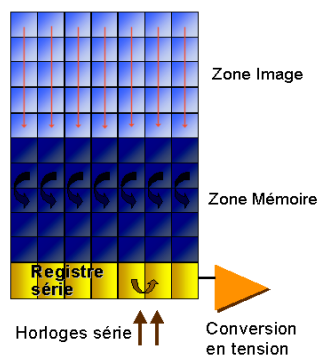


Illustration 4.1.6: Principe de lecture d'une matrice CCD à transfert de trame.

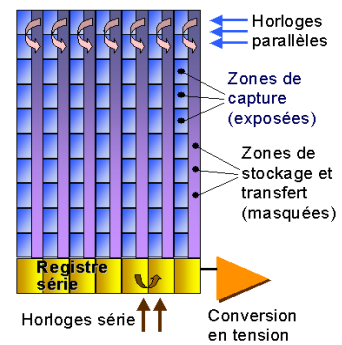


Illustration 4.1.7: Principe de lecture d'une matrice CCD à transfert interligne.

Capteur CCD à transfert de trame :

L'architecture de ce type de capteur est très similaire à celle d'un capteur pleine trame. Cependant la principale différence est qu'il est constitué de deux zones de surface identique: la zone image (pixels sensibles à la lumière) et la zone mémoire (pixels opaques). Les charges accumulées dans la zone image au cours de la pose sont transférées très rapidement dans la zone mémoire où elles sont alors lues à vitesse normale selon le même procédé qu'un CCD pleine trame (Illustration 4.1.6).

Ce type de CCD limite l'effet de traînage (*smearing*), du fait de la rapidité de transfert, et l'emploi d'un obturateur, au détriment de la surface sensible puisque la moitié des pixels est cachée.

Capteur CCD à interligne :

C'est une partie de chaque pixel (insensible à la lumière) qui est réservée au stockage et au transfert des charges (Illustration 4.1.7).

Ce type de CCD évite également l'usage d'un obturateur et l'effet de traînage. En outre, les la partie sensible des photodiodes n'est généralement pas recouverte de la grille ce qui améliore la

sensibilité dans le bleu. En revanche, le facteur de remplissage des pixels est assez bas (environ 25 à 50%), d'où une perte de sensibilité qui peut être compensée par l'usage de microlentilles (concentrant le flux lumineux sur la partie photosensible du pixel).

Outre les inconvénients listés ci-dessus, on peut également citer les limitations suivantes propres aux CCD :

- le transfert sériel des données rend difficile et long l'accès à une zone fenêtrée de l'image ;
- la lecture d'une image est destructive puisqu'elle nécessite le déplacement physique des charges ;
- le transport des charges requiert des tensions relativement élevées (environ 12V généralement), donc une consommation électrique non négligeable. En outre ce transport s'accompagne d'une perte dans le passage des charges d'un pixel à un autre (taux de transfert de charges), ce qui peut s'avérer problématique dans le cas de grandes matrices ;
- la génération de multiples signaux d'horloge requiert une électronique complexe ;

Cependant les développements des CCD ont amené à de multiples avantages, notamment appréciables dans les applications à faible flux :

- un niveau de bruit très faible (par une architecture simple) ;
- une excellente linéarité ;
- une efficacité quantique atteignant 90% pour les CCD amincis ;

4.1.3 Fonctionnement d'un capteur CMOS et principaux avantages

Les capteurs CMOS résultent de l'intégration au niveau du pixel d'une photodiode et d'une électronique de conversion, d'amplification et incluant parfois d'autres fonctions plus spécialisées. Ces capteurs sont donc aussi appelés APS (*Active Pixel Sensor*) en raison de la présence de composants (transistors) au niveau de chaque pixel.

Chaque pixel est donc directement adressable (sans transiter par les pixels avoisinants) selon le principe des mémoires. Des commutateurs de décodage selon les lignes et les colonnes permettent d'avoir accès à une zone précise du capteur, via un multiplexeur de sortie.

Les principaux avantages de la technologie CMOS sont les suivants :

- Le procédé et la chaîne de fabrication sont basés sur ceux de l'électronique standard (circuits intégrés silicium), engendrant une facilité de développement et un coût réduit, sans devoir faire appel à des processus spécifiques comme pour les CCD ;
- L'architecture des capteurs CMOS bénéficie des avancées au niveau de la finesse de gravure de l'électronique standard ($\sim 0.15 \mu\text{m}$ en 2005), conduisant à une meilleure miniaturisation. Ceci permet notamment d'obtenir une électronique plus réduite par rapport à la surface du pixel et donc d'augmenter le taux de remplissage. Ce dernier est très variable selon l'électronique interne de chaque pixel mais se situe généralement entre 40 et 70% environ. A noter que de nouvelles générations de CMOS amincis se profilent, avec

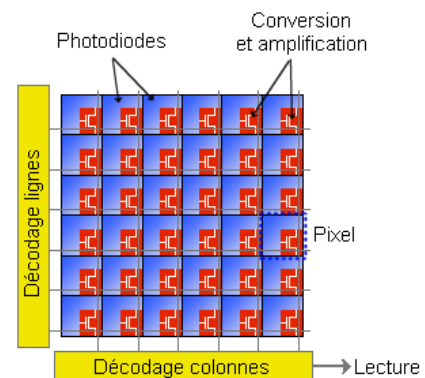


Illustration 4.1.8: Principe d'une matrice CMOS.

des taux de remplissage de 100%.

- Les tensions utilisées sont faibles (généralement 5 V ou 3.3 V) engendrant des consommations réduites (quelques centaines de mW tout au plus) et moins d'échauffement de l'électronique ;

- La vitesse de lecture est généralement plus importante, notamment concernant la lecture en mode fenêtrée où les pixels sont directement adressables (applications de cinématographie rapide). A titre d'exemple on peut citer (en 2006) des caméras commerciales atteignant, avec une carte d'acquisition adaptée, 500 images/seconde en résolution 1280 x 1024.

En outre, pour les applications les plus courantes (capteurs de photoscopes grand public) d'autres avantages s'ajoutent avec :

- La possibilité de rajouter des fonctions complémentaires (traitements de base) au niveau de l'électronique intra-pixel ;

- Une meilleure gestion des hautes lumière par un drain anti-éblouissement performant.

Notons enfin depuis 2006 l'apparition des premiers capteurs CMOS amincis éclairés par l'arrière (*back illuminated*) ce qui conduit à un coefficient de remplissage de 100% et une efficacité quantique rivalisant avec celle des CCD. Ces produits semblent prometteurs et méritent d'être suivis. Signalons par exemple la firme américaine Intevac commercialisant une caméra 10 bits et 1280 x 1024 pixels équipée d'un tel CMOS.

4.1.4 CMOS vs CCD : critères de choix

Outre les avantages abordés dans la section précédente, les principaux critères ayant servi au choix de la technologie CMOS en début du projet CALAS sont les suivants :

Vitesse et bruit de lecture :

Les détecteurs CCD utilisés en astronomie sont généralement lus à des vitesses modestes (qq. centaines de kHz) afin de générer un faible bruit de lecture. Si l'on considère quelques uns des rares capteurs de grande taille disponibles on constate les valeurs suivantes :

- Fairchild 485, 4k x 4k, vitesse max. 5 MHz sur 4 sorties, bruit de lecture de 16 e⁻ ;
- Fairchild 486, 4k x 4k, vitesse max. 1 MHz sur 4 sorties, bruit de lecture de 10 e⁻ ;
- E2V 4k x 4k, vitesse max. 3 MHz sur 4 sorties, bruit de lecture de 12 e⁻ ;
- ImagerLabs, 4k x 4k, vitesse max. 3.2 MHz sur 4 sorties, bruit de lecture >10 e⁻ ;

En comparaison, le capteur IBIS4-16000 permet une lecture à 10 Mhz pour un bruit d'environ 60 e⁻. On le voit, les vitesses de lecture des CCD sont généralement 2 à 10 fois moindres que pour le CMOS choisi. De plus, même si certains CCD (Thomson, Fairchild 595) ont depuis permis des vitesses égales ou supérieures, leur niveau de bruit reste de l'ordre de celui atteint avec le CMOS.

Prix unitaire :

Ce critère vient étayer le précédent puisque, comme on l'a déjà vu, les CCD ont un coût largement supérieur à celui des CMOS.

Concernant le CMOS, le tirage des 6 *wafers* (galettes silicium) de nos cibles IBIS4-16000 (24 détecteurs potentiels, 9 détecteurs obtenus) a nécessité un budget de 32000 €, soit 3600 par détecteur. A noter que le budget était découpé en deux tranches de 20000 + 12000 Euros, le premier chiffre étant le coût des masques, le second celui du tirage. Ainsi un tirage de 6 *wafers*

supplémentaires ne reviendrait qu'à 12000 €, abaissant le prix unitaire moyen aux alentours de 2000 à 6000 € (selon le nombre de capteurs effectivement fonctionnels obtenus).

D'autres détecteurs, les IBIS4-14000 (des détecteurs 14Mpixels de la même classe IBIS4, voir chap. 6.2), ont un coût unitaire d'environ 2000 €.

A titre de comparaison, les coûts des capteurs CCD de grandes dimensions mentionnés plus haut s'élèvent à plusieurs dizaines de milliers d'Euros.

Obturbateur :

De par leur mode de lecture habituel (transfert pleine trame), les CCD nécessitent obligatoirement l'utilisation d'un obturbateur rapide pour éviter l'effet de traînage (*smearing*). Bien qu'un obturbateur répondant aux cahier des charges ait finalement été étudié, il n'est toutefois pas encore parvenu au stade de la réalisation.

Les CMOS, de par leur mode de lecture, ne nécessitent *a-priori* pas l'utilisation d'un obturbateur, ce qui aboutit à une simplification du système. On l'a également vu précédemment, il est possible qu'un obturbateur soit nécessaire par rapport à des aspects de cohérence temporelle, mais cette aspect n'est de toute façon pas aussi gênant que dans le cas d'un CCD. En outre, l'utilisation future possible de CMOS en mode *global shutter* (exposition simultanée sur toute la cible) tranche indubitablement en faveur des CMOS.

En résumé, il est donc clair que pour le type d'application visé (imagerie solaire à fort flux), les CMOS présentent des avantages compensant largement les quelques points forts des CCD.

4.1.5 Le phénomène des franges d'interférences sur un capteur

De par leur conception, les capteurs CMOS ont généralement une couche d'oxyde métallique sur leur face avant au dessus de la couche de silicium. Cette couche, de quelques microns d'épaisseur, engendre des franges par phénomène d'interférence. De telles franges pourraient être gênantes dans le cadre de mesures photométriques notamment à l'aide de filtres interférentiels. C'est ce que je vais tâcher d'évaluer dans ce sous-chapitre.

Stefan Mochnecki et son équipe du département d'Astronomie et d'Astrophysique de l'Université de Toronto (Canada) ont réalisé des tests sur une cible IBIS4-14000 (similaire dans sa conception à nos cibles IBIS4-16000) mettant en évidence ces franges [Mochnecki 2006].

L'illustration 4.1.9 montre une mesure des franges d'interférences obtenues en réalisant un spectre d'une source lumineuse continue. A noter que les cannelures des franges se superposent à la courbe d'efficacité quantique.

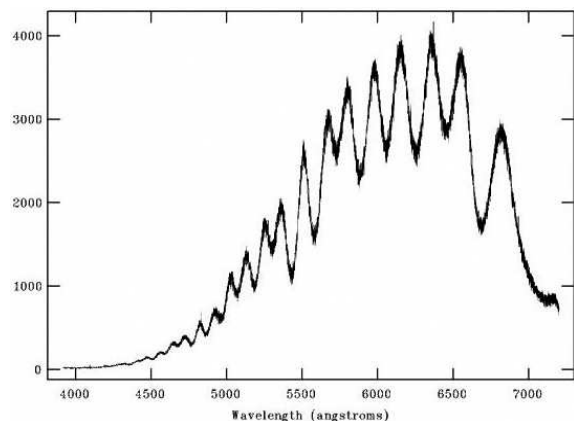


Illustration 4.1.9: Franges d'interférences sur capteur IBIS4-14000 d'après un spectre (doc. S. Mochnecki).

Ce phénomène de franges d'interférences peut donc engendrer des variations d'intensité du signal en fonction de la longueur d'onde d'observation ainsi que spatialement sur la surface du capteur (puisque la couche métallique n'a pas une épaisseur exactement constante sur toute sa surface – phénomène constaté lorsque l'on réalise une image en lumière monochromatique).

Cependant cet effet (assimilable à des variations de gain) ne semble pas foncièrement gênant puisque, étant constant dans le temps (intrinsèque à la surface de chaque capteur), son

influence sera corrigée lors de la division par l'image de PLU (*flat*).

L'illustration 4.1.10 montre l'apparence de franges d'interférences sur une image brute réalisée avec la caméra 14Mpixels placée derrière un filtre de 10 nm de bande passante (à 525 nm). Nous avons pu vérifier l'efficacité de la correction par l'image de PLU puisque l'illustration 6.2.3, page 102, représente le même champ une fois l'image traitée.



Illustration 4.1.10: Franges d'interférences sur le capteur visibles avec un filtre de 10nm de bande passante placé devant l'optique.

Toutefois il m'a semblé intéressant d'évaluer cette variation d'intensité due aux interférences afin de voir si par exemple elle obligerait à modifier le temps de pose.

Il est possible de retrouver l'épaisseur moyenne de la couche métallique par la formule suivante :

$$e = \frac{(m-1)}{(2n)} \cdot \frac{(\lambda_1 \cdot \lambda_m)}{(\lambda_1 - \lambda_m)} \quad \text{avec :}$$

e l'épaisseur de la couche en microns ;

λ_1 et λ_m les deux longueurs d'ondes de pics choisis assez éloignés sur le spectre, en microns ;

m le nombre de cannelures entre les deux pics de longueurs d'onde choisies λ_1 et λ_m ;

n l'indice de réfraction de la couche métallique (1.48 dans notre cas, valeur fournie par Fill Factory) ;

D'après la courbe (4.1.9) fournie par S. Mochnacki, on trouve :

$$e = \frac{(12-1)}{(2 \times 1.48)} \cdot \frac{(0.5021 \times 0.6813)}{(0.5021 - 0.6813)} = 7.09 (\mu m)$$

Cette valeur m'a permis de tracer la courbe théorique de la transmission (relative, normalisée entre 0 et 1) des franges dues à une couche de 7.09 microns et d'indice $n=1.48$ (illustration 4.1.11), en vue d'estimer la forme des cannelures à proximité de la bande G (4305 Å) et de la raie du potassium (7699 Å), non visibles sur le spectre de Mochniack.

Cette courbe se superpose assez bien à la mesure de Stefan Mochnacki sur le milieu du spectre (5500-6500 Å), néanmoins il semble qu'elle en diffère assez en deçà de 5000 Å et au delà de 7000 Å. Il est probable que ceci soit dû à des variations de l'épaisseur de la couche métallique sur la surface du capteur.

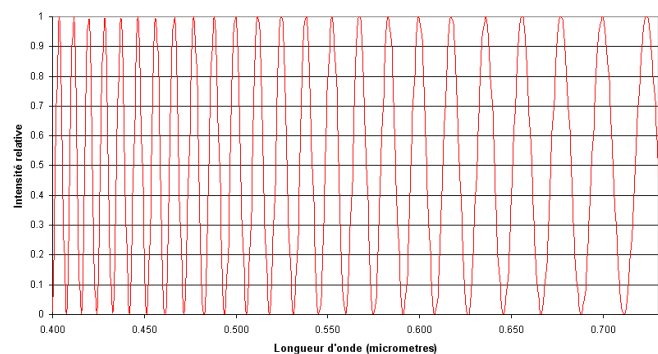


Illustration 4.1.11: Transmission relative (normalisée entre 0 et 1) théorique d'une couche d'épaisseur 7.09 microns et d'indice $n=1.48$.

Ne pouvant obtenir une modélisation exacte de la forme des cannelures en fonction de la longueur d'onde, j'ai donc estimé l'effet des franges dans le cas le plus défavorable, à savoir celui de mesures avec le MOF équivalent à deux filtres de bande passante très étroite avec un écart de 0.11 Å.

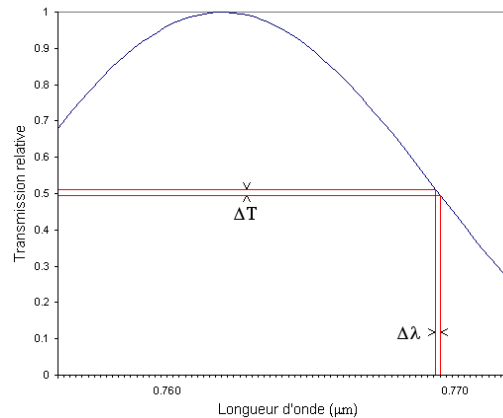


Illustration 4.1.12: Effet des franges d'interférence sur l'intensité pour une variation donnée de la longueur d'onde (illustration qualitative).

L'illustration 4.1.12 montre de manière qualitative (la forme de la courbe de transmission due à l'interférence n'est pas réelle pour la longueur d'onde donnée) que deux mesures photométriques du même objet réalisées à deux longueurs d'onde distinctes séparées de $\Delta\lambda$ donneront deux valeurs différentes fonction de ΔT . Le cas le plus défavorable est celui où la longueur d'onde d'observation est située au niveau de la plus forte variation d'intensité due aux cannelures (c'est à dire à l'emplacement où sa dérivée est maximum). Le calcul pour les deux raies σ et σ' du MOF, avec $\Delta\lambda = 0.11 \text{ \AA}$ donne $\Delta T = 0.0012$, soit une variation d'intensité de 0.12 % entre les intensités des deux raies. Or, comme on l'a vu, d'une part la division par la PLU corrigera cette variation, qui se situe de toute façon proche du bruit global (voir chap.6.2.4).

4.2 Le capteur Fill Factory IBIS4-16000

Le capteur Fill Factory IBIS4-16000 est un capteur CMOS à pixel actif de 16 mégapixels répartis sur une surface carrée de approximativement 4000 x 4000 pixels. Chaque pixel mesure 12 x 12 μm avec un coefficient de remplissage assez élevé de plus de 70%, ceci dû à une architecture du pixel à trois transistors.

Le capteur peut être lu au travers de quatre sorties parallèles et le gain des amplificateurs de sortie est réglable par l'utilisateur.

Les autres caractéristiques du capteur sont résumées dans le tableau 1, ci dessous.

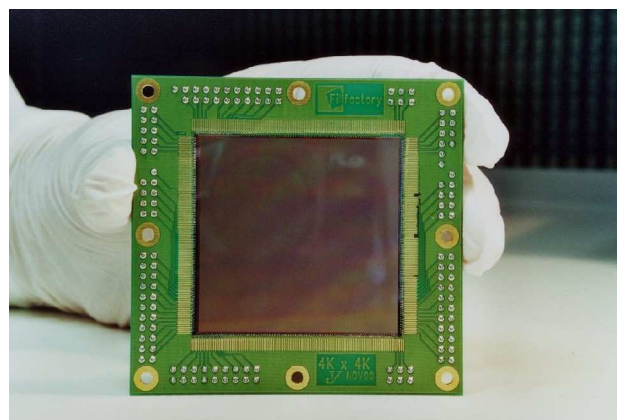


Illustration 4.2.1: Le capteur IBIS4-16000 et son large plan focal (48x48mm).

	IBIS4-16000
Nombre de pixels	16MPix
Format (pixels)	3970 (H) x 4090 (V)
Taille du pixel	12 x 12 μm
Rapport de remplissage (<i>fill factor</i>)	>70%
Format surface active (mm)	47.6 x 49.1 mm
Obturbateur électronique	<i>Rolling curtain shutter</i>
Horloge (<i>pixel clock rate</i>)	10Mhz
Images / sec (<i>fps</i>)	2.4 fps
Profondeur puits (<i>Full well charge</i>)	240000 e-
Plage linéaire	170000 e-
Bruit de précharge (en kTC) @ 21°C	60 e-
Gain conversion	8.3 $\mu\text{V}/\text{e-}$
Courant d'obscurité @ 21°C	900 e-/s
Tension d'utilisation	5 V
Puissance consommée	250 mW
<i>Crosstalk</i>	<9%

Tableau 1: Caractéristiques principales du capteur CMOS Fill Factory IBIS4-16000.

4.3 Plan de test des détecteurs

Nous avons reçu au total neuf détecteurs IBIS 16000 de la part de Fill Factory, que nous avons classés en fonction de leur qualité au travers d'un plan de test. Le principal classement des détecteurs s'est fait sur des critères cosmétiques. En effet il est apparu que les détecteurs présentaient des lignes et colonnes mortes, parfois regroupées. J'ai donc mis au point un plan de classement des détecteurs à partir de certains critères détaillés ci-dessous.

4.3.1 Plan de classement cosmétique

Notons que ce plan de classement a été fait après correction au niveau des lectures de lignes : en effet nous nous sommes aperçus au cours du développement que la lecture d'une ligne morte génèrait un gradient et une ligne morte " fantôme " à N lignes au dessus (N étant le nombre de lignes entre *reset* et lecture). Le code a donc été modifié pour sauter la lecture de ces lignes mortes, évitant ainsi l'apparition de l'artefact qui aurait pu être interprété par erreur comme un défaut du capteur.

4.3.1.1 Principe

Le fournisseur des capteurs IBIS 16000, Fill Factory, a réalisé six *wafers* comprenant quatre capteurs chacun, soit un total de 24 cibles. Conformément à ce qui avait été convenu, une sélection de la part de Fill Factory leur a tout d'abord permis de dégager cinq cibles qui nous ont été livrées montées en boîtier. Une deuxième sélection a été faite ultérieurement et quatre cibles sont venues compléter celles que nous avons déjà.

Nous avons conservé la numérotation adoptée par le fabricant, en rajoutant le suffixe A ou B selon que la cible provenait de la première ou de la deuxième livraison. Ainsi nous avons les cibles indiquées dans le tableau 2 :

Première série (A)	8 A, 11 A, 15 A, 16 A, 17 A
Deuxième série (B)	2 B, 4 B, 11 B, 13 B

Tableau 2: Numéros des cibles de la première et deuxième série

Les images de test fournies par Fill Factory laissaient apparaître des colonnes ou lignes noires, ainsi que des gradients locaux proches d'une ligne noire (artefacts dont j'ai parlé en préambule). Il était donc nécessaire, une fois l'électronique réalisée, de vérifier l'emplacement et les caractéristiques de ces lignes et colonnes " mortes " sur nos neuf cibles.

Nous avons pu observer que ces lignes ou colonnes mortes pouvaient être adjacentes ou suffisamment proches. Il est important de tenir compte de ces caractéristiques puisque le traitement des données peut être gêné par une vaste zone morte où même une interpolation ne suffira pas à " remplir " correctement ces zones. J'ai donc entrepris un classement des cibles selon des critères simples, avec un système de pondération attribuée selon l'étendue de la zone morte.

Partant de principe que une ou deux colonnes mortes peuvent être interpolées par les colonnes adjacentes mais que 3 colonnes mortes ou plus créent un " trou " dans les données d'autant plus gênant qu'elles sont nombreuses, j'ai d'abord adopté la pondération quadratique mentionnée dans le tableau 3 :

Nombre de colonnes ou lignes mortes adjacentes	Pondération
1	1
2	4
3	9
4	16
5 ou plus	25

Tableau 3: Pondération concernant les zones mortes

Cette notation reflète assez bien le fait qu'il est préférable d'avoir une cible ayant plusieurs colonnes mortes isolées les unes des autres plutôt qu'un groupe entier qui ruinerait la qualité de la cible.

Cependant, ayant vérifié que une ou deux colonnes mortes pourront être très facilement interpolées sans conséquence grave sur les données, j'ai adopté finalement une deuxième pondération ne tenant pas compte des lignes seules ou par paires, et résumée dans le tableau 4 :

Nombre de colonnes ou lignes mortes adjacentes	Pondération
1	0
2	0
3	9
4	16
5 ou plus	25

Tableau 4: Pondération finalement adoptée concernant les zones mortes

J'ai également pris en compte les espaces entre zones mortes, en considérant qu'il est préférable d'avoir au moins 4 ou 5 colonnes valides entre deux zones mortes (pour obtenir une bonne interpolation) plutôt qu'une seule. Ainsi la pondération pour ces espaces était la suivante

(tableau 5) :

Espace entre deux zones mortes (en pixels)	Pondération
1	25
2	16
3	9
4	4
5 ou plus	0

Tableau 5: Pondération concernant les espaces entre zones mortes

4.3.1.2 Mise en oeuvre

L'illustration 4.3.1 donne un exemple d'analyse d'une cible (numéro 15 A) où les colonnes et lignes mortes ont été relevées et groupées (à gauche) avec les notes issues de la pondération.

Colonnes	Lignes	Zones mortes (Nombre de groupes)			
		Pondération	Colonnes	Lignes	
13	251	1 isolé	0	4	3
469	253	2 à côté	0	1	2
1480	254	3 à côté	9	0	1
1483	255	4 à côté	16	0	0
1484	1971	5 ou plus...	25	2	0
1485	1972	NOTE TOTALE	50		9
1486	3299				
1487	3309				
1488	3509				
2085	3510				
2194					
2195					
2196					
2197					
2198					
2199					
2200					
2201					
2690					
2691					

Espace entre zones mortes (Nombre de groupes)			
	Pondération	Colonnes	Lignes
1 isolé	25	0	1
2 à côté	16	1	0
3 à côté	9	0	0
4 à côté	4	0	0
5 ou plus...	0	0	0
NOTE TOTALE	16		25

Remarques:
5 à 6 fines lignes horizontales non noires mais plus sombres

Illustration 4.3.1: Exemple d'analyse cosmétique d'une cible avec pondération.

Le tableau 6 regroupe l'analyse de tous les capteurs, triés par note. Afin de tenir compte correctement des lignes et des colonnes mortes, mon critère a été celui de la somme quadratique des notes obtenues pour les lignes et pour les colonnes (avant-dernière colonne: Quad LiCol). J'ai également tenu compte des notes obtenues au niveau des intervalles entre zones morte (Quad LiCol + Inter), mais on constate que l'ordre de qualité des cibles n'est pas changé quel que soit le critère.

Capteur	Note Colonne	Note Ligne	Inter Colonne	Inter Ligne	Quad LiCol	Quad LiCol+Inter
13B	0	0	0	0	0	0
11A	0	0	0	25	0	25
16A	27	0	4	0	27	31
11B	25	0	0	25	25	50
17A	41	9	0	16	42	58
8A	25	25	32	0	35	67
15A	50	9	16	25	51	80
4B	150	66	114	25	164	281
2B	200	200	0	0	283	283

Tableau 6: Classement des capteurs selon les critères de pondération

Deux cibles sortent nettement du lot, la 13 B et la 11 A :

- la 13 B possède seulement une colonne morte isolée, trois lignes mortes isolées et une paire de lignes mortes, toutes à distance suffisante les unes des autres ;
- la 11 A possède trois colonnes mortes isolées, trois paires de colonnes mortes, cinq lignes mortes isolées et deux paires de colonnes mortes. Deux des lignes mortes sont séparées de seulement une ligne, toutes les autres sont bien distantes les unes des autres.

Les numéros des colonnes et lignes mortes de chacune de ces deux cibles sont données dans le tableau 7 :

13B		11A	
Colonnes	Lignes	Colonnes	Lignes
1066	270	524	633
	1861	525	1077
	3720	1496	1078
	3766	1623	2636
	3767	1624	3043
		2721	3045
		3298	3082
			3083
			3143

Tableau 7: Numéros des colonnes et lignes mortes des cibles sélectionnées

Cinq cibles suivantes restent correctes et sans doute exploitables, mais de manière plus limitée, à savoir que de vastes zones du capteurs sont généralement vierges de défauts, mais qu'elles sont séparées par des zones plus perturbées. Il s'agit des capteurs 16 A, 11 B, 17 A, 8 A, 15 A.

Enfin, deux cibles possèdent des zones mortes beaucoup trop larges ou trop regroupées pour être utilisables : 4 B et 2 B. Concernant la 2 B sa qualité était trop médiocre et il a été difficile de définir avec certitude le grand nombre de colonnes et lignes mortes : elle a donc été ôtée du classement ci-dessous (Illustration 4.3.2).

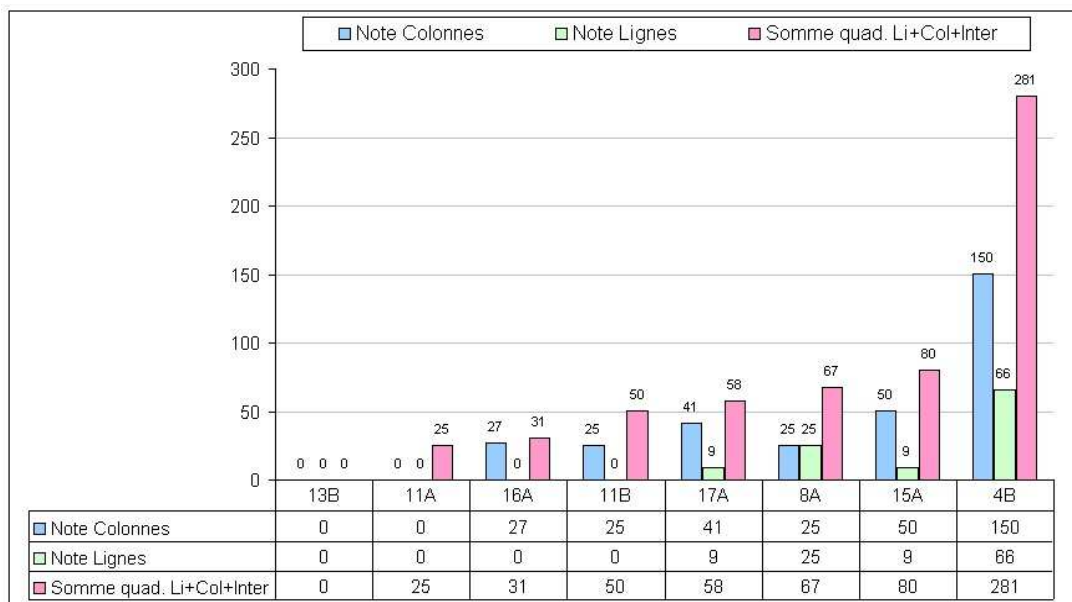


Illustration 4.3.2: Récapitulatif des notes attribuées aux cibles.

4.3.2 Détermination du gain de conversion

Il s'agit ici d'établir l'une des valeurs clés de la caméra : le rapport de conversion entre le nombre de photo-électrons collectés et le nombre d'ADU (*Analog to Digital Unit*).

Je n'ai pu mener à bien ce test sur la caméra CALAS en raison du retard de développement et d'une panne sur les cartes d'acquisition Coreco que nous n'avons pu résoudre à temps. Néanmoins j'ai étudié les deux principales techniques permettant d'estimer ce gain de conversion: la méthode par sources radioactives et la méthode de la variance-moyenne. Les voici exposées ci-dessous :

4.3.2.1 Méthode du Fe^{55} et du Cd^{109}

Principe :

Les capteurs CCD et CMOS sont sensibles aux rayons X mous (allant de 0.1 à 10 KeV) qui, du fait de leur grande énergie, génèrent un plus grand nombre de charges dans le silicium que les photons visibles. Le nombre d'électrons générés dans le silicium par un photon X d'énergie E_λ est $n = E_\lambda / 3.65$ (à température ambiante– Fraser et al, 1994).

La source la plus communément utilisée est l'isotope du Fer ${}^{55}_{26}Fe_{29}$ (que nous noterons Fe^{55}), émettant principalement des rayons X à trois niveaux d'énergie. Cet isotope émet des rayons X lorsque le noyau capture un électron, se transmutant en Mn (Manganèse).

On voit dans le tableau 8 qu'environ 80% des photons X sont émis avec une énergie de 5.899 KeV, générant au sein du silicium un nuage de 1620 électrons de l'ordre du micromètre de diamètre. Les 20% restant sont en majorité des photons X d'énergie 6.49 KeV (nuage de 1778 électrons dans le silicium) avec une émission très minoritaire à un niveau de 4.12 Kev (1133 électrons).

Raie	Énergie (KeV)	Nb électrons
<i>Mn K α</i> (~80%)	5.899	1620
<i>Mn K β</i>	6.49	1778
<i>K α</i>	4.12	1133

Tableau 8: Niveaux d'énergie de l'isotope Fe^{55} et nombre d'électrons générés dans le silicium

Mise en pratique :

Afin de calculer le gain de conversion de la caméra, on réalise une image dans le noir complet avec pour seule émission la source Fe^{55} , placée juste devant le capteur. L'image résultante présentera des points lumineux (voir l'illustration 4.3.3 simulant une telle image). On peut y voir :

- des pixels isolés (noté A), correspondant à l'émission normale de la source (tous les électrons convertis au sein du pixel) ;
- un nuage réparti entre plusieurs pixels (noté B), correspondant à des événements multiples ;
- des pixels moins intenses correspondant à des événements partiels (charges perdues en partie dans le substrat si l'interaction a eu lieu loin de la surface) ;
- le signal de précharge (*bias* ou *offset*), donnant un fond relativement uniforme.

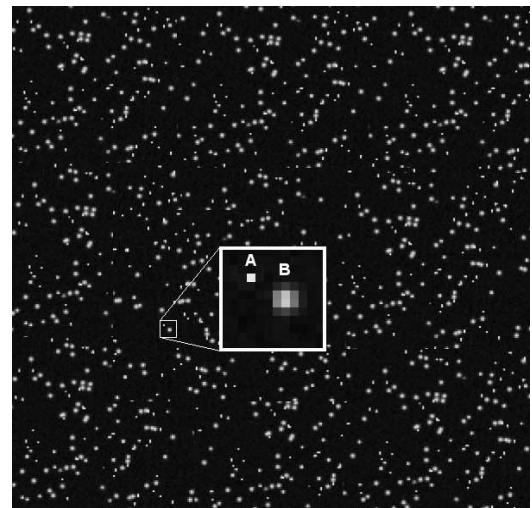


Illustration 4.3.3: Exemple (simulation) d'une image exposée au Fe^{55} avec un zoom en vignette sur deux pixels A et B décrits dans le texte.

L'histogramme d'une telle image présentera des pics correspondant à chacune de ces émissions mais on y distinguera aisément les pics correspondant aux émissions normales aux niveaux d'énergie *Mn Kα* et *Mn Kβ*. Afin d'expliquer le calcul du gain par cette technique, sur l'illustration 4.3.4 on a représenté l'histogramme (simulé) d'une image exposée à une source de Fe^{55} .

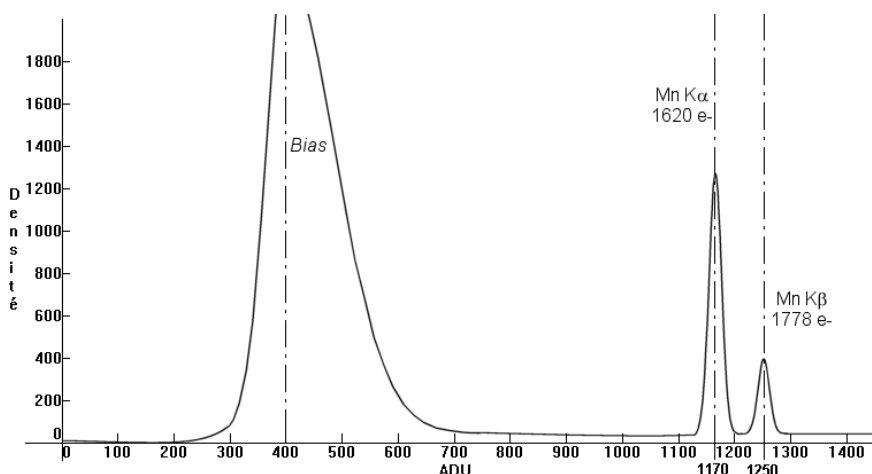


Illustration 4.3.4: Histogramme (simulation) d'une image exposée au Fe^{55}

On y retrouve bien le large pic dû au signal de *bias*, ainsi que les deux pics à 1620 et 1778

électrons. Si l'on considère le pic le plus intense P_{1620} à 1620 électrons, le calcul de gain est directement issu de la relation $G = 1620 / (P_{1620} - Bias)$ (en électrons par pas codeurs).

Dans notre exemple on trouve $G = 1620 / (1170 - 400) = 2.103 (e/ADU)$

Le pic à 1778 électrons pouvant servir à une confirmation avec dans notre exemple $G = 1778 / (1250 - 400) = 2.092 (e/ADU)$.

Quelques éléments sont à prendre en compte :

Les rayons X mous du Fe^{55} ne sont pas assez énergétiques pour passer au travers d'un hublot de verre, il est donc nécessaire de procéder sans hublot, ce qui est facilité dans le cas de CALAS étant donné son utilisation à température ambiante et l'absence de cryostat.

Cependant, pour éviter d'ôter la vitre de protection des capteurs, un autre isotope, Cadmium $^{109}_{48}Cd_{61}$ (abrégié Cd^{109}) peut être également utilisé, au travers d'un hublot. En effet il produit, par transmutation en Ag (Argent) des émissions plus énergétiques à 22.1 et 25.2 KeV en moyenne, détaillées ci-dessous (tableau 9) :

Raie	Énergie (KeV)	Nb électrons
<i>Ag K α_2</i>	21.9903	
<i>Ag K α_1</i>	22.1629	
Moyenne <i>Ag K α</i>	22.0766	6130 +/- 50
<i>Ag K β_3</i>	24.9115	
<i>Ag K β_1</i>	24.9424	
<i>Ag K β_2</i>	25.4564	
<i>Ag K β_5</i>	25.145	
<i>Ag K β_4</i>	25.512	
Moyenne <i>Ag K β</i>	25.1935	7000 +/- 80

Tableau 9: Niveaux d'énergie de l'isotope Cd^{109} et nombre d'électrons générés dans le silicium

Ainsi à 25°C, les signaux des raies $K\alpha$ et $K\beta$ sont respectivement de 6130 ∓ 50 électrons et 7000 ∓ 80 électrons. Le calcul de gain dans ce cas là se ferait de la même manière qu'avec le Fe^{55} .

Utilisation des sources radioactives :

L'emploi de sources radioactives nécessite bien entendu des autorisations spéciales quand à leur manipulation (une formation est nécessaire, déjà suivie par certains membres du LATT) et leur transport. Le LATT possède de telles sources dont l'activité devrait être vérifiée étant donné qu'elles sont déjà assez anciennes. Si leur émission n'était pas suffisante il serait nécessaire de prévoir un achat ou un prêt de sources, par exemple par le Laboratoire Étalons d'Activité de la CERCA (Compagnie pour l'Étude et la Réalisation de Combustibles Atomiques).

Une source d'environ 3 mCi (111 MBq) serait amplement suffisante pour délivrer la dose suffisante pendant au moins cinq ans.

A titre indicatif, le Cd^{109} a une demi-vie assez courte de 463 jours contre environ 2.73 ans pour le Fe^{55} . Notons également que 1 mm d'aluminium suffit à réduire le flux de photons X du Fe^{55}

d'un facteur 1/1 000 000 (information à considérer lors de la manipulation de ces sources pour garantir plus de sécurité).

En résumé, la méthode par isotopes permet un calcul très précis du gain de conversion, en dépit de contraintes quand à la possession et la manipulation de sources radioactives.

4.3.2.2 Méthode de la Variance-Moyenne (Mean-Variance Method)

Cette méthode d'évaluation du gain de conversion de la caméra est comparativement plus simple que la précédente puisqu'elle n'utilise qu'une source de lumière blanche, qui doit cependant présenter une bonne homogénéité spatiale et une stabilité temporelle suffisante. On utilise une sphère intégrante munie d'une source lumineuse (halogène ou diode électro-luminescente par exemple) convenablement stabilisée. La méthode de calcul est ensuite basée sur des statistiques d'images. Je l'ai utilisée pour estimer le gain de la caméra Fci4-14000 (voir chap.6.2.4, page 103)

Elle repose sur le fait que le bruit dans une image augmente lorsque le signal augmente du fait de la présence du bruit de photons (bruit blanc à distribution de Poisson). Soit S le signal mesuré dans un pixel (en ADU) et G le gain de conversion recherché (en ADU/électrons), alors S est lié au nombre N d'électrons de signal par la relation:

$$S = G \times N + (\text{bruit de lecture})$$

Etant donné que le bruit de lecture a une moyenne nulle, le signal moyen $\langle S \rangle$ est donné par:

$$\langle S \rangle = G \times \langle N \rangle$$

et la variance du bruit par:

$$\text{variance du bruit} = G^2 \sigma_N^2 + \sigma_R^2$$

où σ_R est le rms du bruit de lecture et σ_N^2 la variance du bruit de photons (en électrons) qui, pour une statistique de Poisson est égale à $\langle N \rangle$:

$$\sigma_N^2 = \langle N \rangle = \langle S \rangle / G$$

d'où:

$$\text{variance du bruit} = G \langle S \rangle + \sigma_R^2$$

Un tracé de la variance du bruit en fonction du signal moyen donne une droite de pente G . La variance du bruit quant à elle sera estimée d'après des couples d'images (voir plus bas).

Ainsi, de manière pratique, il est possible de déterminer le gain G (en ADU/électrons) d'une première manière:

Par tracé de la droite ci-dessus, après avoir réalisé plusieurs paires d'images de PLU (plage de Lumière Uniforme) dans des conditions d'illumination identiques, soustraites du signal d'offset (PLU1 et PLU2) alors on peut calculer:

$$\text{signal moyen} = \langle S \rangle = \langle [PLU1 + PLU2] \rangle / 2$$

et

$$\text{variance du bruit de photons} = (\text{variance} [PLU1 - PLU2]) / 2$$

G est alors déduit de la pente de ce tracé, pour différentes paires d'images.

La seconde manière, calculatoire, utilise également des paires d'images de PLU ainsi que des images de noir ou *dark*, (NR) de même durée. On a alors:

$$G = \frac{([\langle PLU1 \rangle + \langle PLU2 \rangle] - [\langle NRI \rangle + \langle NR2 \rangle]) / 2}{([\textit{variance}(PLU1 - PLU2) - \textit{variance}(NRI - NR2)] / 2)}$$

Ainsi les différentes valeurs du gain G pour les différentes paires de flat-fields et darks peuvent être moyennées.

4.3.3 Détermination de la linéarité

La mesure de la linéarité du capteur est importante, d'autant plus avec un capteur CMOS puisqu'il est connu que ce type de capteur est moins linéaire qu'un CCD à cause de variations de la capacité de la photo-diode en fonction du signal. La manière la plus simple de mesurer la linéarité est de réaliser un grand nombre de poses en faisant varier le temps d'exposition, jusqu'à atteindre la saturation. Ceci suppose d'avoir une source lumineuse la plus stable possible.

Généralement on utilise une sphère intégrante de manière à obtenir une illumination uniforme sur toute la surface du capteur. J'ai utilisé une telle sphère, de grande dimension, munie d'une lampe halogène, afin de réaliser les tests de lecture de la cible IBIS4-16000 qui ont servi au réglage et à l'optimisation de l'électronique. Je n'ai en revanche pas pu effectuer les mesures de linéarité étant donné la panne simultanée sur les deux cartes d'acquisition CORECO au cours de l'été 2006.

J'ai cependant pu faire quelques observations quand à l'utilisation d'une telle sphère, qu'il sera important de considérer lorsque les tests de linéarité seront effectués :

- La sphère génère un champ uniforme précisément au niveau de son orifice de sortie: il est très important de se placer à cet endroit. En effet, l'illumination n'est plus homogène même à quelques centimètres en arrière de l'orifice.
- La source lumineuse utilisée actuellement est une lampe halogène de 30W sous 12V. Son avantage est de fournir un rayonnement à spectre continu, en revanche j'ai pu constater que sa stabilité dans le temps laisse à désirer : il est nécessaire de disposer d'une source de tension suffisamment stabilisée et surtout d'allumer la lampe suffisamment longtemps avant de débiter les mesures puisque sa luminosité ne se stabilise qu'après plusieurs dizaines de minutes.
- Enfin, bien que le LATT dispose d'une sphère intégrante de dimension juste suffisante au test d'une cible IBIS4-16000, on peut cependant signaler que ce type de matériel présente un coût non négligeable notamment pour des dimensions supérieures (ce qui serait nécessaire si l'on envisageait d'utiliser des capteurs d'encore plus grande dimension).

Face à ces problèmes potentiels, la mise au point de sources homogènes de conception différente pourrait être envisagée et est déjà utilisée par ailleurs. Par exemple, [Hancock 2004] décrit une source de conception très simple puisque constituée d'une matrice de diodes électroluminescentes placées à l'arrière d'un diffuseur optique. Les avantages sont nombreux notamment du point de vue de la simplicité de fabrication, du coût réduit ainsi que de la taille modeste et pouvant être adaptée au capteur étudié. L'étude de Hancock révèle que l'homogénéité de l'illumination sur le champ est aussi bonne qu'avec une sphère intégrante. En outre, la stabilité temporelle de telles diodes est très bonne, comme j'avais déjà pu le constater sur d'autres types de diodes lors de mesures de transmission sur l'instrument FORS du VLT [Cuby et al 2002].

4.3.4 Détermination du Crosstalk

Le *crosstalk* est un effet indésirable particulièrement visible sur les capteurs CMOS: il s'agit d'un phénomène de diffusion des charges depuis un pixel donné vers ses pixels adjacents.

Le taux de *crosstalk* est la quantité de signal provenant d'un pixel donné et détectée dans les pixels voisins. Il peut être déterminé en focalisant sur un endroit de la cible un point lumineux de diamètre inférieur à la dimension d'un pixel. Ce point peut provenir de l'image d'un trou d'épingle ou d'une fibre optique de quelques micromètres de diamètre donnée par un objectif de microscope. Le *crosstalk* est déterminé en comparant les flux respectif sur le pixel visé et sur les deux pixels adjacents (dans un sens donné).

Des études ont été faites pour déterminer la valeur du *crosstalk* sur des cibles de la série IBIS4 et pour corriger ses effets [Lee et al. 2003]. Les mesures effectuées sur une cible IBIS4 aboutissent à un taux de *crosstalk* inférieur à 10% environ sur les pixels voisins dans le sens horizontal et moins de 4% sur les pixels voisins dans le sens vertical. L'effet du *crosstalk* peut s'assimiler à un flou optique que l'on cherchera à corriger en utilisant différents algorithmes: [Lee et al. 2003] proposent par exemple d'utiliser la méthode de déconvolution de Wiener, bien adaptée dans ce cas de flou assimilable à un déplacement linéaire, et qui leur a fourni de bons résultats sur des images de test (bonne reconstitution de l'image d'origine avec une faible amplification des hautes fréquences, contrairement à un simple filtre inverse).

Comme pour la détermination de la linéarité, je n'ai pu mener à bien des mesures de *crosstalk* étant donnée la panne survenue sur les cartes d'acquisition. Signalons cependant qu'un montage optique similaire à celui nécessaire à la détermination du *crosstalk* (génération d'un point lumineux de très petite taille) a été mis au point par Ch. Montheil (Télescope Bernard Lyot) et pourrait être utilisé pour la vérification du taux de *crosstalk* des cibles IBIS4 en notre possession.

CHAPITRE 5

5 La chaîne d'acquisition

5.1 Description de l'électronique

5.1.1 Le contrôleur

Le contrôleur est basé sur la carte séquenceur à DSP (*Digital Signal Processing*) d'un contrôleur de type ARC GenII. F. Beigbeder et G. Delaigue ont développé une carte convertisseur analogique/numérique 14 bits (à base de composante AD9240AS) à quatre canaux et interfaces LVDS (*Low Voltage Differential Signaling*). Cette carte ainsi que la carte driver d'horloges (latch, retards) ont été réalisées par la société Microtec (Toulouse).

Cette architecture sur quatre canaux (4 x 10 Mhz) permet de relier directement la sortie des convertisseurs aux quatre entrées LVDS de la carte d'acquisition, garantissant ainsi une vitesse de lecture optimale en contournant la limite intrinsèque de la *timing board* de 12.5 Mhz.

Les quatre sorties du capteur vers le convertisseur sont organisées de telle manière que les canaux sont entrelacés. Ceci permet la conversion plus rapide de chaque ligne du capteur puis l'acheminement des données vers la carte d'acquisition en quatre canaux au standard LVDS. Comme on le verra plus loin, c'est la carte d'acquisition qui sera chargée de reconstituer correctement l'ordre des canaux constituant l'image.

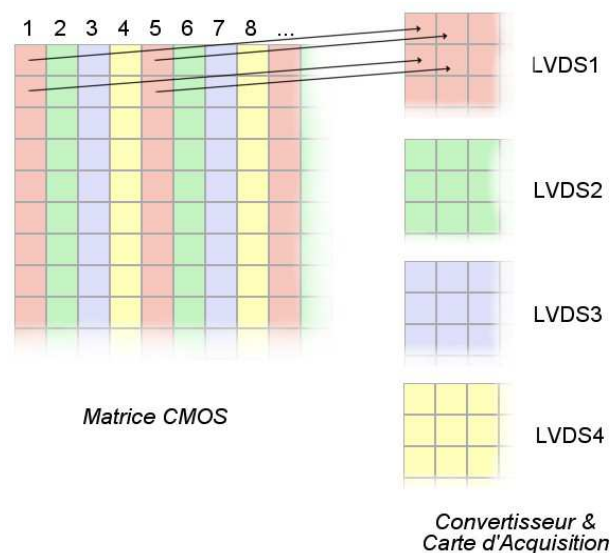


Illustration 5.1.1: Principe de découpage des canaux LVDS.

Le standard LVDS

Le standard LVDS (pour *Low Voltage Differential Signaling*) est un système de transmission de signaux créé en 1994 et basé sur la comparaison de deux faibles tensions acheminées sur une paire de fils torsadés.

La tension moyenne utilisée est de 1.25 V et le différentiel de tension entre les deux câbles de la paire est de 350 mV. Cette faible tension différentielle induit une faible consommation électrique ainsi qu'une compatibilité accrue avec les électroniques modernes (fréquemment autour du standard 3.3 V).

En outre, l'utilisation de paires torsadées rend la transmission peu sensible aux bruits électromagnétiques externes puisque même si une perturbation électromagnétique dégrade le signal, la différence des deux signaux de la paire est inchangée. On réalise ainsi une transmission relativement immune au bruit.

Le taux de transfert maximum recommandé est de 655 Mbit/s et la longueur maximum des câbles communément admise est de 15 mètres.

Le code DSP de CALAS :

Le code DSP (*Digital Signal Processing*) de CALAS, écrit par F. Beigbeder, est implanté ou téléchargé dans la carte séquenceur. Il permet de lire la cible en mode *curtain shutter* (voir p.53) ou après une pause classique gérée par un obturateur mécanique. Le paramétrage de la lecture permet de prendre en charge le saut des lignes mortes évitant ainsi les gradients produits par leur lecture (voir ci-dessous).

Une commande permet de paramétrer le fonctionnement du détecteur par le SPI (*Serial Parallel Interface*). En plus des horloges destinées à la lecture de la cible, le programme génère les signaux de déclenchement de la conversion analogique/digitale et les signaux de synchronisation de la carte d'acquisition (ligne, trame, horloge pixel).

Gradients des lignes mortes et parade adoptée:

Comme exposé au chapitre 4.3, les cibles CMOS présentent quelques lignes mortes sur lesquelles aucun signal ne peut être détecté. Nous nous sommes aperçu que lors des acquisitions ces lignes génèrent un gradient au dessous d'elles, dans le sens de lecture (Illustration 5.1.2).

L'explication nous a été fournie par Fill Factory : un défaut interne propre aux pixels de cette ligne provoque sa sélection simultanément à son *reset* (alors qu'elle ne devrait être sélectionnée que lors de la lecture, après le délai de pose). Dès lors tout au long de ce délai, deux lignes se trouvent sélectionnées (la ligne courante lue et la ligne morte). Cette double lecture perturbe le signal de sortie en provoquant un gradient (dû à la montée progressive du signal de la ligne morte).

La parade à ce défaut consiste simplement à sauter le *reset* de la ligne morte considérée. Le code DSP a donc été adapté par F. Beigbeder pour prévoir le saut de plusieurs lignes mortes, tandis que j'ai modifié le programme d'acquisition afin qu'il transmette au code DSP le numéro des lignes à sauter (selon la cible utilisée).

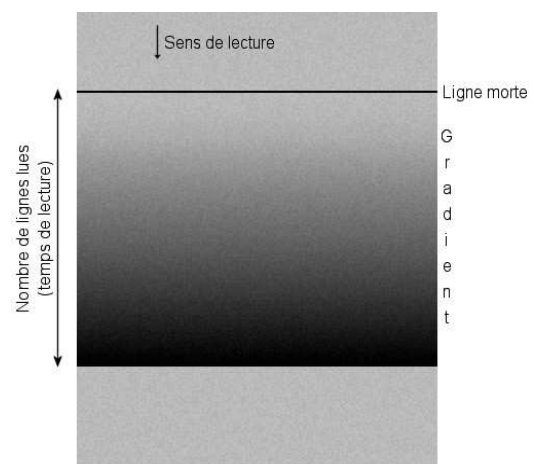


Illustration 5.1.2: Gradient provoqué par une ligne morte.

5.1.2 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition est basé sur une carte d'acquisition au standard PCI 64 bits / 66 Mhz montée sur un PC Windows XP (détaillé au chapitre 5.2).

Le *Peripheral Component Interconnect* ou PCI

Le PCI est un standard de bus synchrone interne créé en 1992 et permettant la connexion de cartes d'extensions à la carte mère d'un PC. La caractéristique de ce standard est que deux cartes PCI peuvent communiquer entre elles sans nécessairement passer par l'entremise du processeur.

Les bus PCI les plus répandus sont au standard 32 bits / 33 Mhz (bande passante maxi de 133 Mo/s). L'apparition des bus 64 bits et l'augmentation des cadences ont ouvert la voie à des débits plus importants, tels que 528 Mo/s (64 bits / 66 Mhz), et jusqu'à 2133 Mo/s pour la norme PCI-X 2.0 (64 bits / 266 Mhz).

La carte d'acquisition *frame grabber* est une carte CORECO X64-LVDS PCI-X à quatre canaux d'entrée LVDS. Sa vitesse d'acquisition peut atteindre 528 MB/s ce qui se place effectivement au-delà de nos spécifications. Nous utilisons donc les quatre canaux LVDS en provenance du convertisseurs, que nous lisons sur 14 bits. Nous avons paramétré spécialement la carte afin que les quatre canaux de l'image lue soient reconstitués dans le bon ordre.

5.1.3 Tests de validation du convertisseur

Afin de vérifier la linéarité du convertisseur analogique/numérique, c'est à dire sa réponse en fonction du niveau du signal vidéo en entrée, j'ai entrepris des tests en utilisant une source d'alimentation continue en entrée vidéo (simulant ainsi un signal provenant du capteur parfaitement stable). Le montage est schématisé sur l'illustration 5.1.3 :

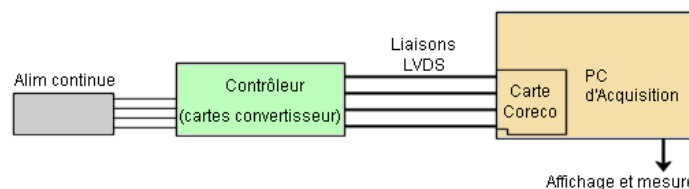


Illustration 5.1.3: Montage de test de linéarité du convertisseur.

Les quatre liaisons vidéo (correspondant aux quatre "quadrants" du capteur CMOS) sont utilisées entre l'alimentation continue et l'entrée de la carte de conversion du contrôleur. La sortie du convertisseur, au standard LVDS est dirigée vers la carte CORECO dans le PC d'acquisition. Les mesures sur les images ont été réalisées grâce aux fonctions statistiques du logiciel IRIS de Ch. Buil.

Le relevé suivant donne l'exemple de la mesure de linéarité effectuée sur l'un des quadrants. J'ai pu vérifier que les autres quadrants avaient un comportement similaire.

La courbe de l'illustration 5.1.4 montre la variation du signal délivré en sortie, en ADU (*Analog to Digital Unit*) : on observe bien une réponse linéaire du convertisseur sur la gamme attendue (1.5 V à 3.5 V), y compris pour les tensions extrêmes. J'ai également pu constater le bon comportement du convertisseur en dehors de la gamme de conversion, où aucun comportement aberrant n'est observé.

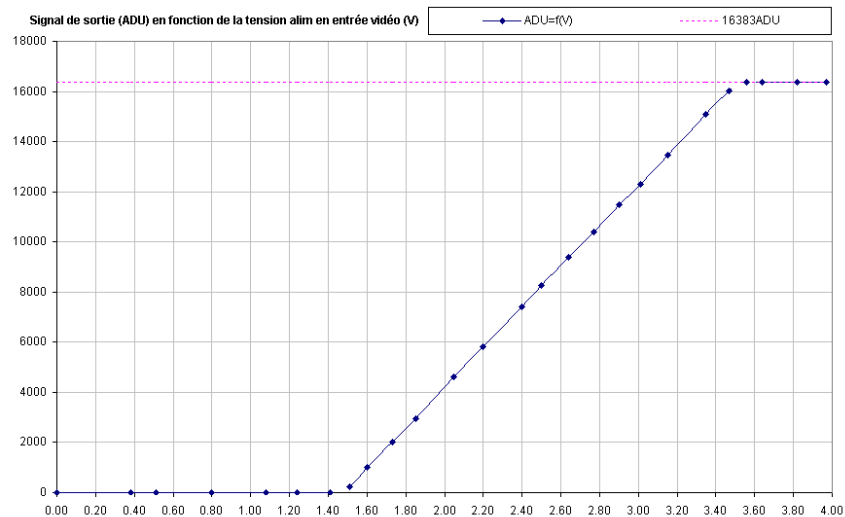


Illustration 5.1.4: Signal de sortie du convertisseur (en ADU) en fonction de la tension en entrée vidéo.

Afin de quantifier la linéarité de la réponse du convertisseur, j'ai réalisé une interpolation linéaire du relevé et comparé l'écart des points réels à cet ajustement (voir illustration 5.1.5).

Cet écart entre l'ajustement linéaire et le relevé est en moyenne de 17 ADU (pour un écart-type relevé sur la statistique de 15 ADU environ). Cet écart de 17 ADU est nettement inférieur à l'imprécision sur le relevé de la tension en entrée vidéo (qui se fait au centième de Volt près, correspondant à 80 ADU).

Le convertisseur suit donc bien une loi de conversion Tension(V) → Signal(ADU) linéaire selon la formule $S(T) = 8052.1 T - 11899$ donnant:

- 0 ADU pour une tension de 1.478 V (attendu 1.5 V)
- 8192 ADU (mi-dynamique) pour une tension de 2.495 V (attendu 2.5 V)
- 16383 ADU (saturation) pour une tension de 3.512 V (attendu 3.5 V)

Le cahier des charges est donc très bien respecté avec une conversion linéaire autour de $T = 2.5 \text{ V}$ à $\pm 1 \text{ V}$.

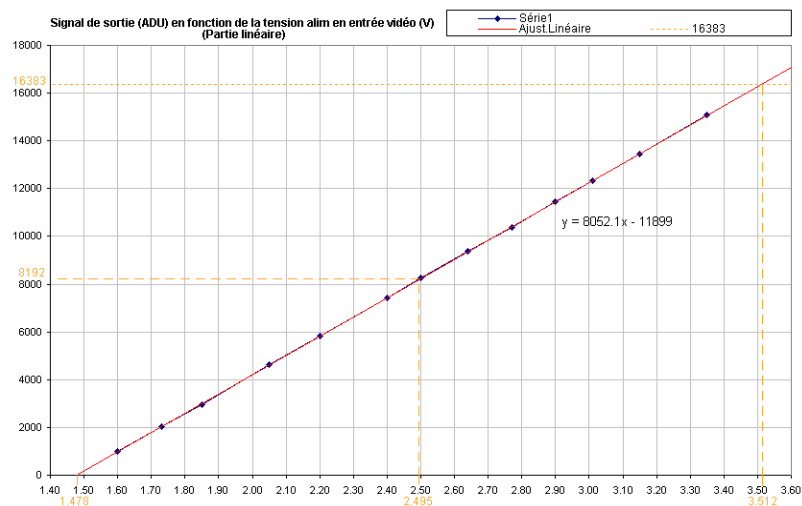


Illustration 5.1.5: Signal de sortie du convertisseur (en ADU) en fonction de la tension en entrée vidéo (partie linéaire).

5.2 Description du système informatique

5.2.1 Système matériel

Le système informatique consiste en un PC d'acquisition et un moyen de stockage des données lors de l'acquisition. La principale difficulté a porté sur le dimensionnement correct du système informatique afin de pouvoir acquérir le très important flux de données en provenance des caméras.

Ce flux de données est imposé par la caméra pour laquelle la cadence maximale de prise de vue a été définie à 2.5 images/sec (soit une image toutes les 0.4 secondes). Par ailleurs, les images étant codées sur deux octets, leur taille est d'environ 32 Mo. Ceci conduit à un débit maximum de 80 Mo/sec soit environ 280 Go/h, et ceci pendant plusieurs heures d'observation pour une seule voie. Ces débits doivent bien sûr être doublés dans le cadre des observations sur deux voies (imagerie et MOF).

Sachant que la carte d'acquisition LVDS tolère un débit maximum de 528 Mo/s, il est vite apparu que le principal goulet d'étranglement à l'acquisition serait l'écriture sur disques durs. En effet, bien que leurs débits théoriques maximum en écriture avoisinent 150 ou 230 Mo/s (données constructeurs), il s'avère que les débits constatés dans la pratique sont bien moindres (ceci en tenant compte des temps d'accès notamment). Ainsi, la solution pour graver des données à débit élevé passe par l'écriture en parallèle sur plusieurs disques.

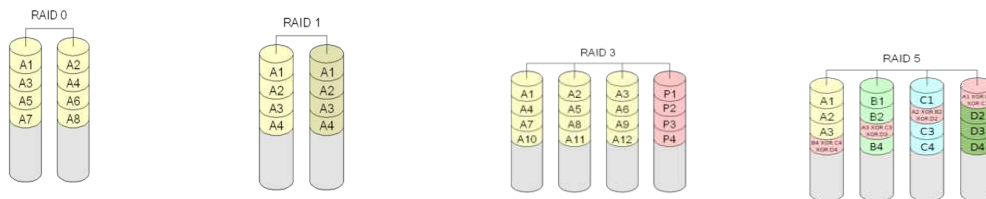
Ainsi, après des tests préliminaires d'écriture sur des disques uniques, nous nous sommes intéressés aux capacités d'écriture sur des baies de disques montés en RAID (*Redundant Array of Independent Disks*).

L'avantage principal d'un système RAID (voir l'encadré plus loin) est qu'une grappe de disques apparaît comme un volume unique, les données étant écrites simultanément sur plusieurs disques, procurant ainsi une vitesse d'écriture globalement plus élevée que sur un disque seul.

Les principaux systèmes RAID

Les systèmes RAID, introduits à partir de 1988, reposent sur les principes de miroitage de disque (*mirroring*) et de redondance de l'information. Le but est de constituer une grappe de disque apparaissant comme un unique volume, tout en répartissant l'information afin d'assurer à la fois une plus grande rapidité d'accès ainsi qu'une meilleure sécurité de conservation des données.

Divers standards RAID existent parmi lesquels :



- Le **RAID 0**, dans lequel les volumes sont agrégés par bandes; c'est la solution garantissant la meilleure rapidité d'écriture des données sur le plus grand espace disque. En revanche elle ne fournit aucune sécurité : une défaillance d'un seul des disques de la grappe entraîne la perte de toutes les données.

- Le **RAID 1**, (miroitage) dans lequel les données sont dupliquées sur plusieurs disques de la grappe. La sécurité des données est maximale mais la vitesse d'écriture du système reste limitée à celle sur chaque disque.

- Le **RAID 3**, constitué d'une grappe de disques sur lesquels est répartie l'information et d'un disque de parité assurant la sécurité des données et la possibilité de les reconstituer en cas de défaillance d'un des disques :

- si le disque de parité tombe en panne, il est possible de reconstruire l'information de parité avec le contenu des autres disques de données.;
- si l'un des disques de données tombe en panne, il est possible de reconstruire l'information avec le contenu des disques de données restants et celui du disque de parité.

Cependant si plus d'un disque vient à défaillir, il est impossible de remédier à la perte de données.

- Le **RAID 5** (volume agrégé par bandes à parité répartie) combine les techniques précédentes: la parité se retrouve répartie circulairement sur les différents disques. Ainsi, en cas de défaillance de l'un des disques de la grappe, non seulement la grappe est toujours en état de fonctionner, mais il est de plus possible de reconstruire le disque une fois échangé à partir des données et des informations de parités contenues sur les autres disques. Cependant, bien que le débit en lecture soit très élevé, celui en écriture est plus limité du fait du calcul de la parité. ;

- Signalons également le **RAID 0+1**, combinant la mise en parallèle et le miroitage des données, au détriment de la capacité.

Afin de tester l'écriture sur système RAID dans des conditions réelles, nous nous sommes tout d'abord orientés vers la constitution d'un petit système RAID à quatre disques durs Seagate Barracuda 7200.9 de capacité 500 Go et à interface SATA2.

Le système a été monté sur le premier PC d'acquisition de CALAS (désormais dédié au développement), une station de travail Xeon Transtec 2200 (processeur Intel Xeon 2.4 Ghz, RAM 1Go), via un contrôleur SATA2 Adaptec 1420SA. Pour les tests, les quatre disques ont été montés en RAID 0, garantissant la plus grande rapidité d'écriture (au détriment de la sécurité cependant) – voir illustration 5.2.1.

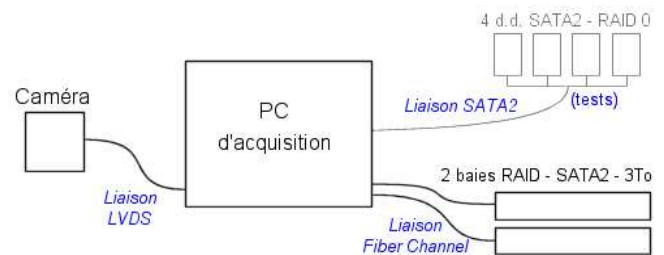


Illustration 5.2.1: Vue schématique de la chaîne d'acquisition.

Les tests d'écriture de fichiers de taille 32Mo créés en mémoire ont conduit à des vitesses de 90 à 100 Mo/sec.

J'ai ensuite testé l'écriture d'images de la caméra CALAS, mais ici les vitesses ont plafonné à 1.4 image/sec (soit 45 Mo/sec). La raison en est simple et tient à la méthode de prise de vue et de sauvegarde.

Comme le montre l'illustration 5.2.2, le mode d'acquisition le plus simple (Mode1) consiste à enchaîner successivement les acquisitions et les sauvegardes. On comprend aisément que le rythme d'acquisition en sera globalement plus lent puisque aucune prise de vue n'est réalisée pendant la sauvegarde sur disque. C'est dans ce mode que j'ai obtenu une vitesse globale de 1.4 image/sec.

Il est possible de parer à cet inconvénient en utilisant simultanément deux zones mémoires (*buffers*) lors de l'acquisition (Mode2). Dans ce cas, une première image sera acquise dans une zone mémoire donnée et sa sauvegarde se fera simultanément à l'acquisition d'une deuxième image dans une zone mémoire différente. Il est ainsi possible de réaliser des acquisitions en continu à la vitesse maximale fournie par la caméra.

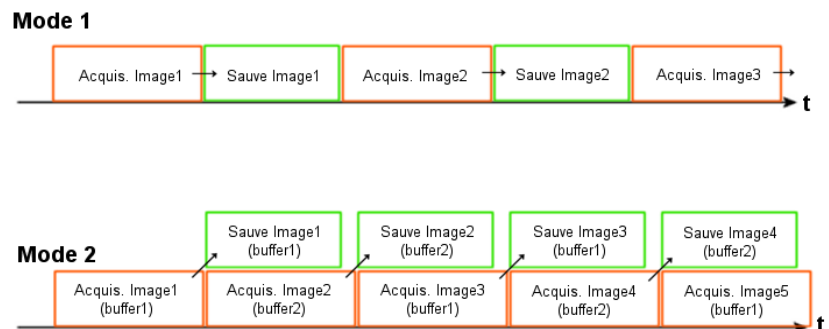


Illustration 5.2.2: Deux modes d'acquisition et sauvegarde des images : Mode séquentiel (Mode 1) et Mode parallèle (Mode 2).

Cependant ce mode nécessitait une programmation particulière de la carte CORECO, qui n'a été implémentée qu'en Juin 2006, après dialogue avec le support technique. En outre, des problèmes sont intervenus sur les deux cartes CORECO en notre possession lors de l'installation des nouvelles versions du driver et du logiciel CamExpert de CORECO (qui auraient permis d'exploiter ce mode). Je n'ai donc pu en vérifier l'efficacité.

Toutefois, les tests précédents nous ont bien confirmé que l'écriture sur système RAID permettait d'atteindre les vitesses requises, ce qui nous a également été confirmé lors de

dialogues avec notre fournisseur Transtec. Il a donc été décidé de se procurer un deuxième PC d'acquisition muni des cartes PCI adéquates afin de réaliser la sauvegarde sur deux baies RAID via une liaison Fiber Channel (protocole de connexion réseau permettant dans notre cas des vitesses de transfert de 250 Mo/s).

Système final :

Il est constitué d'un PC de développement, à Tarbes et d'un PC d'acquisition au sommet, tous deux sous système Windows XP Professionnel (le choix de l'environnement Windows nous ayant été imposé par les pilotes des cartes CORECO).

Le PC de développement est celui m'ayant servi dès le début de la thèse au développement des outils d'observation (voir section suivante). Il s'agit donc de la station de travail Xeon Transtec 2200 (bi-processeur Intel Xeon 2.4 Ghz, RAM 1Go) à laquelle est attachée la grappe de quatre disques RAID de 500 Go (total de 1.8 To environ) via une liaison SATA2.

Le PC d'acquisition est une station de travail Transtec 2200 (bi-processeur AMP Opteron 246 2.0 Ghz, RAM 2 Go) à laquelle sont attachées deux baies RAID Premium Transtec 6100 SATA2 de 3 To de capacité chacune, via une liaison Fiber Channel (2 Gbit, 64 bits, 133 Mhz).

Ces deux baies permettront d'acquérir et de stocker un maximum d'environ 20 heures de données (ou 10 heures sur deux voies) ce qui semble suffisant dans un premier temps. Un stockage sur bandes LTO¹ a également été prévu à la LJR et à Tarbes (Illustration 5.2.3).

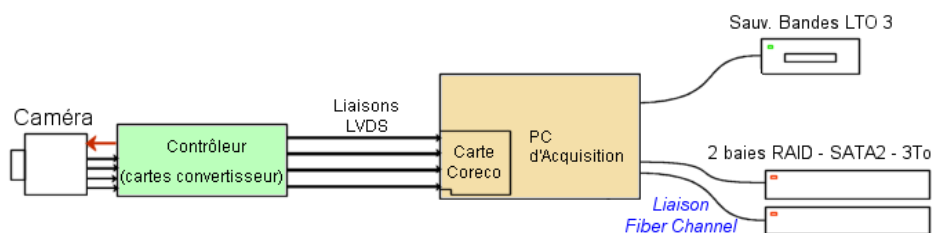


Illustration 5.2.3: Schéma de la chaîne d'acquisition finale.

5.2.2 CALAS et CARUSO

Dans ses version préliminaires, le contrôleur de CALAS était commandé par une console sur lesquelles les instructions étaient rentrées par clavier. Ce mode de fonctionnement n'est bien sûr par adapté à une utilisation dans le cadre d'observations réelles. Nous avons donc prévu l'écriture d'un logiciel spécifique aux acquisitions et réalisant à la fois la commande du contrôleur de CALAS, la lecture des images depuis la carte CORECO et leur écriture sur disque. Toute ces opérations doivent être effectuées sur une même interface utilisateur adaptée aux différents modes d'observation.

J'ai donc réalisé la programmation de diverses version du programme de lecture, baptisé pour l'occasion CARUSO (*Calas Amazing Reading Utility for Solar Observations*).

Le choix de l'environnement de programmation s'est porté sur Borland C++

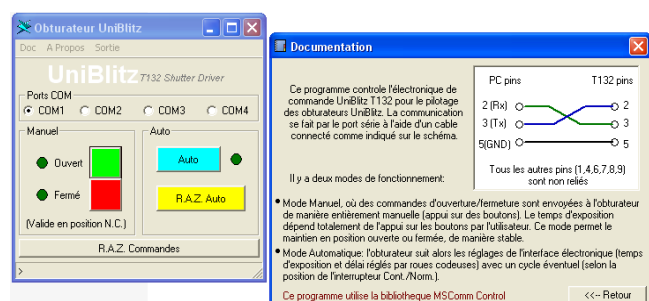


Illustration 5.2.4: Interface de commande d'obturateur Uniblitz.

¹ LTO (*Linear Tape Open*) est une technologie de stockage open-source sur bande magnétique, développée conjointement par HP, IBM et Seagate.

Builder (BCB), pour lequel des drivers de la carte CORECO existaient.

J'ai donc entamé dans les premiers mois de ma thèse une auto-formation du développement sous BCB, notamment par l'écriture d'utilitaires utilisant le port série RS232. L'illustration 5.2.4 montre mon utilitaire de commande des obturateurs Uniblitz.

Malheureusement, l'abandon par CORECO du développement des drivers pour Borland C++ Builder nous a obligé à changer d'environnement de programmation, nous faisant choisir Microsoft Visual Studio .NET 2003 et le langage C#. Néanmoins les environnements et principes de développement étant assez proches, je n'ai pas eu de mal à migrer mes applications sous ce nouvel outil.

CARUSO utilise donc les composants ActiveX (composants logiciels permettant un dialogue inter-programmes) livrés avec la carte CORECO et dénommés Sopera ainsi qu'un composant ActiveX standard pour la communication via le port série RS232.

L'interface générale de CARUSO est visible sur l'illustration 5.2.5. J'ai créé une interface à onglets afin de bien différencier les différents modes d'observation ou de contrôle, simplifiant du même coup l'utilisation de CARUSO.

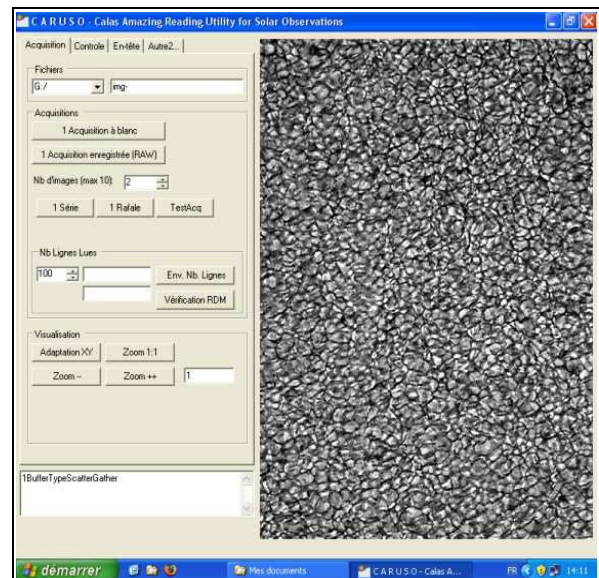


Illustration 5.2.5: Interface de CARUSO.

Dans sa version actuelle (Juin 2006), CARUSO comporte deux onglets principaux fonctionnels : "Acquisition" (pour la prise de vue) et "Contrôle" (dialogue avec le contrôleur). Ils sont détaillés ci-dessous et visibles sur l'illustration 5.2.6 :

Acquisition :

Il s'agit de l'onglet destiné à l'observateur. Ce dernier y indique le chemin de sauvegarde ainsi que le nom générique des images. Il peut également choisir le mode de prise de vue :

- une acquisition à blanc où l'image est simplement affichée à l'écran mais non sauvegardée ;
- une acquisition enregistrée (RAW), où l'image est enregistrée sur disque au format brut ;
- prise de vue en série où l'on alterne les acquisitions et les sauvegardes pour un grand nombre d'images ;
- prise de vue en rafale où l'on cumule N acquisitions qui ne sont sauvegardées qu'après la N^{ième} image; cependant ce mode est réservé à un nombre limité d'images (en raison de limitations de mémoire).

La zone " Nombre de lignes lues " fixe le temps de pose.

Enfin, la zone " Visualisation " permet d'utiliser différents facteurs de zoom pour l'examen de toute ou partie de l'image 4k x 4k.

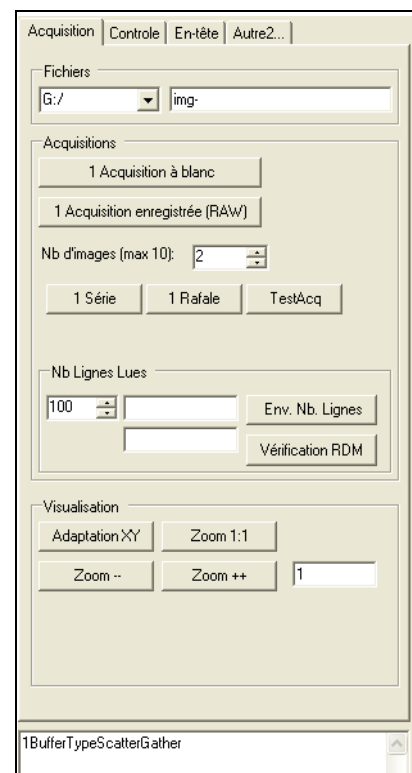


Illustration 5.2.6: Onglet d'acquisition

Contrôle :

Il s'agit de l'onglet permettant le dialogue et la commande du contrôleur de la caméra et de la carte d'acquisition CORECO. Il est muni de fonctions de débogage et de lecture des registres du contrôleur.

A cet effet, son utilisation à terme sera restreinte afin d'éviter toute modification de paramètres sensibles par l'observateur non averti.

Il comporte une zone " Coreco " où il est possible de définir le fichier de configuration de la carte d'acquisition CORECO.

La zone " contrôles COM " permet quant à elle l'envoi de commandes vers le contrôleur et la lecture des registres du contrôleur. Je l'ai utilisée afin de tester différents modes de lecture lors du débogage du contrôleur. Certaines de ces fonctions sont amenées à disparaître.

Enfin, les deux onglets " En-tête " et " Autre ", vides pour l'instant, seront respectivement consacrés à la configuration des mots-clés des images FITS et à l'ajout de fonctions ou modes d'observation supplémentaires (PLU, etc...).

C'est à l'aide de cette interface que j'ai effectué les tests cosmétiques et de linéarité du contrôleur. Elle ne réclame que peu d'adaptations pour être transformée en version consacrée à l'observation, l'utilisation des composants Active X Sapera étant relativement aisée.

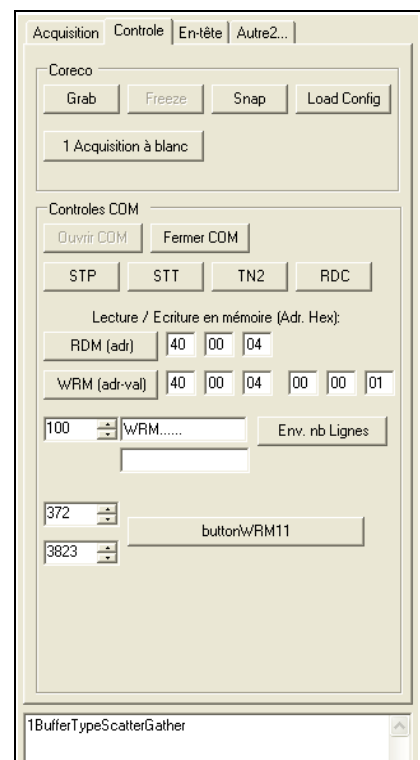


Illustration 5.2.7: Onglet de contrôle

CHAPITRE 6

6 Caméra spécifique ou caméra commerciale ?

6.1 Statut de la caméra CALAS et ses capteurs 16 Mpixels

Le projet CALAS proprement dit, à savoir la conception de la caméra 16Mpixels et de sa chaîne d'acquisition, a subi plusieurs retards, notamment liés à des délais de conception ou de fabrication (sous-traitance) qui se sont cumulés, ainsi qu'à l'implication de personnel du GIGT sur d'autres projets eux-même légèrement retardés. Rajoutons à cela la panne survenue sur les cartes CORECO durant l'été 2006, qui ne m'a pas permis de réaliser à temps les principaux tests de caractérisation du capteur IBIS4-16000 alors que le reste de la chaîne était fonctionnel.

Cependant, les images préliminaires réalisées avec les capteurs 16Mpixels et une version précédente de l'électronique de lecture ont fait apparaître quelques doutes sur la qualité intrinsèque de ces détecteurs. Notamment il était établi que le jeu de cibles CMOS (6 *wafers*) serait fourni sans garantie de qualité ou de grade étant donné le caractère non commercial de ces détecteurs (dont la taille, rappelons-le, reste encore assez unique dans le domaine des CMOS). Le plan de test cosmétique que j'ai réalisé a heureusement fait ressortir deux détecteurs qui semblent utilisables mais plusieurs zones d'ombre persistent quant à leur qualité, en l'absence de caractérisation adéquate.

Ainsi, afin de garantir la poursuite du projet, il nous a semblé intéressant de mener en parallèle une étude sur des capteurs commerciaux de la même série, les IBIS4-14000, totalisant 14Mpixels et fournis avec des indications de qualité. De plus, étant technologiquement proches des IBIS4-16000, ils ne nécessitent qu'une adaptation modeste de l'électronique de lecture de CALAS pour être lus à leur tour (adaptation de la carte support, effectuée par Guy Delaigue, et adaptation du code DSP – voir p.90).

Afin de gagner du temps sur le développement, nous avons pris la décision d'acquérir une cible IBIS4-14000 ainsi qu'une caméra FCi4-14000 intégrant ce même capteur, afin de débiter des observations, puis plus tard de mener une étude comparative entre ces divers capteurs et caméras.

6.2 Les détecteurs 14 Mpixels

6.2.1 Le capteur IBIS4-14000

Le capteur IBIS4-14000 (Illustration 6.2.1) est issu de la gamme IBIS4 à laquelle appartient le IBIS4-16000 (ce dernier étant hors catalogue cependant). Il s'agit d'un capteur CMOS de 14 millions de pixels répartis en 3048 x 4560 pixels carrés de 8 μm chacun. Le plan focal possède ainsi une dimension de 24 x 36 mm correspondant au format photo standard 35 mm (le rendant ainsi compatible avec de nombreuses applications optiques 35 mm anciennement argentiques).

Une fréquence d'horloge pixel (*pixel clock*) de 15 Mhz permet une vitesse de lecture de 3 images par seconde en pleine résolution, sur 4 sorties analogiques parallèles, en mode *rolling curtain shutter*.

Le tableau 10 donne quelques valeurs caractéristiques (données livrées par le constructeur) concernant le capteur IBIS4-14000, avec en regard les mêmes caractéristiques pour le capteur IBIS4-16000, à titre de comparaison :



Illustration 6.2.1: Le capteur CMOS IBIS4-14000 dans son boîtier. Surface sensible: 24 x 36 mm.

	IBIS4-14000	IBIS4-16000
Nombre de pixels	14 Mpix	16MPix
Format (pixels)	3048 (H) x 4560 (V)	3970 (H) x 4090 (V)
Taille du pixel	8 x 8 μm	12 x 12 μm
Format surface active (mm)	24.3 x 36.4 mm (format 35mm)	47.6 x 49.1 mm
Obturbateur électronique	<i>Rolling curtain shutter</i>	
Horloge (<i>pixel clock rate</i>)	15 Mhz	10Mhz
Images / sec (<i>fps</i>)	3 fps	2.4 fps
Profondeur puits (<i>Full well charge</i>)	65000 e-	240000 e-
Plage linéaire	58000 e-	170000 e-
Bruit de précharge (en kTC) @ 21°C	35 e-	60 e-
Gain conversion	18.5 $\mu\text{V}/\text{e-}$	8.3 $\mu\text{V}/\text{e-}$
Courant d'obscurité	223 e-/s	900 e-/s
Tension d'utilisation	3.3 V	5 V
Puissance consommée	180 mW	250 mW

Tableau 10: Caractéristiques comparées des capteurs IBIS4-14000 et IBIS4-16000

Les principales différences entre les deux capteurs proviennent bien évidemment de leur taille et format ainsi que de la taille du pixel. L'IBIS4-14000 n'est plus de format carré comme le l'IBIS4-16000 mais adopte un format 24 x 36 mm, avec une réduction de la taille de ses pixels.

Parmi les autres différences notables on peut remarquer une profondeur de puits plus grande pour l'IBIS4-16000, mais un bruit et un courant d'obscurité annoncé moins important pour l'IBIS4-14000.

6.2.2 La caméra FCi4-14000

Cette caméra, développée par *Vector International* (Belgique) utilise le capteur IBIS4-14000. Il s'agit donc d'une caméra 14 mégapixels au format 24 x 36 mm. Les images délivrées sont codées sur 12 bits via une interface Camera Link (ou éventuellement USB 2.0, au détriment du temps de lecture). Son électronique de lecture est particulièrement compacte puisque utilisant un composant programmable (type FPGA), d'où des dimensions très réduites (70 x 70 x 90 mm).



Illustration 6.2.2: La caméra FCi4-14000.

Etant donné le retard pris par la construction de la caméra CALAS, les constatations sur la qualité moyenne des IBIS4-16000 et le coût relativement réduit de la caméra FCi, nous avons décidé d'acquérir simultanément une caméra FCi-14000 (afin de débiter rapidement des observations) et un capteur IBIS4-14000 (à adapter à l'électronique CALAS existante) afin de mener des études comparatives entre ce capteur disponible sur catalogue (IBIS4-14000) et son homologue plus confidentiel (IBIS4-16000). Notons que cette caméra n'est apparue sur le marché qu'en 2006.

L'intégration de ce nouveau capteur au sein du banc optique de CALAS requiert une adaptation optique étant donné que sa taille de pixels et ses dimensions sont différentes de l'IBIS4-16000. Laurent Parès nous a confirmé que cette adaptation était possible à peu de frais. En outre, les contraintes optiques se trouvent relâchées, particulièrement dans le cas de la voie optique simple, puisque l'on se replace dans le cadre d'une surface sensible de 24 x 36 mm (comme c'était le cas du temps de l'utilisation des films argentiques). Ainsi, les optiques existantes peuvent convenir.

6.2.3 Observations solaires avec la caméra Fci4-14000

J'ai pu obtenir les premières images de la surface solaire grâce à cette caméra lors de deux missions à la LJR menée en Octobre 2006 avec Th. Roudier.

La caméra a été utilisée en mode USB, moins rapide, étant donné que la liaison Camera Link était encore en phase de tests. Néanmoins nous avons pu utiliser la pleine dynamique de la caméra en réalisant des images 12 bits. La première mission nous a déjà donné des résultats prometteurs tandis que la deuxième mission, les 28 et 29 Octobre 2006 nous a confirmé que le seeing pouvait être excellent et homogène sur de très grands champ (jusqu'à 15 arcmin).

Le résultat est visible sur l'illustration 6.2.3 : l'image en pleine résolution a une taille de 3048 x 4860 pixels avec une taille pixel de 0.18 secondes d'arc environ, couvrant ainsi un champ d'environ 15 x 9.3 minutes d'arc (rétréci à 12.5 minutes d'arc sur la représentation ci-dessous). L'illustration montre le champ couvert par rapport à la taille du disque solaire, avec en vignette un zoom sur une zone de l'image démontrant la haute résolution et le grand champ de cette observation. Nous avons également réalisé des observations d'aussi bonne qualité avec une taille pixel de 0.13 secondes d'arc et un champ de 10 x 6.7 minutes d'arc.

Au cours de ces observations, deux séquences temporelles de plus de une heure de durée avec un pas de 15 secondes environ ont été réalisées, elles aussi dans de bonnes conditions de seeing, qui devraient permettre de mettre en oeuvre rapidement des analyses sur les mouvements photosphériques.

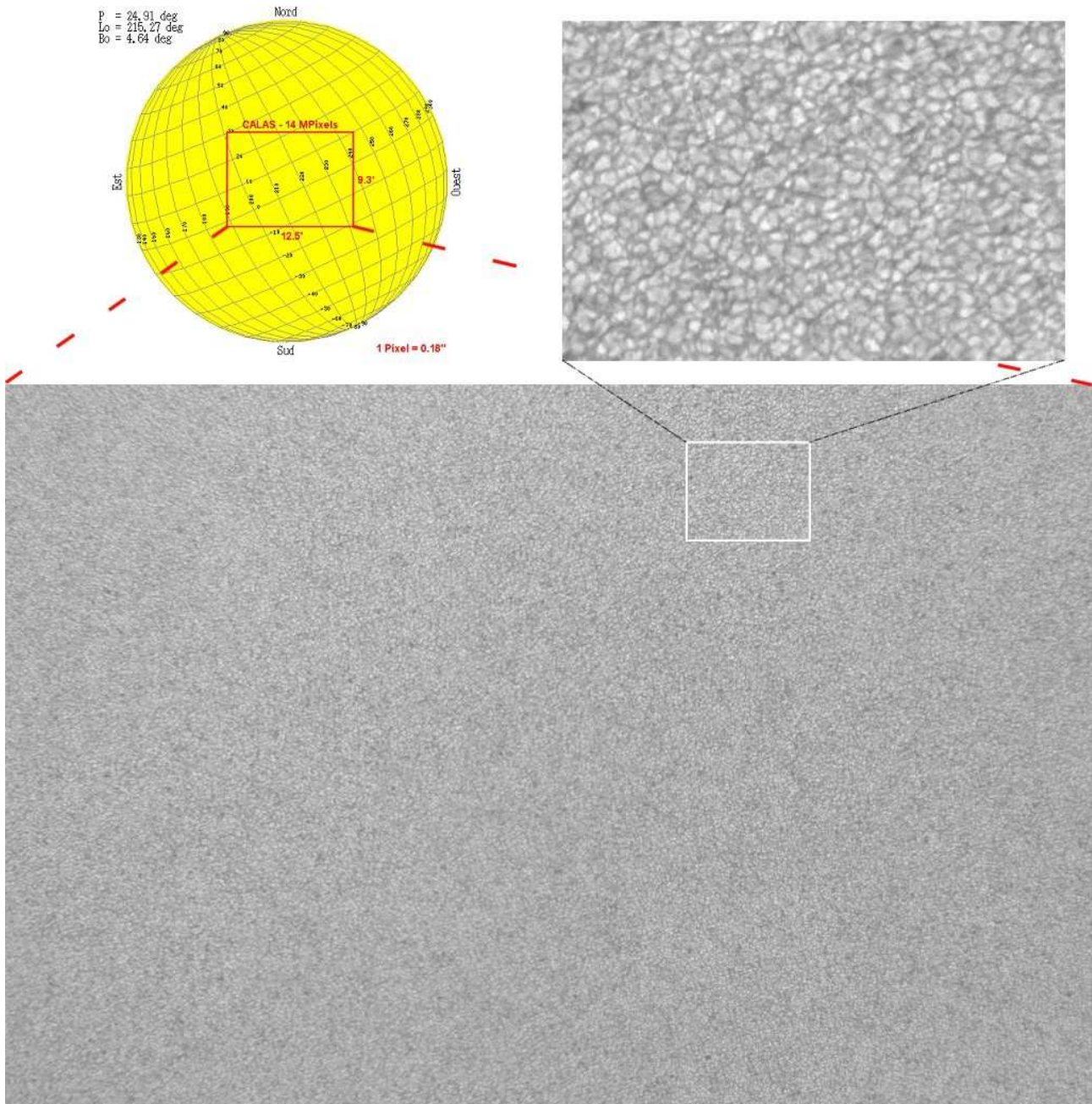


Illustration 6.2.3: Observation à grand champ (12.5' x 9.3') avec la caméra FCi4-14000, le 29 Octobre 2006.

Afin de mieux apprécier la qualité de ces observations, des versions en taille réelle de ces images de la surface solaire sont visibles sur la page suivante: <http://ljr.bagn.obs-mip.fr/calas/>.

Un premier travail a été réalisé sur la série d'images du 29 Octobre 2006 : après un tri et un filtrage $k-\omega$ nous avons calculé le champ de vitesse sur tout le champ de vue (12.5' x 9.3'). L'illustration 6.2.4 montre un extrait de ce champ de vitesse sur un champ plus petit (18 " x 18 "), où l'on reconnaît des structures de taille mésogranulaire. Nous avons ainsi démontré que ces

images à grand champ et haute résolution spatiale étaient pleinement exploitables pour le travail visé. J'ai pu communiquer ces premiers résultats encourageants lors du " *Solar Magnetism and Dynamics & Themis Users Meeting* " de Novembre 2006 à Meudon, qui ont également fait l'objet d'une publication dans " *Memorie della Societa Astronomica Italiana* " (voir p.145).

L'exploitation des premières observations est toujours en cours et d'ores et déjà de nouvelles missions sont planifiées pour le début 2007 afin d'acquérir de nouvelles séquences dans de meilleures conditions (suite à des améliorations apportées sur la caméra et le système d'acquisition).

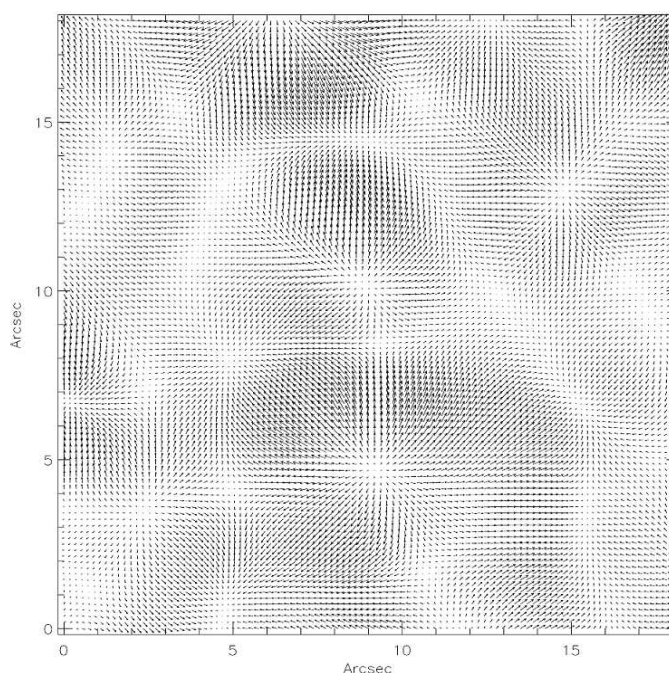


Illustration 6.2.4: Champ de vitesses horizontales calculées sur un petit champ (18''x18'') extrait du grand champ des observations du 29 Octobre 2006 (12.5'x9.3') montrant des structures de taille mésogranulaire.

6.2.4 Évaluation de la caméra FCi4-14000

Parallèlement aux observations d'octobre 2006, j'ai mené à bien quelques mesures sur les images fournies par la caméra FCi4-14000 afin d'en connaître notamment le bruit de lecture et le gain (e^-/ADU). Les tests ont été faits à température ambiante ($\sim 20^\circ C$) en réalisant des poses d'offset à 1 ms ainsi que des PLU à 50 ms et les noirs associés à 50 ms, tous en mode RAW¹ codé sur 12 bits (4096 niveaux).

L'analyse a été faite en utilisant les outils de statistique du logiciel IRIS de Ch. Buil (CNES) et du logiciel PRISM 6 de C. Cavadore (anc. Detector Dpt - European Southern Observatory).

Facteur de conversion (gain) :

Pour le calcul du facteur de conversion (en e^-/ADU) j'ai utilisé l'outil intégré dans PRISM qui réalise un calcul multi-fenêtré sur des images de PLU et d'offset: le facteur de conversion est calculé sur un grand nombre de fenêtrés (1350 dans mon cas) de 9000 pixels chacune, ce qui permet d'augmenter la précision du calcul et d'obtenir une valeur d'incertitude sur le facteur de

¹ RAW: format de fichier d'image brut, sans en-tête, dans lequel les valeurs des pixels sont codées à la suite les unes des autres par groupes de 1, 2 ou 4 octets.

conversion trouvé.

Les PLU ont un niveau moyen de 2905 ADU pour un RMS de 150 ADU, et les images d'offset ont un niveau moyen de 22 ADU pour un RMS de 11 ADU.

L'illustration 6.2.5 montre l'histogramme du facteur de conversion d'après les 1350 mesures sur toute la surface des images.

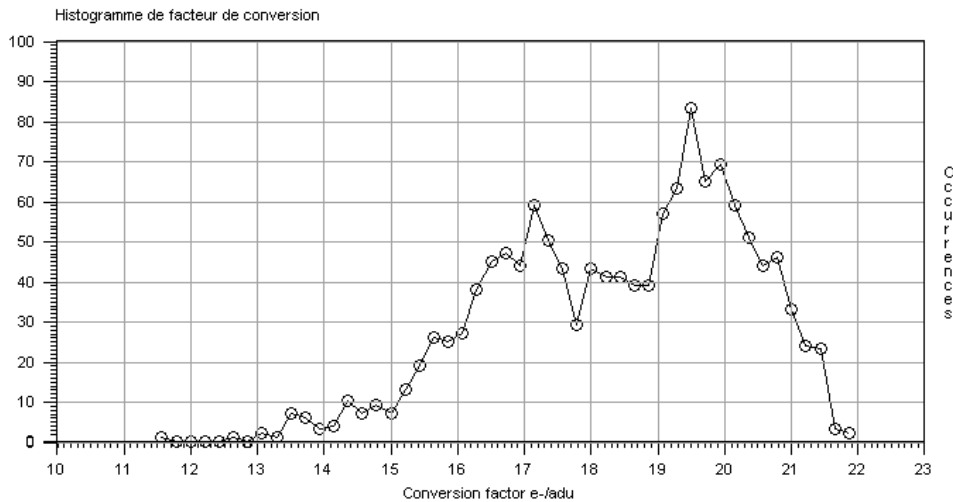


Illustration 6.2.5: Histogramme du facteur de conversion (logiciel PRISM)

La valeur moyenne du facteur de conversion est de 18.418 e-/ADU +/- 0.083.

Ceci nous indique tout d'abord que les 12 bits (4096 niveaux) couvrent bien la profondeur de puits du capteur (65000 e-). En outre, lors des acquisitions, les observateurs devront veiller à ce que le niveau moyen de l'image se situe aux alentours des 2/3 de la dynamique (~2700 ADU) afin de rester au sein de la plage de linéarité du détecteur (58000 e- selon le constructeur).

Bruit de lecture :

J'ai utilisé la série d'images d'offset et effectué les calculs semi-manuels avec IRIS et automatiques avec PRISM. Le niveau moyen de l'offset est de 22 ADU et le bruit de lecture est estimé à 3.313 ADU +/- 0.012, soit environ 60 e-. Cette valeur semble plus élevée que prévu puisque FillFactory estime le bruit à 35 e- pour ce capteur (à 21°C).

Rapport signal sur bruit :

J'ai évalué le rapport signal sur bruit pour des valeurs de temps de pose et d'éclairement similaires à celles lors d'une observation. Pour cela j'ai utilisé deux PLU à 50 ms soustraites du signal d'offset et évalué le signal moyen sur une zone donnée (3130 ADU). J'ai ensuite soustrait une image à l'autre et évalué l'écart-type de la fluctuation sur la même zone (18.5 ADU). Le bruit est alors égal à cet écart-type divisé par $\sqrt{2}$, soit 13.1 ADU environ. Le rapport signal sur bruit est alors égal à $3130 / 13.1 = 238.9$, pour ce niveau d'éclairement.

J'ai également tâché d'évaluer le bruit sur les images du Soleil prises à la LJR en Octobre 2006 et j'aboutis à une valeur de bruit sensiblement similaire (14 ADU environ).

Le bruit global sur cette caméra n'est donc pas négligeable, ceci étant ce résultat était attendu avec ce type de capteur (CMOS). Il est néanmoins plus satisfaisant que sur nos caméras CMOS PixelINK (1280 x 1024 pixels) utilisées à la LJR jusqu'à présent qui étaient également bruitées et présentaient un gain variable entre lignes paires et impaires. Ce dernier phénomène est

totallement absent avec la caméra FCi4-14000. En outre, lors du dépouillement des rafales, les images seront combinées (typiquement une cinquantaine d'images), améliorant ainsi le rapport signal/bruit d'un facteur 7 environ.

CHAPITRE 7

" Morgonstund har guld i mun "

7 Missions d'observations

Ce chapitre regroupe un descriptif des différentes missions d'observation que j'ai réalisées au cours de ma thèse. Ces observations ont aussi bien porté sur des sujets en rapport direct avec le thème d'étude de la thèse (imagerie, tests de méthodes de PLU) que sur des thèmes plus éloignés (étude de filaments, spectropolarimétrie). Il est cependant important de préciser que ces derniers thèmes d'étude constituent des sujets de choix pour lesquels l'instrument CALAS sera tout à fait adapté (voir chap.8, p.127).

7.1 Observations coordonnées (campagne JOP178 / DOT)

C'est à l'initiative de Thierry Roudier qu'a été lancée la campagne internationale d'observations coordonnées JOP178 (Joint Observing Program 178) dont l'intitulé est " *Filament and its environment (footpoints and filament channel)* " portant donc sur l'étude des filaments.

J'ai participé à cette campagne en tant qu'observateur au DOT (Dutch Open Telescope – La Palma) en 2004, et j'ai également participé à l'analyse des données. Cette campagne a été poursuivie et complétée par de nouveaux instruments en 2005.

7.1.1 Instruments impliqués

De nombreux instruments ont répondu dès 2004 avec intérêt à l'appel lancé pour réaliser un suivi aussi continu que possible des observations. Voici une carte des instruments impliqués (Illustration 7.1.1) ainsi que leur liste et leur durée d'observation cumulée (Tableau 11).

Au total, en 2004 le nombre d'heures d'observations cumulées tous instruments confondus s'élève à 810 heures : 110 heures pour les instruments au sol et 700 heures pour instruments spatiaux (dominés par EIT et Trace).

Afin d'assurer la coordination et la

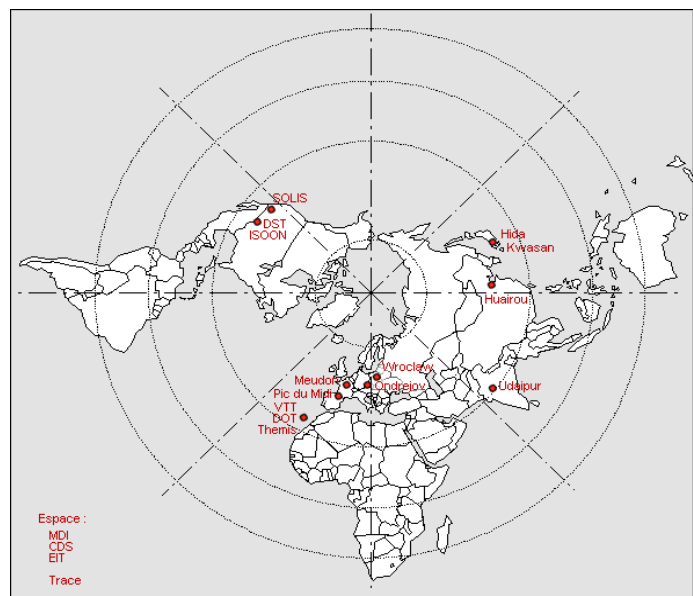


Illustration 7.1.1: Répartition en longitude des instruments du JOP178.

communication nécessaire entre le coordinateur et les différents observateurs, j'ai mis en place un site Internet dont la structure simple et facilement modifiable a permis à chacun d'avoir à sa disposition une vue synoptique du Soleil avec les coordonnées de la cible ainsi que les diverses observations en temps réel (site maintenu par Th. Roudier). La structure du site a été réutilisée lors de la campagne 2005. Consulter <http://bass2000.bagn.obs-mip.fr/jop178/>.

Instrument	2004		2005
		Nbr heures	
Meudon (Tour solaire)	x	2h23	x
DOT (La Palma)	x	5h06	x
THEMIS (Tenerife)	x	13h28	x
DST (Sac Peak)	x	22h55	x
LJR (Pic du Midi)	x	11h33	x
SOLIS (USA)	x	6h15	x
ISOON (USA)	x	49h01	x
Wroclaw (Pologne)			x
Huairou (Chine)			x
Hida (Japon)			x
EIT (SOHO)	x	264h	x
CDS (SOHO)	x	74h51	x
MDI (SOHO)	x	103h28	x
Trace	x	259h30	x

Tableau 11: Instruments impliqués dans la campagne JOP178 en 2004 et 2005.

7.1.2 Thèmes d'observations du JOP178

Les objectifs définis pour ces campagnes d'observations sont au nombre de quatre :

1. Le premier objectif porte sur **l'étude simultanée des mouvements photosphérique et chromosphérique à proximité des filaments**. Les filaments, d'observation courante sur le Soleil, sont des structures chromosphériques soumises aux effets de la photosphère: Il est admis que le champ magnétique joue un grand rôle dans les interactions entre la surface et la couronne. Il est naturel de rechercher les mouvements de matière particuliers au dessous du filament et les évolutions du champ magnétique. Le but du programme est de détecter de tels mouvements à proximité des pieds des filaments (où des polarités magnétiques parasites sont fréquemment observées).

2. Le deuxième objectif concerne la compréhension de **l'environnement des filaments dans la couronne**. De récentes observations montrent que de la matière froide pourrait exister au-dessus et autour de filaments, ne pas être visible en H-alpha à cause de la faible épaisseur optique, mais visible comme des zones sombres d'absorption dans la région de transition et des raies coronales. La masse du filament pourrait ainsi être le double de celle couramment admise. Les éruptions des filaments étant associées à des CMEs (*Coronal Mass Ejections*), il est important d'estimer précisément la masse des filaments. L'observation idéale porterait sur le suivi d'un filament proche de l'équateur dans une zone de champ moyen à faible (100 à 400 G), vers le bord Est en début de campagne.

3. Le troisième objectif est le **suivi du passage d'un filament depuis le centre du**

disque jusqu'à son bord où il apparaît comme une protubérance. Sur le disque, le champ magnétique photosphérique serait obtenu par interprétation de l'effet Zeeman, tandis qu'au limbe il pourrait être obtenu par l'interprétation de méthodes de magnétohydrodynamique telles que décrites par [Aulanier & Demoulin 1998] et [Aulanier & Schmieder 2002]. L'observation idéale porterait sur le suivi d'un filament proche de l'équateur dans une zone de champ moyen à faible (100 à 400 G), au centre disque en début de campagne.

4. Le quatrième objectif porte sur **l'étude des oscillations dans les filaments et les protubérances.** Le but étant de trouver des oscillations à longue période dans les filaments et les protubérances et d'en dériver un diagnostic de ces structures. L'observation idéale porterait sur le suivi d'un filament proche de l'équateur dans une zone de champ moyen à faible (100 à 400 G), au centre disque .

7.1.3 Observations au Dutch Open Telescope

C'est donc dans le cadre de cette campagne JOP178 que Thierry Roudier m'a proposé de me rendre au Dutch Open Telescope de La Palma (Canaries) en tant qu'observateur. Cette expérience de dix jours d'observation s'est révélée passionnante et fructueuse tant par les aspects purement scientifiques (de nombreuses heures d'observation par très bon *seeing*) qu'au point de vue des échanges techniques avec l'équipe du DOT qui m'a particulièrement bien accueilli. De plus le contexte international de la campagne m'a permis de suivre de près de déroulement et la coordination multi-sites (choix des cibles, prise en compte des autres observations).

Présentation du DOT :

Le DOT est un télescope solaire conçu par l'Université d'Utrecht et situé à l'Observatoire Roque de los Muchachos, sur l'île de La Palma. La particularité du DOT est (au contraire de la LJR) d'être un instrument totalement ouvert puisqu'il est abrité par un dôme souple (amovible lors de l'observation) et que sa monture est de type tubulaire, garantissant une prise au vent minimale et un refroidissement passif optimal des optiques. En outre, le télescope est situé au sommet d'une tour de 15m l'élevant au dessus des turbulences créées par l'échauffement du sol.

Le miroir du DOT a un diamètre de 45 cm permettant des observations à une résolution atteignant sa limite de diffraction de 0.2 secondes d'arc lorsque le *seeing* le permet.

D'une conception optique très simple, le DOT est dédié à de l'imagerie

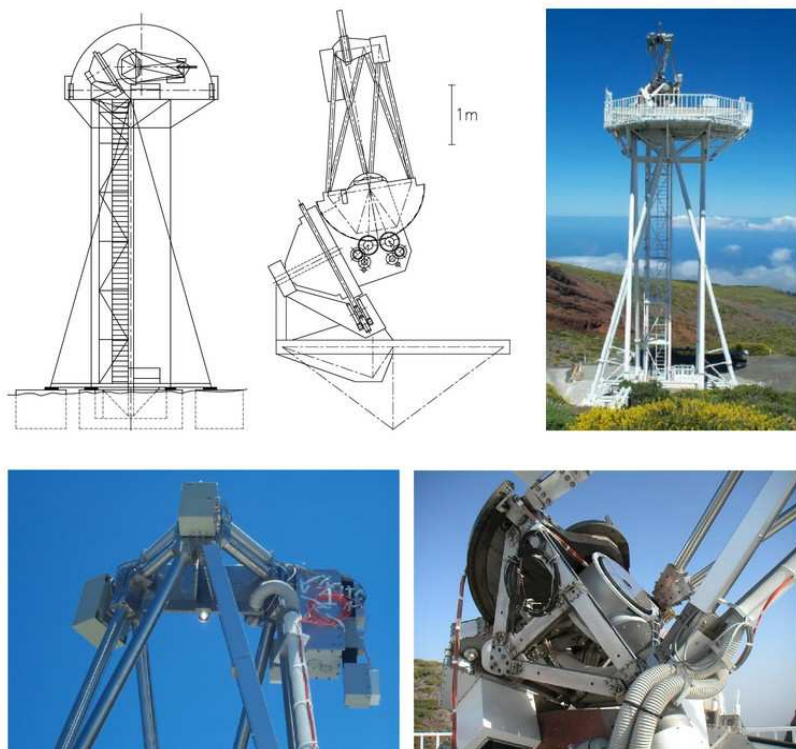


Illustration 7.1.2: Quelques vues du DOT.

multi-longueur d'onde grâce à une série de filtres interférentiels et de diviseurs optiques.

Les canaux disponibles lors de mes observations de 2004 étaient :

- Bande G à 4305 Å (Illustration 7.1.3);
- Calcium Call K à 3933 Å (Illustration 7.1.4);
- H-alpha à 6563 Å, via un filtre de Lyot variable (plage étendue +/- 1 Å) (Illustration 7.1.6);
- Continuum bleu (Illustration 7.1.5);
- Continuum rouge.

Il est prévu qu'un autre filtre de Lyot soit installé dans la raie du Baryum Ball à 4554 Å.

Les caméras rapides ont un champ de vue de 90 x 60 secondes d'arc pour une taille pixel de 0.071 secondes d'arc et permettent d'effectuer des rafales de 100 images enchaînées toutes les 30 secondes, ce qui donne accès aux techniques de déconvolution d'image par méthode Speckle [Sütterlin et al. 2001].

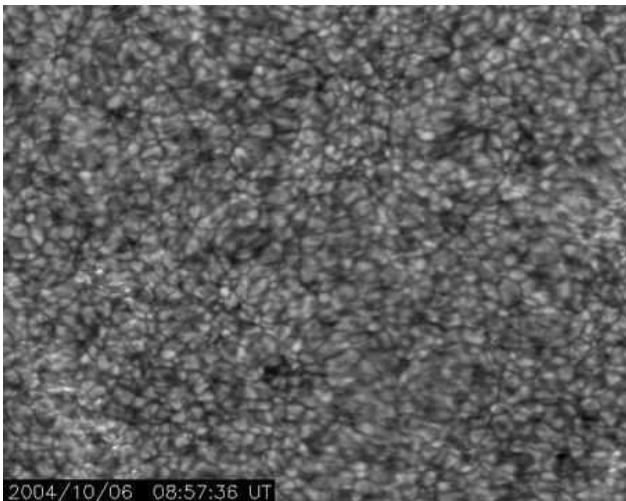


Illustration 7.1.3: Bande G à 4305 Å.

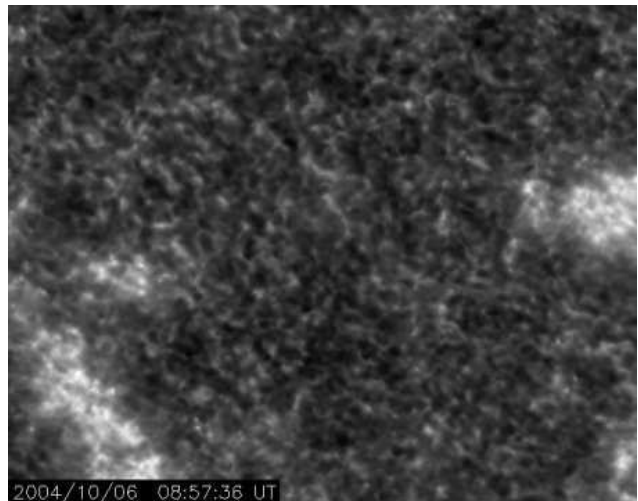


Illustration 7.1.4: Call K à 3933 Å.

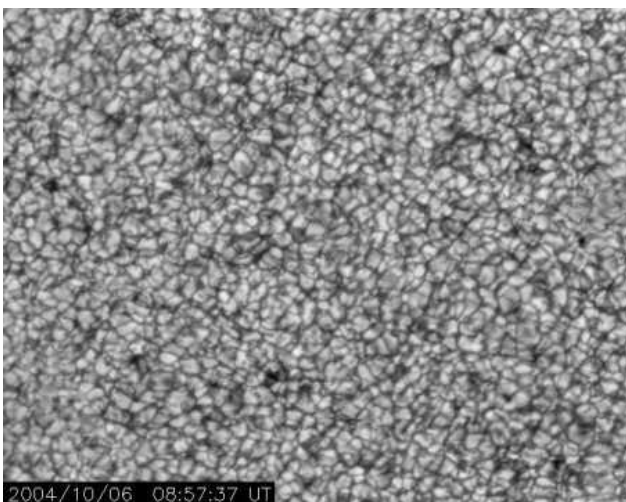


Illustration 7.1.5: Continuum bleu.

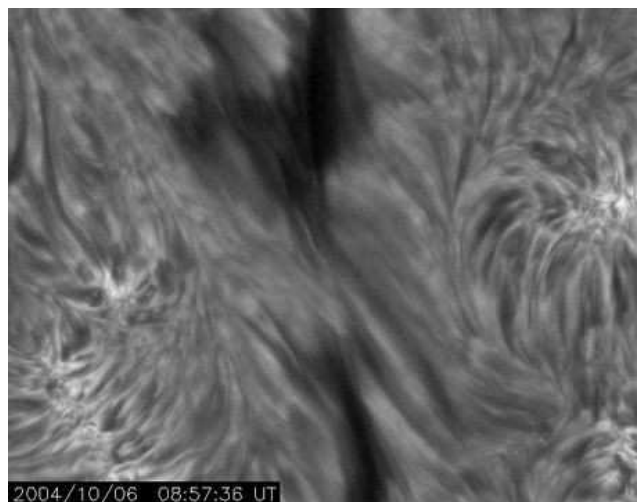


Illustration 7.1.6: H-alpha (centre) à 6563 Å.

Le pilotage du DOT se fait depuis une salle d'observation dans les locaux du *Swedish Solar Telescope* (cette proximité étant également intéressante du point de vue des échanges, même si le SST ne participait pas alors à la campagne).

Le Télescope est pointé le matin depuis sa plateforme puis les observateurs prennent la main depuis la salle d'observation. J'ai pu apprécier l'utilité de quelques équipements annexes du DOT tels que :

- La lunette de pointage et son logiciel associé, affichant en permanence une image du Soleil entier à laquelle se superpose un curseur montrant le champ observé sur le Soleil et les coordonnées solaires dans différents systèmes (XY, Carrington, etc...);
- Le moniteur de *seeing*, basé sur le principe de scintillation proposé par Seykora [Seykora 1993] et décrit aussi par Beckers [Beckers 1993], et utilisant une photodiode comme capteur, suivie d'une électronique de filtrage assez simple. Le système fournit une indication de la turbulence atmosphérique dans les basses couches : j'ai pu constater une très forte corrélation entre l'indication du moniteur et la qualité effective des images (tout en étant conscient que ce type de scintillomètre mono-photodiode ne fournit pas d'indication quant à la turbulence des couches élevées).

Ces deux équipements ont par la suite fait l'objet de développements à la LJR où une caméra de pointage a été installée et le développement d'un scintillomètre a été réalisé (voir chapitre 2.5, "La jouvence de la LJR", page 30).

Les observations au DOT :

J'ai effectué les observations en imagerie du 5 au 15 Octobre 2004, en binôme avec Peter Sütterlin au DOT, les cibles étant fournies par Thierry Roudier depuis le Pic du Midi.

Voici le résumé des jours d'observations les plus importants :

- 5 Octobre 2004 : séquences de 8h45 à 11h14, bon *seeing* ;
- 6 Octobre 2004 : séquences de 8h30 à 9h45, excellent *seeing* ;
- 10 Octobre 2004 : séquences de 9h02 à 10h37, *seeing* correct ;
- 15 Octobre 2004 : séquences de 9h46 à 10h26, bon *seeing* ;

Nous avons donc cumulé environ 5 heures d'observations dans des conditions bonnes à très bonnes.

Les observations du 6 Octobre sont particulièrement remarquables de par la qualité continue du *seeing* pendant près de 45 minutes. Elles ont donné lieu à une étude complète que nous avons faite conjointement avec Thierry Roudier sur les mouvements photosphériques à proximité du filament observé ainsi que sur les polarités magnétiques parasites que nous avons obtenues à partir d'observations par THEMIS au même moment. Les données du DST, de TRACE, de ISOON et de Meudon ont également été utilisées pour cette étude.

La section suivante (7.1.4) présente un résumé de l'article dérivé de ces observations : Rondi et al., "Photospheric flows around a quiescent filament".

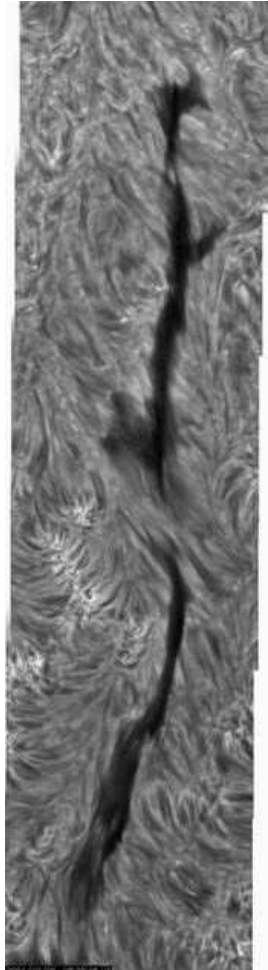


Illustration 7.1.7: Mosaïque du filament du 06/10/2004 depuis le DOT

Résumé :

Cette mission au DOT a joué un grand rôle dans mon expérience d'observateur. J'y ai côtoyé une équipe impressionnante de dynamisme et d'efficacité tant au point de vue technique que scientifique. En un effectif réduit (quatre personnes principalement) toutes les compétences se trouvent réunies pour le développement technique (mécanique, électronique, optique) et l'aspect scientifique (traitement informatique, mesures, interprétation).

De manière directe ou indirecte, cette mission a été à l'origine de la mise en oeuvre de plusieurs projets que j'ai mis en oeuvre conjointement avec Th. Roudier et visant à l'amélioration de la LJR (lunette de pointage, scintillomètre, nouvelle salle d'observation, nouvelles motorisation et mécanique, ainsi que d'innombrables petites améliorations et idées touchant aux conditions d'observation).

7.1.4 Étude des mouvements photosphériques autour d'un filament

Les filaments sont probablement l'une des structures les plus remarquables de l'atmosphère solaire. Observés en H-alpha ils apparaissent comme des structures filiformes sombres sur la surface solaire alors qu'au limbe solaires ils apparaissent sous forme d'arches. Les filaments sont des structures habituellement calmes mais qui peuvent parfois entrer dans des phases dynamiques d'éruption amenant à leur disparition.

Bien que les éruptions se déroulent dans les couches externes de l'atmosphère solaire (couronne), il est supposé que les effets des couches inférieures telles que la photosphère jouent un rôle important dans ces phénomènes éruptifs. En particulier, comme la densité dans la photosphère est bien plus importante que dans la couronne, même de lents mouvements photosphériques peuvent engendrer des flots suffisamment rapides dans la couronne pour enfreindre l'état quasi-statique [Priest & Forbes 1990]. Le moyen par lequel les perturbations photosphériques sont transférées dans la couronne est le champ magnétique, chose établie sur la base de nombreuses observations.

Les interactions entre les mouvements photosphériques et le champ magnétique, qui s'étend dans la couronne, jouent un rôle important dans la dynamique des filaments. Il est donc naturel d'étudier comment les mouvements de matière sous les filaments agissent sur l'évolution du champ magnétique coronal, en particulier via les mouvements imposés aux pieds des filaments. L'image la plus courante de la topologie magnétique des filaments solaire est que leur champ magnétique est relié à la photosphère via des *barbs* (pieds) au travers desquels de la matière peut être transportée dans et au dehors du filament. Quelques études ont indiqué que les *barbs* des filaments tendent à être localisés dans des polarités minoritaires (parasites) ou des régions de polarités mixtes où la suppression du flux magnétique prend place [Wang 2001].

Bien que de nombreuses études aient été réalisées sur la dynamique des filaments, assez peu ont été faites sur les relations entre les mouvement photosphériques et les filaments. Citons cependant l'étude de [Magara & Kitai 1999] qui n'a pas fait ressortir de mouvement convergent à grande échelle particulier à proximité du filament étudié (souvent évoqué comme cause de formation d'un filament par certaines théories). En revanche des mouvements de torsion instables ont été observés, qui pourraient jouer un rôle dans l'éruption du filament.

A ce titre, notre campagne JOP178 (*Joint Observing Program #178*) a permis l'observation d'un filament dans sa phase stable (6 Octobre 2004) puis dans une phase éruptive (7 Octobre 2004). Elle a utilisé des observations multi-longueur d'ondes impliquant le DOT, THEMIS, ISOON, le DST ainsi que TRACE et SOHO/MDI.

La première étape de l'étude a consisté à co-aligner les données des différents instruments, en utilisant notamment les structures magnétiques, puis après filtrage $k-\omega$ (destiné à limiter les effets de l'atmosphère et des oscillations à 5 minutes) à calculer les champs de vitesse par LCT (*Local Correlation Tracking*, voir p.10).

● **Les mouvements photosphériques à proximité du filament :**

Relativement au filament, nous avons tracé les trajectoires de scalaires passifs (flotteurs ou *corks*, des particules lagrangiennes¹) ainsi que les divergences au niveau de la photosphère issues des données TRACE du 6 Octobre 2004 : nous n'y avons pas constaté de différence particulière entre les zones sous le filament (observé grâce au DOT) et les zones plus éloignées. Aucun flux convergent à grande échelle n'est observé, ceci peut-être dû à la maturité avancée du filament (on suppose que de telles convergences interviennent dans la formation du filament, ce qui ne s'applique pas à notre filament déjà formé).

Nous observons que l'ensemble de la surface solaire est recouverte de zones divergentes. En particulier, l'une d'entre elles est localisée précisément et durablement (plusieurs heures) à l'endroit de rupture du filament lors de l'éruption du 7 Octobre. Cette divergence constante entraîne des polarités parasites de l'autre côté de la ligne neutre, ce qui pourrait concourir à la déstabilisation du filament par le réarrangement du champ magnétique. Au même moment nous avons observé des annihilations de structures magnétiques proches de la ligne neutre (voir "l'éruption du filament", p.114). Ces deux phénomènes ont certainement contribué à la réorganisation du champ magnétique qui a conduit à l'éruption (Illustration 7.1.11).

Enfin, la carte de vorticités $\vec{rot} \vec{V}$ semble montrer des vorticités positives au niveau des pieds du filament bien qu'une vorticités négative importante soit également observée auprès d'un pied (Illustration 7.1.8).

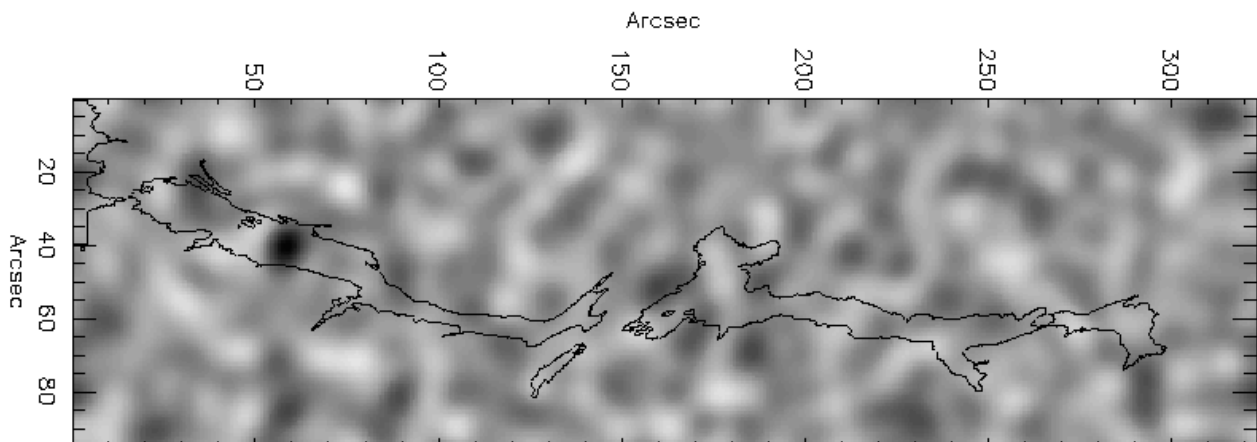


Illustration 7.1.8: Carte des vorticités déduite du champ des vitesses photosphériques horizontales (données TRACE). Le contour du filament est indiqué en noir (données DOT).

● **Le filament et le réseau magnétique :**

Après avoir vérifié que les positions finales des *corks* sur les données TRACE se superposaient bien au réseau magnétique visible sur des images Call du DOT, nous avons pu constater que la granulation ne faisait pas ressortir de comportement particulier au niveau du filament, mais qu'en revanche plusieurs cellules de supergranulation se superposaient à la ligne d'inversion de polarité (PIL pour *Polarity Inversion Line*), corroborant les observations de [Lin et al. 2005].

Des observations Doppler ont également été faites à la tour solaire de Meudon et à THEMIS.

¹ Les scalaires passifs sont des structures soumises au flot de surface et qui n'interagissent pas avec. Leurs trajectoires sont l'image de leur déplacement Lagrangien.

Elles montrent le classique mouvement ascendant des parties centrales du filament [Malherbe et al. 1983]. Cependant sa dynamique semble plus complexe notamment à ses pieds où des mouvements ascendants et descendants ont été observés au cours du temps.

- **Les polarités parasites :**

Nous avons comparé les cartes du champ magnétique établies par THEMIS le 6 Octobre avec les trajectoires des *corks* calculées à partir des données TRACE (illustration 7.1.9). On remarque en particulier deux polarités parasites (en rouge) situés de l'autre côté de la ligne d'inversion (PIL) du filament. Le cercle et les flèches indiquent la position et la direction de divergence d'une cellule de taille supergranulaire. Ainsi il apparaît que le mouvement divergent a poussé les polarités au delà de la ligne d'inversion, créant ainsi des polarités parasites. Les mêmes constatations ont été faites sur les données du 7 Octobre.

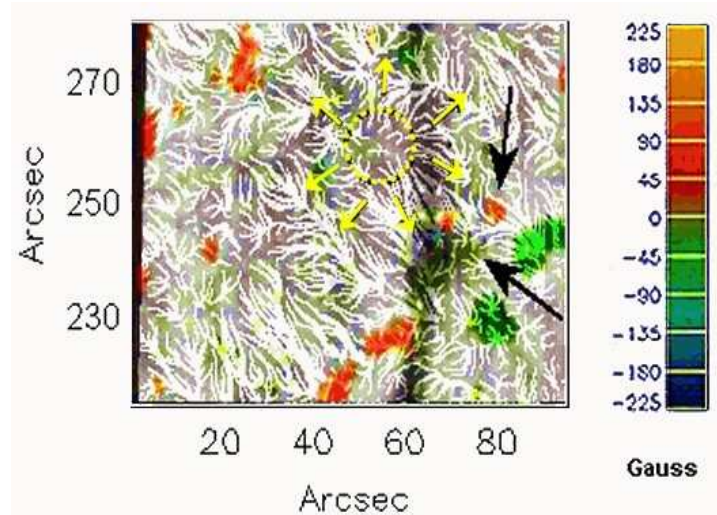


Illustration 7.1.9: Détails des polarités parasites et du flux divergent ; les flèches indiquent la polarité parasite associée à une polarité " normale ".

Nous avons également observé une paire de polarités opposées proches d'un pied (grandes flèches) formant une ligne d'inversion secondaire. Cette configuration au niveau d'un pied est en accord avec [Aulanier et al. 1998] pour lequel les pieds sont associées à des polarités parasites impliquant une configuration inverse du champ magnétique transverse horizontal. Cette configuration permet de maintenir du plasma dans un creux (*dip*) magnétique pour former un pied (*barb*).

- **L'éruption du filament :**

Nous avons observé une éruption du filament le 7 Octobre 2004 vers 16:30 TU, suivie d'une CME visible sur le coronographe LASCO-C2/SOHO vers 19:00 TU. Nous avons obtenu des données MDI/SOHO et ISOON durant un large intervalle de temps autour du phénomène (9:44 à 22:50 TU pour MDI/SOHO et 13:37 à 22:35 TU pour ISOON).

Nous avons cherché à détecter des mouvements particuliers sur les données MDI Doppler et les données TRACE en appliquant un algorithme de LCT (*Local Correlation Tracking*), mais aucun mouvement particulier n'est visible au moment de l'envol du filament. De même les cartes de divergence (Illustration 7.1.10) ne montrent pas de différence notable avant et après l'éruption. Cependant on détecte un flux divergent persistant à l'endroit de rupture du filament, visible avant et après l'éruption (au même endroit que la divergence visible sur les données de la veille).

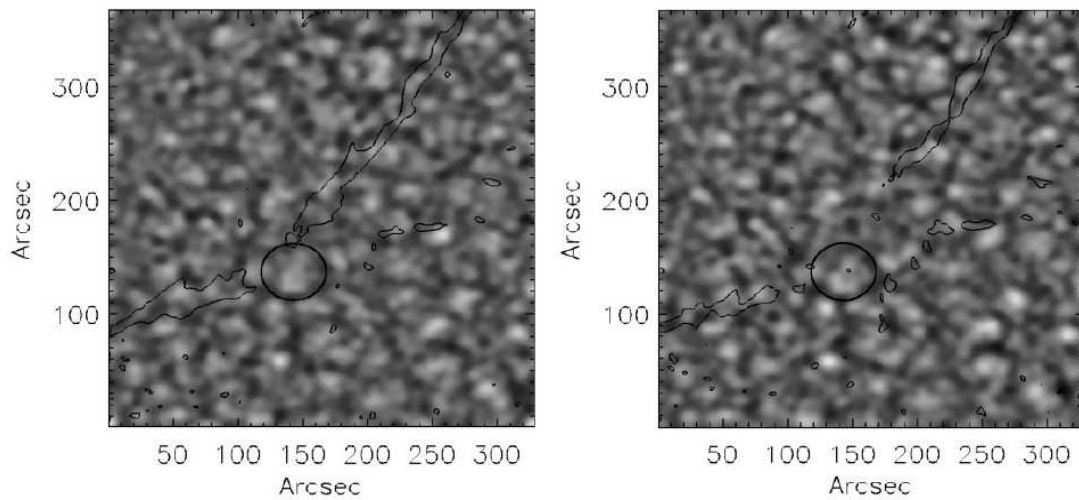


Illustration 7.1.10: Cartes des divergences photosphériques calculées sur la période 15:30 - 16:30 (à gauche) et 16:30 - 17:30 (à droite), l'éruption ayant eu lieu vers 16h30.

L'examen des données MDI montre deux structures magnétiques (flèches blanches sur l'illustration 7.1.11) se rapprochant de deux autres structures de polarité opposée, jusqu'à fusionner peu avant le moment de l'éruption du filament. Ces phénomènes pourraient être liés à la réorganisation du champ magnétique cause de la déstabilisation du filament. Notons que ces structures magnétiques ont été également détectées par THEMIS à une meilleure résolution spatiale mais avec une résolution temporelle bien moindre.

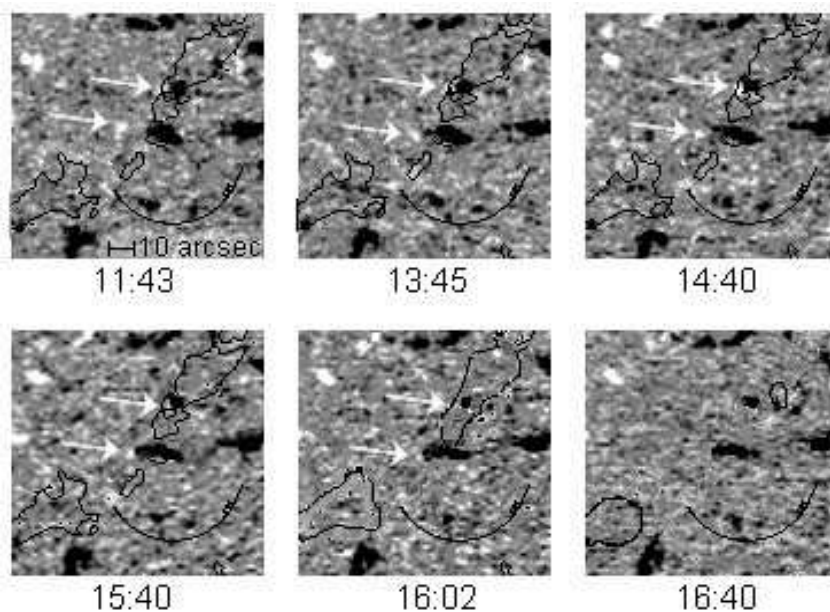


Illustration 7.1.11: Évolution temporelle du champ magnétique longitudinal (MDI/SOHO).

Résumé :

Le présent article a porté sur l'étude d'un filament et de son environnement photosphérique. Les conclusions de cette étude sont les suivantes :

- Nous avons suivi les mouvements longitudinaux de la photosphère à proximité du filament. Conformément aux observations par [Magara & Kitai 1999], nous n'avons pas détecté de région convergente à proximité du canal du filament qui sont évoquées pour la formation des filaments. Dans notre cas, le filament étant mature (existant depuis plusieurs jours), de tels mouvements dans cette phase d'évolution du filament pourraient ne pas être présents.
- Nous avons observé plusieurs cellules de supergranulation traversant la ligne d'inversion de polarité. Ces supergranules jouent un rôle dans le transport des structures magnétiques d'une polarité à l'autre créant ainsi des polarités parasites (voir illustration 7.1.9). La présence des polarités parasites permet une configuration magnétique (*dip*) qui peut conduire à la création de pieds tels qu'il est montré dans l'illustration 7.1.9.
- L'observation de l'éruption du filament le 7 Octobre 2004 ne révèle pas de changement notable dans les mouvements photosphériques ni dans le magnétogramme. On remarque cependant sur ce dernier l'absorption de deux structures polaires par deux autres structures de polarité opposée, qui pourrait être à l'origine de la déstabilisation du filament.

Les phénomènes observés au cours de cette campagne sont d'autant plus intéressants que peu d'études ont été faites sur les filaments et leur environnement photosphérique en multi-longueurs d'ondes [Magara & Kitai 1999]. Il serait intéressant de poursuivre ces études notamment grâce à l'implication de nouveaux instruments tels que Hinode (ex Solar-B).

7.2 Observations à la LJR

Tout au long de cette thèse j'ai également réalisé de nombreuses missions d'observation à la LJR, souvent couplées à des missions techniques pour l'installation de nouveaux matériels et diverses améliorations faisant partie du programme de jouvence de la LJR ayant pour but l'arrivée de CALAS.

Les projets techniques ayant été principalement abordés au chapitre 2.5 (" La jouvence de la LJR" , page 30)., je vais revenir ici sur les thèmes des missions d'observation.

7.2.1 Observations au DPSM

Depuis plusieurs années, l'équipe menée par Jean-Marie Malherbe a développé une instrumentation de spectropolarimétrie utilisant le DPSM. Cette instrumentation a démontré ses possibilités tant au niveau des études concernant le champ magnétique [Malherbe et al. 2004] qu'au niveau des analyses Doppler [Roudier et al. 2003b].

L'une des voies de CALAS (la voie MOF) étant consacrée aux études magnétique et Doppler, j'ai donc participé à plusieurs missions de spectropolarimétrie afin de mieux comprendre cette thématique ainsi que les aspects techniques, puisque certains composants (modulateurs, polariseurs) sont communs aux deux installations.

Le DPSM permet une observation simultanée dans 11 canaux avec une résolution spectrale de 144 mÅ, sur un champ de 14 x 90 secondes d'arc (taille pixel = 0.14 secondes d'arc). Le polarimètre utilise des modulateurs à cristaux nématiques (NLC).

Les observations de 2004 portaient par exemple sur l'étude du champ magnétique au niveau des tubes de flux, étude nécessitant la meilleure résolution spatiale étant donné la taille apparente de ces tubes. Les bonnes conditions de seeing du Pic ont permis de réaliser des observations à la résolution instrumentale de 0.35 secondes d'arc. Une amélioration de l'échantillonnage spatial et

spectral a été envisagée afin de mieux profiter des bonnes conditions du sommet.

Ces observations ont fait l'objet d'une publication à laquelle j'ai participé en tant qu'observateur [Roudier et al. 2006] et résumée dans la section suivante.

Le site et l'instrument ont démontré leurs possibilités au niveau des études spectropolarimétriques. En particulier l'objectif de 50 cm de la LJR a fait l'objet de mesures afin de déterminer s'il introduisait d'éventuels biais dans l'estimation des taux de polarisation. C'est dans le cadre de ces observations au DPSM qu'une amélioration de l'anneau Mehlretter a été faite afin de diminuer son emprise au vent (vibrations) tout en continuant de protéger le barillet de l'objectif afin de prévenir son échauffement (limitation des variations thermiques pour éviter la dilatation et les dépolarisations instrumentale inhérentes).

7.2.2 Article DPSM : " Sub arcsec evolution of solar magnetic fields "

Le but de ces observations est le suivi temporel à haute résolution spatiale de tubes de flux magnétiques, à l'aide de l'instrument DPSM couplé à un polarimètre. Ces observations ont été réalisées à la LJR le 15 Juillet 2004. Il s'agit des premières observations de structures magnétiques à si haute résolution spatiale avec un suivi temporel élevé durant 41 minutes.

Des simulations récentes par [Sanchez Almeida et al. 2003] ont démontré qu'une très forte proportion des structures magnétiques du Soleil calme se concentraient en des tubes de flux n'excédant pas 100-150 km de diamètre, réservant leur étude à des télescopes capables d'une très haute résolution spatiale. Par opposition, les instruments ayant une résolution de 1 seconde d'arc tels que MDI/SOHO ne suffisent pas à ces études.

Les observations réalisées à la LJR ont permis des mesures spectropolarimétriques à haute résolution spatiale (0.3 à 0.4 secondes d'arc) sur des tubes de flux, à l'aide du DPSM et d'un nouveau polarimètre utilisant une lame retardatrice variable à cristaux liquides nématiques. Elles ont été faites dans la raie du sodium NaD1 (5896 Å) avec une résolution spectrale de 144 mÅ et 11 canaux couvrant un champ de 80 x 5.6 secondes d'arc après réduction.

On trouvera une description détaillée du fonctionnement du spectropolarimètre dans [Malherbe et al. 2004]. Néanmoins on peut préciser qu'en fonction du montage optique adopté (présence ou non d'une lame $\frac{1}{4}$ d'onde et modulation de la lame retardatrice à cristaux liquides) il est possible d'obtenir des mesures des paramètres de Stokes I+V, I-V (analyse de la polarisation circulaire) et I+Q, I-Q (analyse de la polarisation linéaire)

Dans notre cas, le mode observationnel a consisté à réaliser des rafales d'images à très court temps de pose (40 ms) aux positions I+V et I-V du polariseur afin d'analyser la polarisation circulaire. Le mode rafale a permis d'appliquer des méthodes de *destretching* afin de limiter les effets de la turbulence. Les magnétogrammes ainsi conçus ont un bruit équivalent à 20 Gauss seulement (à 144 mÅ et avec une combinaison de 20 mesures). Le traitement permet d'obtenir l'intensité du champ magnétique longitudinal à des altitudes de 327 km et 170 km, en se basant sur le décalage spectral des profils de raie I+V et I-V et selon que l'on utilise pour le calcul de ce décalage une corde correspondant respectivement à une largeur à mi-hauteur de la raie de 144 mÅ ou 288 mÅ. Il est également possible d'obtenir un Dopplergramme indiquant les vitesses selon la ligne de visée de l'observateur.

Nous avons cherché à détecter la présence ou non d'un effet de dynamo locale (évolution rapide (et exponentielle) de B au cours du temps) qui devrait provoquer une phase d'amplification du champ magnétique.

Les observations ont abouti à des estimations de la vitesse verticale et du champ magnétique moyen au sein des structures magnétiques :

- à l'altitude 170 km: $V = -573$ m/s et $B = 421$ G

- à l'altitude 327 km: $V = -424$ m/s et $B = 416$ G

Les mesures révèlent donc que les structures magnétiques sont associées à des vitesses descendantes (varient selon l'altitude), tandis que le champ magnétique y reste stable tout au long de la séquence d'observation (41 min). Nous n'observons donc pas de variation notable du champ magnétique, cependant il est possible que la cause en soit l'observation de tubes de flux matures, puisque ce phénomène d'accroissement rapide du champ magnétique est attendu en début de formation du tube.

Afin de poursuivre ces investigations, dont la faisabilité a été démontrée à la LJR, la réalisation de nouvelles séquences temporelles plus longues est prévue, couvrant un champ plus important et avec une meilleure résolution spectrale, grâce à l'apport d'un nouveau système de guidage de la LJR (voir chap. 2.5) et d'une nouvelle boîte à prismes sur le DPSM. Ces nouvelles observations de longue durée permettront d'améliorer la statistique et de voir la phase critique de formation qui permettra de distinguer l'évolution du champ magnétique à la naissance du tube de flux.

7.2.3 Imagerie

Mes premières missions d'imagerie m'ont permis d'apprendre à utiliser la LJR dont la manipulation nécessite une certaine habitude.

Les observations ont principalement été faites à l'aide d'une camera CMOS PixelINK (1024 x 1280 pixels) dont l'obturateur électronique est de type *rolling curtain shutter*, comme c'est le cas du capteur de CALAS.

Parmi toutes les missions d'imagerie que j'ai pu effectuer à la LJR, nous avons notamment réalisé une mission en Juillet 2005 dont les buts étaient :

1. d'estimer l'incidence du mode *curtain shutter* sur l'homogénéité de la qualité d'image dans le champ (non simultanéité de la pose sur le champ) ;
2. de tester des méthodes d'élaboration de PLU (plages de lumière uniforme ou *flat-fields*) ;

Concernant le premier point, les observations ont confirmé l'hétérogénéité de la qualité d'image tant spatialement que temporellement : le *seeing* n'est pas uniforme dans un champ de plusieurs minutes d'arc (angle d'isoplanétisme sensiblement inférieur au champ de vue) et il change au cours de la lecture de la cible. L'illustration 7.2.1 montre cet effet lorsque la cible est lue séquentiellement: à trois moments de la lecture (T1, T2 et T3) on lit le haut, le milieu et le bas de la cible. Entre chaque moment la qualité du *seeing* a changé, donnant ainsi une image résultante hétérogène en qualité.

Le traitement des images devra tenir compte de ces hétérogénéités spatiales et temporelles en ne sélectionnant que les zones correctes de chaque image pour l'élaboration d'une image composite.

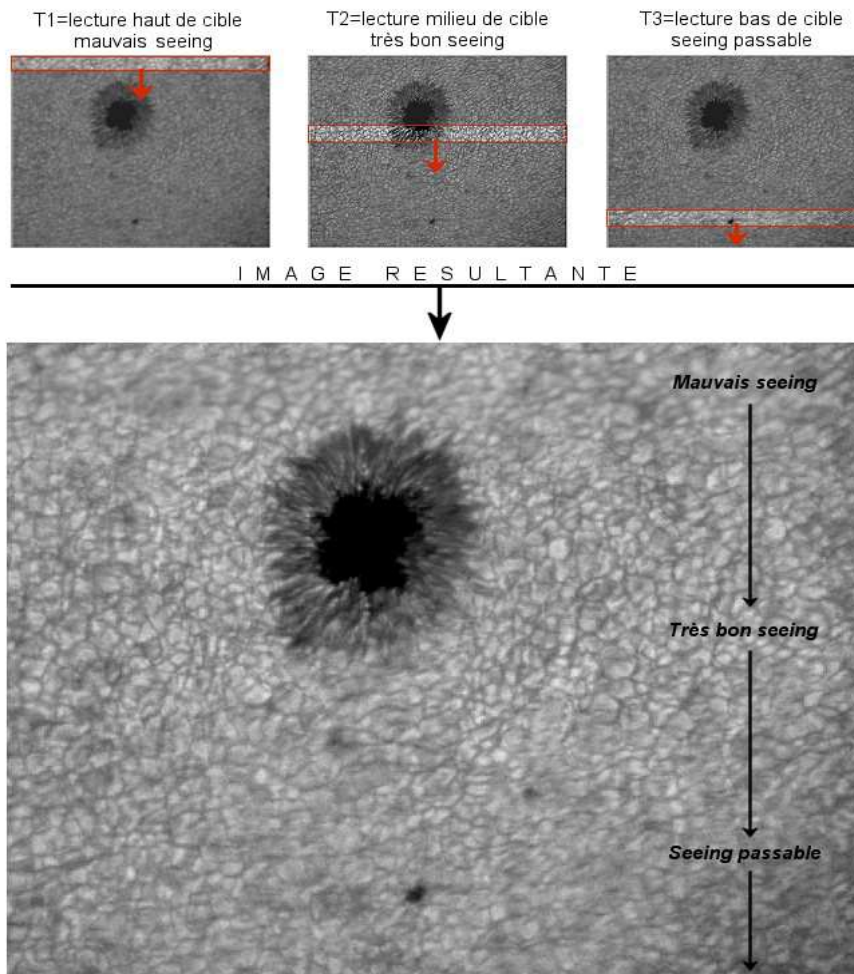


Illustration 7.2.1: Effet de la variation temporelle de la qualité du seeing sur une image acquise séquentiellement. Image issue d'une mission d'imagerie le 18 Novembre 2004 – Zone NOAA 701.

Concernant le deuxième point (PLU), il a été abordé par Nadège Meunier et Ruben Tkaczuk en se basant sur les travaux de Kuhn, Lin et Lorz [Kuhn & Lin 1991] afin d'élaborer une PLU à partir d'images de la photosphère obtenues selon un balayage déterminé (voir encadré suivant).

Une deuxième méthode d'élaboration des PLU a été abordée par N. Meunier et R. Tkaczuk à la suite de la même mission de Juillet 2005. Il s'agit de réaliser une longue série d'images en laissant défiler le Soleil grâce à la rotation diurne, de son bord ouest à son bord est. Ces images permettent d'abord de modéliser le profil de l'obscurcissement centre-bord à la longueur d'onde d'observation, puis une fois les images corrigées de cet obscurcissement, elles peuvent servir à l'élaboration d'une PLU par combinaison arithmétique (médiane par exemple).

La méthode d'élaboration des PLU de Kuhn, Lin et Loranz [Kuhn & Lin 1991]

Cette méthode permet de calculer la meilleure approximation d'une PLU (Plage de Lumière Uniforme) à partir de plusieurs images de la source où cette dernière a été décalée de valeurs successives et différentes selon les deux axes x et y . Un nombre assez grand d'images (quelques dizaines généralement) est souhaitable pour améliorer la précision du calcul de la PLU. On suppose que :

- La source reste constante durant tout le temps de l'élaboration des images pour la PLU ;

- Le gain de chaque pixel de la caméra est constant ;

- Le décalage entre chaque image peut être mesuré ;

On suppose également que tout signal d'offset a été corrigé de telle manière que la réponse d'un pixel x peut être notée :

$$d_i(x) = g(x) \cdot s_i(x)$$

où d_i , s_i , et g représentent respectivement le signal observé, le signal réel et le gain du pixel sur le détecteur, x le vecteur de position du pixel dans le repère du détecteur et l'indice i étant celui d'une image donnée dans la série $i=1 \dots N$.

Si l'on décale l'image d'un vecteur a_i entre deux images de la série alors on peut noter $s_i(x) = s_1(x - a_i)$. Si l'on suppose alors que le signal réel ne change pas entre deux images successives il vient alors :

$$\frac{d_i(x+a_i)}{d_j(x+a_j)} = \frac{g(x+a_i)}{g(x+a_j)}$$

La fonction g étant indépendante de i , c'est grâce à l'ensemble de ces rapports qu'elle sera déterminée. On utilise l'opérateur logarithme en notant $G = \log(g)$, $D = \log(d)$ et la méthode des moindres carrés pour déterminer une solution pour $G(x)$ minimisant :

$$\sum_{i < j, x} [D_i(x+a_i) - D_j(x+a_j) - G(x+a_i) + G(x+a_j)]^2$$

Les auteurs préconisent une méthode itérative pour estimer g ; ils recommandent également que les déplacements effectués ne soient pas colinéaires ou multiples les uns des autres.

Dans la pratique, il faut faire face aux difficultés suivantes :

- les détails proches des bords de l'image ne sont pas présent sur certaines images, conduisant à des indéterminations ;

- le signal n'est pas constant au cours du temps du fait de la présence de turbulence qui induit des distorsions ;

- les déplacements entre les images ne peuvent qu'être déterminés *a posteriori* par corrélation entre images légèrement différentes (point précédent) et ces déplacements ne sont pas à pixels entiers (cas idéal préférable pour la résolution des équations).

Ainsi cette méthode en apparence séduisante se heurte à des difficultés dans le cas des images à haute résolution de CALAS. Elle semble plus adaptée à des images à basse résolution et sous-échantillonnées telles que celles de ISOON pour lesquelles le *seeing* n'induit pas de grosses déformations par exemple.

Cependant des tests plus poussés resteraient à faire en conditions réelles avec CALAS.

7.2.4 Passage de Vénus 2004

Le 8 Juin 2004 avait lieu le passage de la planète Vénus devant le disque solaire, phénomène extrêmement rare puisque se produisant avec une périodicité de 8 et 120 ans (le passage suivant ayant lieu en Juin 2012). La position en longitude de la LJR lui permettant une observation complète du phénomène, il s'agissait donc d'une occasion unique de l'observer avec des moyens modernes. C'est en effet la première fois depuis les passages de 1874 et 1882 que des mesures photométriques précises (utilisation de caméras CCD et CMOS) du phénomène pourront être réalisées, notamment concernant l'illumination du limbe de Vénus, liée à son atmosphère, entre les 1^{er} et 2^{ème} puis 3^{ème} et 4^{ème} contacts, dont nous n'avons que des témoignages visuels [Russell 1899].

A cela vient s'ajouter l'intérêt de participer à un évènement international organisé par l'ESO (*European Southern Observatory*) avec à la clé le calcul (à titre symbolique) de l'Unité Astronomique, qui aura exigé de notre part une planification précise des observations.

Instrumentation :

J'ai mis en place deux voies optiques au foyer de la LJR, séparées par un cube diviseur : les observations proprement dites ont été faites à l'aide d'une caméra PixelINK tandis que sur la seconde voie était installée un prototype de la caméra CALAS. C'est donc le 4 Juin 2004 qu'a eu lieu la première lumière de CALAS dans une version préliminaire utilisant un mode de commande réduit et une acquisition avec du matériel Matrox.

Résumé de l'observation du 8 Juin 2004 :

L'observation du passage s'est faite dans d'assez bonnes conditions météorologiques. Nous avons pu observer les 1^{er}, 2^{ème} et 3^{ème} contacts. Les images de ce dernier sont cependant très médiocres (inexploitables) et le 4^{ème} contact nous a été caché par les nuages (cumulus environnant le Pic du Midi).

Nous avons pointé la LJR sur le Soleil très tôt le matin (dès son lever) avant le début du passage et avons cadré la zone d'apparition de Vénus avant le premier contact, chose délicate. A 5h20TU, le premier contact a été observé dans la zone cadrée. Le Soleil étant bas, la turbulence est restée assez forte durant tout le début du phénomène. Puis vers 7h00TU, la qualité des images s'est améliorée, laissant clairement apparaître la granulation solaire lors des moments calmes dans les "trous" de turbulences.

Quelques passages nuageux ont gêné l'observation, notamment dans la deuxième partie du transit, jusqu'à cacher totalement le Soleil pour le 4^{ème} contact.

Durant toute la durée du passage les images ont été retransmises sur notre site Internet, à l'aide d'un petit client FTP que j'avais développé spécifiquement pour l'occasion

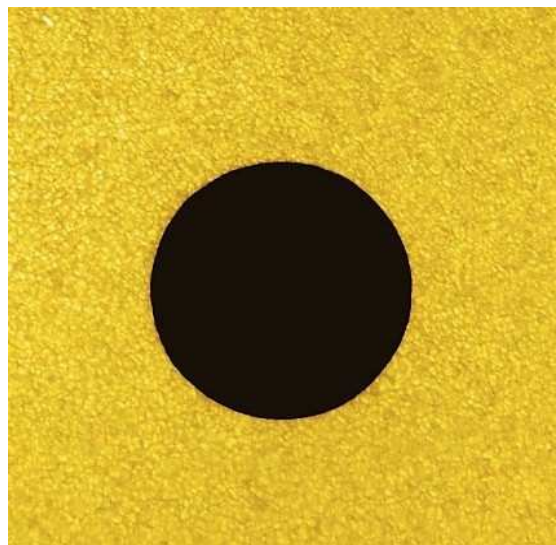


Illustration 7.2.2: Le disque de Vénus devant la photosphère solaire (vue partielle)

Observation du limbe de Vénus avant et pendant le Passage :

Durant les jours précédant le passage j'ai réalisé des observations du limbe de Vénus et de son évolution. L'observation se faisait de jour, peu après le lever du Soleil, Vénus étant située à quelques degrés d'élongation Est.

On remarque principalement la forte extension du limbe de Vénus, mettant en évidence la diffusion de la lumière solaire par l'atmosphère vénusienne. Une évolution de cette extension est perceptible au cours du temps, jusqu'à la veille du passage.

Le 5 Juin 2004 :

Observation faite au foyer de la LJR en se centrant sur le Soleil puis en pointant Vénus par coordonnées (cercles divisés sur l'instrument). Observation faite à 8h30 soit environ 69h avant le début du passage (illustration 7.2.3).

- Caméra CMOS PixeLINK et filtre jaune (Na).
- Diamètre de Vénus : 57.5"
- Angle de phase de Vénus : 173.3°
- Élongation : 4.8°
- Angle du limbe mesuré : ~290°



Illustration 7.2.3: Limbe de Vénus le 5 Juin 2004

Le 6 Juin 2004 :

Observation faite au foyer de la LJR, en se centrant sur le Soleil puis en pointant Vénus par coordonnées (cercles divisés sur l'instrument). Observation faite à 6h30 soit environ 49h avant le début du passage (illustration 7.2.4).

- Caméra CMOS PixeLINK et filtre jaune (Na).
- Diamètre de Vénus : 57.6"
- Angle de phase de Vénus : 175.4°
- Élongation : 3.3°
- Angle du limbe mesuré : ~310°

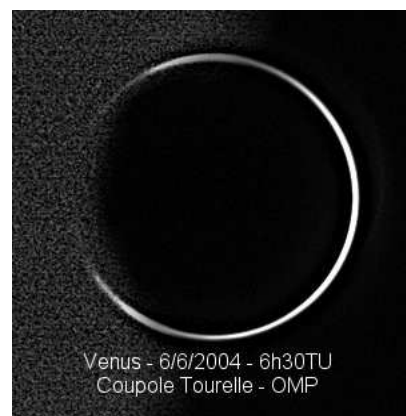


Illustration 7.2.4: Limbe de Vénus le 6 Juin 2004 (image traitée afin de voir l'extension du limbe à l'Est)

Le 7 Juin 2004 :

Observation faite au foyer de la LJR, en se centrant sur le Soleil puis en pointant Vénus par coordonnées (cercles divisés sur l'instrument). Observation faite à 7h30 soit environ 24h avant le début du passage (illustration 7.2.5).

- Caméra CMOS PixeLINK et filtre jaune (Na). Mise au point et réglages rendus difficiles par la proximité du Soleil.
- Diamètre de Vénus : 57.7"
- Angle de phase de Vénus : 177.7°
- Élongation : 1.55°
- Angle du limbe mesuré : proche du cercle complet.
L'examen des images semble montrer un anneau complet autour de Vénus .

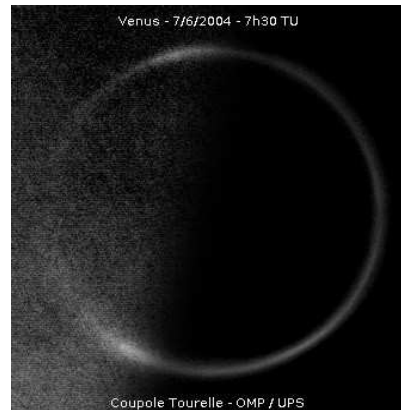


Illustration 7.2.5: Limbe de Vénus le 7 Juin 2004 (image traitée afin de voir l'extension du limbe à l'Est)

Au cours du Passage :

Les images de l'entrée de Vénus (entre 1er et 2eme contact) ont révélé la présence de l'atmosphère de Vénus, sous la forme d'un limbe lumineux. La lumière en provenance de la face éclairée de Vénus est visible sur le bord. Elle est causée par deux effets : diffusion (couches d'aérosols) et réfraction par l'atmosphère vénusienne.

Des axes ont été rajoutés afin de donner l'orientation de la planète: le trait oblique marque l'axe polaire de Vénus, avec "PN"= Pôle Nord vénusien et "PS"= Pôle Sud vénusien.

Sur la première image de l'illustration 7.2.6 (en haut à gauche), la "phase" de l'immersion (fraction du diamètre de Vénus externe au disque solaire) est de 0.5 et aucune émission n'est visible sur le limbe externe sauf peut-être légèrement à gauche du Pôle Sud (à peine discernable et en ajustant les seuils sur l'image d'origine).

Sur les images suivantes lorsque la phase diminue (<0.5) l'atmosphère commence à être discernable, d'abord au niveau des pôles et des parties proches du limbe solaire.

Au fur et à mesure de la progression de Vénus, l'atmosphère devient de plus en plus visible, sur tout le limbe de Venus jusqu'au 2ème contact.

Cette observation est conforme aux observations historiques telles que celles de

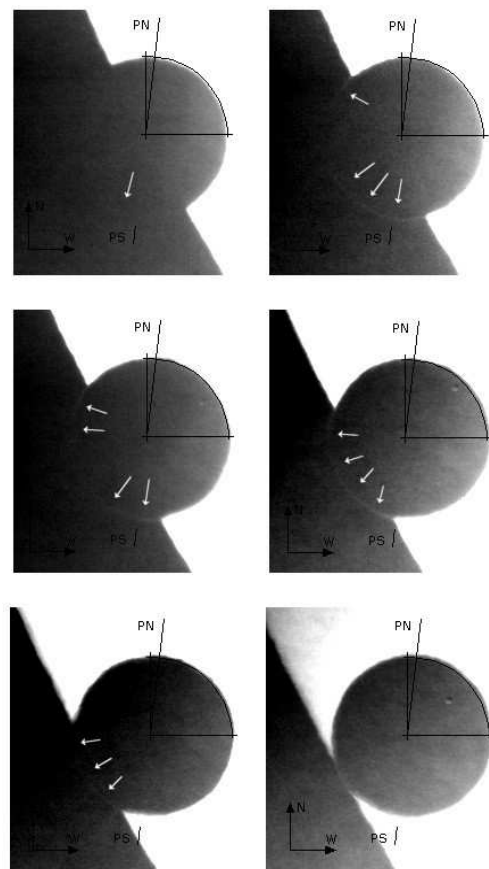


Illustration 7.2.6: Entrée de Vénus et mise en évidence du limbe (flèches blanches)

H.N. Russell lors des Passages de 1874 et 1882 [Russell 1899] et celles mentionnées par P. Tanga [Tanga 2004]. Elle a en outre été confirmée par différents observateurs : J. Arnaud à THEMIS, L. Comolli (Schmidt-Cass. 20 cm), P. Sütterlin (DOT), A. Rondi (Coronographe 90mm) et a fait l'objet d'une communication par P. Tanga et d'un poster lors du *37th annual meeting of the Division for Planetary Sciences – Cambridge 2005 (Ref. 2005DPS....37.5718T)*.

En résumé, un arc segmenté a été observé avec une épaisseur de 1 seconde d'arc et un flux relatif de 2% correspondant à une magnitude de -11. Cet arc brillant peut être assimilé à une image d'une partie de la photosphère solaire largement déformée par la réfraction de l'atmosphère vénusienne. On pourra trouver une description mathématique de tels phénomènes dans [Baum & Code 1953] et [Hubbard et al. 2001].

Les différentes observations multi-longueur d'onde ne montrent pas de grande variations du phénomène en fonction de la longueur d'onde, ce qui est effectivement compatible avec les propriétés d'un phénomène réfractif. Une variation en latitude est observée avec un embrillancement proche des pôles de la planète: une modélisation physique est en cours en vue d'une publication (P. Tanga).

Participation à la mesure de l'Unité Astronomique :

L'ESO (European Southern Observatory) et l'IMCCE (Institut de Mécanique Céleste et de Calcul d'Ephémérides) organisaient au titre de la promotion de cet événement un calcul de l'Unité Astronomique à partir des observations récoltées dans le monde entier.

La LJR a participé à cette estimation, en envoyant les instants mesurés du 1er et du 2ème contact, parmi plus de 3700 autres observations.

Dans le tableau 12 figurent pour chacun des contacts chronométrés :

- la valeur de la distance moyenne de la Terre au Soleil (unité astronomique, AU) calculée par l'IMCCE à partir de nos mesures¹ ;
- la valeur correspondante de l'angle sous lequel serait vu le rayon terrestre depuis le centre du Soleil (parallaxe solaire, Π) ;
- l'écart de ces valeurs aux valeurs exactes $\Delta(\text{AU})$ et $\Delta(\Pi)$;
- le pourcentage d'erreur de ces valeurs.

Au bas du tableau, figurent les valeurs moyennes pour l'ensemble des ces valeurs.

	Instants (UTC)	AU (km)	Π (")	$\Delta(\text{AU})$ (km)	$\Delta(\Pi)$ (")	Erreur
1^{er} cont.	5 h 20 m 14.0 s	149532367	8.7980	65503	0.0039	0.044 %
2^e cont.	5 h 40 m 12.0 s	149665506	8.7902	67636	0.0040	0.045 %
3^e cont.	Instant non mesuré					
4^e cont.	Instant non mesuré					

Tableau 12: Relevé des contacts mesurés depuis la LJR et des résultats associés

AU moyenne = 149598937 km (AU exacte = 149597870 km)

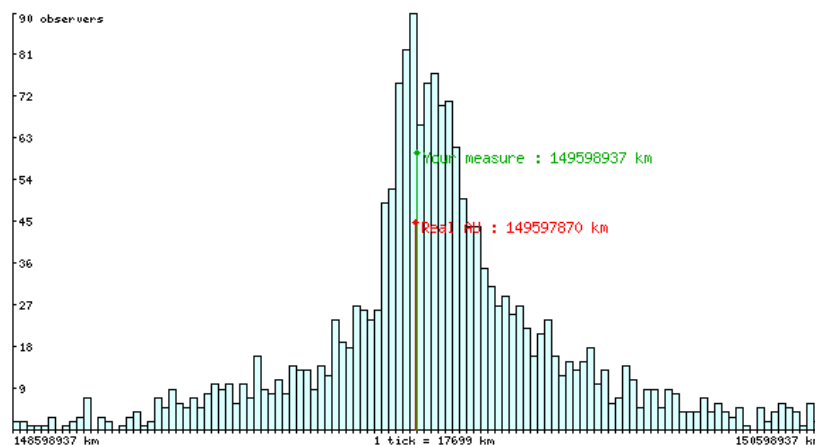
Parallaxe moyenne Π = 8.7941 "

Erreur moyenne = 0.001 %

¹ On trouvera une démonstration précise de la méthode de calcul sur le site de l'IMCCE : <http://www.imcce.fr/vt2004/>

Le graphe ci-joint montre la répartition des mesures de l'unité astronomique réalisées à cet instant :

- le nombre d'observateurs pour chaque tranche de valeurs mesurées de l'unité astronomique est représenté par une barre verticale ;
- la mesure de la LJR est représentée par un trait vert ;
- la valeur exacte par un trait rouge (quasiment superposé étant donnée l'erreur moyenne de 0.045%).



Conclusion :

La mesure de l'Unité Astronomique n'avait pas à proprement parler de justification scientifique mais a donné une visibilité particulière à la LJR, de même que l'ensemble de l'observation retransmise en direct sur Internet via le site <http://bass2000.bagn.obs-mip.fr/vt2004/> et qui a remporté un vif succès. Les résultats complets de l'observation sont d'ailleurs disponibles sur ce même site.

Les observations de l'arc atmosphérique ont été les premières réalisées avec des moyens d'acquisition modernes (étant donné la rareté du phénomène) et ont permis des mesures photométriques inédites.

CHAPITRE 8

" Difficult to see. Always in motion is future."

Yoda

8 Conclusion et perspectives

Au terme de ce travail sur le projet CALAS, plusieurs bilans peuvent être dressés.

Tout d'abord, concernant le déroulement du travail, bien que le projet CALAS ait accumulé un certain retard, nous sommes parvenu à réaliser pour la première fois au monde en physique solaire, des images de la granulation à grand champ et à haute résolution spatiale et temporelle, qui confirment le concept de départ du projet. Ceci a été possible grâce à la réalisation d'un système d'imagerie à grand champ exploitant la haute résolution fournie par la LJR et le site du Pic du Midi.

En outre cette thèse m'aura permis de participer à des campagnes d'observations ou des événements particuliers (Passage de Vénus, JOP178, etc...).

Le travail réalisé reste à poursuivre au travers de la caractérisation plus fine des détecteurs et l'intégration des deux voies d'observation telles qu'elles ont été prévues.

Il n'en reste pas moins que les premières observations obtenues sont très prometteuses et devraient très prochainement aboutir à des résultats quantitatifs (spectres de puissance des vitesses, ...).

De plus, comme l'a montré le travail sur le JOP178, les domaines d'études ouverts par une telle caméra grand-champ ne se cantonnent pas aux recherches sur la supergranulation (son objectif premier). Il est en effet important de signaler que cet instrument permettra non seulement de réaliser des études sur la supergranulation, mais également, au prix d'adaptations modestes, des études sur :

- les filaments et de leurs interactions avec la photosphère (requérant un très grand champ et des observations multi-longueurs d'ondes dans le continu et en H-alpha) ;
- les oscillations des filaments en H-alpha ;
- les granules explosifs avec une amélioration significative de la statistique étant donné le grand champ ;
- la rotation différentielle avec un accès simultané à une large plage de latitudes ;
- les grands centres actifs ;
- les relations entre photosphère, chromosphère et couronne, notamment grâce à des observations simultanées et multi-longueurs d'onde avec l'instrument CLIMSO installé dans

la coupole voisine des coronographes.

- Un soutien sol à haute résolution spatiale et temporelle des manips spatiales.

Pour aller plus loin, tout en poursuivant l'effort sur CALAS, il pourrait être déjà temps de s'attacher aux développements futurs, au travers d'un instrument dont le champ d'observation serait plus large encore (et utile à bon nombre des sujets d'études précédemment évoqués).

L'illustration 8.1 montre le champ couvert sur le disque solaire par les deux caméras CALAS-16Mpixels (en bleu) et CALAS-14Mpixels (en vert) avec une taille de pixel de 0.15 secondes d'arc. Les champs couverts sont respectivement de 100 minutes d'arc carrés et 87 minutes d'arc carrés.

Un champ de vue encore plus large pourrait être atteint par exemple au moyen d'une combinaison de quatre capteurs 14Mpixels, couvrant près de 350 minutes d'arc carrés (soit une zone de 15.2 minutes d'arc x 22.8 minutes d'arc). C'est ce que montrent les quatre quadrants en rouge sur l'illustration 8.1. Enfin, le Soleil entier pourrait être couvert avec quatre capteurs 7k x 7k.

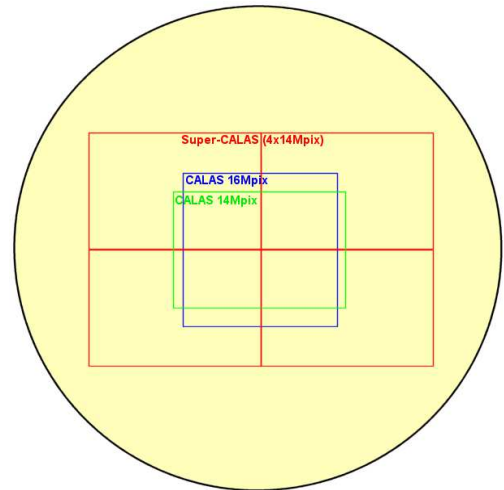


Illustration 8.1: Couverture respective de CALAS 14Mpix, CALAS16Mpix et une proposition pour Super-CALAS 56Mpix.

Une telle configuration permettrait une étude plus étendue et une meilleure statistique sur l'évolution et les caractéristiques de la granulation et de la supergranulation, par exemple afin d'examiner l'interaction " supergranulation – rotation différentielle ", et avoir une vue d'ensemble du spectre des champs de vitesse à la surface du Soleil (permettant de contraindre l'interaction des différentes échelles).

Ce projet, Super-CALAS, nécessiterait les étapes supplémentaires suivantes :

- Un examen plus approfondi de la qualité optique de l'objectif de la LJR sur un très grand champ (>10 arcmin) ;
- Son adaptation à l'imagerie très grand champ avec suppression de la cuve à eau et adjonction d'un filtre à pleine ouverture devant l'objectif afin de limiter le flux (Thierry Roudier et moi-même avons déjà testé positivement cette configuration lors de missions) ;
- La mise en place d'un dissecteur de champ à quatre canaux destiné à projeter l'image du Soleil sur les quatre détecteurs choisis (non aboutables s'agissant des capteurs IBIS4-14000 ou IBIS4-16000).

Concernant ce dernier point, plusieurs

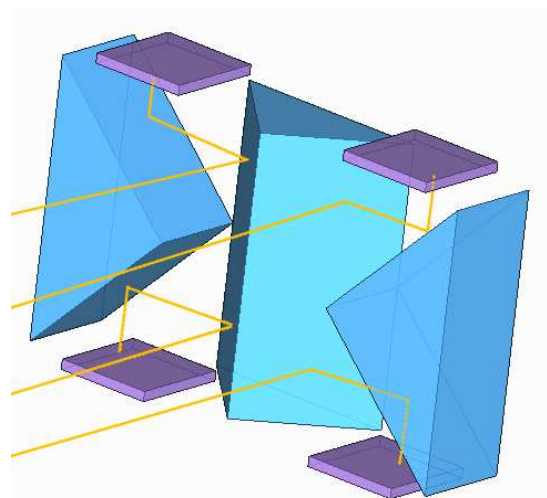


Illustration 8.2: Principe schématique d'un dissecteur de champ pour Super-CALAS à 4 détecteurs.

principes de fonctionnement sont envisageables :

Sur l'illustration 8.2, je donne le principe d'un dissecteur à prismes en toit aluminés (en bleu) qui découpent et projettent quatre parties de l'image solaire sur quatre détecteurs (en violet). L'avantage d'un tel système est sa relative simplicité et sa robustesse, ainsi que la possibilité de travailler à fort flux. Le principal inconvénient est qu'une petite partie de l'image sera perdue au niveau des arêtes des prismes.

A cet effet, je propose sur l'illustration 8.3 un dissecteur d'image basé sur des séparateurs de faisceau pelliculés (*pellicle beamsplitter*), membrane de nitrocellulose de 2 μm seulement : le principal avantage d'un tel système est que la séparation de faisceau est réalisée sur l'image entière et que, à condition de choisir les réflectances adéquates, on obtient quatre images similaires du Soleil.

Ainsi, un recouvrement de l'image est possible sur les quatre détecteurs (voir vignette de l'illustration 8.3 montrant la configuration sur l'imagerie du Soleil entier). A noter que de tels séparateurs sont cependant fragiles et requerraient un montage fixe pour limiter leur manutention, ainsi que l'utilisation d'un filtre pleine ouverture pour limiter le flux, comme évoqué plus haut. Précisons également qu'ils génèrent une image fantôme décalée de seulement 4 μm et qu'ils sont disponibles en larges formats (contrairement à des cubes diviseurs en verre).

Pour finir, ce type de dissecteur optique donnant le choix de la zone couverte par chaque détecteur, il serait possible de passer d'une configuration mono-longueur d'onde sur Soleil entier à une configuration multi-longueur d'onde sur une même zone.

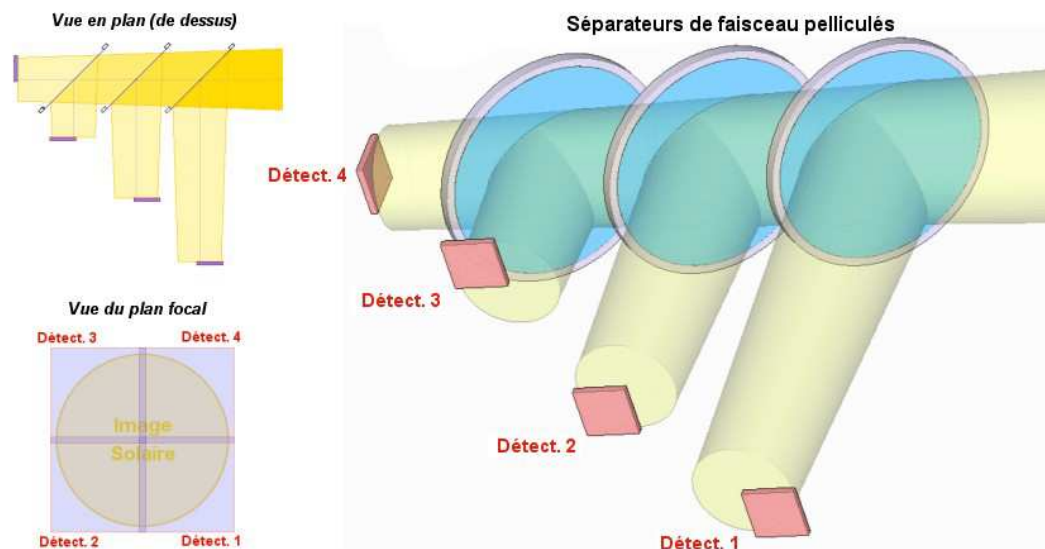


Illustration 8.3: Dissecteur optique à base de séparateurs de faisceau pelliculés, garantissant un recouvrement spatial des images. En vignette (haut) une vue de dessus du dissecteur et (bas) la répartition des détecteurs sur l'image solaire avec recouvrement sur leurs bords.

Toujours au sujet du très grand champ, signalons qu'une solution basée sur un seul et unique détecteur CMOS de très grande dimension semble moins abordable puisqu'elle nécessiterait un développement spécifique avec sans doute la nécessité de lancer la fabrication d'une grande quantité de détecteurs pour en obtenir un exempt de défauts (eu égard la difficulté d'obtenir une gravure du *wafer* parfaite sur toute sa surface). Cependant, il serait intéressant d'assurer une veille technologique sur ce type de capteurs de très grande surface.

Enfin, concernant le bilan personnel de cette thèse j'ai eu la chance de pouvoir aborder les multiples aspects d'un projet instrumental, au travers de ma participation toute ou partielle aux conceptions optique, mécanique, électronique, logicielle, ainsi que sur les aspects observationnels (intégration sur un instrument existant, observations proprement dites).

J'ai également pu mesurer les difficultés à coordonner toutes ces disciplines en un travail cohérent tenant compte des aspects tant technologiques qu'humains.

Tout ce travail m'aura en tout cas réaffirmé, s'il le fallait, ma passion déjà longue pour l'astronomie et les sciences.

Le projet m'aura également permis d'encadrer un certain nombre d'élèves ingénieurs, travail passionnant, aux apports mutuels, et qui a confirmé mon goût pour la transmission des connaissances et la didactique.



Illustration ci-dessus : Coucher de Soleil derrière le Pic du Midi, depuis les pentes du Signal de Bassia.

9 Articles

Photospheric flows around a quiescent filament

Rondi S., Roudier Th., Molodij G., Bommier V., Sütterlin P., Malherbe JM., Keil S.,
Meunier N., Schmieder B., Maloney P.

Astron. & Astrophys.

Photospheric flows around a quiescent filament

S. Rondi¹, Th. Roudier¹, G. Molodij², V. Bommier³, P. Sütterlin⁴, J.M. Malherbe², S. Keil⁵, N. Meunier¹,
B. Schmieder², P. Maloney⁵

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire Midi-Pyrénées, Université Paul Sabatier Toulouse III, CNRS, 57 Avenue d'Azeirex, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, FRANCE

² LESIA, Observatoire de Paris, Section de Meudon, 92195 Meudon, France

³ LERMA, Observatoire de Paris, Section de Meudon, 92195 Meudon, France

⁴ Sterrekundig Instituut Utrecht, Postbus 80 000, 3508 TA Utrecht, The Netherlands

⁵ National Solar Observatory, Sacramento Peak, Sunspot, NM 88349, United States

Received 27 October 2006 / Submitted

ABSTRACT

Context. The horizontal photospheric flows below and around a filament are one of the components in the formation and evolution of filaments. Few studies exist because they require multiwavelength time sequences at high spatial resolution.

Aims. Our objective is to measure the horizontal photospheric flows associated with the evolution and eruption of a filament.

Methods. We present observations obtained in 2004 during the international JOP 178 campaign which involved eleven instruments both in space and at ground based observatories. We use TRACE WL, DOT and DST observation to derive flow maps which are then coaligned with intensity images and with the vector magnetic field map obtained with THEMIS/MTR.

Results. Several supergranulation cells cross the Polarity Inversion Line (PIL) and can transport magnetic flux through the PIL, in particular parasitic polarities. We present a detailed example of the formation of a secondary magnetic dip at the location of a filament footpoint. Large-scale converging flows, which could exist along the filament channel and contribute to its formation, are not observed. Before the filament's eruptive phase, we observe both parasitic and normal polarities being swept by a continuously diverging horizontal flow located in the filament gap. The disappearance of the filament initiates in this gap. Such purely horizontal motions could lead to destabilization of the filament and could trigger the sudden filament disappearance.

Key words. – The Sun: atmosphere - The Sun: Filaments - The Sun: granulation – The Sun: magnetic fields

1. Introduction

Filaments (prominences seen on the limb) which are common solar features always occur along lines where the underlying photospheric magnetic field changes sign. They represent regions where magnetic fields are interacting with the plasma in a subtle way in the different parts of the solar atmosphere. The filament existence in the corona is mainly due to magnetic fields that support dense material against gravity inside dipped arcade loops or flux tubes (Kuperus and Raadu 1974). The filaments are structures of the solar corona which are anchored at footpoints in the solar photosphere. These footpoints connect with the photosphere with a periodicity of few tens of Mm, which relates to their connection with supergranules (Plocieniak and Rompolt 1973, Aulanier et al., 1998a). Several theoretical investigations have proposed models for the formation of filaments based on converging flows produced by tur-

bulence convection in the photosphere (Van Ballegoijen and Marten 1989, Choe, G. S.; Lee, L. C 1992, Ridgway and Priest 1993). Knowledge of photospheric motions over long periods is needed to understand the action of the plasma on the filament. In particular, barbs, footpoints of prominences when observed on the disk, are always associated with parasitic polarities (Martin and Echols, 1994, Aulanier et al. 1998a, Aulanier et al. 1999, Aulanier et al. 2000, Martens and Zwaan, 2001) implying a reversal of the transverse horizontal magnetic field. The mechanism generating such magnetic configurations must take into account photospheric motions. Martres et al. (1981) found a peculiar photospheric velocity field beneath a filament in which lines of zero radial velocity were roughly perpendicular to the direction of the filament. Martin et al. (1985) observed that the formation and evolution of filaments is linked to converging photospheric motions perpendicular to the polarity inversion line (PIL). Successive emerging and cancelling minor polarities in filament channels have

Send offprint requests to: Th. Roudier

explained the formation and the disappearance of a part of a filament (Schmieder et al. 2006).

In reponse to these observations new theories of filament formation have been developed (Van Ballegooijen, 2004, Martens and Zwaan 2001; Priest, 1997, Aulanier et al., 1998a, Kuijpers, 1997, Ridgway and Priest, 1993). From a theoretical point of view, the field line footpoints are subjected to shearing flows parallel to the PIL (Ridgway and Priest, 1993, Mackay et al. 2000, Mackay and van Ballegooijen 2006). Some of these models include converging photospheric motions that allow the magnetic configuration to support a dense plasma in the corona.

Most observational studies of filaments have been carried out to describe their properties and structures in the corona and chromosphere. However, the magnetic field contributing to the formation of the filaments can transfer photospheric perturbations into the corona. Very few papers exist on the determination of photospheric motions beneath and in the vicinity of filaments. Such measurements require multi wavelength observations. We use the method described in Roudier et al. (1999) to measure the horizontal flows in the photosphere in the present paper.

The pioneering investigation carried out by Molowny-Horas (1994) on the dynamics of filaments and the underlying photosphere, using photospheric data with moderate resolution, revealed horizontal flows aligned with the direction of the filament and with similar velocity distributions on either side. As distance from the neutral line increases, Molowny-Horas found that parallel flows become less pronounced, and show more of the complex mesogranulation and supergranulation velocity fields. His investigation did not detect any systematic large-scale photospheric motion converging towards the neutral line. The detailed observations of Magara and Kitai (1999) show evolving, random photospheric motions around the filament channel. They also do not find any convergence toward the filament channel. On the other hand, they observed some unsteady shearing motions around the filament with lifetimes less than 6 hours. Recently the OSLO group (Lin et al. 2005) used the Swedish Solar Telescope (SST) to study photospheric flows. They found that flows along network cell boundaries are directed predominantly from one side of the PIL to the other.

Using MSDP data, Malherbe et al. (1983a) found that long-lived upward motions often occur in the core of the quiescent filaments. They suggested that such flows (1 km/s) could be related to converging motions in the photosphere through the magnetic support in the case of inverse polarity fields (as it is the case for most filaments). In this paper we investigate a filament observed over a large field of view with high spatial resolution. The observations and coalignments between all involved instruments are explained in Sect. 2. The description of horizontal photospheric flows below and around the filament is illustrated in Sect 3. The location of the filament relatively to the photospheric network is described in Sect. 4 and formation of parasitic polarities is discussed in Sect. 5. We present in Sect. 6 the photospheric and chromospheric context of

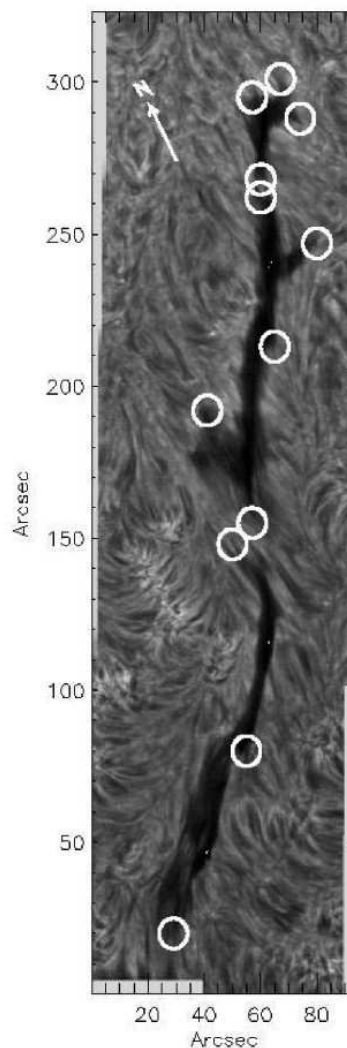


Fig. 2. A mosaic of the filament in $H\alpha$ observed with the DOT, made from 6 frames selected at about 8:50 UT on October 6, 2004. The circles indicate the footpoint locations of the filament. The arrow indicates solar north.

the filament eruption on October 7, 2004. Finally, Sect. 7 contains a summary and discussions of the results.

2. Observations and data processing

2.1. Description of data and instrumentation

Our data come from a combination of ground and space based telescopes on October 6, 7 and 8, 2004 during a JOP 178 campaign (<http://bass2000.bagn.obs->

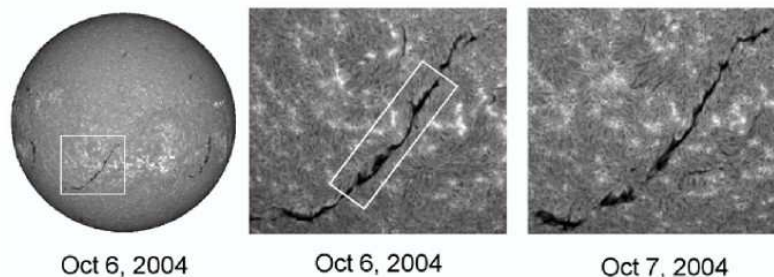


Fig. 1. (Left) The position of the target filament indicated on an $H\alpha$ image observed by ISOON on October 6 2004 and (middle and right) the filament region in the ISOON data on evolution October 6 and 7 2004 showing how it evolved. The field of view of the DOT filament mosaic shown in Fig. 2 is indicated in the middle image.

mip.fr/jop178/index.html). The target was a quiescent filament seen in Fig. 1 at solar coordinates S16E11 (on Oct 6). This target was observed by the Dutch Open Telescope (DOT), THEMIS, the Meudon Solar Tower (MST), The Dunn Solar telescope (DST), the Improved Solar Observing Optical Network (ISOON), TRACE and SOHO/MDI/EIT. All of these instruments tracked this target and observed its eruption on October 7 around 16:30 UT.

Table 1 summarizes the characteristics of all the JOP 178 observations used for our analysis. The ground-based observations are summarized below. The four DOT cameras recorded the same field of view in the G-band, blue continuum, red continuum, Ca II H line center (passband 0.128 nm, Rutten et al. 2004, see Leenaarts et al. 2006 for detail). DOT $H\alpha$ line center observations on October 6, 2004 at 8:50 UT were used to construct the mosaic in Fig. 2 (Rutten et al. 2004, <http://www.dot.iac.es/>). THEMIS (<http://www.themis.iac.es/>) obtained polarimetric and Doppler measurements of this region on October 6, 7 and 8, 2004. The MSDP spectrograph at MST obtained $H\alpha$ Doppler velocities of the target on October 6. The DST located at Sacramento Peak (<http://www.nso.edu/>) obtained high-resolution G-band and $H\alpha$ time sequences of the target on Oct 6 and 7, 2004. ISOON, also at Sacramento Peak, (<http://nsosp.nso.edu/isoon/>), observed the target in $H\alpha$ full-disk mode on October 6 and 7, 2004.

From space observation were obtained from TRACE (<http://trace.lmsal.com/>) and SOHO/MDI (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/>) and are summarized below and in Table 1. TRACE observed the filament region almost continuously on October 6 and 7, 2004. The MDI on board SOHO provided a full-disk longitudinal magnetogram every minute and EIT full-disk observations on October 6 and 7, 2004.

2.2. Coalignment of the data

We have coaligned successively all of the data obtained by the different instruments. Our primary goal was to derive the horizontal flow field below and in the vicinity of

the filament. Therefore, we had to coalign the white light (WL) TRACE data with the $H\alpha$ observations from DOT, DST and ISOON. In order to achieve this coalignment, we applied different strategies for each of the ground-based instruments. For the DOT, we first coaligned the CaII H (3968 Å) and 1600 Å TRACE observations by using the chromospheric network as a reference. THEMIS and DOT data were coaligned by precisely overlapping the filament visible in $H\alpha$ both observation. The time difference between the DOT (8:35) and THEMIS (10:06 to 11:09) observations is small enough that the filament maintains its shape sufficiently to allow coalignment of these data at the $\pm 1''$ level. To control the quality of this coalignment we also compared the bright regions in the CaII H and in the G-band, with the magnetic maps from THEMIS. To use TRACE WL data to measure horizontal flow with respect to the filament on ISOON observations, the alignment was performed in two steps: first we coaligned the DST G-band and 1600 Å TRACE data; second, we coaligned the $H\alpha$ filament and the bright features visible simultaneously on DST and ISOON observations. This enabled us to coalign TRACE and ISOON data at $\pm 1''$.

The Co-alignment between SOHO/MDI magnetograms and ISOON $H\alpha$ images was performed by adjusting the chromospheric network visible in $H\alpha$ (ISOON) and the amplitude of longitudinal magnetogram of MDI with an accuracy of one pixel (1.96'').

2.3. Filtering and velocity field

We have extracted time sequences of TRACE WL data to correspond with the respective $H\alpha$ observations. The subsets of the TRACE WL sequence used to obtain the horizontal velocities are respectively: from 7:45 to 10:06 UT on October 6, 2004 corresponding to the DOT observations, from 14:48 to 17:31 UT on October 6, 2004 corresponding to ISOON observations and from 13:30 to 18:05 on October 7, 2004 also corresponding to ISOON observations. The TRACE WL images were rigidly-aligned and filtered for p-modes in $k-\omega$ space (threshold phase velocity of 4 km/s) to remove five-minute oscillations. Next, horizontal flow vectors are derived using local cor-

Table 1. October 6, 7 and 8 2004

Telescope	Datatype	Field of view	Pixel size	Cadence	Time UT
DOT	G-band	$85'' \times 323''$	$0.071''$	30 sec	8:50 October 6
	blue Continuum red Continuum CaII H line center $H\alpha$ (simultaneously)			60 sec	
THEMIS	Magnetic field	$120'' \times 360''$	$0.43''$ along the slit $0.8''$ in the scanning direction	irregular	10:06 - 11:09 October 6
	Doppler velocity (simultaneously)				9:10-10:13 October 7
	FeI 6302Å				10:44-11:35 October 7
	$H\alpha$				14:30-15:17 October 7 8:30-11:35 October 8
MEUDON MSDP	$H\alpha$ Doppler velocity	$240'' \times 420''$	$0.5''$	30 sec	13:12 - 13:42 October 6
DST	G-band	$83'' \times 83''$	$0.101''$ $0.171''$	20-30 sec	15:11 - 17:11 October 6
	$H\alpha$				14:48 - 16:48 October 7
ISOON	$H\alpha$	full-disk	$1.077''$	1 min	14:05 - 22:35 October 6 13:37 - 22:35 October 7
TRACE	white Light Continuum 1600 Å Fe IX-X 171 Å Fe XII 195 Å (not simultaneously)	$384'' \times 384''$	$0.5''$	30- 180 sec	continuous October 6 continuous October 7
MDI/SOHO	magnetogram Doppler velocity NiI 6768 Å	full-disk	$1.96''$	1 min 96 min continuous	20:49 - 23:49 October 6 9:44 - 22:50 October 7 October 6 and 7
EIT/SOHO	He II 304 Å Fe IX-X 171 Å Fe XII 195 Å	full-disk	$2.63''$	4 fr/hour	continuous October 6 continuous October 7

relation tracking (LCT, November and Simon, 1988). The flow velocities were derived using a correlation window of $3'' \times 3''$ corresponding to a scale that can faithfully track granules (Rieutord et al. 2001). As the (measured) velocity field is purely two-dimensional, two quantities are relevant to describe flow structures: these are the divergence $D = \partial_x v_x + \partial_y v_y$ and the z -component of the vorticity $\zeta = \partial_x v_y - \partial_y v_x$. The MDI data were also rigidly aligned and filtered for p-modes in $k - \omega$ space as for the TRACE WL data.

3. The Photospheric flow pattern below and around the filament

Fig. 2 shows a mosaic at 8:50 UT of the $H\alpha$ filament structure that was observed in the southern solar hemisphere (S16E11) on October 6, 2004 during the decaying phase of the solar cycle. This filament has a sinistral chirality

which is a normal configuration in that hemisphere. The smallest chromospheric features on the image show that the angular resolution is around $0.5''$ over the field of view of $95'' \times 323''$. The $5''$ radius circles indicate the region of apparent foot points.

As a way to visualize the horizontal flow, we introduce passive scalars (corks), and allow them to move with the local horizontal velocity over extended time periods. The corks eventually arrange themselves into a network at supergranular scale. Fig. 3 shows the cork trajectories resulting from the measured horizontal velocities over a period of 5 hours superimposed on the location of the filament. The distribution of horizontal velocity amplitude lies between 0 and 1.2 km/s and peaks at 0.3 km/s. We observe that the corks are expelled from diverging cells with dimensions corresponding to meso- to super-granular scales as expected. Some of the cork trajectories cross the

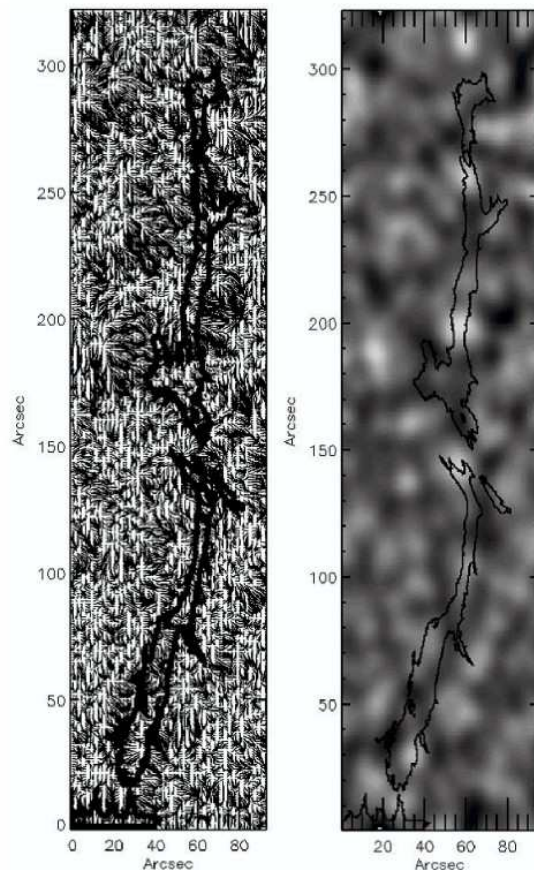


Fig. 3. (Left) cork trajectories (passive scalars) computed from horizontal velocities obtained by tracking the TRACE WL data over a 5 hour period are superimposed on the location of the filament (thickline, iso-contour in the $H\alpha$ intensity map) observed with the DOT. On the right, divergence map computed from the horizontal photospheric velocities (TRACE data) superimposed on the location of the filament observed with the DOT. Bright are divergence and dark are the convergent flow

filament at various locations along its length. The divergence map (Fig. 3) does not exhibit any peculiar behaviour below the filament and indicates that the horizontal flow is similar over the entire field of view.

Fig. 4 represents the location of the filament observed in $H\alpha$ by ISOON later in the afternoon on October 6, 2004, superposed on the divergence field derived from the horizontal velocities measured on TRACE WL data. As was the case with the DOT data taken earlier on October 6, we do not observe peculiar photospheric motions below or around the filament. We observe the well-known pattern of meso- and super-granular cells everywhere. In particular, neither set of observations reveal the predicted

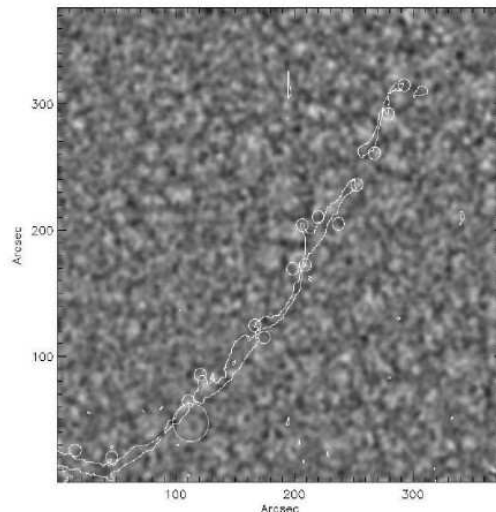


Fig. 4. A divergence map computed from the horizontal photospheric velocities on October 6, 2004 between 14:48 and 17:31 UT, using the TRACE WL data) superimposed on the location of the filament in $H\alpha$ seen by ISOON. Bright areas are diverging and dark areas are the converging flow. Solar north is located at the top of the figure. The large white circle indicates the location of the divergence which is still visible on Oct, 7 2004, while the smaller circles show the filament footpoints.

large-scale converging flows often invoked in filament formation. Using larger temporal windows for averaging the horizontal flow window or using larger spatial windows to compute the velocity field with the LCT algorithm did not change the result. One explanation could be that we observed a mature filament that was not in its early formation phase. However, at a few locations along the filament, we observe areas of strong divergence, three of which particularly stand out in the top part of the filament. For example the structure at the coordinates (55,149) on Fig. 3 (DOT data) remains visible on Fig. 4 at around 15-16 UT, i.e. 6 hours later at the coordinates (210,170) and also in the DST data (not shown). The divergence at (55,149) is located in a gap of the filament which separates two main footpoints. The divergence at (58,259) in the DOT data is located where the filament breaks up later in the afternoon, as seen in the ISOON data. This could indicate that divergent flow contributes to the creation and maintenance of the gap in the filament.

Finally, Fig. 5 shows the vorticity of the horizontal flow relatively to the filament. We note that in our observations that the footpoints of the filament are generally located in areas of positive vorticity. However, we also see a strong negative vorticity in the lower part of the filament at the location (40,60).

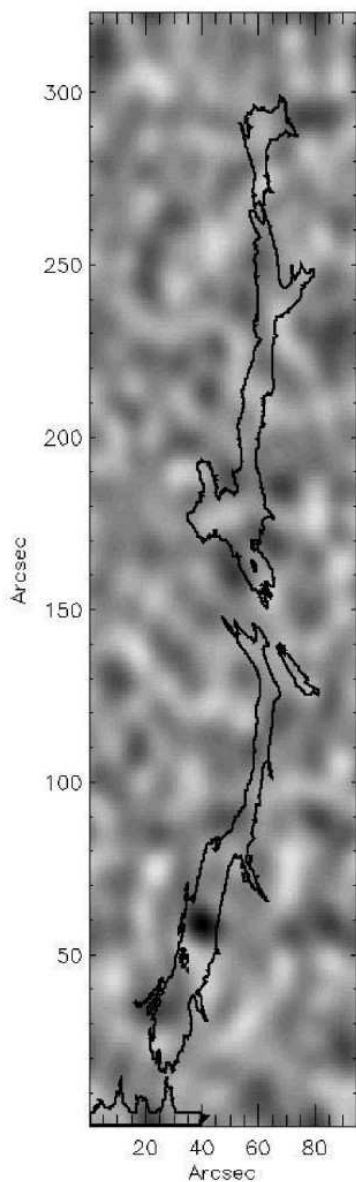


Fig. 5. A vorticity map computed from the horizontal photospheric velocities (TRACE data) with the location of the filament observed with DOT superimposed.

4. Filament and network, and chromospheric dynamic of the filament

In this section, we compare the network obtained by tracking passive corks in the measured photospheric flow field with properties of the chromosphere around the filament.

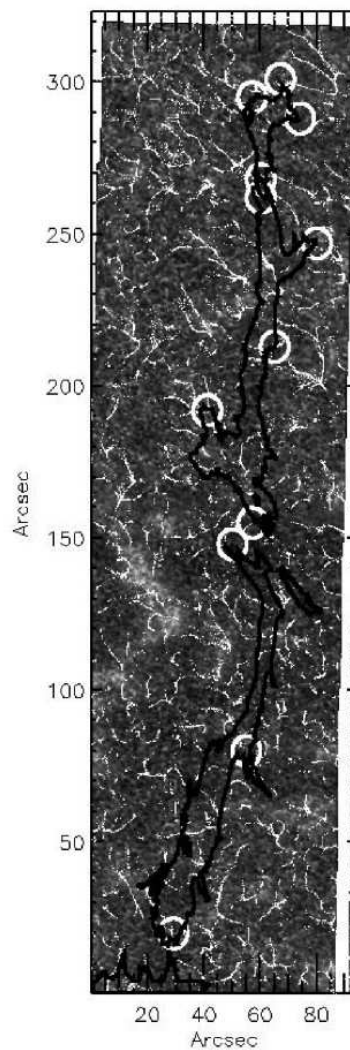


Fig. 6. A chromospheric image taken with the DOT in Ca II H (3968 Å), showing the atmosphere about 500 km above the photosphere. Superimposed are the final corks positions after 5-hours of evolution of the flow field and an isophote showing the location of the filament in $H\alpha$ with circles indicating the footpoints. The angular resolution is close to $0.2''$ over the whole field.

Following Lin et al. (2005), we assume that sub-structure seen in $H\alpha$ at semi-regular spacing pointing away from either side of the main filament body, the so-called barbs, represent magnetic footpoints that connect into the photosphere. Our objective in this section is two fold: to verify the quality of the coalignment between the various data sets, and to compare the location of the barbs with the net-

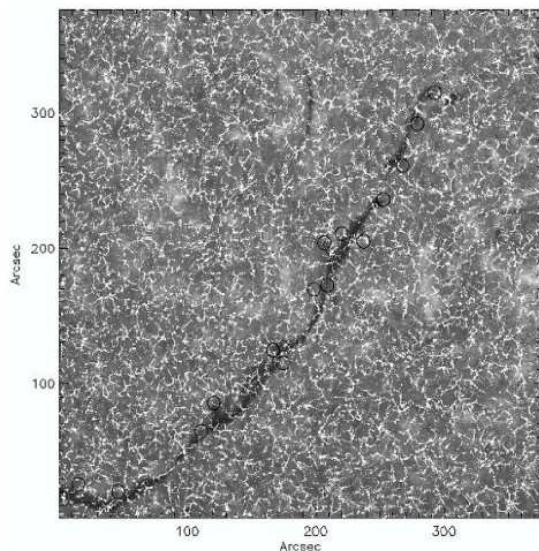


Fig. 7. The filament region observed in $H\alpha$ by ISOON on October 6, 2004, between 14:48 and 17:31 UT. The final positions of the corks computed from 5-hours of evolution of the flow field, are superimposed. Solar north is located at the top of the figure.

work boundaries, irrespective of polarity considerations. We then describe the evolution of the chromospheric properties of the filament with respect to the filament footpoints in the photosphere. The following section discusses the magnetic field associated with the filament.

Fig. 6 shows the final location of the corks after propagating for 5-hours in the flow field (computed from TRACE data), superimposed on a CaII map. In this figure, we verify the co-location of the network formed by the corks with the bright CaII features representing the chromospheric network. The small differences between the cork positions and bright CaII features is partly due to the short interval (5 hours) over which the corks were allowed to propagate compared to the much longer lifetime of the chromospheric network. The good correspondence between the corks and the CaII network confirms the alignment between the observations from the different from ground and space-based instruments.

Similarly, Fig. 7 shows the final location of the corks superimposed on the $H\alpha$ filament as seen by ISOON later on October 6, 2004. The figure shows a rather good correlation between cork location and the magnetic network visible as bright features at supergranular boundaries.

At the photospheric level, the solar granulation does not exhibit any special behaviour below or near the filament. However, several supergranulation cells are seen to cross the PIL as observed by Lin et al. (2005). The $5''$ radius circles in Fig. 6 indicate the locations of apparent

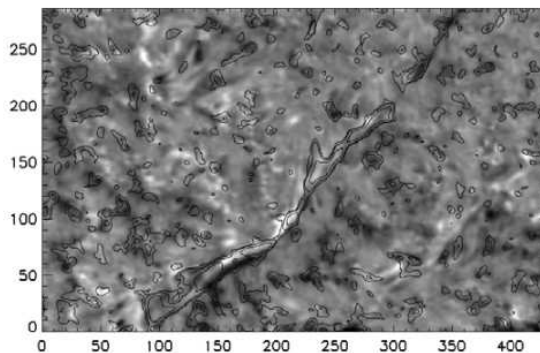


Fig. 8. $H\alpha$ MSDP spectrograph observation from Meudon on Oct 6, 2004 at 13:36 UT. Dark represents downflow and bright upflow. Solar north is located at the top of the figure.

end points of the filament barbs. We find that 75% of the observed barb end points fall within the network boundaries (defined both by corks and CaII), which is in good agreement the earlier findings of Lin et al. (2005).

Fig. 8 overlays $H\alpha$ intensity isolines showing the location of the filament on chromospheric Doppler velocities observed in $H\alpha$ at Meudon (13:36 UT). We observe a classical blueshift in the filament core indicating that the material is upflowing (between 0.5 and 2 km/s). We observe a strong upflow (4 km/s) at the location of the gap in the filament (210,90) on Fig. 8. However, the dynamics in the filament footpoints are more complex with mixed, rapidly evolving, upflows and downflows (lying between -2 to 2 km/s). This is confirmed by Doppler velocities measured (Fig. 9) in $H\alpha$ by THEMIS (10:06-11:09 UT) a few hours before the Meudon observation. In this earlier THEMIS data, we observe a general upflow at the footpoints of the filament. Both upward and downward flows are visible at the top of the filament position (64,285) in Fig. 9, while no such motions are observed a few hours later in the Meudon data at the same location. Our observation for the upflowing material in the filament core and the complex dynamics associated with filament footpoint, confirm the previous results of Malherbe et al. (1983b), Schmieder et al. (1984) and Schmieder et al. (1991),

5. Parasitic polarities

We have directly measured the magnetic field with the THEMIS/MTR polarimeter (Fig. 9). A possible link between horizontal photospheric flows and the location of parasitic polarities was investigated using the THEMIS magnetic map and the horizontal flows computed with the TRACE WL data.

THEMIS measured the magnetic field in the filament region in FeI 6302 Å between 10:06 and 11:09 UT on October 6. The amplitude of the longitudinal magnetic field shown in Fig. 9 lies between ± 447 Gauss, with the

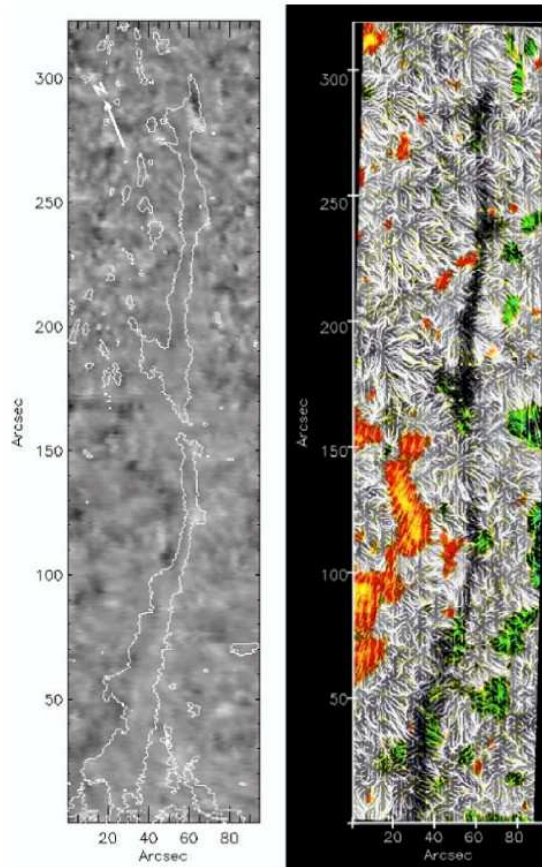


Fig. 9. (Left) Doppler velocity measured in $H\alpha$ with THEMIS on October 6, 2004 between 10:06 and 11:09 UT. Dark represents downflow and bright upflow. The arrow indicates solar north. (Right) A THEMIS magnetogram from October 6, 2004 with cork trajectories computed from TRACE data superimposed. The longitudinal magnetic field lies between ± 447 Gauss. The cold colors, green and blue, represent the field entering (South) the Sun and the hot colors, red and yellow, indicate the field coming out (North) of the sun. The $H\alpha$ filament observed simultaneously with THEMIS is superimposed.

highest absolute values being saturated on this map. The cork trajectories computed over a 5-hour period and the filament as seen in $H\alpha$ are superimposed on the magnetic map. We observe that the filament lies above the polarity inversion lines (PILs) seen within the filament channel. We also note the presence of parasitic polarities on both sides of the PIL as expected. For example in Fig. 9 we find strong northward parasitic polarities (shown in red) located at the coordinates (70,248), (70,190), (80,250), (85,130) and strong southward parasitic polarities (shown in green) at (20,25), (48,125).

We now examine the interaction between these parasitic polarities and the flows and in particular with the

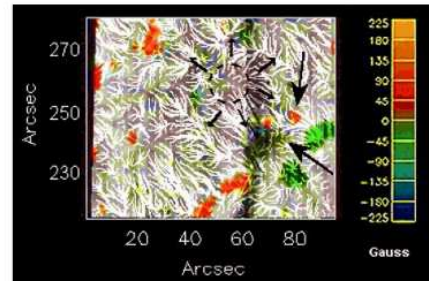


Fig. 10. Detail of a parasitic polarity extracted from Fig. 9. The longitudinal magnetic field lies between ± 447 Gauss. The thick arrows show two parasitic polarities and the dotted circle indicates roughly the center of the divergence (and thin arrows the direction) of the horizontal flow on the scale of a supergranule.

supergranules observed to cross the PIL. The two polarities at (70,248) and (80,250) in Fig. 9 are located at the extremity of the cork trajectories. Fig. 10 shows some of the details at this location. The dotted circle indicates a center of divergence on the scale of a supergranule, while the small arrows show the direction of the flow field. The large arrows on the right of the figure point towards the parasitic polarity (in red) and the dominant polarity (of the weak background field) in green. The cork trajectories cross beneath the filament indicating that the flow transports corks (and thus flux tubes) across the filament channel and could in this manner create parasitic polarities. Convection could push opposite polarity fields, by the outward dispersal of magnetic flux, through the PILs. Thus supergranule cells could induce a significant flow into the polarity inversion zone thereby transferring field of opposite polarity from one side of the PIL to the other one.

The parasitic polarity (in red) at (80,250) in Fig. 10 forms a secondary inversion line with the dominant polarity (in green). The presence of such an inversion line in the filament channel could play a role in the formation of the filament footpoints in agreement with Aulanier et al. (1998a), who suggest that barbs are always associated with parasitic polarities. The presence of the parasitic polarity implies an inverse configuration for the transverse horizontal magnetic field. Therefore, taking into account the model of Aulanier et al. (1998a), we propose a plausible scenario for footpoint (barb) formation from our observation. Namely, the diffusion of the magnetic field through the PILs, driven by supergranular flows, forming parasitic polarity over a time scale of 3 to 5 hours (cork diffusion). When this parasitic polarity is located close to a dominant polarity feature, even with weak magnetic field, the coupling of magnetic structures forms a secondary inversion line with a dip where the dense material can be retained against gravity, on the side of the main prominence body. This agrees with the previous works of Aulanier and Schmieder (2002), López Ariste et al. (2006)

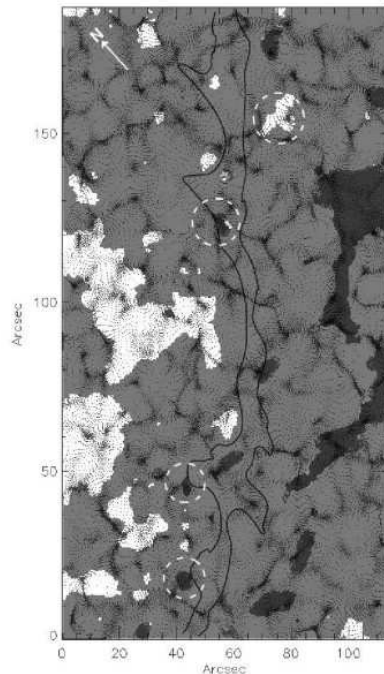


Fig. 11. A THEMIS magnetogram taken on October 7, 2004, between 9:10 and 10:13 UT, with cork final positions superimposed. Some parasitic polarities are indicated by dotted circles. The arrow indicates solar north.

and Schmieder et al. (2006) who show the importance of small polarities in the formation of dipoles.

However, since we have not observed the temporal evolution of the magnetic field, we cannot exclude the possibility that the parasitic polarities emerged locally and that they are not transported by the photospheric flows. Aulanier (1998b) found that the angle barbs formed with the filament correlated with the motion of the parasitic polarity involved in its formation. This implies a relationship between polarity changes and photospheric motions. In Fig. 9 several supergranulation cells are seen to cross the PIL. We find several examples of parasitic polarities linked to divergent flow such as those in Fig. 9 at (48,125) (green) or (70,190) red, low amplitude). Three other examples appear to be related to the evolution of the convective flow: (43,255) (green), (85,130) (red) and, (20,25) (green). In general the parasitic polarities are located close to maxima in the amplitude of the horizontal velocity.

We have also computed the photospheric horizontal velocities, on October 7, 2004, using the TRACE data between 9:40 and 11:00 UT. Fig. 11 shows a THEMIS magnetogram (between 9:10 and 10:13 UT) and the final corks locations after 5-hours. We note a very good correspondence between the position of the corks and the magnetic concentrations at the boundaries of the super-

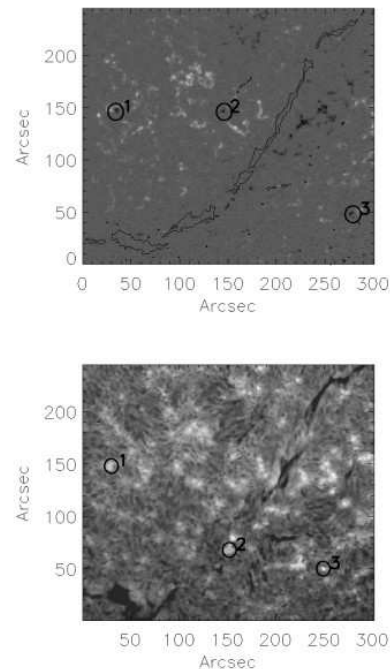


Fig. 12. *top* : A MDI magnetogram observed on October 7, 2004 at 19:14 on which the three parasitic polarities are visible. *bottom* : An ISOON $H\alpha$ map on October 7, 2004 at 16:30 UT. Solar north is directed toward the top of the figure

granules, indicating a good alignment between the different data as in Sect. 4. We observe from the cork trajectories (not shown) that corks are also transported through the filament channel. The final position of some corks correspond to parasitic polarities (circles in Fig. 11), which appear to have been transported to the other side of the neutral line by the horizontal flows. Three of them, the lowest ones in Fig. 11 are located close to footpoints of the filament. This observation agrees well with the results obtained on the previous day. However, the pair of polarities described in Fig. 10 (Oct 6) is no longer visible on the Oct 7 THEMIS magnetogram, due to the evolution of the magnetic field.

6. Filament Eruption

The filament erupted on October 7, 2004 in the manner most often observed. The filament completely disappears over about 3h between 16:30 and 19:40 UT. As described by Martin et al. (1985), at the start of the eruption, the centre of the filament first expands outward with the far ends remaining attached at their photospheric footings. Next it developed the classic arch form as it disappeared from view against the solar disc. The eruption of a filament often produces a coronal mass ejection (CME) and some-

times a large two-ribbon flare. In this case the filament erupted around 16:30 on October 7, 2004, and a CME was observed at around 19:00 UT, with the LASCO-2/SOHO coronagraph and a two ribbon flare was observed with the SOHO/EIT. In this section we investigate the flows associated with this eruption.

6.1. Parasitic polarities and brightness enhancements.

Before the filament erupts, we observe an increase in brightness at three separate locations in the ISOON $H\alpha$ data. These three brightenings, visible in Fig. 12 (bottom) start to increase in brightness respectively at 17:04 (#1), 17:15(#2) and 17:27 (#3). Only Feature #1 is near a parasitic polarity observed in the magnetogram. Features #1 and #2 have negative polarity while feature #3 is positive.

SOHO/MDI acquired magnetograms continuously throughout the filament eruption. No changes in the longitudinal magnetic field were detected during the eruption. Only three features with strong parasitic polarity (PP), relatively to the local background magnetic field, appeared before and after the eruption. The PP #1 in Fig. 12 (top) appears at 13:04 UT with the emergence of new field at around 16:30, which corresponds to a brightness increase in the ISOON $H\alpha$ observation around 17 UT. PP #2 appears at about 18:29, after the eruption. Finally, PP #3 emerges before the eruption at 12:54 and appears to split at 19:04, after the eruption. PP numbers #1 and #3, which appear before the eruption, are located at distances of 137" and 123" from the filament, respectively. Both lie outside the TRACE 171 Å field of view, thus we cannot determine if a link exists between these features and the filament. Unfortunately TRACE did not observe in 171 Å between 16 and 18 UT, during the impulsive phase of the filament eruption. At 15:30 UT, before the eruption, only faint minor loops have formed over the filament's body, as seen in 171 Å. At 18:32 UT, the middle sections of the loops have brightened considerably and some appear to touch down at a newly created brightening located inside the filament as while others continue to loop over the entire filament. From 18:32 to 23:12 UT the newly created brightening continues to brighten and grow in size while propagating down the length of the filament.

The EIT observations in 284 Å, 195 Å and 171 Å taken before (at about 13 UT) and after (at about 19 UT) the filament eruption show a clear reorganization of the magnetic field in the corona and the classic two-ribbon flare configuration.

6.2. Photospheric flows during the eruption

To investigate the photospheric motions below and near the filament eruption, we used MDI Doppler data from 9:44 to 22:50 UT and the one-minute cadence TRACE WL observations. The time sequence of Doppler velocities shows only the expected slow evolution of supergranules throughout the entire field-of-view. There were no peculiar

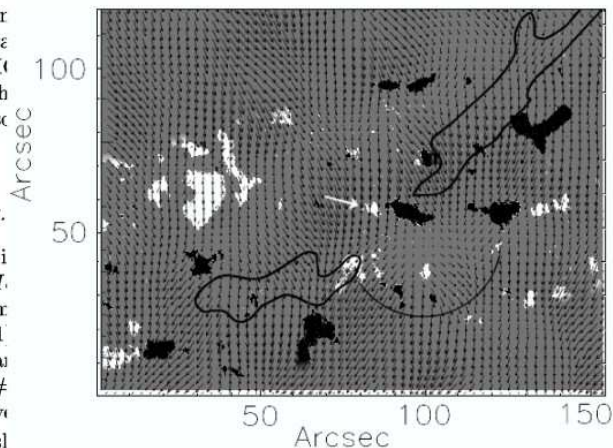


Fig. 13. Magnetic field measured by THEMIS on October 7, 2004 between 14:30- 15:17 UT, with the SE extremity of the contour of the filament, and with horizontal photospheric flows, measured with TRACE data, superimposed. The arrow indicates a magnetic feature which is observed to move and interfere with the close opposite polarity (on its right) in the MDI magnetograms (see text). The highest absolute values being saturated on this map. North is located at the top of the figure.

changes in the pattern associated with the eruption. To detect the presence of persistent large-scale horizontal flows, we applied LCT with a correlation window of $8'' \times 8''$ to 13h of the MDI Doppler data (between 9:50 and 22:50). The resulting horizontal velocities do not show any large-scale organization.

Following the same procedure used for the October 6, 2004 data, we coaligned the October 7, 2004 ISOON $H\alpha$ and TRACE WL data in order to measure the horizontal velocities below and near the filament during its eruption. The horizontal flow vectors were derived by applying LCT with a correlation window of $3'' \times 3''$. A detailed inspection of the velocity vectors and their divergence and vorticity fields did not reveal any peculiar evolution or change of the horizontal flow before or during the filament eruption.

However, at the location where the filament starts to disappear, we observe a persistent divergence of the flow visible before and after the filament eruption. This divergent flow was also present on October 6, 2004, implying a strong continuous flow that remains at the same location over an extended time period.

Fig. 13 shows the horizontal velocity measured with TRACE data superimposed on the line-of-sight (LOS) magnetic field measured by THEMIS on October 7, 2004 between 14:30 and 15:17 UT. We observe that parasitic and normal polarities are probably swept by the continuous diverging horizontal flow which is also where the filament gap appears at the beginning of the eruption. Such purely horizontal motions could destabilize the filament and lead to the sudden filament disappearance (Lin et al, 2001).

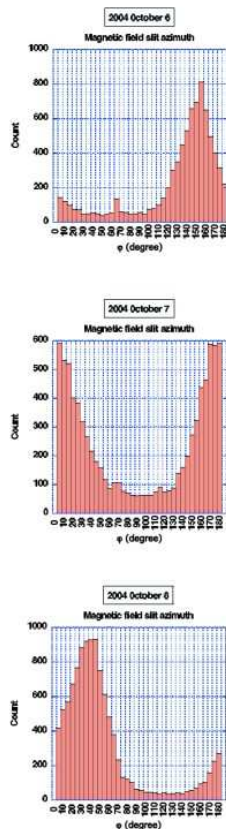


Fig. 15. Azimuth histograms of the network magnetic field obtained for the value of $\alpha_B > 45$ Gauss, where α is the magnetic filling factor, on October 6, 7 and 8.

Inspection of the MDI magnetograms permits us to study the evolution of the stronger magnetic features seen in the THEMIS data, as was done in Schmieder et al. (2006). Fig. 14 shows the time evolution of the MDI magnetograms between 11:43-16:40 UT, in the SE extremity where the eruption begins. We observed two magnetic structures, indicated by arrows on Fig. 14, that move with the photospheric flow towards regions of opposite polarities. The upper structure disappears between 16:05 and 16:10 UT and the lower one between 16:20 and 16:30 UT when they interact with the opposite polarities. These phenomena could initiate the reorganization of the magnetic field and could be candidates to start the destabilization of the filament, which begins erupting at about 16:30 UT.

However, from our observations, we cannot exclude the possibility that the eruption of the filament could be related to physical conditions in the upper atmosphere (chromosphere or corona) rather than the effects of the photospheric motions acting on the magnetic structures.

Finally, from the THEMIS vector magnetic field measurement, we observe a modification of the orientation of the transverse magnetic field before and after the filament eruption. The orientation of the transverse magnetic field in the network has changed between the magnetograms obtained on the 6, 7 and 8 October, 2004. The azimuth is defined as the angle between the transverse component of the magnetic field and solar north. Fig. 15 displays azimuth histograms of the network magnetic field obtained on October 6, 7, and 8. These histograms have well defined peaks, indicating a strong homogeneity of the azimuth of the network magnetic field. The mean values are 155° (on October 6), 180° (or 0°) (on October 7) and 45° (on October 8). This change may relate to the activity of the filament which disappears on 7 October and reforms the following day. Projection effects, which change with solar rotation, are negligible relatively to the amplitude of the observed azimuth variation.

7. Discussion and conclusion

We have presented multi-wavelength observation of the evolution and eruption a filament obtained during the JOP 178 campaign on October 6 through 8, 2004. We analyzed the photospheric motions below and in the immediate neighborhood of the to search for systematic flows that could both sustain the filament and lead to its eruption. We did not observe any large-scale flows converging toward the filament channel that might have contributed to its formation in agreement with the results of Magara and Kitai (1999). We found that the photospheric motions in the vicinity of the filament exhibit the same properties as those in the remainder of our field-of-view which contains mainly quiet sun. Perhaps motions converging toward the filament exist in the early phases of its formation, but neither our observation nor those of Magara and Kitai (1999) observe this phase. We observe that several supergranulation cells cross the Polarity Inversion Line. Our observations show that the supergranules can play a role in the transport of parasitic polarities through the filament channel and thus contribute to the formation of a barbs (filament footpoints). We presented a detailed example in Section 5 where one clearly sees the formation of a secondary magnetic dip at the location of a footpoint.

We also investigate the evolution and eruption of the filament. Regarding the evolution of the filament, On October 7, 2004, we observed an eruption of the filament at approximately 16:30 UT which was followed by a CME visible with the LASCO2/SOHO coronagraph at about 19:00 UT. Before and during the eruption, we detected only a few changes in the MDI/SOHO magnetograms. The horizontal photospheric velocities are similar over the entire field of view and show only the classic evolution of the meso- and super-granulation. However, we observed two phenomena which could originate the filament eruption. The first is the transport of parasitic and normal polarities by a continuous diverging horizontal flow, lasting at least one day, located in the filament gap where the

filament starts to disappear. Such a purely horizontal motion could lead to the destabilization of the filament and to the sudden filament disappearance (Lin et al., 2001). The second is the mixing of opposite polarities induced by the horizontal flows which in turn implies a reorganization of the magnetic field at the origin of the filament eruption.

However, since we do not have high spatial and temporal resolution measurements of the magnetic field needed to continuously observe its evolution, we cannot exclude the possibility that the eruption is triggered by physical conditions in the upper atmosphere (chromosphere or corona).

One very interesting observational result was the re-orientation by 70° (or 110°) of the transverse field after the eruption seen in the daily vector magnetograms obtained with THEMIS. Further observations of field changes are required to understand if such shifts in the direction of the field are commonly associated with filament eruptions, and if so, what causes them.

To further elucidate the contribution of photospheric motions to the formation, evolution and eruption of a filament, multi-wavelength observations over extended time periods, with both high temporal and spatial resolution, especially for the magnetic field, are needed. The HINODE (Solar B) satellite is equipped to provide such observations.

Acknowledgements. This work was supported by the Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S., UMR 5572 and UMR 8109), by the Programme National Soleil Terre (P.N.S.T.) and European OPTICON trans-national Access Programme. SOHO is a mission of international cooperation between the European Space Agency (ESA) and NASA. This work was supported by the European commission through the RTN programme (HPRN-CT-2002-00313). We wish to thank THEMIS, DOT, DST, ISOON, SOHO/MDI, SOHO/EIT, TRACE Teams and Ch. Coutard for their technical help. We are indebted to G. Aulanier, P. Mein and N. Mein for many discussions.

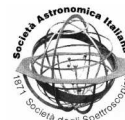
References

- Aulanier, G.; Demoulin, P.; van Driel-Gesztelyi, L.; Mein, P.; Deforest, C. 1998a, *A&A*, 335, 309
- Aulanier, G. Thesis 1998b Université Paris VI Pierre et Marie Curie
- Aulanier, G., Demoulin, P., Mein, N., van Driel-Gesztelyi, L., Mein, P., Schmieder, 1999 *A&A*, 342, 867
- Aulanier, G., Srivastava, N., Martin, S. F. 2000, *ApJ*, 543, 447
- Aulanier, G., Schmieder, B. 2002 *A&A*, 386, 1106
- Choe, G. S., Lee, L. C. 1992 *Sol.Phys.*, 138, 291
- Kuijpers, J. 1997 *ApJ*, 489, L20
- Kuperus, M., Raadu, M. A. 1974 *A&A*, 31, 189
- Leenaarts, J., Rutten, R. J., Carlsson, M., Uitenbroek, H. 2006 *A&A*, 452, 15
- Lin, J., Forbes, T. G., Isenberg, P. A. 2001 *JGR*, 106, 25
- Lin, Y., Wiik, J. E., Engvold, O., Rouppe van der Voort, L., Frank, Z. A. 2005, *Sol. Phys.*, 227, 283
- López Ariste, A., Aulanier, G., Schmieder, B., Sainz Dalda, A. 2006 *A&A*, 456, 725
- Mackay D.H., Gaizauskas V., van Ballegooijen A.A., 2000, *ApJ*, 544, 1122
- Mackay D.H., van Ballegooijen A.A., 2006, *ApJ*, 641, 577
- Magara, T., Kitai R. 1999, *ApJ*, 524, 469
- Malherbe, J. M. and Priest, E. 1983a *A&A*, 123, 80
- Malherbe, J. M., Schmieder, B., Ribes, E., Mein, P. 1983b *A&A*, 119, 197
- Martens, P.C., Zwaan C. 2001, *APJ*, 558, 872
- Martres, M.J., Mein, P., Schmieder, B., Soru-Escout, I. 1981 *Sol. Phys.* 69, 301
- Martin, Livi, and Wang 1985 *Aust. J. Phys.* 38, 929
- Martin, S.F., Echols, C.R. "Solar Surface Magnetism". NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C: Mathematical and Physical Sciences, Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop, held Soesterberg, the Netherlands, November 1-5, 1993, Edited by R. J. Rutten and C. J. Schrijver. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1994., p.339
- Molowny Horas, R. L. 1994 Thesis Institute of Theoretical Astrophysics University of Oslo.
- November, L. J., Simon, G. W. 1988 *ApJ* 333, 427
- Plocieniak, S.; Rompolt, B. 1973 *Sol.Phys.*, 29, 399
- Priest, E.R. New Perspectives on Solar Prominences, proceedings of a meeting held in Aussois, France (ASP Conference Series, Vol. 150, IAU Colloquium 167) 28 April- 4 May 1997. Edited by David F. Webb, Brigitte Schmieder, and David M. Rust, p. 453
- Ridgway C. and Priest E. 1993, *Sol.Phys.*, 146, 277
- Rieutord, M., Roudier, T., Ludwig, H.-G., Nordlund, A., Stein, R. 2001 *A&A* 377, 14
- Roudier, Th., Rieutord, M., Malherbe, J. M., Vigneau, J. 1999 *A&A*, 349, 301
- Rutten, R. J.; Hammerschlag, R. H.; Bettonvil, F. C. M.; Sütterlin, P.; de Wijn, A. G. 2004, *A&A*, 413, 1183
- Schmieder, B., Malherbe, J. M., Mein, P., Tandberg-Hanssen, E. 1984 *A&A*, 136, 81
- Schmieder, B., Raadu, M. A., Wiik, J. E. 1991, *A&A*, 252, 353
- Schmieder, B., Aulanier, G, Lopez Ariste, A, 2006, *Sol. Phys.*, 238, 245
- Van Ballegooijen, A. A. and Martens, P. C. H. 1989, *ApJ*, 343, 971
- Van Ballegooijen, A. A. 2004, *ApJ*, 612, 519

**Photospheric flows around a quiescent filament
and CALAS first results**

Rondi S., Roudier Th., Molodij G., Bommier V., Malherbe JM.,
Schmieder B., Meunier N., Rieutord M., Beigbeder F.
Memorie della Societa Astronomica Italiana – 2007.

Memorie della



Photospheric flows around a quiescent filament and CALAS first results

S. Rondi¹, Th. Roudier¹, G. Molodij², V. Bommier³, J.M. Malherbe², B. Schmieder², N. Meunier¹, M. Ricutord¹, F. Beigbeder¹.

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire Midi-Pyrénées, Université Paul Sabatier Toulouse III, CNRS, 57 Avenue d'Azeirex, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, FRANCE

² LESIA, Observatoire de Paris, Section de Meudon, 92195 Meudon, France

³ LERMA, Observatoire de Paris, Section de Meudon, 92195 Meudon, France

Abstract. The horizontal photospheric flows below and around a filament are one of the components in the formation and evolution of filaments. Few studies have been done so far because this requires multiwavelength time sequences with high spatial resolution. We present observations obtained in 2004 during the international JOP 178 campaign in which eleven instruments were involved, from space and ground based observatories. Several supergranulation cells are crossing the Polarity Inversion Line (PIL) allowing the transport of magnetic flux through the PIL, in particular the parasitic polarities. Before the filament eruptive phase, parasitic and normal polarities are swept by a continuous diverging horizontal flow located in the filament gap where the disappearance of the filament starts.

We also present the first images obtained with the use of our new 14MPixel camera CALAS (CAmera for the LArge Scales of the Solar Surface) ($10' \times 6.7'$). These are the first large-scale and high-resolution images of the solar surface ever made.

Key words. – The Sun: atmosphere - The Sun: Filaments - The Sun: granulation – The Sun: magnetic fields

1. Introduction

Filaments (prominences seen on the limb) which are common solar features always occur along lines where the underlying photospheric magnetic field changes sign. They represent regions where magnetic fields are interacting with the plasma in a subtle way in the different parts of the solar atmosphere. The filaments are structures of the solar corona which are anchored in the solar photosphere by footpoints. Because of the high turbulence of the

photosphere (convection motions) several theoretical works propose models for the formation of filaments based on converging motions (Van Ballegoijen and Marten 1989, Choe, G. S.; Lee, L. C 1992, Ridgway and Priest 1993). Knowledge of photospheric motions over a long time span is needed to understand the action of the plasma on the filament.

In this paper we present the study of a filament observed during a JOP 178 campaign over a large field of view with high spatial resolution. The description of horizontal photospheric flows below and around the filament is

Send offprint requests to: S. Rondi

illustrated and formation of parasitic polarities is discussed.

We present also the photospheric and chromospheric context of the filament eruption on October 7, 2004.

2. Photospheric flows around a quiescent filament

The data used here come from a combination of ground and space based telescopes on October 6, 7 and 8, 2004 during a JOP 178 campaign (<http://bass2000.bagn.obs-mip.fr/jop178/index.html>). The target was a quiescent filament seen in Fig. 1 at solar coordinates S16E11 (on Oct 6). This target was observed by the Dutch Open Telescope (DOT), THEMIS, the Meudon Solar Tower (MST), The Dunn Solar telescope (DST), the Improved Solar Observing Optical Network (ISOON), TRACE and SOHO/MDI/EIT. These instruments followed this target and observed its eruption on October 7 around 16:30 UT.

Fig. 2 shows a mosaic at 8:50 UT of the $H\alpha$ filament structure that was observed in the southern solar hemisphere (S16E11) on October 6, 2004 during the decaying phase of the solar cycle. This filament has a sinistral chirality which is a normal configuration in that hemisphere. The smallest chromospheric features on the image show that the angular resolution is around $0.5''$ over the field of view of $95'' \times 323''$. The $5''$ radius circles indicate the region of apparent foot points. Following passive scalars, like corks, over a long time scale enables the formation of a network at supergranular scale. Fig. 3 shows the cork trajectories due to horizontal velocities during 5 hours superimposed on the location of the filament. The horizontal velocity amplitude lies between 0 and 1.2 km/s with a peak of the distribution at 0.3 km/s. We observe that the corks are expelled from diverging cells with size from meso- to super-granular scales as expected. Some of these cork trajectories cross the filament in different parts. The field of divergence (Fig. 4) does not exhibit any particular behaviour below the filament, which indicates a similar flow over the field of view. At the photospheric level, the solar granula-

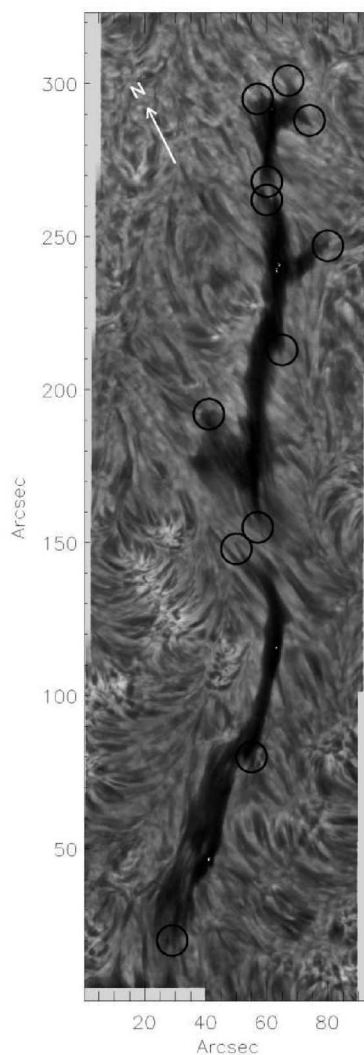


Fig. 2. Mosaic of the filament in $H\alpha$ observed with the DOT, from 6 frames selected, on October 6, 2004 around 8:50 UT. The circles correspond to the footpoints location of the filament. The arrow indicates North direction.

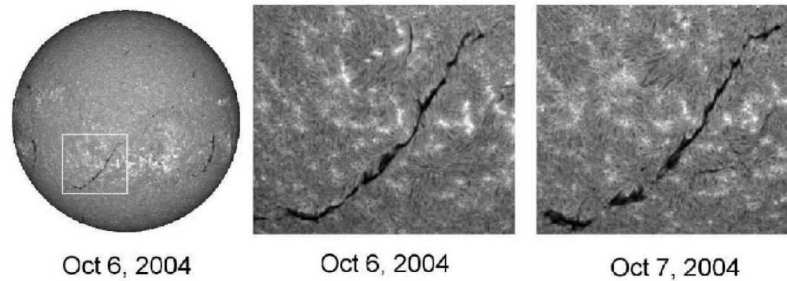


Fig. 1. Position of the target observed by ISOON on October 6 2004 and the filament evolution between October 6 and 7 2004.

tion does not exhibit any special property below and around the filament. However, several supergranulation cells are seen to cross the PIL as observed by Lin et al. (2005).

Fig. 5 shows the time evolution of the MDI magnetograms between 11:43-16:40 UT, in the SE extremity of the filament where the filament begins its eruption. We observe two magnetic structures, indicated by arrows on Fig. 5, moving with the photospheric flows towards opposite polarities. These structures disappear between 16:05 and 16:10 UT for the first one (top arrow) and between 16:20 and 16:30 UT for the second one (bottom arrow) when they interact with the opposite polarities. These phenomena could be related to the reorganization of the magnetic field and could be a candidate to start the destabilization of the filament which eruption of which starts around 16:30 UT.

3. CALAS first results

3.1. Purpose of the CALAS project

The origin of supergranulation is still much debated. Among various possible approaches, one way to study supergranulation is to observe the horizontal motions of granules. A combination of a very large field-of-view (in order to see as many granules as possible), a very high spatial resolution (to sample granules with a high accuracy) and a high cadence is necessary to study this pattern in detail. CALAS project aims at building a complete instrument

allowing images, Dopplergrams and magnetograms of the solar surface, installed at the Lunette Jean Rösch, Pic du Midi Observatory (France). In this paper we present the first images obtained with a 14MPixel camera from the imaging channel. These are the first large-scale and high-resolution images of the solar surface ever made. We also present preliminary results showing the flow field computed on this large field-of-view.

3.2. CALAS, the instrument

The camera used for the first observations is a Vector International FCi4-14000, a 14Mpixel camera using a 24×36 mm CMOS sensor from Cypress/Fill Factory (a IBIS4-14000 sensor). The image size is 3048 × 4560 pixels with a pixel size of 8 μm. We also plan to use a 16Mpixels camera using a IBIS4-16000 sensor, developed by ourselves. For this FCi4-14000 we evaluated the readout noise to 3.3 ADU and the conversion gain to 18.4 electrons/ADU. From the observations we deduced a signal-to-noise ratio around 240 including the photon noise, with a noise around 14 ADU. This range of noise is typical from CMOS cameras and higher than for CCD cameras, however we also benefit from the high reading rate (up to 3.25 frame per second) that will be helpful to reduce the noise with deconvolutions. This camera is installed at the Lunette

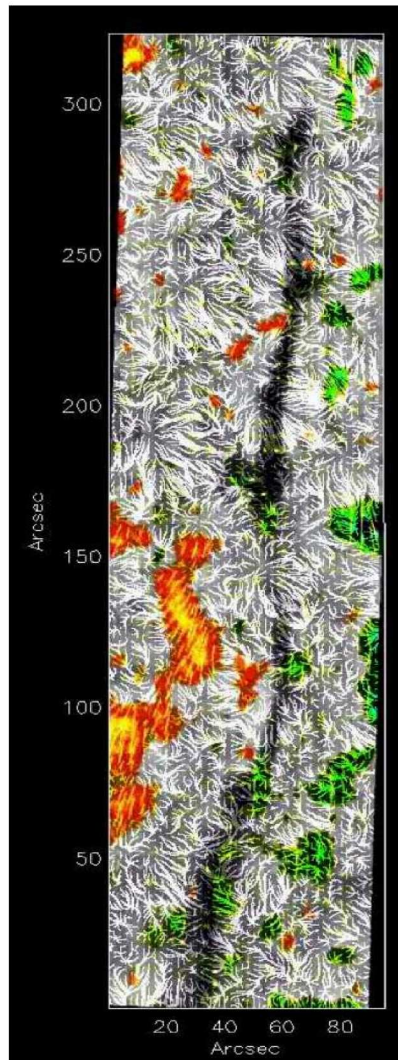


Fig. 3. THEMIS magnetogram on October 6, 2004 and superimposed corks trajectories computed from TRACE data. Longitudinal magnetic field lies between ± 447 Gauss. The cold colors green and blue represent the field entering (South) the Sun and the hot colors red and yellow stand for the field going out (North) of the sun. The $H\alpha$ filament observed simultaneously with THEMIS is superimposed.

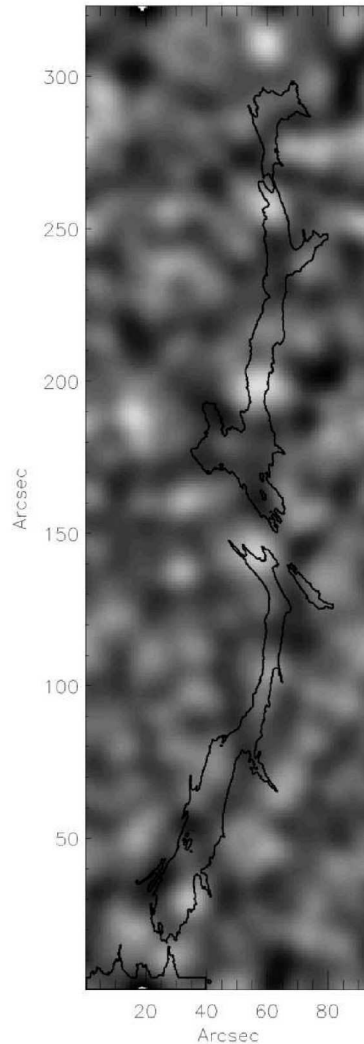


Fig. 4. Divergence map computed from the horizontal photospheric velocities (TRACE data) superimposed on the location of the filament observed with the DOT. Bright are divergent and dark are the convergent flows.

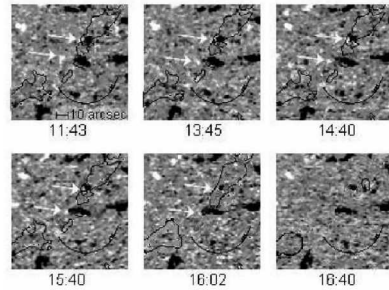


Fig. 5. Longitudinal magnetic field measured by MDI on October 7, 2004 between 11:43-16:40 UT, with the SE extremity of the filament. The arrows indicate the structures which move with the photospheric flows towards opposite polarities. The divergence location is shown by the arch of the circle. North is located at the top of the figure.

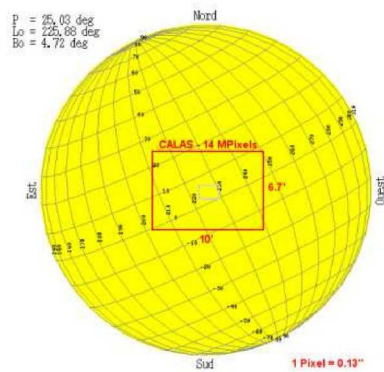


Fig. 6. Location and covered area by our 14MPixel camera on solar disk.

Jean Rösch, the 50cm refractor at Pic du Midi Observatory.

3.3. First large-scale and high-resolution images of the photosphere

The large field-of-view was obtained with one single shot. The area on the solar surface cor-



Fig. 7. Solar granulation in 5750 Angs. observed with the LJR (50 cm), on October 28, 2006 over $10' \times 6.7'$ at 9:48 U.T.

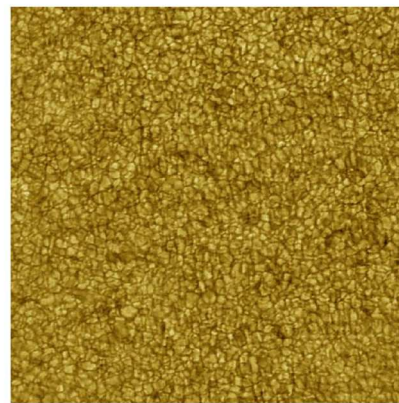


Fig. 8. Full resolution of solar granulation ($2' \times 2'$) extracted from Fig. 7

responds to approximately $435000 \times 291500 \text{ km}^2$ (1 pixel = 94 km) which is represented in red on Fig. 6. Fig. 7 shows the image of this large field of view ($10' \times 6.7'$) with high resolution (0.13''/pixel) of the Solar surface taken on October 28th, 2006. A 1 hour sequence has been acquired both on October 28th and October 29th. We obtained very good time sequence with a homogeneous seeing quality all

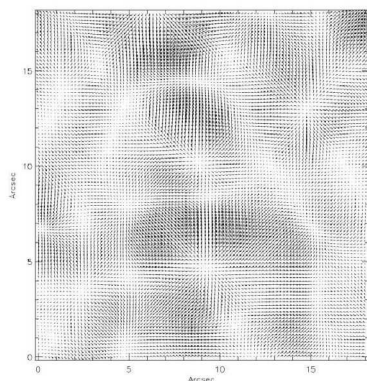


Fig. 9. Horizontal flow field over a small area (18''×18'') showing mesogranulation flows

over the field-of-view. Fig. 8 displays an example extracted from this field ($2 \times 2'$) which shows the quality of the data available on the whole area.

This sequence has been recentered and $k - \omega$ filtered, then the flow field has been computed on the whole area. Fig. 9 shows an example of the horizontal flow field over a small area (18''×18'') where mesogranulation flows are visible.

4. Conclusions

In this paper we have presented the multi-wavelength observation JOP 178 campaign of a solar filament on October 6, 7 and 8 2004. From the analysis of the photospheric motion below and around the filament, we derived conclusions which are in agreement with the previous results obtained by Magara and Kitai (1999). Like Magara and Kitai (1999) we do not observe large-scale converging region which could exist along the filament channel for its formation (see Magara and Kitai references). We find that the photospheric motions below and in the vicinity of the filament are identical to the remainder of the field-of-view in the quiet sun. We observe that several supergranulation cells cross the

Polarity Inversion Line. We confirm that the supergranules can play a role in the transport of the parasitic polarities through the filament for the formation of a barb (footpoint). In particular, we show a detailed example where one sees well the probable formation of a secondary magnetic dip at the location of a footpoint.

The first time sequences obtained with the new 14MPixel camera CALAS have demonstrated the possibilities to study the solar surface motions over large field of view with high spatial and temporal resolutions. The first horizontal flows derived from these time sequences are still under processing.

Acknowledgements. This work was supported by the Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S., UMR 5572 and UMR 8109), by the Programme National Soleil Terre (P.N.S.T.) and European OPTICON trans-national Access Programme. SOHO is a mission of international cooperation between the European Space Agency (ESA) and NASA. This work was supported by the European commission through the RTN programme (HPRN-CT-2002-00313). We wish to thank THEMIS, DOT, DST, ISOON, SOHO/MDI, SOHO/EIT, TRACE Teams and Ch. Coutard for their technical help. We are indebted to G. Aulanier, P. Mein and N. Mein for many discussions.

References

- Choe, G. S., Lee, L. C. 1992 Sol.Phys., 138, 291
- Lin, Y., Wiik, J. E., Engvold, O., Rouppe van der Voort, L., Frank, Z. A. 2005, Sol. Phys., 227, 283
- Magara, T, Kitai R. 1999, ApJ, 524, 469
- Van Ballegooyen, A. A. and Martens, P. C. H. 1989, ApJ, 343, 971
- Ridgway C. and Priest E.1993, Sol.Phys., 146,277

Sub arcsec evolution of solar magnetic fields

Roudier Th., Malherbe J-M., Moity J., Rondi S., Mein P., Coutard Ch.
Astron. & Astrophys.
vol.455, pp.1091-1098, 2006.

Sub arcsec evolution of solar magnetic fields

Th. Roudier¹, J. M. Malherbe², J. Moity², S. Rondi¹, P. Mein², and Ch. Coutard²¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire Midi-Pyrénées, Université Paul Sabatier Toulouse III, CNRS, 57 avenue d'Azeirex, BP 826, 65008 Tarbes Cedex, France² LESIA, Observatoire de Paris, Section de Meudon, 92195 Meudon, France

Received 3 February 2006 / Accepted 20 April 2006

ABSTRACT

Context. The evolution of the concentrated magnetic field in flux tubes is one challenge of the nowadays Solar physics which requires time sequence with high spatial resolution.

Aims. Our objective is to follow the properties of the magnetic concentrations during their life, in intensity (continuum and line core), magnetic field and Doppler velocity.

Methods. We have observed solar region NOAA 0644 on 2004 July 15 at Pic du Midi observatory with the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) operating mode and analysed the circular polarization of the Na D1 589.6 nm spectral line in terms of longitudinal magnetic field in 2D field of view ($5.6'' \times 80''$), during 41 mn at two altitudes 327 km and 170 km in the photosphere.

Results. Our data analysis reveals that all the concentrated magnetic features are associated with downward motions and the magnetic field remains very stable during the 41 mn. At different height 327 and 170 km, a clear depth effect is visible on Doppler velocity but not in the magnetic field strength.

Key words. Sun: photosphere – Sun: granulation – Sun: magnetic fields

1. Introduction

The quiet-Sun magnetism which is present in the form of discrete element over the Sun surface plays an important role in the solar magnetic activity. The simulations (Sanchez Almeida et al. 2003) point out that more than 90% of the unsigned magnetic flux existing in their numerical data would not appear in magnetograms with $1''$ angular resolution. Thus, the existing flux in the quiet sun probably exceeds by far that carried by active regions during the maximum of the solar cycle (Sanchez Almeida et al. 2003). Then, one of the main goals of the solar physics today is to describe and understand the physical and dynamical properties of the magnetic flux tubes. These features which are elementary bricks of the magnetic field in the quiet-Sun (diameter around 100–150 km or less) require for their analysis very high spatial and temporal resolution observations in spectropolarimetric mode. Recent work (Rimmele 2004; Berger et al. 2004; Rouppe et al. 2005) demonstrated the gain of the large solar telescopes, 1 m class, to learn more about the magnetic flux tubes properties. With the high spatial resolution ($0.1''$) of their observations, they show that weak upflows are found in the flux sheets and downflows in the immediate surroundings and the visible appearance of the small magnetic features is determined by their horizontal size (micro-pores, ribbon shaped and flowers).

The purpose of our paper is to show the possibilities of the combination of a Nematic Liquid Crystal (NLC) polarimeter with MSDP spectrograph to study the temporal evolution of magnetic concentration with a spatial resolution of $0.3''$ to $0.4''$. We organized the paper in two parts: the first part presents the statistical properties of the magnetic field relatively to the Doppler velocity and intensity distribution over the solar surface. We focus in particular on noise levels due to the reduction process. In the second part, we consider the time evolution

properties of different magnetic features, such as magnetic concentrations and moving magnetic features (MMF).

2. Observations

We observed the active region NOAA 0644 ($\mu = 0.91$ (East 24° , North 12°) close to the disc center, on 15th July 2004 between 6h 34mn 46s and 7h 15mn 21s UT. The duration of the analyzed sequence is 41 mn with a mean time step of 60 s. The exposure time was 40 ms with Camera LaVision CCD (1280×1024 pixels). The observation was performed in the NaD1 line ($\lambda 5896 \text{ \AA}$) with the Multichannel Subtractive Double Pass (MSDP) system (designed by P. Mein) operating on the solar spectrograph (designed by Z. Mouradian) at the focus of the 50 cm refractor of the Pic du Midi Observatory (Lunette Jean Rosch) as described by Mein (1981) and Mein (2002). The pixel size on the CCD camera is $0.13''$ and $0.1''$ on reduced data. The spectral resolution is 144 m\AA and 11 channels were recorded simultaneously. The elementary field of view is $90'' \times 14''$, and $80'' \times 5.6''$ after data reduction of the whole temporal sequence due to shifts in the pointing of the refractor. Polarization experiment setup is based on the one described by Malherbe et al. (2004), except that the ferroelectric crystal was replaced by a new nematic crystal.

Figures 1 and 2 show the general context of our field of view relatively to Meudon spectroheliogram and MDI/SOHO observations.

3. Data reduction

Data analysis was performed using the standard MSDP software developed by P. Mein and available on line at the BASS2000 data

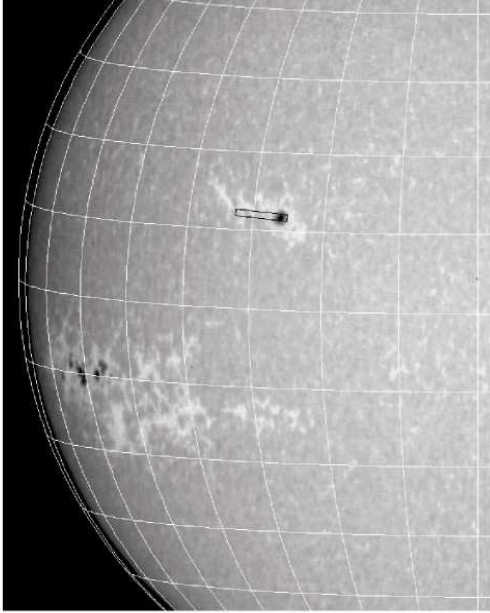


Fig. 1. Meudon spectroheliogram in CaII K1v (blue wing of CaII K 393.4 nm), on 2004 July 14 at 07:36 UT, showing NOAA 0644. The black box corresponds to the MSDP field of view.

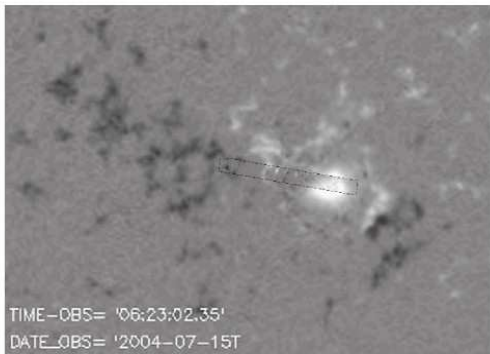


Fig. 2. SOHO/MDI magnetogram on 2004 July 15 at 06:23 UT, showing NOAA 0644. We observed with the MSDP the eastern part of the spot (the black box corresponds to the MSDP field of view); the magnetic field found by MDI in this spot was between -1000 and 1000 Gauss, in agreement with our results (courtesy SOHO/MDI).

base (see <http://bass2000.bagn.obs-mip.fr>). The different steps to analyse for each state of polarization have been described in a previous paper (Malherbe et al. 2004). The images were corrected for dark current and gain, rigidly aligned, destretched and filtered for p-modes in $k-\omega$ space (threshold phase velocity = 4 km s^{-1}) to remove five-minute oscillations.

We determine the wavelength shift of each profile $I + V$ (λ) and $I - V$ (λ) using the classical bisector technique: the wavelength shift is the shift of the middle of a chord having a full width of $2 \times \delta\lambda$ ($2 \times 144 \text{ m}\text{\AA}$ for the chromosphere or $2 \times 288 \text{ m}\text{\AA}$ for the photosphere). If we call λ_1 the shift of $I + V$ and λ_2

the shift of $I - V$, the dopplershift (i.e. the radial velocity V_{r}) (Fig. 4) is given by $\Delta\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$.

On the contrary, the Zeeman shift is proportional to $\Delta\lambda_B = (\lambda_1 - \lambda_2)/2$. We calibrate the values of the magnetic field using the classical weak field approximation, i.e.

$$\Delta\lambda_B = 4.67 \times 10^{-13} B_{\text{f}} \lambda^2 g$$

where B_{f} is the magnetic field in Gauss, $\Delta\lambda_B$ the Zeeman shift in \AA , λ the wavelength of the line in \AA and g the effective Landé factor of the line (1.33).

For the Sodium lines, we obtain approximately the following correspondance between velocities and magnetic fields: $1 \text{ m/s} = 0.91 \text{ Gauss}$.

According to Roudier et al. (2001), the two computed positions chords of half width 144 and $288 \text{ m}\text{\AA}$ in the spectral line correspond to the height 327 and 170 km , values which were derived from modelling the radiative transfer of NaD1 through the VAL-C atmospheric stratification with no magnetic field.

The observing mode consists in bursts of 2×30 images $I + V$ and $I - V$ with very short exposure time (40 ms) in order to reduce seeing effects. Hence, the signal to noise ratio of individual images is small (about 100). It can be increased after image selection, destretching and summing (Fig. 3).

Several calculations were done on a unique burst of 2×30 images from which it was possible to select up to 2×20 fairly good images (in general it was never possible to extract more than 2×5 to 2×10 images). Before summing images, we corrected seeing induced translations and deformations using a destretching method (November 1986).

In order to estimate the noise on the magnetic field, we select a small area of quiet sun, with no visible magnetic structure, of $6'' \times 6''$ (3600 pixels). In this area, the average value of the magnetic field is almost zero, and we take the standard deviation as an estimator of the noise.

We find the following results:

- at $144 \text{ m}\text{\AA}$, for a single determination from one couple $I + V$, $I - V$, the noise is 60 Gauss. When we use 20 successive determinations (within a few seconds), after destretching and summing, it reduces to 20 Gauss.
- at $288 \text{ m}\text{\AA}$, for a single determination from one couple $I + V$, $I - V$, the noise is 85 Gauss. When we use 20 successive determinations (within a few seconds), after destretching and summing, it reduces to 25 Gauss.

Obviously, when we use 20 determinations, we do not reduce the noise by a factor $\sqrt{20} = 4.5$, but by a factor 3 only. The reason is that the destretching procedure is not fully efficient and has an impact on the spatial resolution of magnetic fields.

4. Results

Before describing in some detail the evolution of magnetic features, we first present the statistical properties of velocities and magnetic field of our field of view.

4.1. Properties of quiet and bright feature regions (excluding spot)

Using the magnetic field as a selection criterion, we selected magnetic flux concentrations greater than 60 Gauss, outside the sunspot (see example of Fig. 8), in order to perform a statistical analysis of the bright features region.

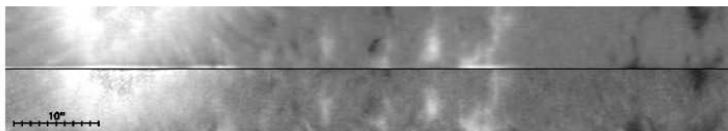


Fig. 3. Effect of image accumulation on the determination of magnetic fields (*top*: after summation of 20 determinations after destretching single; *bottom*: single determination). The field of view is $15'' \times 86''$. A single determination requires a couple of images $I + V$ and $I - V$.

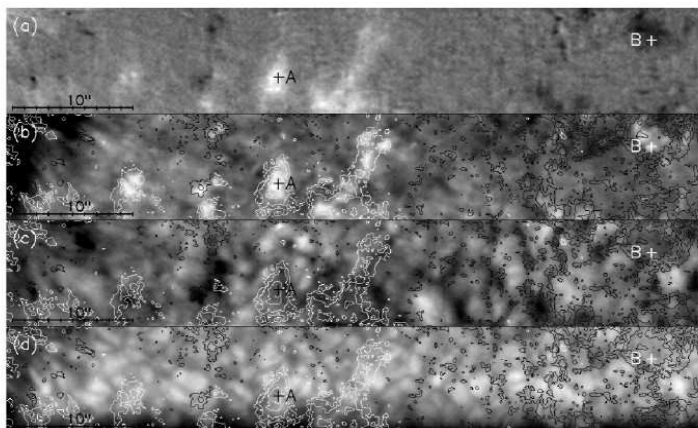


Fig. 4. Quiet area $58'' \times 9''$ at $t = 31$ mn. *From top to bottom*: **a**) magnetic field B_l at 144 mÅ (high photosphere). North polarities in white, South in dark; **b**) intensity fluctuations (Filigree, bright features) at 144 mÅ (high photosphere); **c**) line-of-sight velocity V_l at 144 mÅ upflows are represented in white and downflows in dark (high photosphere); **d**) continuum intensity of NaD1 (first channel of the MSDP with a small variation in wavelength giving a darker part in the bottom of that figure) (photosphere). Isocontours of B_l at 144 mÅ are plotted for ± 150 , ± 300 and ± 600 Gauss. Magnetic concentrations are strongly correlated to bright features and filigree, and also to intergranular lanes (see right of the figure).

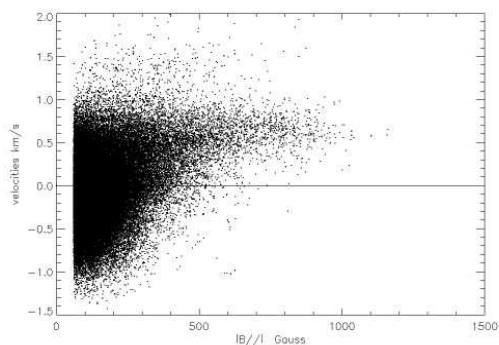


Fig. 5. Velocities versus magnetic field (absolute value) at 288 mÅ (170 km), 5 mn filtered for $|B_l| > 60$ Gauss. Positive velocity denotes downflow.

Figures 5–7 can be compared directly to Figs. 6 and 7 of Rimmele (2004) (scatter plot of B_l vs. velocity and intensity for magnetic flux concentration). For these figures positive velocity denotes downflow.

In Fig. 5, like Rimmele (2004), we observe an increase of magnetic field amplitude in the downflow. As $|B_l|$ increases, the velocities remain stable around 0.7 km s $^{-1}$ and do not turn to zero like observed by Rimmele (2004). The difference can be attributed to the different spatial resolution of the observations

and the angle of viewing which contributes to mix the flux tube properties with those of its surrounding. In Fig. 6, like Rimmele (2004), we find a linear increase of bright feature intensity with the magnetic field. Figure 7 shows scatter plot of velocity vs. intensity for the same pixels as the ones selected for Figs. 5 and 6. A bimodal distribution is visible like Rimmele (2004) in his Fig. 7 but not with the same shape. The gray diamonds represent the high-flux points above 500 Gauss and the small black dots represent the low-flux points with $|B_l| < 200$ Gauss. For that last one the distribution is more compact around 1.0 in intensity than found by Rimmele (2004) without increasing intensity for the upflowing motions. For the high-flux points above 500 Gauss, we measure a mean velocity two times greater than found by Rimmele (2004) and also we observe important downflows for the brightest one.

The difference between our plots and those of Rimmele (2004) can be due to the difference of spatial resolution ($0''.35$ for us, $0''.2$ for Rimmele) and to the difference, in small part, of the location of his observation ($\mu = 0.998$) close to the disk center (our observation is done at $\mu = 0.91$). The line of sight velocities and intensities, of such small features, are affected in particular for the small values of the magnetic field.

4.2. Time evolution of filigree points

The quality of our time sequence allows us to follow the properties of the network bright features during their life. Figures 9 and 10 show the time evolution of the intensity (continuum

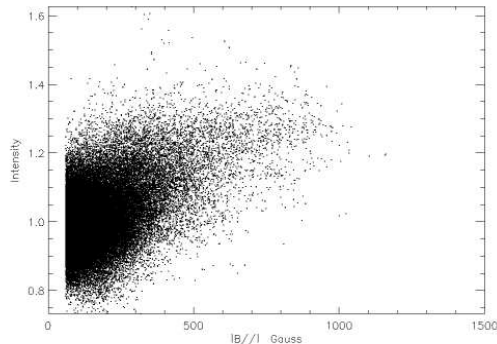


Fig. 6. Intensity at 144 mÅ versus magnetic field (absolute value) at 288 mÅ (170 km) for $|B| > 60$ Gauss.

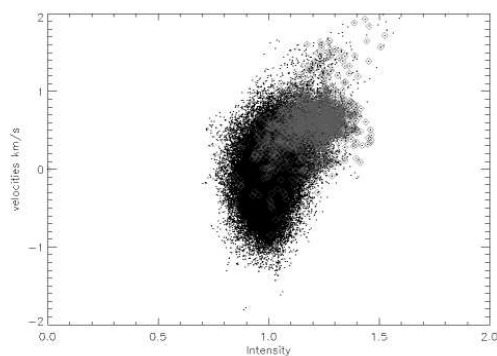


Fig. 7. Velocity at 288 mÅ (170 km) versus intensity at 144 mÅ for $|B| < 200$ Gauss (dots) and $|B| > 500$ Gauss (diamonds). Positive velocity denotes downflow.

and line core), magnetic field and Doppler velocity (at 288 and 144 mÅ) of two bright features. These flux tubes are detected by using the 144 mÅ intensity fluctuations (denoted as “core” intensity).

In the first flux tube A (coordinates 463, 18), we note a quite constant intensity both in the continuum and in the line core during all its life. During all the sequence the magnetic field is always found positive and constant around 700 Gauss and the Doppler velocity indicates a clear downflow location with velocity -350 m/s at 144 mÅ and -700 m/s at 288 mÅ. The observed velocity fluctuations are well correlated at different depth but do not seem to correspond to magnetic field fluctuations (seeing effects).

The second flux tube B (coordinates 784, 43), is also quite constant in intensity both in the continuum and in the line core during all its life. This flux tube has always a negative magnetic field around -450 Gauss. At $t = 16$ mn and $t = 41$ the different behaviours of the magnetic field at depth 288 mÅ (dot line) are not significant. The Doppler velocity are also found in majority in the downflow location with velocity between 0 m/s and -350 m/s. Solar small fluctuations in time are probably due to seeing effects which moves the flux tubes location (+ or -2 pixels).

There are only few measurements available for the magnetic field time evolution in the bright feature. Indeed, this requires

extremely high spatial resolution and high cadence of magnetograms. De Pontieu (2002) describes small-scale emerging flux in the photosphere showing an increasing magnetic flux during the emergence phase (around 300 s) and a clear decrease in the adjacent dispersion phase (around 420 s). The very recent work of Rouppe van der Voort et al. (2005, in their Fig. 5), shows a more or less stable magnetic field in flux tube during at least around 15 min. The apparent magnetic field intensity fluctuations in their figure seems to be generated by the seeing variations between the two instants of the polarimetric measurements.

The measurement of the 20 bright features present in our field of view gives the mean properties:

$$V144 = -424 \text{ m/s and } |B144| = 416 \text{ Gauss (} h = 327 \text{ km)}$$

$$V288 = -573 \text{ m/s and } |B288| = 421 \text{ Gauss (} h = 170 \text{ km)}.$$

In the quiet area (see right of Fig. 8), the magnetic field does not vary significantly with height (a few % only), but in bright features it has the tendency to increase gently with altitude, except for the Moving Magnetic Feature (MMF) present near the sunspot. In any case, the gradient is small in bright features and never exceeds 10 to 15% of the magnitude of the magnetic field. In the spot, the situation is quite different, because the magnetic field decreases strongly with height, -200 Gauss in comparison to a magnitude of 800 Gauss, thus 25% or more, corresponding to a gradient of the order of 1 G/km. This Fig. 8 can be related to Figs. 1 and 4 of Eibe et al. (2002) and the results seem to be in good agreement.

From a theoretical point of view, models predict an expansion of magnetic flux tubes over height range of 300 km with a decrease of the magnetic field amplitude (Solanki et al. 1999). This decrease is generally computed in models from various authors (Bercik et al. 2002; Sheytag et al. 2004; Vögler et al. 2005) and gives a decrease lying between 200 and 300 Gauss depending of the model between the height of 327 and 170 km, corresponding to the heights of our observation. In our previous work (Malherbe et al. 2004), the mean intensity of the magnetic field measured in magnetic concentrations at 288 mÅ (170 km) and 144 mÅ (327 km) were 945 and 480 Gauss (absolute value) respectively, which was a decrease with the altitude compatible (or slightly greater) with model predictions. In our data, we observe a clear depth effect on Doppler velocity but not in the magnetic amplitude between the same altitudes at 327 and 170 km. The difference found between these observations cannot be explained by the location of the target on the sun which are quite identical in term of viewing angle, or by the sunspot ages (5 days for Malherbe et al. 2004, one and between 5 to 15 days for the present one). The magnetic structures width could be smaller in the wings of the line than in line core, as found by Mein et al. (2006). We have noticed that at different locations the size of magnetic features at 288 mÅ is smaller or equal to the size of magnetic features at 144 mÅ. For a given image quality (seeing) this could imply a smaller filling factor at the altitude of formation of the line wings than in the line core which could lead to under evaluate the magnetic field. Then, this could be an explanation of the invariance of the magnetic field with altitude that we observe. Another possibility is that we observe intrinsic properties of flux tube in which magnetic field decrease more slowly in altitude than expected in active region. In addition, Rimmele (2004) indicates also a slower expansion rate with altitude than predicted by Solanki et al. (1999).

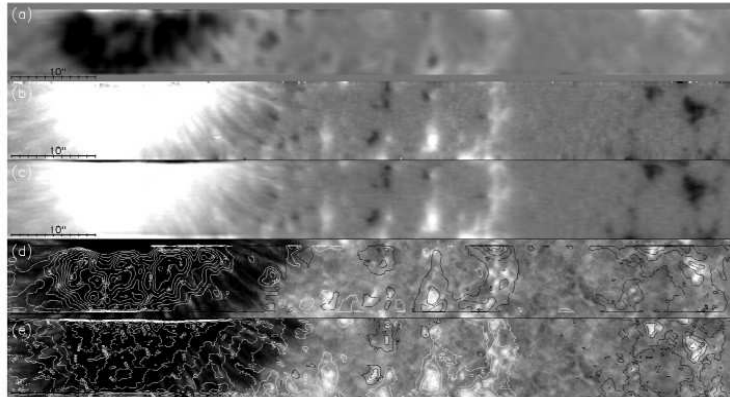


Fig. 8. Observation at time $t = 14$ mn, field of view of $87'' \times 9''$. *From top to bottom:* **a)** gradient of the absolute magnetic field between 144 and 288 mÅ. Positive gradient (increasing field with height) in white, negative in dark; **b)** magnetic field at 288 mÅ (170 km), after destretching and summing 20 pairs of images $I + V$, $I - V$. North polarities in white, South in dark; **c)** magnetic field at 144 mÅ (327 km), after destretching and summing 20 pairs of images $I + V$, $I - V$; **d)** intensity at 144 mÅ showing bright features and filigree, with the gradient of the absolute value of the magnetic field (this is the difference between the absolute value of the magnetic field at 144 and 288 mÅ, after reduction of the size of the pixel to $1''$ in order to reduce the noise). Isocontours for ± 13 Gauss, ± 40 Gauss, ± 66 Gauss, ± 94 Gauss, ± 120 Gauss, ± 146 Gauss, ± 173 Gauss, ± 200 Gauss, ± 227 Gauss, ± 253 Gauss) with positive gradient (magnetic field increasing with height in absolute value) for black and negative gradient (magnetic field decreasing with height) for white; **e)** intensity at 144 mÅ showing bright features and filigree, with isocontours of the the magnetic field (isocontours for ± 80 Gauss, ± 240 Gauss, ± 400 Gauss, ± 560 Gauss, ± 720 Gauss, ± 880 Gauss, ± 1040 Gauss, ± 1200 Gauss, ± 1360 Gauss, ± 1520 Gauss).

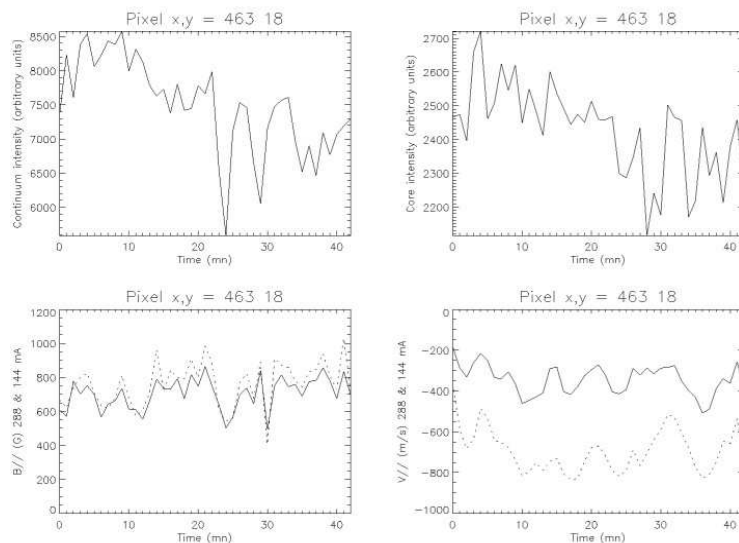


Fig. 9. Magnetic bright feature (A) time evolution, coordinates (463, 18) where $V_{z,1} < 0$ (downward) and $B_{z,1} > 0$. $B_{z,i}$ in Gauss and $V_{z,i}$ in m/s. In the bottom plots, dot and solid lines represent depth at 288 and 144 mÅ respectively.

4.3. Observation and simulation comparison

The simulations produce magnetic fields whose structures are very similar to magnetic Sun (Stein et al. 1999; Cattaneo 1999; Emonet & Cattaneo 2001; Stein & Nordlund 2002; Stein et al. 2002; Bercik et al. 2002; Stein & Nordlund 2003; Stein et al. 2003; Sheylag et al. 2004; Komenko et al. 2005; Vögler et al. 2005). In particular, the numerically simulated magnetograms are in good agreement with those observed on the sun (Sanchez Almeida et al. 2003). Models strongly suggest that non-stationary velocities to be present in mature flux tubes

although strong downflows can exist during the field concentration phase (see Rimmele 2004). However, models also predict, thin sheets of downflowing plasma at the edge of the flux tube. Such events have been recently observed with high spatial resolution observations by Rimmele (2004) and Rouppe van der Voort et al. (2005).

More precisely, the latter authors found that the plasma in magnetic elements is basically at rest and sometimes, upflows at ≈ 150 m/s within localized concentrations of small magnetic features. The stronger downflows are observed, like Rimmele, in narrow sheets at the edges of the flux sheets.

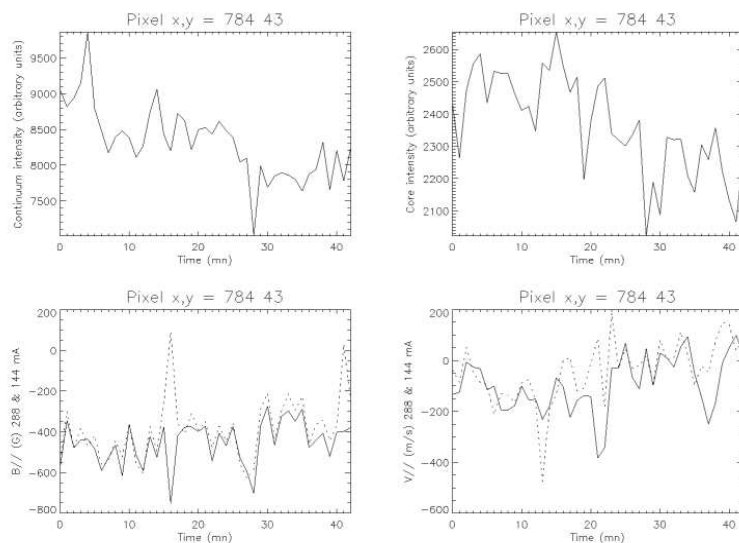


Fig. 10. Magnetic bright feature (B) time evolution, coordinates (784, 43) where $V_{l,j} < 0$ (downward) and $B_{l,j} < 0$. $B_{l,j}$ in Gauss and $V_{l,j}$ in m/s. In the bottom plots, dot and solid lines represent depth at 288 and 144 mÅ respectively.

In our observations, we do not observe the small upflows or plasma at rest in the flux tube which is probably due to our spatial resolution around $0''.35$. The diffraction limit of the telescope leads to mixing of information, as explained by Rimmele (2004), within the flux tube and its surrounding where the downflows are strong. From our observation, we find that each magnetic feature is associated with a strong and concentrated downflow which is in good agreement with the simulation of Stein et al. (2002). The bright feature evolution shows a fairly constant magnetic field along the sequence duration, while downflows may be stable or vary (Figs. 9 and 10).

Regarding now the time evolution of the magnetic field, Stein et al. (2003) show that the surface magnetic field saturate about one turnover time for their computational domain (around 60 mn) although local dynamo action must exhibit an amplification phase followed by a diffusion process to reconnect and alter the magnetic field and by a recirculation to continue the process. Our measurement during 41 mn, of mature flux tubes, does not allow to give any more information about the alteration of these flux tubes by the local convection. The magnetic field in the measured flux tubes is always found fairly constant during all the sequence, this is probably due to our observation of mature flux tubes. The shortness of our time sequence does not allow us to describe all the time evolution of flux tube, longer sequences are necessary for that goal.

4.4. A particular moving magnetic feature (MMF)

Let us examine the case of a particular solar magnetic feature during our time sequence Fig. 12. A moving magnetic feature (MMF) is well visible in the penumbra of the spot, with opposite magnetic polarity. During the 41 mn of the sequence, the intensity of the MMF at 144 mÅ remains almost constant, so that this feature is easy to detect and horizontal motions can be determined precisely. The horizontal drift velocity can be considered as a constant, Fig. 11, of 0.8 km s^{-1} . With such horizontal velocity, this MMF corresponds to the faster class of the MMF described by Zhang et al. (2003) with velocity greater than

superganular outflow (0.5 km s^{-1}). On the contrary, the line-of-sight velocity derived from dopplershifts (see figure) is not constant and lies in the range -0.6 to -1.2 km s^{-1} remaining always downward motions. The magnetic field does not exhibit significant variations around a mean value of -300 Gauss (South Polarity, sunspot of North Polarity). The noise in quiet regions was estimated at about 50–60 Gauss, here the noise is higher because it is very hard to follow exactly the same pixel with a time resolution of 1 mn due to seeing fluctuations.

5. Conclusion

The detection and the measurement of the magnetic field in the flux tubes is one challenge of the nowadays Solar physics. Several authors (Koschinsky et al. 2001; Dominguez Cerdeña et al. 2003; Rimmele 2004; Berger et al. 2004; Stangl & Hirzberger 2005; Rouppe van der Voort et al. 2005) have recently performed magnetic field measurements at very high spatial resolution. However, due to the difficulty to get time sequence with constant high quality, few of them had the possibility to observe the temporal evolution of magnetic flux tubes which are highly linked to the turbulent-convective plasma. The quality of our time sequence allows us to follow the properties of the magnetic concentrations during their life, in intensity (continuum and line core), magnetic field and Doppler velocity at two altitudes 327 km and 170 km in the photosphere. A detailed examination of all the bright features visible (in the NaD1 line) in our field of view reveals that all these features are always associated with downflow motions. In our observations, we do not observe the small upflows or plasma at rest in the flux tube and the stronger downflows, like Rimmele (2004), in narrow sheets at the edges of the flux sheets, which is probably due to our spatial resolution around $0''.35$. From our observation, we derived the mean properties of the flux tubes during their life. During all the sequence the magnetic field is found more or less constant like the intensity both in the continuum and in the line core. The observed velocity fluctuations are well correlated at different depth but do not seem to correspond to magnetic field

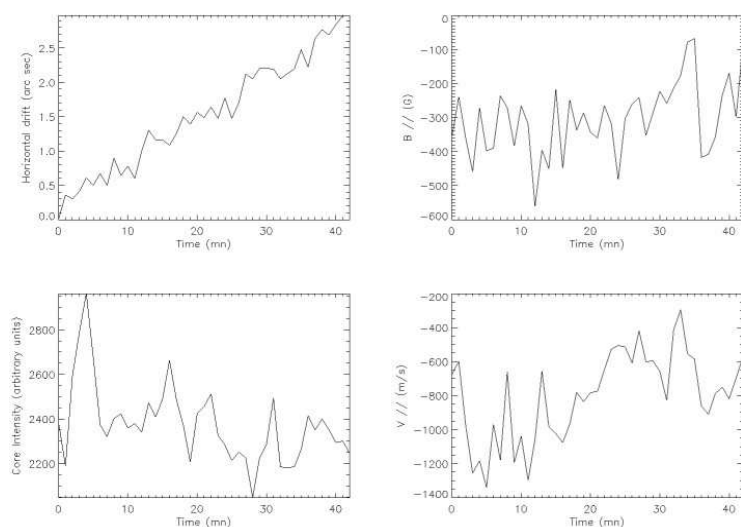


Fig. 11. Time evolution of different parameters of the Moving Magnetic Feature (MMF): B_{\parallel} in Gauss and V_{\parallel} in m/s. *Top left:* MMF displacement in arcsec during the sequence; *top right:* MMF magnetic field at 144 mÅ time evolution which is fairly constant during the sequence; *bottom left:* core intensity time evolution of the MMF which is constant during the sequence; *bottom right:* MMF Doppler velocity at 144 mÅ, time evolution. We note strong modification of the downflow amplitude between -0.6 km s^{-1} to -1.2 km s^{-1} during the sequence.

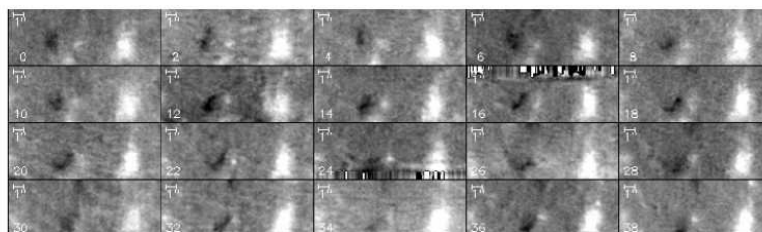


Fig. 12. Moving Magnetic Feature (MMF), dark feature, time evolution (magnetic field). Field of view is $15'' \times 5.5''$, time step is 2 mn. North polarities in white, South in dark.

fluctuations (seeing effects). This low fluctuation of the magnetic intensity is probably due to our observation of mature flux tubes.

From measurement of 20 bright features present in our field of view, we derived the mean properties at the height 327 km of the velocity field $\langle V \rangle = -424 \text{ m/s}$ and absolute magnetic field value $B = 416 \text{ Gauss}$, and at 170 km $\langle V \rangle = -573 \text{ m/s}$ and $B = 421 \text{ Gauss}$. In our previous work (Malherbe et al. 2004), the mean intensities of the magnetic field measured in magnetic concentrations at 170 km and 327 km were 945 and 480 Gauss respectively, which was a decrease with altitude compatible (or slightly greater) with model prediction (Solanki et al. 1999). In our present analysis, we observe a clear depth effect on Doppler velocity but not in the magnetic amplitude between the same altitudes at 327 and 170 km. The difference found between these observations is probably related to the difference of filling factor of the magnetic structure at the two considered altitudes or due to the intrinsic properties of flux tubes in different active regions.

We are aware of the small statistic of bright features and the limitation of the conclusion concerning flux tubes evolution properties deduced from this study and Malherbe et al. (2004). Both observations have been performed in quiet sun close to active region. The next step now is to measure the time evolution of the magnetic concentrations in the quiet sun at the disk centre of the Sun, from the birth to the death of concentrated magnetic

features, over a large field of view to get a significant statistics. We hope to achieve this goal in 2007 with the improvement of the guiding system of our telescope.

New temporal sequences are necessary at higher spatial resolution and with better spectral resolution in order to improve the determination of magnetic field gradients. New multislit beam shifters with 50 mÅ of spectral resolution will be available in the future in our spectrograph to achieve this goal.

6. Additional information

Images and movies can be found at:

<http://helios.obspm.fr/malherbe/papers/04JUL15/index.html>

More information about experiment setup (polarimeter, spectrograph, detector) are given by

<http://helios.obspm.fr/malherbe/papers/index.html>

Acknowledgements. This work was supported by the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, UMR 5572 and FRE 2461) and the Programme National Soleil Terre (PNST). Special thanks are due to the Pic du Midi Observatory staff for their technical assistance. We thank M. Rieutord for useful advice and comments. We wish also to thank the anonymous referee for helpful comments and suggestions that improved the manuscript.

References

- Bercik, D. J., Nordlund, Å., & Stein, R. F. 2002, in Proceedings of SOHO 12 / GONG+ 2002. Local and global helioseismology: the present and future, 27 October–1 November 2002, Big Bear Lake, CA, USA, ed. H. Sawaya-Lacoste, ESA SP-517 (Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division), 201
- Berger, T. E., Rouppe van der Voort, L. H. M., Löfdahl, M. G., et al. 2004, *A&A*, 428, 613
- Cattaneo, F. 1999, *ApJ*, 515, 39
- De Pontieu, B. 2002, *ApJ*, 569, 474
- Dominguez Cerdeña, I., Kneer, F., & Sánchez Almeida, J. 2003, *ApJ*, 582, L55
- Eibe, T., Aulanier, G., Furobert, M., Mein, P., & Malherbe, J.-M. 2002, *A&A*, 381, 290
- Emonet, Th., & Cattaneo, F. 2001, *ApJ*, 560, L197
- Komenko, E. V., Sheytag, S., Solanki, S. K., & Vögler, A. 2005, *A&A*, 442, 1059
- Koschinsky, M., Kneer, F., & Hirzberger, J. 2001, *A&A*, 365, 588
- Malherbe, J.-M., Roudier, Th., Mein, P., Moity, J., & Muller, R. 2004, *A&A*, 427, 745
- Mein, P. 1981, Proceedings of the japan france seminar on solar physics (Henoux and Moriyama Editors), 285
- Mein, P. 2002, *A&A*, 381, 271
- Mein, P., et al. 2006, *A&A*, submitted
- November, L. 1986, *Appl. Opt.* 25(3), 392
- Rimmele, T. R. 2004, *ApJ*, 604, 906
- Roudier, Th., Eibe, M. T., Malherbe, J. M., et al. 2001, *A&A*, 368, 652
- Rouppe van der Voort, L. H. M., Hansteen, V. H., Carlsson, M., et al. 2005, *A&A*, 435, 327
- Sanchez Almeida, J., Emonet, T., & Cattaneo, F. 2003, *ApJ*, 585, 536
- Sheytag, S., Schussler, M., Solanki, S. K., Berdyugina, S. V., & Vögler, A. 2004, *A&A*, 427, 335
- Solanki, S. K., Finsterle, W., Rüedi, L., & Livingston, W. 1999, *A&A*, 347, 27
- Stangl, S., & Hirzberger, J. 2005, *A&A*, 432, 319
- Stein, R. F., Georgobiani, D., Bercik, D. J., Brandenburg, A., & Nordlund, Å. 1999, *Stellar Structure: Theory and Test of Connective Energy Transport*, ASP Conference Series, 173, ed. A. Gimenez, E. F. Guinan, & B. Montesinos (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 193
- Stein, R. F., & Nordlund, Å. 2002, *Solar Surface Magneto-Convection and Dynamo Action, in Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere*, IAU Coll., 188, ESA Publ. SP-505, 83
- Stein, R. F., Bercik, D., Nordlund, Å., & Aring. 2002, *Solar Convection and Magneto-Convection Simulations*, II *Nuovo Cimento C, Geophys. Space Phys.*, 25, 513
- Stein, R. F., & Nordlund, Å. 2003, *Solar Surface Magneto-Convection, in Modeling Stellar Atmospheres*, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, ASP IAU Symp., 210, 169
- Stein, R. F., Bercik, D., & Nordlund, Å. 2003, in *Current Theoretical Models and High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST*, ed. A. A. Pevtsov, & H. Uitenbroek, ASP Conf. Ser., 286, 121
- Vögler, A., Sheytag, S., Schüssler, M., et al. 2005, *A&A*, 429, 335
- Zhang, Jun, Solanki, S. K., Wang, & Jingxiu 2003, *A&A*, 399, 755

10 Annexes & Tables

Bibliographie

- Agnelli G.; Cacciani A.; Fofi M., **The Magneto-Optical Filter** , *Solar Physics*, vol.44, pp.509-518, 1975 .
- Aulanier, G.; Demoulin, P., **3-D magnetic configurations supporting prominences.** , *Astron. & Astrophys.*, vol.329, pp.1125-1137, 1998 .
- Aulanier, G.; Schmieder, B., **The magnetic nature of wide EUV filament channels and their role in the mass loading of CMEs** , *Astron. & Astrophys.*, vol.386, pp.1106-1122, 2002 .
- Aulanier, G.; Demoulin, P.; van Driel, L.; Mein, P.; Deforest, C., **3-D magnetic configurations supporting prominences. II. The lateral feet as a perturbation of a twisted flux-tube** , *Astron. & Astrophys.*, vol.335, pp.309-322, 1998 .
- Baum W.A., Code A.D., **A photometric observation of the occultation of Sigma Arietis by Jupiter** , *Astron. Journal*, vol.58, pp.108, 1953 .
- Beckers J., **On the relation between scintillation and seeing observations of extended objects** , *Solar Physics*, vol.145, pp.399 - 402, 1993 .
- Brandt, P. N.; Ferguson, S.; Shine, R. A.; Tarbell, T. D.; Scharmer, G. B., **Variation of granulation properties on a mesogranular scale** , *Astron. & Astrophys.*, vol., pp.219-226, 1991 .
- Cacciani, A.; Rhodes, E. J., Jr., **The Magneto-Optical Filter, Working Principles and Recent Progress** , *Solar Seismology from Space Conference, JPL*, vol. , pp. , 1984.
- Cacciani A. et al, **A MOF-based Full Vector Imaging Magnetograph** , *Astronomical Society of the Pacific Conf. Series*, vol. 155, pp. 265-269, 1998.
- Carlier, A.; Chauveau, F.; Hugon, M.; Rösch, J., **Cinématographie à Haute Résolution Spatiale de la Granulation Photosphérique** , *C. R. Acad. Sci.*, vol.266, pp.199-201, 1968 .
- Cuby, J.G., Rondi S. et al, **Instrumentation activities at Paranal Observatory** , *Proceedings of the SPIE*, vol.4844, pp.35-45, 2002 .
- Espagnet, O.; Muller, R.; Roudier, T.; et al., **Spatial relation between the 5-minute oscillations and granulation patterns.** , *Astron. & Astrophys.*, vol.313, pp.297-305, 1996 .
- Hancock, J.J., **An optical source for characterizing CMOS imagers : characterization and calibration results** , 2004, .
- Hart, A.B., **Motions in the Sun at the photosphéric level. IV. The equatorial rotation and possible velocity fields in the photosphere** , *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, vol.114, pp.17, 1954 .
- Hart, A.B., **Motions in the Sun at the photosphéric level. VI. Large-scale motions in the equatorial region** , *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, vol.116, pp.38, 1956 .
- Holweger, H.; Müller, E. A., **The photospheric barium spectrum - Solar abundance and collision broadening of BA II lines by hydrogen** , *Solar Physics*, vol.39, pp.19-30, 1974 .
- Hubbard W.B., Fortney J.J., Lunine J.I. et al., **Theory of extrasolar giant planet transit** , *Astrophys. Journal*, vol.560, pp.413, 2001 .
- Kawaguchi, I., **Morphological study of the solar granulation** , *Solar Physics*, vol.65, n°2, pp.207-220, 1980 .
- Kuhn, J. R.; Lin, H.; Lorz, D., **Gain calibrating nonuniform image-array data using only the image data** , *Pub. Ast. Soc. Pacific*, vol.103, pp.1097-1108, 1991 .
- Labonte, B. J.; Simon, G. W.; Dunn, R. B., **A Phenomenological Study of High Resolution Granulation Photography** , *B.A.A.S.*, vol.7, pp.366, 1975 .
- Lee, J.S.; Shah, J.; Jernigan M.E., **Characterization and deblurring of lateral crosstalk in CMOS image sensors** , *IEEE trans. on electron devices*, vol.50, pp.2361-2368, 2003 .
- Leighton, R.B.; Noyes, R.W.; Simon, G.W., **Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary**

- Report.** , , vol.135, pp.474, 1962 .
- Lin, Y.; Wiik, J. E.; Engvold, O. Rouppe van der Voort, L.; Frank, Z. A., **Solar Filaments and Photospheric Network** , *Solar Physics*, vol.227, pp.283-297, 2005 .
- Magara, T.; Kitai, R., **Photospheric and Chromospheric Gas Motions around a Dark Filament** , *Astrophys. Journal*, vol.524, pp.469-482, 1999 .
- Magri M., **Measurements and analysis of intensity and velocity fluctuations of the Solar disk** , *Universita di Roma "Tor Vergata"*, 2004.
- Malherbe, J. M.; Schmieder, B.; Ribes, E.; Mein, P., **Dynamics of solar filaments. II - Mass motions in an active region filament** , *Astron. & Astrophys.*, vol. 119, pp. 197, 1983, ISBN .
- Malherbe J.-M., Roudier T., Mein P., Moity J., Muller R., **High resolution solar magnetometry with the spectrograph of the Pic du Midi Turret Dome** , *Astron. & Astrophys.*, vol.427, pp.745, 2004 .
- Mehlretter, J.P., **On thermal-optical distortions of glass disks** , *J. Optics (Paris)*, vol.10, n°2, pp.93-97, 1979 .
- Melchior H., **Demodulation and photodetection techniques** , *Laser Handbook*, vol. 1, pp. 725-835, 1972, ISBN .
- Mochnacki, S., <http://www.ctio.noao.edu/pipermail/ccd-world/2006/002630.html> , *CCD-World mailing list*, 2006.
- Muller, R.; Roudier, Th, **Variability of the quiet photospheric network** , *Solar Physics*, vol.94, pp.33-47, 1984 .
- Muller, R.; Roudier, Th., **Results from high resolution solar images and spectra obtained at the Pic du Midi Observatory (1986-1990)** , *Advances in Space Research*, vol.11, pp.149, 1991 .
- Muller, R., **The fine structure of sunspot penumbras** , *Conf. Phys. Sunspots, Sac Peak 1981*, vol. , pp. , 1981.
- Murphy N., **Private communications** , *Jet Propulsion Laboratory*, 2004.
- Namba, O., **Evolution of "exploding granules"** , *Astron. & Astrophys.*, vol.161, pp.31-38, 1986 .
- November, L.J.; Simon G.W., **Precise proper motion measurement of solar granulation** , *Astrophys. Journal*, vol.333, pp.427, 1988 .
- Oliviero M., **Misura delle oscillazioni solari con il Filtro Megneto-Ottico** , *Universita di Napoli "Federico II"*, 1998.
- Priest, E.R.; Forbes, T.G., **The evolution of coronal magnetic fields** , *Solar Physics*, vol.130, pp.399, 1990 .
- Rast, M.P., **On the nature of "exploding" granules and granule fragmentation** , *Astrophys. Journal*, vol.443, pp.863-868, 1995 .
- Richardson, R. S.; Schwarzschild, M., **On the Turbulent Velocities of Solar Granules** , *Astrophysical Journal*, vol.111, pp.351, 1950 .
- Rieutord, M.; Roudier, T.; Malherbe, J. M.; Rincon, F., **On mesogranulation, network formation and supergranulation** , *Astron. & Astrophys.*, vol.357, pp.1063-1072, 2000 .
- Rösch J., **Observations sur la photosphère solaire (numération et photométrie photographique des granules dans le domaine)** , *Annales d'Astrophys.*, vol.22, pp.584-607, 1959 .
- Rösch J., **La détérioration des images solaires par l'atmosphère** , *Symposium on Solar Seeing, Roma*, vol. , pp. , 1962.
- Rösch J., **L'observation des structures fines des taches solaires à partir du sol** , *Proceedings of the Meeting on Sunspots, Firenze 64*, vol. , pp. , 1964.
- Rösch, J.; Rozelot, J. P.; Deslandes, H.; Desnoux, V., **A New Estimate of the Quadrupole Moment of the Sun** , *Solar Physics*, vol.165, pp.1-11, 1996 .
- Roudier, Th.; Muller, R., **Structure of the solar granulation** , *Solar Physics*, vol.107, pp.11-26, 1986 .

- Roudier, Th.; Muller, R., **Structure of the solar granulation** , *Solar Physics*, vol.107, pp.11-26, 1987 .
- Roudier, Th.; Muller, R., **Relation between families of granules, mesogranules and photospheric network** , *Astron. & Astrophys.*, vol.419, pp.757-762, 2004 .
- Roudier, Th.; Malherbe, J. M.; Vigneau, J.; Pfeiffer, B., **Solar mesogranule lifetime measurements** , *Astron. & Astrophys.*, vol.330, pp.1136-1144, 1998 .
- Roudier, Th.; Rieutord, M.; Malherbe, J-M.; Vigneau, J., **Determination of horizontal velocity field at the sun's surface with high spatial and temporal resolution.** , *Astron. & Astrophys.*, vol.349, pp.301-311, 1999 .
- Roudier, Th.; Eibe, M.T.; Malherbe, J.M.; Rieutord, M.; Mein, P.; Mein, N., **Temporal height properties of the exploding granules** , *Astron. & Astrophys.*, vol.368, pp.652-661, 2001 .
- Roudier T., Malherbe J.-M., Mein P., Muller R., Coutard C., Lafon, Grimaud,, **High spatial resolution capabilities of Doppler measurements with the Pic du Midi MSDP spectrograph** , *Astron. & Astrophys.*, vol.409, pp.797, 2003 .
- Roudier T., Malherbe J.-M., Mein P., Muller R., et al., **High spatial resolution capabilities of Doppler measurements with the Pic du Midi MSDP spectrograph** , *Astron. & Astrophys.*, vol.409, pp.797, 2003 .
- Roudier, Th.; Malherbe, J-M.; Moity J.; Rondi, S.; Mein P.; Coutard Ch., **Sub arcsec evolution of solar magnetic field** , *Astron. & Astrophys.*, vol.455, pp.1091-1098, 2006 .
- Russell H.N., **The atmosphere of Venus** , *Astrophys. Journal*, vol.9, pp.284, 1899 .
- Ruzmaikin A.; Moynihan P.I.; Vaughan A.H.; Cacciani A., **Compact Doppler magnetograph** , *SPIE*, vol. 3442, pp. 115-124, 1998.
- Sánchez Almeida, J.; Emonet, T.; Cattaneo, F., **Polarization of Photospheric Lines from Turbulent Dynamo Simulations** , *Astrophys. Journal*, vol.585, pp.536-552, 2003 .
- Seykora E.J., **Solar scintillation and the monitoring of solar seeing** , *Solar Physics*, vol.145, pp.389 - 397, 1993 .
- Snider, J. L., **Atomic-Beam Study of the Solar 7699 Å Potassium Line and the Solar Gravitational Red-Shift** , *Solar Physics*, vol.12, pp.352, 1970 .
- Straus, T.; Bonaccini, D., **Dynamics of the solar photosphere. I. Two-dimensional spectroscopy of mesoscale phenomena.** , *Astron. & Astrophys.*, vol.324, pp.704-712, 1997 .
- Strous, L., **Feature Tracking : deriving horizontal motion and more** , *Proc. of 4th SOHO workshop: Helioseismology - ESA*, vol.SP-376, pp.213, 1995 .
- Sütterlin, P. et al., **A Multi-Channel Speckle Imaging System for the DOT** , *20Th NSO Workshop, ASP Conference Proceedings*, vol. 236, pp. 431, 2001, ISBN 1-58381-073-0.
- Tanga, P., **Twilight phenomena in the atmosphere of Venus during the 2004 inferior conjunction** , 2004, <http://www.obs-nice.fr/tanga/venustwilight.pdf>.
- Title, A. M.; Tarbell, T. D.; Topka, K. P.; Ferguson, S. H.; Shine, R. A., **Statistical properties of solar granulation derived from the SOUP instrument on Spacelab 2** , *Astrophysical Journal*, vol.336, pp.475-494, 1989 .
- Tomczyk S.; Stander K.; Card G.; Elmore D.; Hull H., **An instrument to observe low-degree solar oscillations** , *Solar Physics*, vol.159, pp.1-21, 1995 .
- Unsöld, A., **Konvektion in der Sonnenatmosphäre** , *Zeitschrift für Astrophysik*, vol.1, pp.138, 1930 .
- Wang, Y.-M., **On the Relationship between He II 304 Prominences and the Photospheric Magnetic Field** , *Astrophys. Journal*, vol.560, pp.456, 2001 .
- Young, A.T., **Airmass and refraction** , *Applied Optics*, vol.33, n°6, pp.1108-1110, 1995 .
- Zirin, H., **Astrophysics of the Sun** , *Cambridge University Press*, vol. , pp. , 1988, ISBN 0521302684.

Liste des publications

Articles dans des revues à comité de lecture

- Rondi S., Roudier Th., Molodij G., Bommier V., Sütterlin P., Malherbe JM., Keil S., Meunier N., Mein P., Schmieder B., Aulanier G., SOHO and Trace team : **Photospheric general context around dark filament**, *Astron. & Astrophys.* (accepté Janv. 2007)
- Roudier Th., Malherbe J-M., Moity J., Rondi S., Mein P., Coutard Ch. : **Sub arcsec evolution of solar magnetic fields**, *Astron. & Astrophys.*, vol.455, pp.1091-1098, 2006.

Communications à des conférences avec actes (proceedings)

- Beigbeder F., Rondi S., Meunier N., Rieutord M. : **A CMOS Sensor for solar observation, CALAS**, *Scientific Detector Workshop 2005* - Taormina, Italia – 19 - 25 Juin 2005. Proceedings : " Scientific Detectors for Astronomy 2005 " - Astrophysics and Space Science Library, vol 336, pp.123-128 - Springer -ISBN 1-4020-4329-5.
- Meunier N., Rondi S., Tkaczuk R., Rieutord M., Beigbeder F., : **CALAS, a Camera for the Large Scales of the Solar Surface**, *22nd Sacramento Peak NSO Workshop* – October 2004. Proceedings : "Large -scale Structures and their rôle in Solar Activity " - Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 346, pp. 53-58 – Edited by K. Sankarasubramanian, M. Penn and A. Pevtsov – ISBN 1-5838-214-8.
- Rondi et al., **Photospheric flows around a quiescent filament and CALAS first results** - *THEMIS User Meeting – Meudon – 15-17 Novembre 2006* - communication orale par S. Rondi et publication dans *Memorie della Societa Astronomica Italiana*.

Autres communications à des conférences

- Meunier N., Rondi S., Tkaczuk R., Rieutord M., Beigbeder F., : **CALAS, a Camera for the Large Scales of the Solar Surface**, *Atelier du PNST – Autrans, Janvier 2004*. (poster et communication orale par N. Meunier).
- Malherbe JM., Roudier Th., Arnaud J., Muller R., Moity J., Mein P., Bommier V., Faurobert M., Derouich M., Rondi S., Coutard Ch. : **Spectro-polarimétrie à la Lunette Jean Rösch du Pic du Midi** - *Nice 2005* (poster et communication orale par JM. Malherbe).
- Tanga P., Arnaud J., Colas F., Comolli L., Frassati M., Rondi S., Rondi A., Sicardy B., Sütterlin P. : **Unveiling the atmosphere of Venus during the June 2004 Transit**, *DPS Meeting Cambridge 2005* (poster).

Autres articles dans des revues à comité de lecture (travaux annexes)

- Vasundhara R., Pavan Chakraborty, Muneer S., Masi G., Rondi S. : **Investigations of Morphology of Dust Shells of Comet C/2001 Q4 (NEAT)**, *The Astronomical Journal* (accepté le 19 Septembre 2006).

Conférences, écoles

Conférences & écoles

- Atelier de travail du PNST, Autrans, 26 – 28 Janvier 2004.
- 22nd Sacramento Peak NSO Workshop, USA, 18 – 22 Octobre 2004.
- Scientific Detector Workshop 2005 / Taormina, 19 – 25 Juin 2005.
- Ecole d'Astrophysique de La Rochelle 24 – 28 Mai 2006.
- Conférence Utilisateurs THEMIS, Meudon, 15 – 17 Novembre 2006.

Formation, encadrement, communication

Encadrements de stages

Au cours de ma thèse j'ai encadré les stages suivants :

- Carole Brard (ENIT) - *Rénovation du guidage du télescope, Programmation (2004)* ;
- Mickael Dievert (ENIT) - *Rénovation du système de guidage & programmation d'une interface de commande (2004)* ;

et co-encadré avec Th. Roudier les stages suivants:

- Patricia Blans (IUT Mes. Phys.) - *Réalisation d'un scintillomètre (2005)* ;
- Yohann Fromager (ENIT) - *Modernisation de l'asservissement de la LJR (2005)* ;
- Dimitri Cahuzac (ENIT) - *Programme d'assistance au pointage de la LJR (2005)*.

Formation et communication

J'ai consacré un total d'environ 57 heures à des actions :

- de communication à destination du public (Pic du Midi: Fête de la Science, Journées du Patrimoine, ...)
- de formation auprès d'adultes (personnel de la Cité des Sciences et de l'Industrie de La Villette) ;
- de formation auprès d'élèves de niveau Primaire, Licence et Master (33 heures pour ces activités au contact d'élèves).

Index des illustrations

Illustration 1.1.1: Spectre d'irradiation du Soleil hors et dans l'atmosphère terrestre.....	9
Illustration 1.1.2: Données physique de la photosphère (altitude, température, densité et profondeur optique) d'après différentes mesures et modèles atmosphériques dont celui de Holweger-Müller [Holweger & Müller 1974].....	10
Illustration 1.1.3: Image de la granulation dans le Continuum (5750 Å) issue de l'une de mes missions à la Lunette Jean Rösch – voir chapitre 7.2.3, page 118.....	12
Illustration 1.1.4: Exemples de TFGs (observations campagne JOP 178 - données DOT et LJR). Les axes horizontaux représentent l'étendue spatiale tandis que l'axe vertical est l'axe temporel.	13
Illustration 1.1.5: Champ de vitesse (Dopplergramme) du Soleil, corrigé de la rotation solaire, et mettant en évidence le flux horizontal de la supergranulation (sur le pourtour du disque). Source MDI.	14
Illustration 1.2.1: Champ d'observation de CALAS au centre disque (10 x 10 arcmin).....	16
Illustration 1.2.2: de gauche à droite: THEMIS, le SVST, le DOT, GREGOR, l'ATST (vue d'artiste).....	17
Illustration 1.2.3: Hinode et ses quatre instruments.....	18
Illustration 2.1.1: L'objectif de 50cm de la LJR.....	19
Illustration 2.2.1: Schéma ZEMAX de l'objectif de la LJR.....	21
Illustration 2.2.2: Spectre secondaire (aberration chromatique) de l'objectif de la LJR (doc. F. Chauveau)...	22
Illustration 2.2.3: Diamètre (en secondes d'arc sur le ciel) des cercles contenant 80% de l'énergie, en fonction de la longueur d'onde (doc. F. Chauveau).....	23
Illustration 2.2.4: Variation des coefficients d'aberration sphérique (doc. F. Chauveau).....	23
Illustration 2.3.1: Principe de fonctionnement de la cuve à eau: cheminement des faisceaux, avec en jaune vif le faisceau observé et en orange le faisceau utilisé par la lunette-guide.....	24
Illustration 2.3.2: Modèle 3D de la nouvelle version de la cuve à eau, dessiné sous VariCAD.....	25
Illustration 2.3.3: Mise en plan de la lame de la nouvelle cuve à eau (dessin 2D VariCAD).....	26
Illustration 2.3.4: La nouvelle cuve à eau sur son support.....	26
Illustration 2.4.1: Projection de l'image du Soleil sur la lunette guide; la zone orangée figure la partie de l'image solaire ayant été supprimée lors du passage à la nouvelle cuve à eau; la zone jaune figure la partie de l'image solaire restant inchangée. Avec la nouvelle cuve à eau, les trous des cellules internes ne sont plus couverts par l'image solaire, le guidage devient alors impossible.	28
Illustration 2.4.2: Mise en plan de la nouvelle tête optique à prismes de la lunette guide.....	29
Illustration 2.4.3: La lunette-guide et sa nouvelle tête optique.....	29
Illustration 2.5.1: La LJR et son axe de déclinaison reliant la table équatoriale (en bas) et le milieu du tube (en haut).....	31
Illustration 2.5.2: Proposition du nouvel axe de déclinaison.....	32
Illustration 2.5.3: La nouvelle armoire de commande conçue par le Lycée Jean Dupuy.....	32
Illustration 2.5.4: De gauche à droite: modèle 3D de la caméra de pointage, assemblage réalisé et caméra montée sur le tube de la LJR.....	33
Illustration 2.5.5: Interface informatique de la lunette de pointage.....	34
Illustration 2.5.6: Schéma de la chaîne d'acquisition du scintillomètre.....	35
Illustration 2.5.7: Page d'accueil du site.....	35
Illustration 3.1.1: Les deux voies de CALAS: la voie MOF dans l'axe de la lunette (tirets) et la voie imagerie repliée sur le côté (pointillés).....	38
Illustration 3.1.2: Schéma de la voie optique.....	38
Illustration 3.1.3: Schéma de la voie MOF.....	40
Illustration 3.2.1: Schéma d'ensemble de la voie MOF.....	41
Illustration 3.2.2: Représentation du champ électrique et magnétique d'une onde lumineuse se propageant selon z.....	42
Illustration 3.2.3: Décomposition de polarisations linéaire (à g.) ou circulaire (à dr.) en deux polarisations linéaires orthogonales.....	42
Illustration 3.2.4: Action d'une lame $\frac{1}{2}$ onde : une polarisation linéaire de direction donnée est transformée en une polarisation linéaire de direction symétrique par rapport à l'axe de la lame.	43
Illustration 3.2.5: Action d'une lame $\frac{1}{2}$ onde : une polarisation circulaire de sens donné est transformée en polarisation circulaire de sens inverse.....	43
Illustration 3.2.6: Action d'une lame $\frac{1}{4}$ d'onde : une polarisation linéaire dont l'axe de vibration fait un angle de 45° par rapport à celui de la lame est transformée en polarisation circulaire (et vice-versa).44	44

Illustration 3.2.7: Vue schématique d'une cellule magnéto-optique (MOF).....	44
Illustration 3.2.8: La raie du Potassium à 769.9 nm et son voisinage sur le spectre solaire.....	45
Illustration 3.2.9: Principe de fonctionnement optique d'un MOF entre polariseurs croisés: à gauche la lumière en entrée, polarisée linéairement (horizontalement) par le premier polariseur, traversant ensuite la cellule (dont le profil de transmission est indiqué au dessus) puis traversant le second polariseur qui éteindra toute polarisation horizontale, laissant seulement passer la composante verticale de la polarisation circulaire des composantes σ et σ'	46
Illustration 3.2.10: Bande passante d'une cellule MOF et profil de la raie du potassium.....	47
Illustration 3.2.11: Principe de la modulation magnétique avec au centre les composants optiques, en haut leurs transmittances ou effets individuels, en bas la forme du signal observé.....	48
Illustration 3.2.12: Illustration de l'effet de la modulation magnétique.....	49
Illustration 3.2.13: Principe de la modulation Doppler avec au centre les composants optiques, en haut leurs transmittances ou effets individuels, en bas la forme du signal observé.....	50
Illustration 3.2.14: Mode de traitement des images pour la réalisation des Dopplergrammes et Magnétogrammes.....	51
Illustration 3.3.1: Flux solaire (en W/m^2) reçu au Pic du Midi en fonction de la hauteur du Soleil au dessus de l'horizon (en $^\circ$).....	52
Illustration 3.3.2: Modélisation de l'évolution du flux quotidien au Pic du Midi (en W/m^2) en fonction de la saison.....	53
Illustration 3.4.1: Principe de lecture de la cible par electronic curtain shutter.....	53
Illustration 3.4.2: Schémas de principe de cellules de Kerr (à gauche) et de Pockels (à droite).....	55
Illustration 3.4.3: Principe de fonctionnement d'un obturateur à cellule FLC (cristaux liquides).....	56
Illustration 3.4.4: Transmission d'un obturateur FLC non filtré dans les états ouvert et fermé.....	57
Illustration 3.4.5: en haut : Simulation de l'effet du vignettage sur le champ dû à un obturateur à iris en fonction du temps de pose; en bas: application à une image test.....	58
Illustration 3.4.6: Un obturateur et son complexe mécanisme de mise en mouvement des lamelles.....	58
Illustration 3.4.7: Deux types d'obturateurs à lamelles: format standard 24x36mm à gauche et APS 17x30mm à droite.....	59
Illustration 3.4.8: Châssis complet de l'obturateur. Les dimensions assez importantes du châssis (250 x 190 mm) restent dans les normes et sont compensées par sa faible épaisseur (30 mm). Les rails de guidage ont été enlevés sur un côté afin de montrer les pièces sous-jacentes. Remarquer les deux chariots magnétiques disposés de façon symétrique par rapport à l'ouverture de 50 x 50 mm de l'obturateur. On remarque également l'utilisation de nombreuses pièces identiques, conformément au but fixé.....	61
Illustration 3.4.9: Principe de la propulsion du chariot d'obturation: le chariot comporte deux aimants permanents propulsés alternativement par la ventouse magnétique de gauche ou de droite....	62
Illustration 3.4.10: Principe de la sustentation magnétique.....	62
Illustration 3.4.11: Schéma cinématique de l'obturateur.....	63
Illustration 3.4.12: Les trois phases du cycle de fonctionnement.....	63
Illustration 3.5.1: Vue générale du banc optique, ses éléments et son environnement proche (la fourche, représentée en filaire).....	64
Illustration 3.5.2: Vue du banc de CALAS (vu de dessus).	65
Illustration 3.5.3: Plan de côté de la tête de la caméra CALAS.....	66
Illustration 3.5.4: Modèle 3D de la tête de la caméra (à g.) et réalisation (à dr.).....	67
Illustration 4.1.1: Structure d'un capteur photoélectrique au silicium.....	70
Illustration 4.1.2: Coefficient d'absorption α du silicium en fonction de la longueur d'onde.....	70
Illustration 4.1.3: Efficacité quantique comparée de capteurs silicium amincis, standard et avec dispositif anti-éblouissement.....	71
Illustration 4.1.4: Lecture d'un CCD pleine trame (analogie).....	71
Illustration 4.1.5: Principe de lecture d'une matrice CCD pleine trame.....	72
Illustration 4.1.6: Principe de lecture d'une matrice CCD à transfert de trame.....	72
Illustration 4.1.7: Principe de lecture d'une matrice CCD à transfert interligne.....	72
Illustration 4.1.8: Principe d'une matrice CMOS.....	73
Illustration 4.1.9: Franges d'interférences sur capteur IBIS4-14000 d'après un spectre (doc. S. Mochnacki).75	75
Illustration 4.1.10: Franges d'interférences sur le capteur visibles avec un filtre de 10nm de bande passante placé devant l'optique.....	76
Illustration 4.1.11: Transmission relative (normalisée entre 0 et 1) théorique d'une couche d'épaisseur 7.09 microns et d'indice $n=1.48$	76

Illustration 4.1.12: Effet des franges d'interférence sur l'intensité pour une variation donnée de la longueur d'onde (illustration qualitative).....	77
Illustration 4.2.1: Le capteur IBIS4-16000 et son large plan focal (48x48mm).....	77
Illustration 4.3.1: Exemple d'analyse cosmétique d'une cible avec pondération.....	80
Illustration 4.3.2: Récapitulatif des notes attribuées aux cibles.....	82
Illustration 4.3.3: Exemple (simulation) d'une image exposée au Fe55 avec un zoom en vignette sur deux pixels A et B décrits dans le texte.....	83
Illustration 4.3.4: Histogramme (simulation) d'une image exposée au Fe55.....	83
Illustration 5.1.1: Principe de découpage des canaux LVDS.....	89
Illustration 5.1.2: Gradient provoqué par une ligne morte.....	90
Illustration 5.1.3: Montage de test de linéarité du convertisseur.....	91
Illustration 5.1.4: Signal de sortie du convertisseur (en ADU) en fonction de la tension en entrée vidéo.....	92
Illustration 5.1.5: Signal de sortie du convertisseur (en ADU) en fonction de la tension en entrée vidéo (partie linéaire).....	93
Illustration 5.2.1: Vue schématique de la chaîne d'acquisition.....	95
Illustration 5.2.2: Deux modes d'acquisition et sauvegarde des images : Mode séquentiel (Mode 1) et Mode parallèle (Mode 2).....	95
Illustration 5.2.3: Schéma de la chaîne d'acquisition finale.....	96
Illustration 5.2.4: Interface de commande d'obturateur Uniblitz.....	96
Illustration 5.2.5: Interface de CARUSO.....	97
Illustration 5.2.6: Onglet d'acquisition.....	97
Illustration 5.2.7: Onglet de contrôle.....	98
Illustration 6.2.1: Le capteur CMOS IBIS4-14000 dans son boîtier. Surface sensible: 24 x 36 mm.....	100
Illustration 6.2.2: La caméra FCi4-14000.....	101
Illustration 6.2.3: Observation à grand champ (12.5' x 9.3') avec la caméra FCi4-14000, le 29 Octobre 2006.	102
Illustration 6.2.4: Champ de vitesses horizontales calculées sur un petit champ (18"x18") extrait du grand champ des observations du 29 Octobre 2006 (12.5'x9.3') montrant des structures de taille mésogranulaire.....	103
Illustration 6.2.5: Histogramme du facteur de conversion (logiciel PRISM).....	104
Illustration 7.1.1: Répartition en longitude des instruments du JOP178.....	107
Illustration 7.1.2: Quelques vues du DOT.....	109
Illustration 7.1.3: Bande G à 4305 Å.....	110
Illustration 7.1.4: Call K à 3933 Å.....	110
Illustration 7.1.5: Continuum bleu.....	110
Illustration 7.1.6: H-alpha (centre) à 6563 Å.....	110
Illustration 7.1.7: Mosaïque du filament du 06/10/2004 depuis le DOT.....	111
Illustration 7.1.8: Carte des vorticités déduite du champ des vitesses photosphériques horizontales (données TRACE). Le contour du filament est indiqué en noir (données DOT).....	113
Illustration 7.1.9: Détails des polarités parasites et du flux divergent ; les flèches indiquent la polarité parasite associée à une polarité " normale ".....	114
Illustration 7.1.10: Cartes des divergences photosphériques calculées sur la période 15:30 - 16:30 (à gauche) et 16:30 - 17:30 (à droite), l'éruption ayant eu lieu vers 16h30.....	115
Illustration 7.1.11: Évolution temporelle du champ magnétique longitudinal (MDI/SOHO).....	115
Illustration 7.2.1: Effet de la variation temporelle de la qualité du seeing sur une image acquise séquentiellement. Image issue d'une mission d'imagerie le 18 Novembre 2004 – Zone NOAA 701.....	119
Illustration 7.2.2: Le disque de Vénus devant la photosphère solaire (vue partielle).....	121
Illustration 7.2.3: Limbe de Vénus le 5 Juin 2004.....	122
Illustration 7.2.4: Limbe de Vénus le 6 Juin 2004 (image traitée afin de voir l'extension du limbe à l'Est)....	122
Illustration 7.2.5: Limbe de Vénus le 7 Juin 2004 (image traitée afin de voir l'extension du limbe à l'Est)....	123
Illustration 7.2.6: Entrée de Vénus et mise en évidence du limbe (flèches blanches).....	123
Illustration 8.1: Couverture respective de CALAS 14Mpix, CALAS16Mpix et une proposition pour Super-CALAS 56Mpix.....	128
Illustration 8.2: Principe schématique d'un dissecteur de champ pour Super-CALAS à 4 détecteurs.....	128
Illustration 8.3: Dissecteur optique à base de séparateurs de faisceau pelliculés, garantissant un recouvrement spatial des images. En vignette (haut) une vue de dessus du dissecteur et (bas) la répartition des détecteurs sur l'image solaire avec recouvrement sur leurs bords.....	129

Table des matières

Sommaire	3
Remerciements	5
Introduction	7
1 De la physique solaire à CALAS	9
1.1 La surface du Soleil et sa dynamique	9
1.1.1 La photosphère	9
1.1.2 Méthodes observationnelles	10
1.1.2.1 Imagerie simple	10
1.1.2.2 Spectrohéliographie, spectropolarimétrie	11
1.1.2.3 Dopplergrammes	11
1.1.2.4 Magnétogrammes	11
1.1.3 La granulation et la mésogranulation	12
1.1.4 La supergranulation, le réseau chromosphérique	14
1.2 La caméra CALAS	15
1.2.1 Objectifs scientifiques	15
1.2.2 Le cahier des charges scientifique de CALAS	16
1.2.3 Situation internationale du projet	17
2 La Lunette Jean Rösch revisitée	19
2.1 Historique et résultats scientifiques	19
2.2 Description et qualité optique	20
2.3 Cuve à eau	23
2.3.1 Historique et fonctionnement de la cuve à eau	23
2.3.2 Conception de la nouvelle cuve à eau	25
2.4 Système de guidage	27
2.4.1 Historique et fonctionnement	27
2.4.2 Principe des prismes de guidage	28
2.5 La jouvence de la LJR	30
2.5.1 Le nouvel axe de déclinaison (axe δ)	31
2.5.2 La nouvelle motorisation deux axes	32
2.5.3 La lunette de pointage	33
2.5.4 Étude d'un scintillomètre (moniteur de seeing)	34
2.5.5 Le site Internet de la LJR	35
3 L'optique de CALAS	37
3.1 Étude optique	37
3.1.1 Contraintes	37
3.1.2 Voie imagerie	38
3.1.3 Voie Dopplergramme et magnétogramme	39
3.2 Le Filtre Magnéto-Optique	40
3.2.1 Rappels et définitions de polarimétrie	41
3.2.2 Principe d'une cellule MOF	44
3.2.3 Principe de la modulation magnétique	47
3.2.4 Principe de la modulation Doppler	49
3.2.5 Réalisation des Dopplergrammes et magnétogrammes	50
3.3 Calcul du temps d'exposition	51
3.4 Le système d'obturation	53
3.4.1 Obturateurs à effet de champ	54
3.4.1.1 Obturateurs à cellules de Kerr et de Pockels	54
3.4.1.2 Obturateurs à cristaux liquides FLC	56
3.4.2 Obturateurs mécaniques commerciaux	57

3.4.2.1	Obturbateurs Uniblitz et identiques:	57
3.4.2.2	Obturbateurs de récupération d'appareils 24x36	58
3.4.3	Étude d'un obturbateur par l'IUT de Tarbes	60
3.5	Le banc optique et sa mécanique	64
3.5.1	Conception du banc optique	64
3.5.2	Mécanique de la caméra	66
4	Les capteurs CMOS et leur caractérisation	69
4.1	Capteurs CMOS/CCD et intérêt de la technologie CMOS	69
4.1.1	Principe de base d'un capteur au silicium	69
4.1.2	Fonctionnement d'un capteur CCD	71
4.1.3	Fonctionnement d'un capteur CMOS et principaux avantages	73
4.1.4	CMOS vs CCD : critères de choix	74
4.1.5	Le phénomène des franges d'interférences sur un capteur	75
4.2	Le capteur Fill Factory IBIS4-16000	77
4.3	Plan de test des détecteurs	78
4.3.1	Plan de classement cosmétique	78
4.3.1.1	Principe	78
4.3.1.2	Mise en oeuvre	80
4.3.2	Détermination du gain de conversion	82
4.3.2.1	Méthode du Fe55 et du Cd109	82
4.3.2.2	Méthode de la Variance-Moyenne (Mean-Variance Method)	85
4.3.3	Détermination de la linéarité	86
4.3.4	Détermination du Crosstalk	86
5	La chaîne d'acquisition	89
5.1	Description de l'électronique	89
5.1.1	Le contrôleur	89
5.1.2	Le système d'acquisition	91
5.1.3	Tests de validation du convertisseur	91
5.2	Description du système informatique	93
5.2.1	Système matériel	93
5.2.2	CALAS et CARUSO	96
6	Caméra spécifique ou caméra commerciale ?	99
6.1	Statut de la caméra CALAS et ses capteurs 16 Mpixels	99
6.2	Les détecteurs 14 Mpixels	100
6.2.1	Le capteur IBIS4-14000	100
6.2.2	La caméra FCi4-14000	101
6.2.3	Observations solaires avec la caméra Fci4-14000	101
6.2.4	Évaluation de la caméra FCi4-14000	103
7	Missions d'observations	107
7.1	Observations coordonnées (campagne JOP178 / DOT)	107
7.1.1	Instruments impliqués	107
7.1.2	Thèmes d'observations du JOP178	108
7.1.3	Observations au Dutch Open Telescope	109
7.1.4	Étude des mouvements photosphériques autour d'un filament	112
7.2	Observations à la LJR	116
7.2.1	Observations au DPSM	116
7.2.2	Article DPSM : " Sub arcsec evolution of solar magnetic fields "	117
7.2.3	Imagerie	118
7.2.4	Passage de Vénus 2004	121
8	Conclusion et perspectives	127
9	Articles	131
10	Annexes & Tables	163
	Bibliographie	164

Liste des publications	167
Conférences, écoles	168
Formation, encadrement, communication	168
Index des illustrations	169
Index lexical	176
Abstract	178
Résumé	179

Index lexical

- acquisition (carte d'), 91.
anneau Mehlretter, 20, 117.
CARUSO, 96.
CCD, 69.
Cd109 (méthode du), 82.
cellule de Kerr, 54.
cellule de Pockels, 55.
CMOS, 69.
contrôleur, 89.
convertisseur (carte), 89.
CORECO, 91.
Coupole Tourelle, 19.
crosstalk, 86.
CST (Cohérent Structure Tracking), 10.
cuve à eau, 23, 25.
dichroïsme, 44.
Dopplergrammes, 11, 50.
DOT (Dutch Open Telescope), 33.
Dutch Open Telescope, 109.
effet Faraday, 48.
effet Zeeman, 45.
electronic curtain shutter, 53.
Fe55 (méthode du), 82.
Feature Tracking, 10.
Ferroelectric Liquid Crystal, 56.
filtre magnéto-optique, 39 sv, 44.
frame grabber , 91.
franges d'interférences, 75.
gain de conversion, 82.
granulation, 12, 15.
IBIS4-14000, 100.
IBIS4-16000, 77.
interférences (franges), 75.
JOP178, 107 sv.
lame $\frac{1}{2}$ onde (principe), 43.
lame $\frac{1}{4}$ d'onde (principe), 43.
lame Colson, 27.
LCT (Local Correlation Tracking), 10.
linéarité (d'un détecteur), 86.
lunette de pointage, 33, 111.
lunette guide Colson, 27.
Lunette Jean Rösch, 19.
LVDS, 89 sv.
magnétogrammes, 11, 50.
mésogranulation, 13, 15.
modulateur, 47.
modulation Doppler, 49.
modulation magnétique, 47.
MOF (Magneto Optic Filter), 40.
obturateur à lamelles, 58.
obturateur mécanique, 53, 57.
obturateurs à cristaux liquides FLC, 56.
Passage de Vénus 2004, 121.
PCI, 91.
photosphère, 9.
PLU, 120.
PLU (Plage de Lumière Uniforme) - réalisation, 30.
polarisation circulaire, 42.
polarisation linéaire, 42.
polarités parasites, 114.
RAID, 94.
rappels de polarimétrie, 41.
réseau chromosphérique, 15.
schéma optique (de CALAS), 37.
scintillomètre, 34, 111.
séquenceur (carte), 89.
spectrohéliographie, 11.
supergranulation, 14 sv.
TFG (Trees of Fragmenting Granules), 13.
Variance-Moyenne (méthode de la), 85.
VT2004, 121.

Abstract

Author : Sylvain RONDI

Title : CALAS, a camera for the large scales of the solar surface

Director : Pr M. Rieutord

Place and date : Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, December 15th 2006

Abstract : The purpose of the CALAS project is the study of supergranulation, a large scale pattern on the photosphere. The origin of supergranulation is still quite controversial and needs observations with very high spatial resolution on a wide field of view. The CALAS project is an answer to those requirements by building a camera with large field and high resolution, installed at Lunette Jean Rösch, a 50cm refractor on top of Pic du Midi. This camera uses CMOS sensors which advantages are the reading speed, the low cost and large dimensions available.

We made a complete acquisition system: the camera and its control and reading electronics with its acquiring software, along with a suitable disk system for the large amount of data.

The other part of the project was to design an optical bench on two optical channels allowing the observation of the solar surface both with imagery and with Doppler and magnetography, using magneto-optical filters. Part of the work also consisted in adapting and improving Lunette Jean Rösch.

During this project I made numerous observing missions at LJR and also participated a Joint Observing Program which purpose was the study of the photospheric flows in the vicinity of filaments.

At the end of this thesis, the first large field and high resolution observations of the photosphere have been made at Lunette Jean Rösch, and their quality is quite promising for the next scientific use

Mots-clés : Physique solaire, photosphère, granulation, supergranulation, caméra, CMOS, grand champ, IBIS, filtre magnéto-optique, observation, Pic du Midi.

Discipline : Astrophysique

Intitulé et adresse du laboratoire :

*Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi Pyrénées
14, avenue Édouard Belin
31400 Toulouse – FRANCE*

Résumé

Auteur : Sylvain RONDI

Titre : CALAS, une caméra pour l'étude des grandes échelles de la surface solaire

Directeur de thèse : Pr M. Rieutord

Lieu et date de soutenance : Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, le 15 décembre 2006

Résumé : L'objet du projet CALAS est l'étude de la supergranulation solaire, structure à grande échelle de la photosphère. L'origine de la supergranulation est encore controversée et nécessite des observations à très haute résolution spatiale sur un grand champ de vue. Le projet CALAS répond à ces exigences en proposant de concevoir une caméra rapide combinant grand champ et haute résolution, installée à la Lunette Jean Rösch, réfracteur de 50 cm de diamètre situé au Pic du Midi. Cette caméra utilise des capteurs CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) dont les avantages sont notamment la rapidité de lecture, le coût réduit et de grands formats disponibles.

Nous avons conçu une chaîne d'acquisition complète, comprenant la caméra et son électronique de commande, une électronique de lecture couplée à un logiciel de prise de vues, et un système de stockage des données.

Le projet a également consisté à concevoir un banc optique sur deux voies permettant l'observation de la surface solaire en mode imagerie mais aussi en mode Doppler et magnétographie, par l'utilisation d'un filtre magnéto-optique. Le travail a également nécessité d'étudier l'intégration de CALAS au sein de la Lunette Jean Rösch, en participant à la jouvence de cet instrument.

Enfin, au cours de ce projet, outre de nombreuses missions d'observation à la Lunette Jean Rösch, j'ai également été amené à participer à une campagne internationale d'observations coordonnées consacrée à l'étude des mouvements de la photosphère dans l'environnement de filaments. A l'issue de cette thèse, les premières observations à grand champ et haute résolution de la photosphère solaire ont été réalisées à la LJR, et leur excellente qualité se révèle déjà tout à fait prometteuse pour la suite de l'exploitation scientifique.

Mots-clés : Physique solaire, photosphère, granulation, supergranulation, caméra, CMOS, grand champ, IBIS, filtre magnéto-optique, observation, Pic du Midi.

Discipline : Astrophysique

Intitulé et adresse du laboratoire :

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse-Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi Pyrénées
14, avenue Édouard Belin
31400 Toulouse – FRANCE

