



HAL
open science

Télescope H Alpha pour la surveillance de l'activité solaire et la météorologie spatiale

Leonardo Blanco, Jean-Marie Malherbe

► To cite this version:

Leonardo Blanco, Jean-Marie Malherbe. Télescope H Alpha pour la surveillance de l'activité solaire et la météorologie spatiale. 2006. <hal-00781468>

HAL Id: hal-00781468

<https://hal.science/hal-00781468v1>

Submitted on 28 Jan 2013

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.



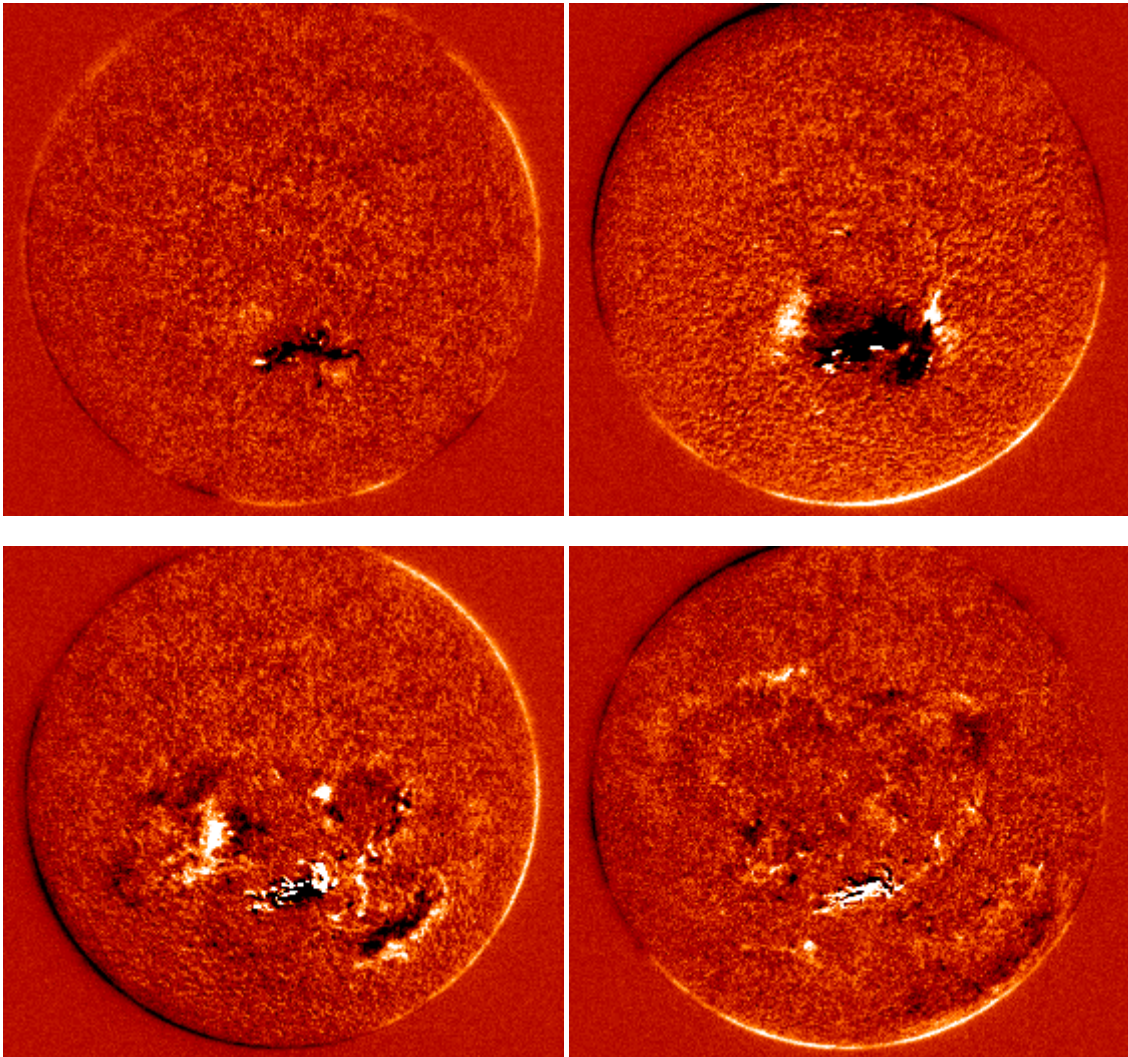
HAL Authorization

TEHA

Télescope H Alpha pour la surveillance de l'activité
solaire et la météorologie spatiale

Une étude préliminaire

Leonardo Blanco, Jean-Marie Malherbe
Observatoire de Paris-Meudon, LESIA
Mars-Juillet 2006



Onde de Moreton

*Images obtenues dans l'aile bleue de la raie Ha par différences successives
et mettant en évidence la propagation d'une onde
de Moreton qui balaie tout le disque solaire en 5 minutes à 2000 km/s*

Table des Matières

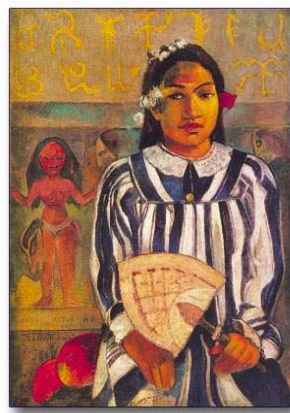
I Résumé des objectifs scientifiques du projet	4
II Etat des lieux des observations H-Alpha au sol	7
II -1- Réseau à cadence lente : Global High-Resolution H-Alpha Network	7
II 1.1 Big Bear Solar Observatory	7
II 1.2 Observatoire de Paris-Meudon	7
II 1.3 Catania Astrophysical Observatory	7
II 1.4 Kanzelhöhe Solar Observatory	8
II 1.5 Huairou Solar Observing Station	8
II -2- Réseau à cadence rapide (SOON, ISOON)	10
II 2.1 SOON (Solar Observing Optical Network)	10
II 2.2 ISOON (Improved Solar Observing Optical Network)	10
III Spécifications de TEHA	12
IV Le détecteur et le télescope	13
IV -1- Détecteur CCD/CMOS	13
IV -2- Télescope	15
IV -3- Budget de photons	18
V L'isolement spectral	19
V -1- Filtre de Fabry-Pérot accordable	19
V -2- Filtre de Lyot accordable	23
V -3- Combinaisons optique-filtre possibles	29
V 3.1 Dépendance angulaire du filtre de Fabry-Pérot	29
V 3.2 Dépendance angulaire du filtre de Lyot	30
V 3.3 Filtre de Lyot à demi-étages croisés (champ étendu)	31
V 3.4 Filtre placé dans un montage télécentrique	33
V 3.4.1 Filtre de Fabry-Perot dans un montage télécentrique	34
V 3.4.2 Filtre de Lyot dans un montage télécentrique	37
V 3.5 Ouverture du filtre	41
V 3.6 Conclusion	41

VI Analyse de la polarisation	42
VI -1- Paramètres de Stokes	42
VI -2- Analyse en polarisation circulaire	43
VI 2.1 Mesure de I	44
VI 2.2 Première méthode de mesure de I et V	44
VI 2.3 Seconde méthode de mesure de I et V	44
VI -3- Méthodes de mesure des vitesses doppler et des champs magnétiques	45
VI 3.1 Calibration des vitesses doppler	45
VI 3.1.1 Méthode du bissecteur	45
VI 3.1.2 Méthode des sommes/différences	47
VI 3.2 Calibration du champ magnétique	48
VI -4- Comparaison des méthodes du bissecteur et des sommes et différences	49
VI -5- Méthode de mesure envisagée pour TEHA	51
VII Modes Opératoires	56
VII -1- Mode normal	56
VII 1.1 Intensitégrammes	56
VII 1.2 Dopplergrammes	56
VII -2- Magnétogrammes	56
VII -3- Mode rapide – Ondes de Moreton	57
VII -4- Données produites/Télémesure	57
Conclusion	59

I Résumé des objectifs scientifiques du projet

Le télescope TEHA (pour Télescope H Alpha) est un télescope de surveillance de l'activité solaire destiné à la recherche en physique solaire et à ses applications de météorologie de l'espace par le biais de la prévision et de la détection des phénomènes solaires rapides et transitoires :

- les instabilités des filaments solaires, les filaments éruptifs étant pour partie associés au déclenchement des éjections de masse coronale (CMEs)
- les éruptions solaires, également associées aux CMEs
- les ondes chromosphériques de Moreton, associées également à l'onde coronale dont la contrepartie apparaît dans la basse couronne en rayonnement radio et dans la haute couronne blanche dans les observations coronographiques



TEHA'AMANA, PAR GAUGUIN, 1893.

Des observations Halpha sont effectuées quotidiennement au sol depuis plusieurs décennies. Il existe un réseau mondial de surveillance sol sous l'égide de l'Observatoire de Big Bear (USA, Californie), qui inclut les observations faites en France, en Italie, en Autriche et en Chine. Elles représentent une source de données incontournables pour toute recherche sur l'activité solaire et sur l'organisation du champ magnétique à grande échelle. Néanmoins, la cadence de ces observations est faible (quelques images par jour), et malgré la répartition en longitude, les stations sont soumises aux aléas météo. La qualité des sites est très variable, l'instrumentation également, ce qui implique une production de données hétérogènes en termes de résolution spatiale, temporelle et spectrale. Ce réseau ne peut constituer un support efficace aux applications qui demandent une surveillance en continu. C'est pourquoi un réseau « cadence rapide » est en cours de développement (ISOON) avec comme point de départ l'Observatoire de Sacramento Peak (USA, Nouveau Mexique) sous l'impulsion de l'US Air Force et de l'agence américaine de l'environnement spatial (SEC, Space Environment Center, Boulder, Colorado). Néanmoins, nous pensons que l'étape finale est celle de petits télescopes spatiaux dédiés, qui ne sont pas sujets aux aléas climatiques et permettent d'observer le soleil 24H/24 en continu avec un « seeing » constant et des données homogènes de qualité invariable, facilement exploitables.

L'observation Halpha peut évidemment surprendre pour un instrument spatial. Néanmoins, c'est dans la raie Halpha que la matière froide des protubérances et des filaments est la mieux détectée, ainsi que les corridors dans lesquels se condense cette matière. Ces corridors tracent les lignes d'inversion du champ magnétique. Près de 72% des protubérances éruptives sont associées à des CMEs. Ces protubérances s'élèvent graduellement dans les heures qui précèdent le déclenchement de nombreux CMEs puis le système protubérance/CME s'accélère brutalement pour atteindre des vitesses excédant plusieurs centaines de km/s. La cadence limitée de la très grande majorité des télescopes actuels, ainsi que les conditions climatiques médiocres de plusieurs sites, font que cette phase de déclenchement rapide a été rarement étudiée dans le cadre de programmes d'observations multi-longueurs d'onde qui représentent le pivot central de toute recherche sur l'activité solaire, incluant les développements de modélisation.

Les CMEs montrent une très grande diversité morphologique et cinématique. De nombreux événements solaires génèrent néanmoins des CMEs dont la structure comporte trois parties (« three part CMEs »). Cette structure comprend une boucle brillante surplombant une cavité coronale qui contient un cœur central brillant de matière dense en provenance de la protubérance éruptive. La structure magnétique de cet ensemble détecté dans la haute couronne, dans le milieu interplanétaire puis dans l'environnement terrestre est étroitement liée à celle du filament sous-jacent (orientation, hémisphère solaire, polarités). L'orientation de la composante Nord-Sud du champ magnétique détermine la reconnexion ou l'absence de reconnexion avec le champ magnétique magnétosphérique. Une autre classe de CMEs concerne le développement dans la basse couronne de très grands événements associés à une éruption chromosphérique (« Halo CMES »). En l'espace de quelques minutes, le champ magnétique coronal va s'ouvrir sur une surface étendue pouvant excéder 100 degrés en longitude et latitude. Il met en jeu des vitesses d'expansion qui dépassent mille km/s. Seules les observations multi longueur d'onde au dessus du disque solaire permettent de d'étudier les raisons physiques d'un développement aussi rapide. L'ordre de grandeur des vitesses met en jeu des perturbations se propageant à des vitesses super alfvéniques. Des ondes de Moreton Halpha ont été détectées pour certains de ces grands CMEs. Elles représentent la trace au niveau chromosphérique des ondes de choc coronales détectées en radio (sursauts de type II). Leur observation nécessitant une très grande cadence, les résultats acquis récemment reposent sur un nombre de cas très limités. Moins de 5 événements ont pu être étudiés conjointement avec des observations d'imagerie radio. Observations conjointes Halpha et imagerie radio *permettent de suivre spatialement et temporellement l'évolution de ces phénomènes*. Au moins pour ces quelques rares cas, il apparaît que ces ondes de choc « encerclent » le CME. Elles sont donc d'excellents traceurs de l'ouverture du champ magnétique coronal et de l'expansion latitudinale de ces CMEs. Les émissions radio se situent dans les régions d'interaction du CME et du champ magnétique coronal ambiant. Vu la rareté des observations actuelles, on ne peut généraliser un tel scénario, l'origine de ces ondes de Moreton et des chocs coronaux étant encore controversée. Les ondes de Moreton prennent toutes naissance dans le site éruptif ; s'agit il pour certaines d'une explosion (« blast waves ») et pour d'autres de chocs entretenus sur les flancs des CMEs (« CME-driven chocs ») ? La question reste ouverte.

Enfin des ondes coronales ont été détectées par le Télescope Extrême Ultraviolet de SOHO (EIT). La faible cadence d'acquisition des observations de SOHO ne permet pas de comprendre si une association existe entre ondes de Moreton et ondes EIT.

Ces résultats, même s'ils sont loin d'être définitifs, démontrent bien l'importance que revêtirait un programme d'observations continues avec une cadence temporelle adéquate pour les applications de météorologie spatiale. Tout programme concernant le lien entre l'activité solaire et l'environnement terrestre se doit impérativement d'inclure un système d'observations tourné vers le soleil en permanence, permettant de recueillir des informations régulières, homogènes et sans perturbations climatiques ou de « seeing ».

Ainsi, cette étude est orientée vers la collecte de données par un instrument de surveillance solaire opérant 24H/24 en continu, fournissant des données à haute résolution temporelle. La raie H α (qui ne prédispose certes pas à observer dans l'espace) est probablement la raie la plus adaptée pour surveiller les phénomènes solaires dès leur naissance, bas dans l'atmosphère solaire, dans la chromosphère. L'emploi de la raie H α permet de mettre aisément en évidence, à condition de disposer d'une résolution temporelle inférieure à une minute :

- les éruptions (phase de flash, phase graduelle)
- les ondes de choc de type Moreton
- les disparitions brusques des filaments et protubérances

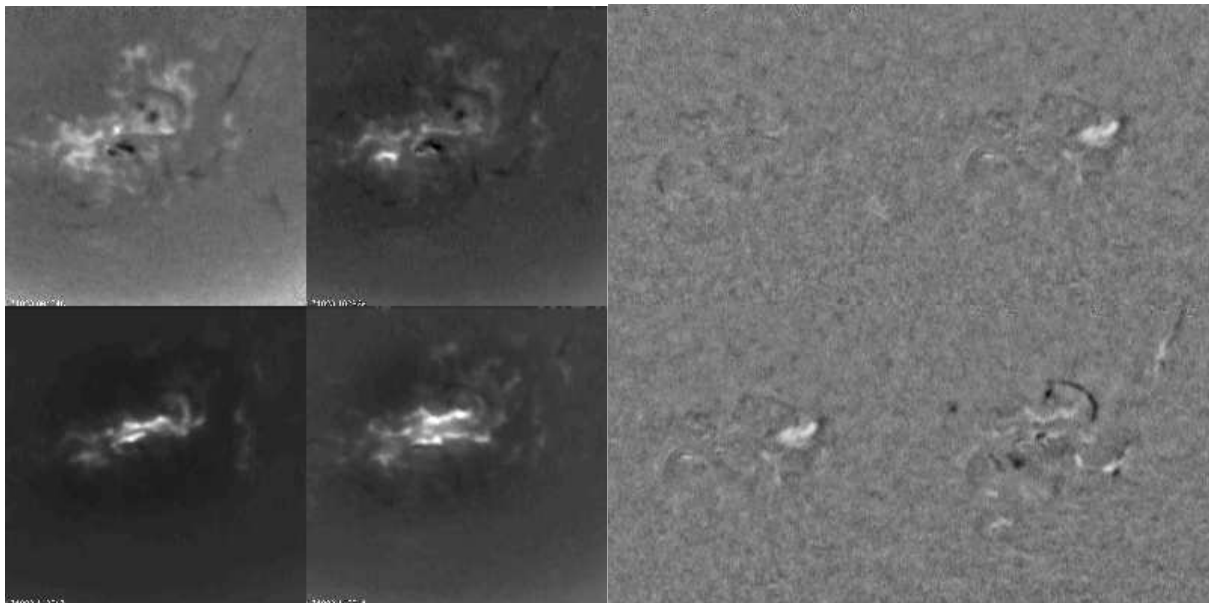


Figure 1.1 Eruption solaire en double filet

A gauche, 4 instants d'une éruption en double filet au centre de la raie H α

A droite, aux mêmes instants, la vitesse Doppler de la matière calculée à partir des ailes de raie (héliographe de Meudon)

La proposition est basée sur des observations à haute cadence « soleil entier » fournissant, plusieurs fois par minute, des **intensité-grammes** et des **dopplergrammes**, entrecoupées de temps en temps par un **magnétogramme**.

II Etat des lieux des observations H-Alpha au sol

II -1- Réseau à cadence lente : Global High-Resolution H-Alpha Network

Le Global High-Resolution H-Alpha Network utilise des instruments des observatoires de Big Bear (USA), Paris-Meudon (France), Catania (Italie), Kanzelhöhe (Autriche), Huairou et Yunnan (Chine) pour observer le Soleil dans la raie H-Alpha .

La répartition en longitude de ces observatoire permet une observation en continu du disque solaire, l'objectif étant un suivi à cadence lente (quelques images par jour pour chaque observatoire) mais régulier et permanent.

II 1. 1 Big Bear Solar Observatory

L'observatoire de Big Bear dispose, pour l'observation du Soleil en H-Alpha d'une lunette de 20cm de diamètre équipée d'un filtre de Lyot accordable fabriqué par la société Carl Zeiss.

II 1. 2 Observatoire de Paris-Meudon

Le spectrohéliographe de Meudon (objectif de 240 mm, $f=4000$ mm, rapport d'agrandissement du spectro de 3000 mm/1300 mm, soit focale équivalente de 9230 mm, image solaire de 86 mm) effectue des observations multiraies sans résolution temporelle (une ou deux images par jour et par raie), mais avec une bonne résolution spatiale (2") et une bande passante étroite résultant de l'avantage d'un spectrographe (0.25 Å en H-alpha, 0.15 Å en CaII). Les images ne sont pas des instantanés car obtenues par balayage d'une fente fine. Sa vocation est l'obtention d'images du Soleil Entier en plusieurs longueurs d'onde (vision multicouche de l'atmosphère) en haute résolution spatiale et bande étroite. L'instrument utilise pour détecteur une caméra CCD 14 bits de 1300X100 pixels.

L'observatoire de Paris-Meudon dispose également d'un héliographe, équipé d'un réfracteur de 150mm de diamètre, d'un filtre de Lyot accordable autour de la raie H-alpha avec une bande passante de 0.5Å et d'une caméra CCD de 1536x1024 pixels, pour l'observation du disque solaire entier, en H-alpha, avec une bonne résolution temporelle (1 min), dont l'objectif se situe dans le cadre d'un réseau à cadence rapide (surveillance des éruptions).

II 1.3 Catania Astrophysical Observatory

L'observatoire de Catania réalise des observations solaires depuis plus d'un siècle. L'instrument pour l'observation de la raie H-alpha est constitué d'une lunette de 150mm d'ouverture ayant une distance focale de 2300mm. Le filtre est un filtre de Lyot ayant une bande passante de 0.25 à 0.50 Å, accordable sur une plage de +/- 16Å autour du centre de la raie. Le détecteur est un CCD Astromed TE4 1360 x 1200. En mode disque entier, la caméra prend une image toutes les 60 secondes échantillonnées sur 16 bits.

II 1.4 Kanzelhöhe Solar Observatory

Télescope de 10cm de diamètre ($D/f=100/2000$) Un diamètre solaire correspond à 860 pixels sur le détecteur ($2.2''/\text{pix}$). La limite de diffraction de l'instrument est de $1.65''$ à une longueur d'onde de 656.3nm. L'image est donc sous-échantillonnée. Caméra Apogée KX4 (2032X2032, 14 bits) pour les images à haute résolution ; Caméra Pulnix TM-1000 (1024x1024 pixels, 8 bits) basse résolution, cadence d'acquisition : 2 sec. Pré-filtre interférométrique (FWHM=10nm) Filtre de Lyot (FWHM=0.07nm)

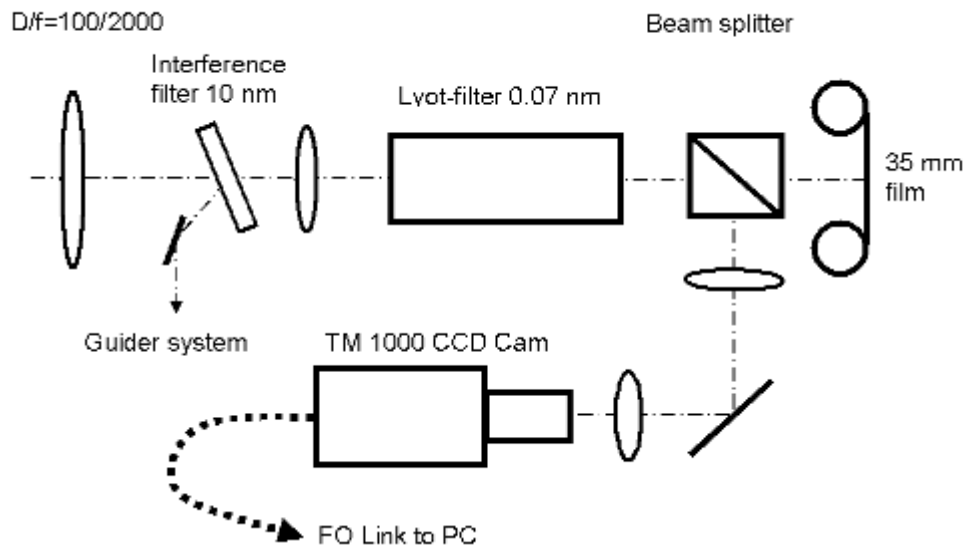


Figure 2.1 Concept optique de l'instrument H α de l'Observatoire de Kanzelhöhe

II 1.5 Huairou Solar Observing Station

Télescope de 14 cm de diamètre
Filtre H-Alpha accordable ($-32\text{\AA} \sim +32\text{\AA}$)
FWHM=0.5 \AA
2 CCD, un pour les images disque entier (34'x34'), un pour des régions locales (10'x8')

	Big Bear Solar Observatory	Observatoire de Paris-Meudon	Kanzelhöhe Solar Observatory	Catania Astrophysical Observatory	Yunnan Astronomical Observatory	Huairou Solar Observatory
Ouverture du télescope	150mm	240mm	100mm	150mm	180mm	140mm
Bande passante du filtre	0.05nm	0.025nm	0.07nm	0.025nm/0.05nm	0.05nm	0.05nm
Plage d'accord du filtre	+/-0.10nm	+/-0.05nm	+/-0.30nm	+/-0.10nm	+/-0.06nm	+/-3.2nm
Détecteur	Camera CCD Apogee KX4	CCD Princeton Instruments éclairé par l'arrière	Camera CCD Apogee KX4	Camera CCD Astromed TE4	Camera CCD Kodak Megaplus	Camera CCD Kodak Megapalus 4.2i
Taille du détecteur	2032x2032	1300x100 (images 1300x1500)	2032x2032	1360x1200	2048x2048	2048x2048
Dynamique du détecteur	14 bits	14 bits	14 bits	16 bits	8 bits (?)	8 bits (?)

Tableau 1 : Comparatif des instruments du Global High Resolution H-Alpha Network

II -2- Réseau à cadence rapide (SOON, ISOON)

II 2.1 SOON (Solar Observing Optical Network)

Le Solar Observing Optical Network (SOON) est un réseau de 5 observatoires solaires maintenus et opérés par l'armée de l'air américaine (US Air Force) depuis le milieu des années 70.

La carte ci-dessous montre ces 5 observatoires et leur emplacement.

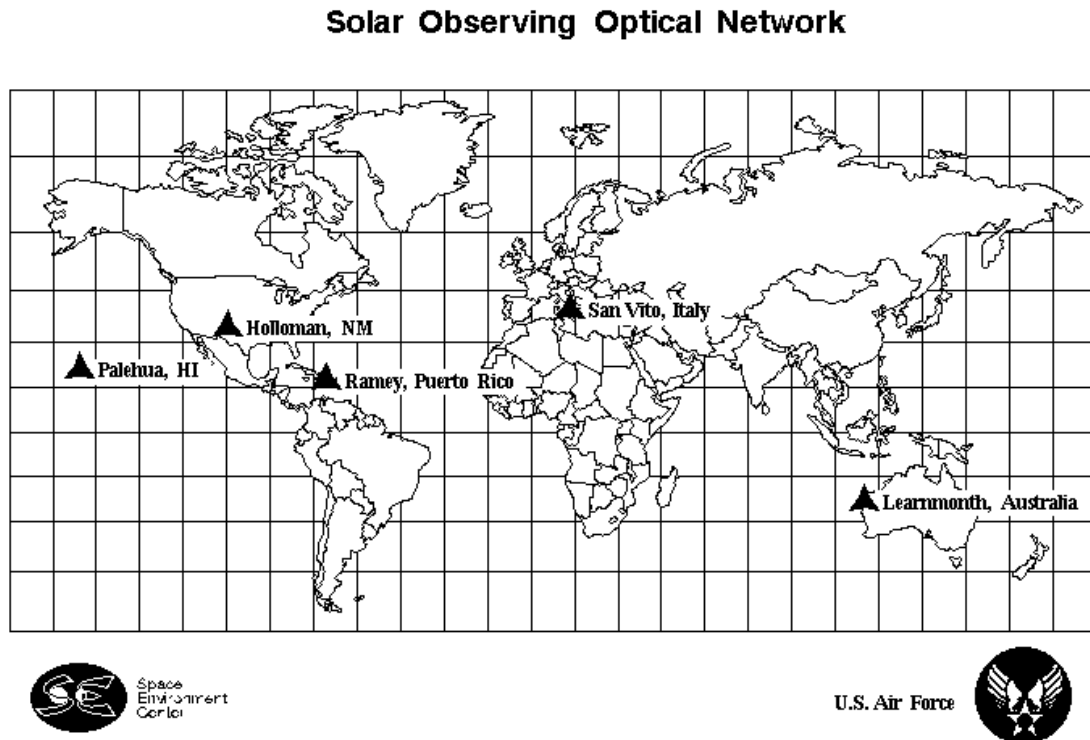


Figure 2.2 Emplacements des stations d'observation de SOON

Chaque site réalise des observations du Soleil en disque entier toutes les 30 secondes.

Nous avons trouvé très peu d'informations sur les instruments utilisés dans ces différents observatoires pour l'observation du Soleil car elles sont sous dépendance militaire. La station d'Hawaï est démantelée, celle d'Holloman a été transférée à Sac Peak dans le cadre d'ISOON (voir ci-dessous). Nous n'avons aucune information sur les stations de Ramey (US Air Force) et San Vito (Armée de l'Air Italienne).

SOON est appelé à être remplacé par ISOON (Improved Solar Observing Optical Network), décrit succinctement ci-après.

II 2.2 ISOON (Improved Solar Observing Optical Network)

ISOON est conçu pour remplacer le réseau SOON et pouvoir, à terme, opérer 4 télescopes depuis un même centre de commande et d'analyse.

Pour le moment, ISOON est constitué d'un seul télescope de hautes performances, situé au National Solar Observatory à Sacramento Peak, au Nouveau Mexique.

Caractéristiques techniques :

Télescope

Lunette de 250mm de diamètre, longueur focale de 5000mm

Instrumentation

Filtre interférentiel de Fabry-Perot double (ouverture=150mm) ajustable à +/- 4Å autour de la raie H-alpha. Fabriqué par IC Optical Systems
 Analyseur de polarisation (I, Q, U et V observables)

Détecteur

CCD 2048 x 2048 fabriqué par Xedar, refroidi thermoélectriquement (Peltier ?) à -10°C, échantillonné sur 12 bits, pixels de 14 µm, profondeur de puit de 200000 électrons.

Bande passante

0.1Å

Taille de pixel

1.1" en mode disque entier
 0.32" en mode haute résolution

Cadence

1 image par minute

Concept Optique

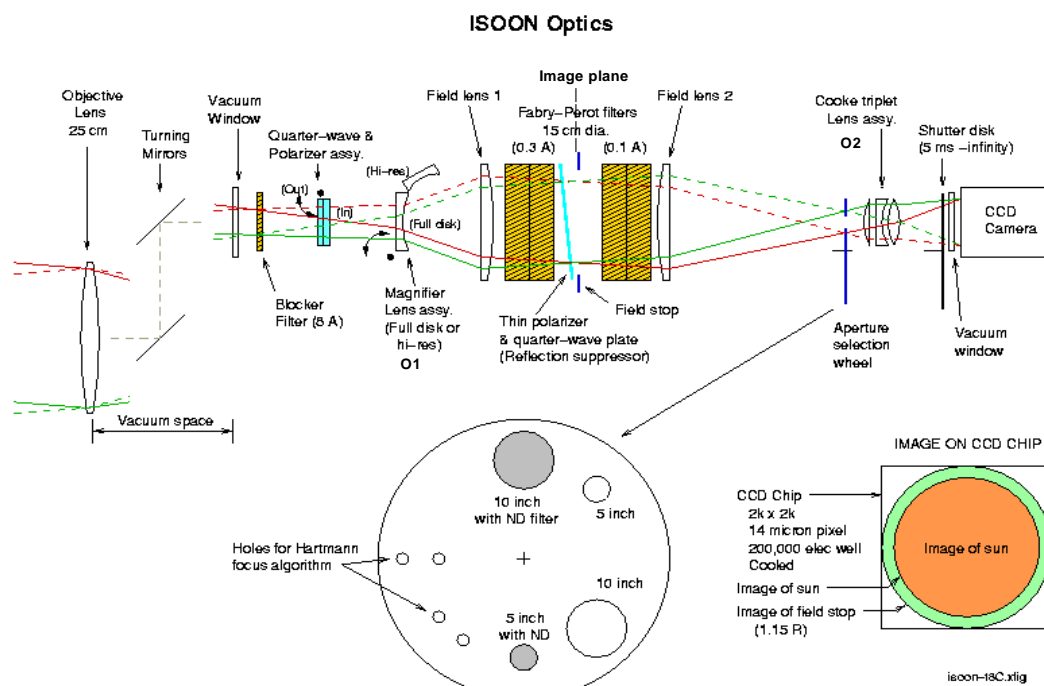


Figure 2.3 Concept optique de ISOON

III Spécifications de TEHA

Voici les spécifications scientifiques sur lesquelles est basée cette étude.

- Observation du Soleil en disque entier dans la bande alpha de l'hydrogène ($\lambda=6562.8\text{\AA}$)
- Champ de 34'
- Résolution angulaire : meilleure que 4 secondes d'angle sur le ciel (environ 3000km à la surface du Soleil) \rightarrow 2 secondes d'angle par pixel sur le détecteur (théorème de Shannon)
- Deux modes d'observation:
 - 3 images (une image au centre de la raie + une image dans chaque aile) par minute
 - 6 images de l'aile bleue par minute en mode rapide (ondes de Moreton)
 - un magnétogramme/heure (cadence lente)
- Mesure du champ magnétique avec une résolution de +/- 100 Gauss
- Mesure des vitesses doppler sur la ligne de visée avec une précision de +/- $1000\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
- Mesure des paramètres de Stokes I et V
- Rapport signal sur bruit > 1000 pour la mesure du champ magnétique (300 est suffisant pour la mesure des vitesses doppler)
- Bande passante de 0.25\AA
- Centre de la bande passante transmise ajustable par pas de 0.25\AA sur un domaine allant de 6560.8\AA à 6564.8\AA (centre de raie +/- 2\AA). La variation de la longueur d'onde transmise entre le centre du soleil et le bord du disque solaire doit être inférieure à 0.05\AA .
- Format des données : 12 bits compressé sans pertes avec header FITS exhaustif et JPEG2000

IV Le détecteur et le télescope

IV -1- Détecteur CCD/CMOS

D'après les spécifications scientifiques, le rapport signal sur bruit désiré est de 1000 dans le cas des magnétogrammes et de 300 dans le cas des dopplergrammes, ce qui implique, si l'on considère que l'on est limité par le bruit de photons, un nombre de photons incident de 10^6 pour les magnétogrammes et de 90000 pour les dopplergrammes.

Un détecteur doté d'une profondeur de puits de 10^5 électrons/pixel convient parfaitement pour cette application, avec 10 poses cumulées nécessaires pour un magnétogramme.

On veut observer le Soleil entier avec une résolution angulaire de 4'' sur le ciel, ce qui correspond à un échantillonnage de 2'' par pixel. Le diamètre apparent du Soleil est de 32' soit 1920''. Le Soleil aura donc un diamètre sur le détecteur de 960 pixels. Un détecteur de 1024x1024 est donc idéal pour cette application, le champ observé étant alors de 34'.

Un grand nombre de détecteurs CCD 1024x1024 ayant une profondeur de puits de 10^5 électrons/pixel et qualifiés pour les vols spatiaux sont disponibles sur le marché, par exemple chez EEV.

Voici, à titre indicatif, les caractéristiques de certains d'entre eux convenant à cette application.

Modèle	Taille de pixel	Profondeur de puits	Rendement quantique	Bruit de lecture	Courant d'obscurité
EEV 47-20	13 μ m	120ke ⁻ /pixel	45%	2.0 e ⁻ rms	10ke ⁻ /pixel/s à 293K
EEV 47-20 AIMO	13 μ m	100 ke ⁻ /pixel	45%	2.0 e ⁻ rms	100e ⁻ /pixel/s à 293K
EEV 47-20 AIMO backthinned	13 μ m	100 ke ⁻ /pixel	90%	2.0 e ⁻ rms	250e ⁻ /pixel/s à 293K
EEV 47-20 NIMO backthinned	13 μ m	100 ke ⁻ /pixel	90%	2.0 e ⁻ rms	10ke ⁻ /pixel/s à 293K
EEV 48-20 NIMO back illuminated	13 μ m	90 ke ⁻ /pixel	90%	35 e ⁻ rms	20ke ⁻ /pixel/s à 293K

Tableau 2 Comparatif de différents capteurs CCD

La technologie APS (CMOS) est également envisageable avec, par exemple, le détecteur STAR-1000 de Fillfactory (Cypress) dont voici les caractéristiques principales

Modèle	Taille de pixel	Profondeur de puits	Rendement quantique	Bruit de lecture	Courant d'obscurité
STAR-1000	15 μ m	99ke ⁻ /pixel	20%	35 e ⁻ rms	3ke ⁻ /pixel/s à 293K

Tableau 3 Caractéristiques d'un détecteur CMOS

On souhaite se placer dans le cas où le bruit est dominé par le bruit de photons. Dans le cas des dopplergrammes, le bruit de photons est de 300e⁻. Le bruit de lecture des détecteurs sélectionnés est, au pire, de 35e⁻, ce qui nous donne un bruit total $\sigma = \sqrt{300^2 + 35^2} \approx 302e^-$, ce qui est tout à fait acceptable. Le cas des détecteurs ayant un bruit de 2e⁻ RMS est évidemment très favorable.

La vitesse de lecture est également un critère de choix des détecteurs, elle doit être la plus rapide possible. Nous estimons qu'une fréquence d'acquisition de 2 images par seconde (pour l'accumulation rapide de 10 poses pour les magnétogrammes) est suffisante, ce qui nous donne une fréquence de lecture au moins égale à 2MHz. Les CCD EEV et le capteur APS de Fillfactory ont une fréquence de lecture de 5MHz et 12MHz, respectivement, ce qui est largement suffisant pour notre application.

IV -2- Télescope

La contrainte dimensionnant l'ouverture du télescope sera la résolution angulaire souhaitée. En effet, l'objet observé étant le Soleil, le flux reçu, même dans une bande de longueur d'onde très étroite, est largement suffisant pour ne pas être critique dans la définition de l'ouverture du télescope.

Une première contrainte sur la configuration du télescope est induite par l'analyse polarimétrique devant être menée à bien. Il est préférable d'éviter les réflexions non-normales qui modifient l'état de polarisation de la lumière. Une configuration axiale est donc souhaitable.

La deuxième contrainte est l'encombrement et le poids. La configuration la plus compacte possible est la plus favorable.

La solution la plus envisageable semble donc être, pour les raisons d'encombrement, un réflecteur de type Ritchey-Chrétien (pas de réflexions non-normales) doté d'un champ d'au moins 34' sur le ciel.

On veut observer le Soleil avec une résolution angulaire de 2''.

Si on considère un Ritchey-Chrétien avec une obstruction centrale de 28%, le diamètre du miroir primaire doit être de 77mm pour satisfaire cette spécification.

Pour une taille de pixel du détecteur de 13 μ m (respectivement 15 μ m) et une résolution de 2'', on obtient une distance focale équivalente du télescope de 1341mm (1546mm), ce qui correspond à un rapport d'ouverture de 17 (20).

Un télescope de ces caractéristiques peut parfaitement être réalisé avec un faible encombrement (inférieur à 400mm dans sa plus grande dimension).

Une étude rapide d'une configuration envisageable d'un tel télescope a été réalisée avec le logiciel de calcul optique Zemax.

Les caractéristiques des optiques du télescope sont résumées dans le tableau suivant.

#	Comment	Radius	Curvature	Thickness	Glass	SemiDiameter	Conic
0			0.000000000	1.000000000		0.000000000	0.0000
1			0.000000000	248,00000		10,70000	0.0000
2	PRIMAIRE	-635,14086	-0,00157444	-247,16195	MIRROR	39,00000	-1.02428
3	SECONDAIRE	-184,51249	-0,00541969	247,16195	MIRROR	10,70000	-2.87645
4			0.000000000	50,00001		7.13432	0.0000
5			0.000000000	0.000000000		6.636328	0.0000

Tableau 4 – Caractéristiques optiques du télescope

L'encombrement total du télescope (distance du secondaire au plan focal) est de 298mm.

Les figures suivantes montrent, respectivement, le schéma optique du télescope, les taches images au niveau de 3 points du champ et l'erreur sur le front d'onde

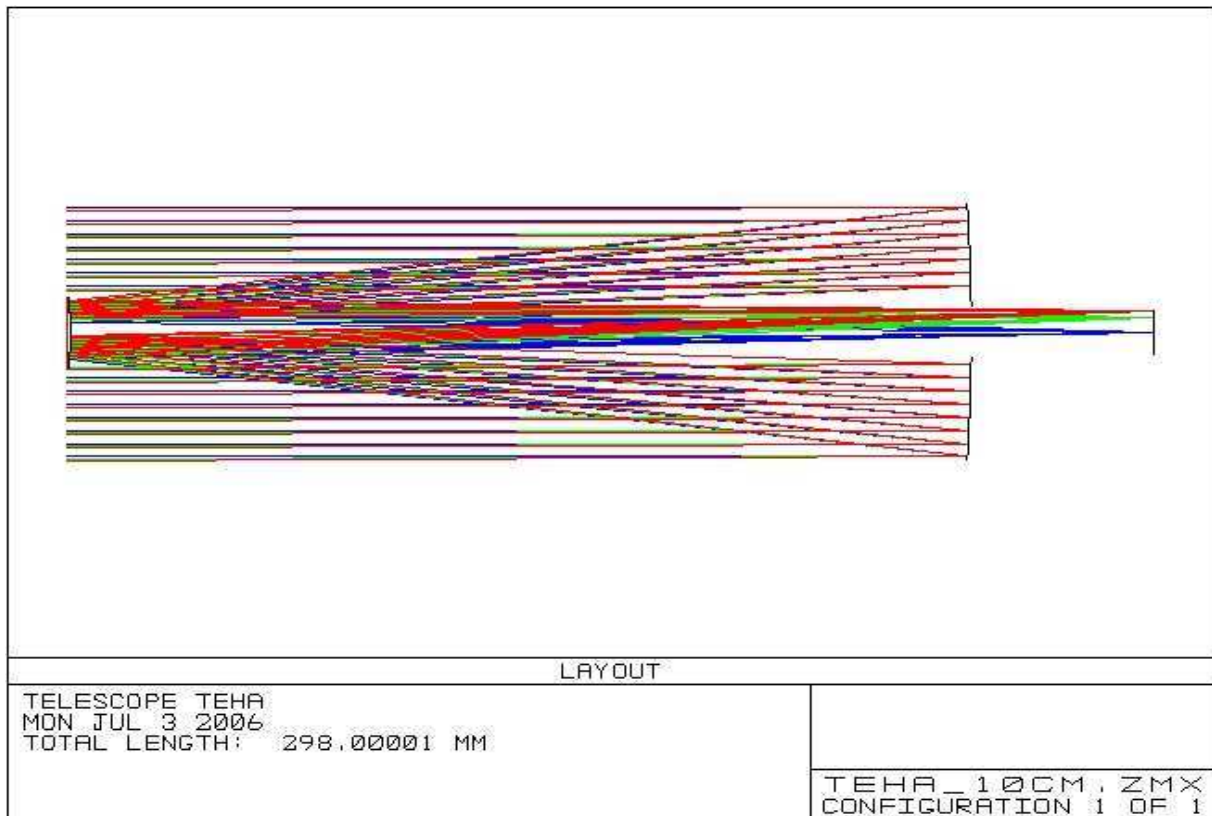


Figure 4.1 Schéma 3D du télescope

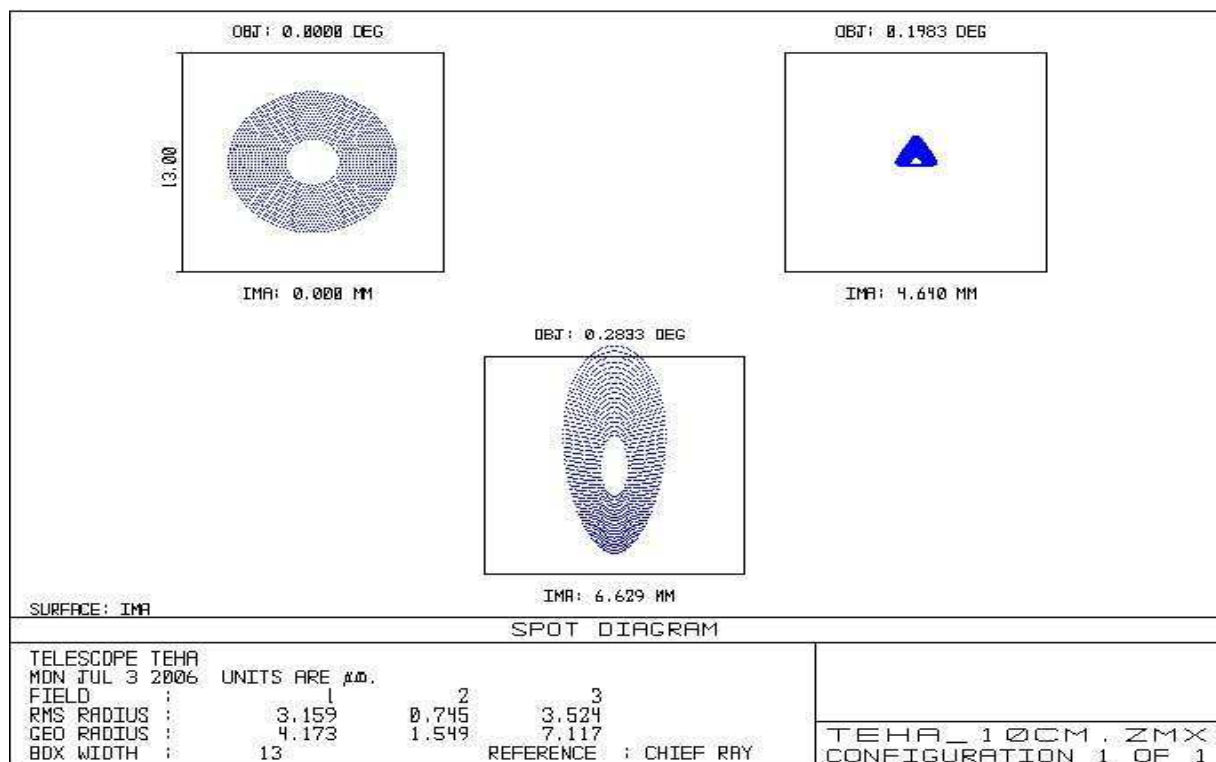


Figure 4.2 Tache image au niveau de 3 points du champ (sur l'axe optique, à 11.9' et à 17' d'angle)
 Le carré noir entourant les taches image a 13μm de côté soit la taille de pixel du détecteur.

Comme on le voit sur la figure 4.2, la tache image est entièrement comprise dans un pixel du détecteur.

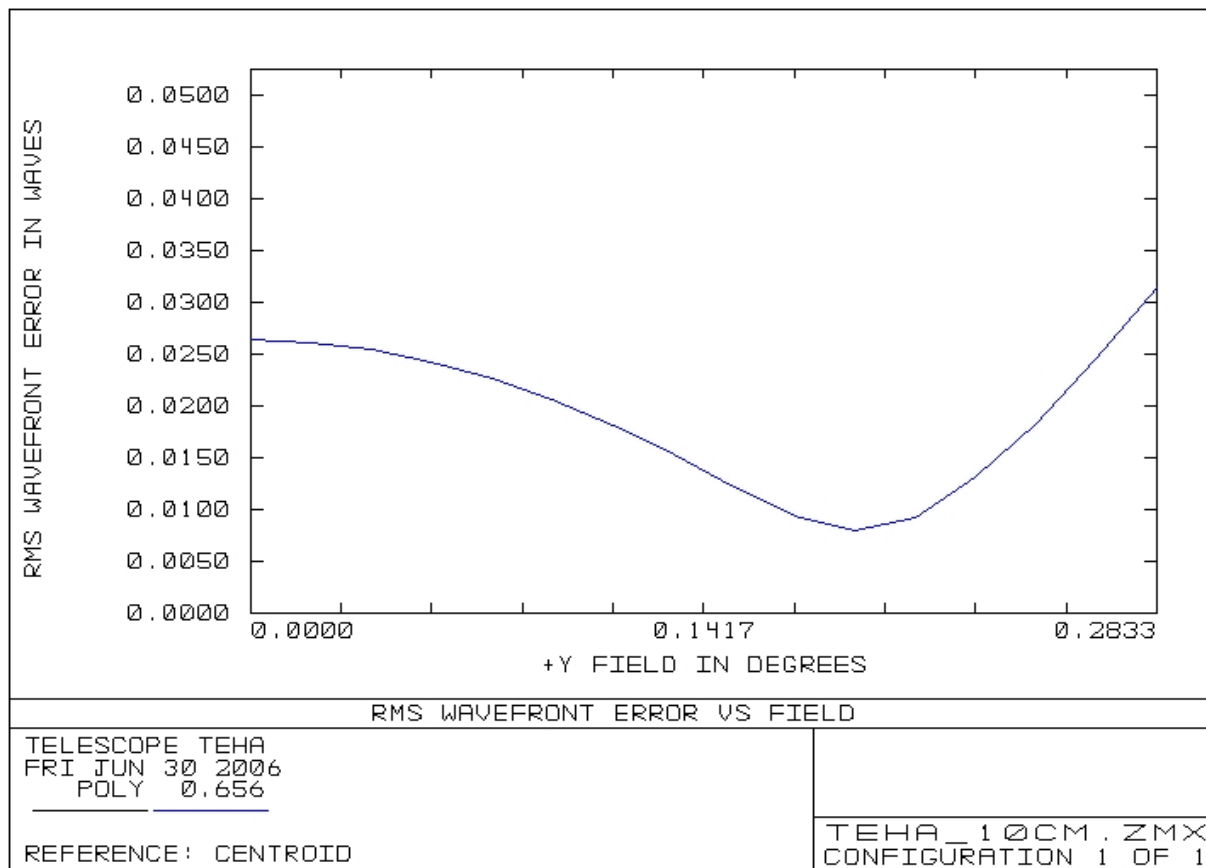


Figure 4.3 Erreur sur le front d'onde

L'erreur sur le front d'onde est inférieure à $\lambda/25$ en tout point du champ observé.

Le tirage (distance plan focal sommet du primaire) est de 50mm, ce qui est suffisant pour intercaler une lame à cristal liquide et un polariseur entre le primaire et le détecteur.

IV -3- Budget de photons

Si l'on considère un instrument constitué d'un Ritchey-Chrétien avec un miroir primaire de 77mm de diamètre et un secondaire de 21.4mm de diamètre (soit une obstruction de 27.8%), avec une réflectivité de 97%, un préfiltre interférentiel ayant une transmission de 50% dans la bande H-alpha, un filtre de Fabry-Pérot ayant une bande passante de 0,25Å et une transmission de 60% en H-Alpha et un détecteur 1024x1024 observant le Soleil avec un échantillonnage de 2", chaque pixel du détecteur reçoit 15.6×10^6 photons par seconde. Si l'on suppose un rendement quantique du détecteur de 50% (les CCD amincis éclairés par l'arrière nous offrent des rendements très supérieurs, jusqu'à 95% dans le rouge) et une profondeur de puit de $100000e^-$, alors, le temps de pose est d'environ 6.4ms pour obtenir le rapport signal sur bruit de 300 nécessaire à la mesure des dopplergrammes. En ce qui concerne les magnétogrammes, qui nécessitent un rapport S/B de 1000, il faut 10 poses de 6.4ms, ce qui est parfaitement envisageable étant donné les cadences d'observations spécifiées (un dopplergramme toutes les 20 secondes et un magnétogramme par heure).

V L'isolement spectral

La sélection précise de la longueur d'onde observée est critique pour l'imagerie à bande étroite du Soleil et les mesures de vitesses doppler et de champs magnétiques dans la chromosphère solaire. Deux types de filtre s'offrent à nous afin de réaliser l'isolement spectral requis : les filtres interférentiels de type Fabry-Pérot et les filtres biréfringents de type Lyot.

V -1- Filtre de Fabry-Pérot accordable

Une première solution pour le filtre bande étroite accordable est un filtre interférentiel de Fabry-Pérot. 2 lames parallèles, peu absorbantes et ayant un coefficient de réflexion r élevé (proche de 1) sont éclairées par le faisceau incident.

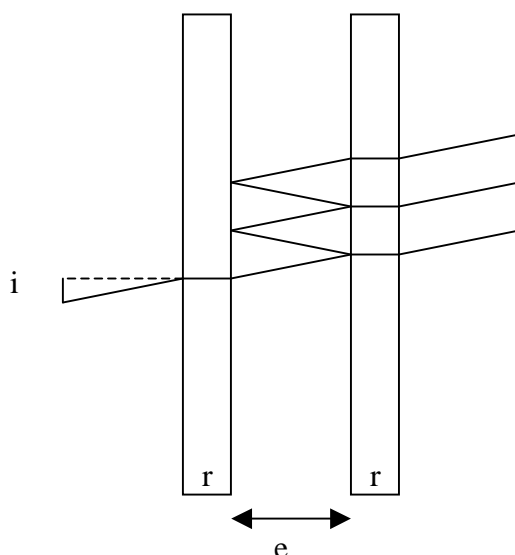


Figure 5.1 Schéma de principe d'un filtre de Fabry-Pérot

L'intensité transmise est donnée par la formule d'Airy :

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4r^2}{(1-r^2)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi m \cos i}{\lambda}\right)} \quad (1)$$

De cette formule, on tire les principales caractéristiques d'un filtre de Fabry-Pérot :

- Maxima transmis : $\lambda = \frac{2ne \cos i}{p}$ avec p entier (2)

- Largeur des pics à mi-hauteur (bande passante): $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi n e \cos i} \frac{1-r^2}{r}$ (3)

- Distance entre les pics : $d\lambda = \frac{\lambda^2}{2n e \cos i}$ (4)

- Finesse : $F = \frac{d\lambda}{\Delta\lambda} = \pi \frac{r}{1-r^2}$ (5)

Avec I_0 =Intensité incidente
 λ =longueur d'onde incidente
 n =indice du milieu situé entre les lames parallèles
 e =épaisseur de la cavité
 i =angle d'incidence des rayons
 r =coefficient de réflexion des lames
 p =ordre d'interférence

En incidence normale ($i=0$), on obtient :

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4r^2}{(1-r^2)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi m}{\lambda}\right)} \quad (6)$$

$$\lambda = \frac{2en}{p} \quad (7)$$

et

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi ne} \frac{1-r^2}{r} \quad (8)$$

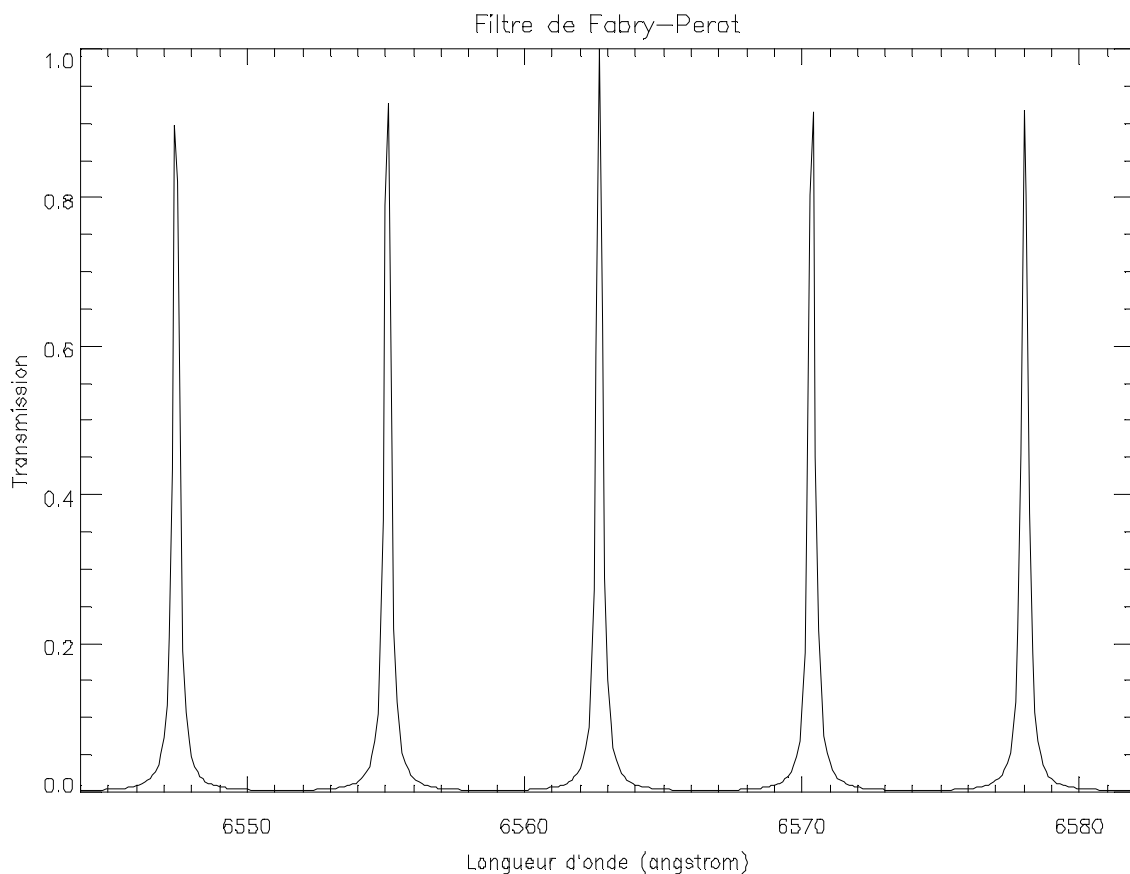


Figure 5.2 Transmission d'un filtre de Fabry-Perot
 $\Delta\lambda=0.25\text{\AA}$; $\lambda_0=6562.8\text{\AA}$; $F=30$

Dans la pratique, on calcule l'épaisseur nécessaire à la bande passante désirée. Connaissant cette épaisseur, on calcule ensuite l'ordre d'interférence

correspondant à la longueur d'onde transmise souhaitée. Dans le cas de TEHA, on souhaite une longueur d'onde transmise λ_0 de 6562.8Å avec une bande passante $\Delta\lambda$ de 0.25Å, ce qui nous donne, en incidence normale et en considérant un coefficient de réflexion des lames r de 0.95 :

$$e = \frac{\lambda_0^2}{2\pi\Delta\lambda} \frac{1-r^2}{r} = \frac{(6562.8 \times 10^{-10})^2}{2\pi \times (0.25 \times 10^{-10})} \frac{1-0.95^2}{0.95} = 281 \mu m$$

$$p = \frac{2e}{\lambda_0} = \frac{2 \times 281.10^{-6}}{6562.8 \cdot 10^{-10}} = 856$$

$$F = \pi \frac{r}{1-r^2} = \pi \frac{0.95}{1-0.95^2} \approx 30$$

Comme on le voit sur la courbe de transmission d'un filtre de Fabry-Pérot, la transmission d'un tel filtre présente des cannelures séparées de manière périodique (en nombre d'onde). Il faut donc lui adjoindre un filtre passe-bande d'environ 7Å de bande passante afin de sélectionner la cannelure correspondant à la bande désirée. Un tel pré-filtre peut par exemple être constitué d'un filtre interférentiel à bande passante plus large (lui aussi périodique) précédé d'un filtre coloré. Un tel filtre peut être fabriqué dans l'industrie, ne nécessite pas obligatoirement de thermostat et peut être réalisé avec l'ouverture nécessaire pour cette application. La combinaison pré-filtre/filtre de Fabry-Pérot donne la courbe de transmission suivante (la courbe en pointillé représente la transmission du pré-filtre):

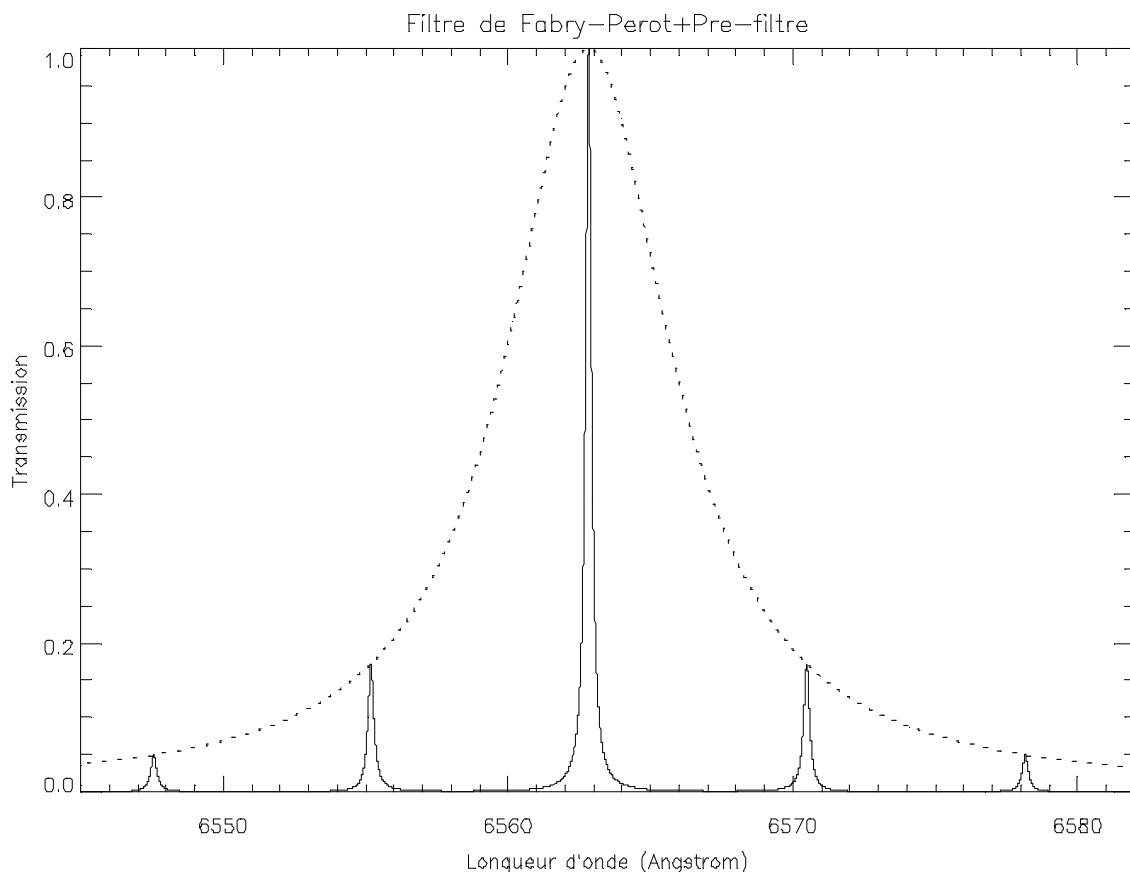


Figure 5.3 Transmission du filtre de Fabry-Perot+Pre-filtre
Bande passante du pré-filtre=7Å

Accord en longueur d'onde

Pour ajuster la longueur d'onde transmise par le filtre afin de réaliser des images du Soleil à différentes longueurs d'onde à l'intérieur de la raie H-alpha, une solution consiste à modifier l'écart e entre les lames parallèles. Une variation de l'écart δe entraîne une variation de la longueur d'onde transmise $\delta\lambda = \lambda_0 \frac{\delta e}{e}$. Dans le cas de TEHA, si on veut modifier la longueur d'onde transmise par pas de 0.25Å, il faudra modifier l'épaisseur de la cavité par pas de 10nm, ce qui peut être fait en utilisant des actionneurs piézoélectriques.

Une deuxième solution consiste à modifier l'indice de réfraction du milieu situé entre les 2 lames parallèles. Une variation d'indice δn entraîne une variation de la longueur d'onde transmise $\delta\lambda = \lambda_0 \frac{\delta n}{n}$. Pour réaliser cette variation, on remplit l'interstice séparant les lames parallèles d'un cristal liquide. Un champ électrique appliqué à ce milieu modifie son indice de réfraction. On peut donc commander l'indice de réfraction du milieu et donc la longueur d'onde transmise par le filtre de Fabry-Pérot en modifiant le champ appliqué au cristal liquide emplissant l'interstice séparant les lames parallèles.

Des filtres de Fabry-Pérot possédant de telles caractéristiques, qualifiés ou non pour le vol spatial, sont connus et sont disponibles sur le marché (IC Optical Systems, Scientific Solutions Inc entre autres).

Les filtre à actionneurs piezo sont connus et équipent plusieurs instruments solaires (THEMIS). La technologie à cristal liquide est séduisante car elle ne comporte aucune pièce mécanique mobile mais beaucoup moins d'expériences ont été réalisées.

V -2- Filtre de Lyot accordable

Un deuxième moyen d'obtenir l'isolement spectral requis est d'utiliser un filtre bi-réfringent de type filtre de Lyot.

Le filtre de Lyot a été mis au point par Bernard Lyot dans les années 30. Ce filtre utilise les propriétés de bi-réfringence de certains matériaux cristallins. Le principe de cet appareil consiste à faire passer la lumière que l'on veut filtrer à travers une série de polariseurs P_1, P_2, \dots, P_n dont les plans de polarisation sont parallèles. Entre chaque polariseur et le suivant est placée une lame cristalline 1, 2, ..., n-1 taillée parallèlement à l'axe optique du cristal. Les faces de ces lames sont parallèles entre elles et normales aux rayons lumineux, leurs axes optiques sont parallèles et forment des angles de 45° avec les plans de polarisation des polariseurs. Chaque lame a une épaisseur double de la précédente.

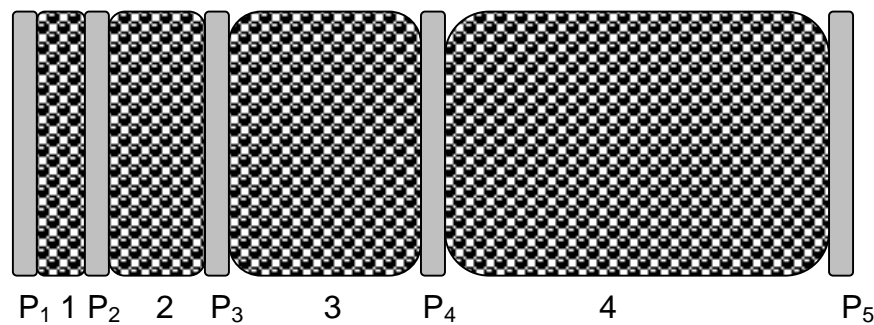


Figure 5.4 Schéma d'un filtre de Lyot à 4 lames cristallines

Calculons l'intensité transmise par un filtre de Lyot à n lames, éclairé en incidence normale. Elle est donnée par la formule suivante :

$$P = I_0^2 \cos^2 \frac{\pi \mu e}{\lambda} \cos^2 \frac{2\pi \mu e}{\lambda} \cos^2 \frac{4\pi \mu e}{\lambda} \dots \cos^2 \frac{(2^{n-1})\pi \mu e}{\lambda} \quad (1)$$

avec I_0 = Amplitude de l'onde incidente

μ = biréfringence du matériau employé (différence entre les indices ordinaire et extraordinaire, $n_o - n_e$)

λ = longueur d'onde de l'onde incidente

n = nombre de lames

e = épaisseur de la lame la plus mince

On obtient les relations suivantes :

- Maxima transmis : $\lambda_0 = \frac{\mu e}{p}$ avec p entier (2)

- Largeur des pics à mi-hauteur (bande passante) : $\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2^n \mu e}$ (3)

- Distance entre les pics : $d\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\mu e}$ (4)

$$- \text{Finesse : } F = \frac{d\lambda}{\Delta\lambda} = 2^n \quad (5)$$

De la même manière que dans le cas du filtre de Fabry-Pérot, on cherche d'abord l'épaisseur correspondant à la bande passante visée. On calcule ensuite l'ordre d'interférence auquel on doit se placer pour obtenir la longueur d'onde transmise.

Dans le cas de TEHA ($\lambda_0=6562.82\text{Å}$, $\Delta\lambda=0.25\text{Å}$, filtre à 6 lames en spath ($\mu=0.17$), on obtient :

$$- e = \frac{\lambda_0^2}{2^n \mu d \Delta\lambda} = \frac{(6562.82 \times 10^{-10})^2}{64 \times 0.17 \times 0.25 \times 10^{-10}} \approx 1,583 \text{mm}$$

$$- p = \frac{2^{n-1} \mu e}{\lambda_0} = \frac{32 \times 0.17 \times 0.001583}{6562.82 \times 10^{-10}} \approx 13120$$

$$- d\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\mu e} = \frac{(6562.82 \times 10^{-10})^2}{0.17 \times 0.00158} \approx 16 \text{Å}$$

Les 6 lames ont donc pour épaisseur respective : 1,583mm, 3,166mm, 6,331mm, 12,662mm, 25,325mm et 50,65mm. L'épaisseur totale des 6 lames d'un filtre de Lyot en spath correspondant aux spécifications de TEHA est de 99.7mm. En ajoutant les 7 polariseurs nécessaires (5mm chacun), on obtient une longueur totale du filtre de Lyot de 135mm.

La transmission du filtre composé des 6 lames est le produit des transmissions de chaque lame biréfringente. La bande passante transmise est légèrement inférieure à la bande passante de la lame la plus épaisse. Dans notre cas, on a une bande passante transmise par le filtre complet de 0.221Å tandis que la bande passante de la lame la plus épaisse est de 0.25Å.

La transmission de chaque lame en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure suivante

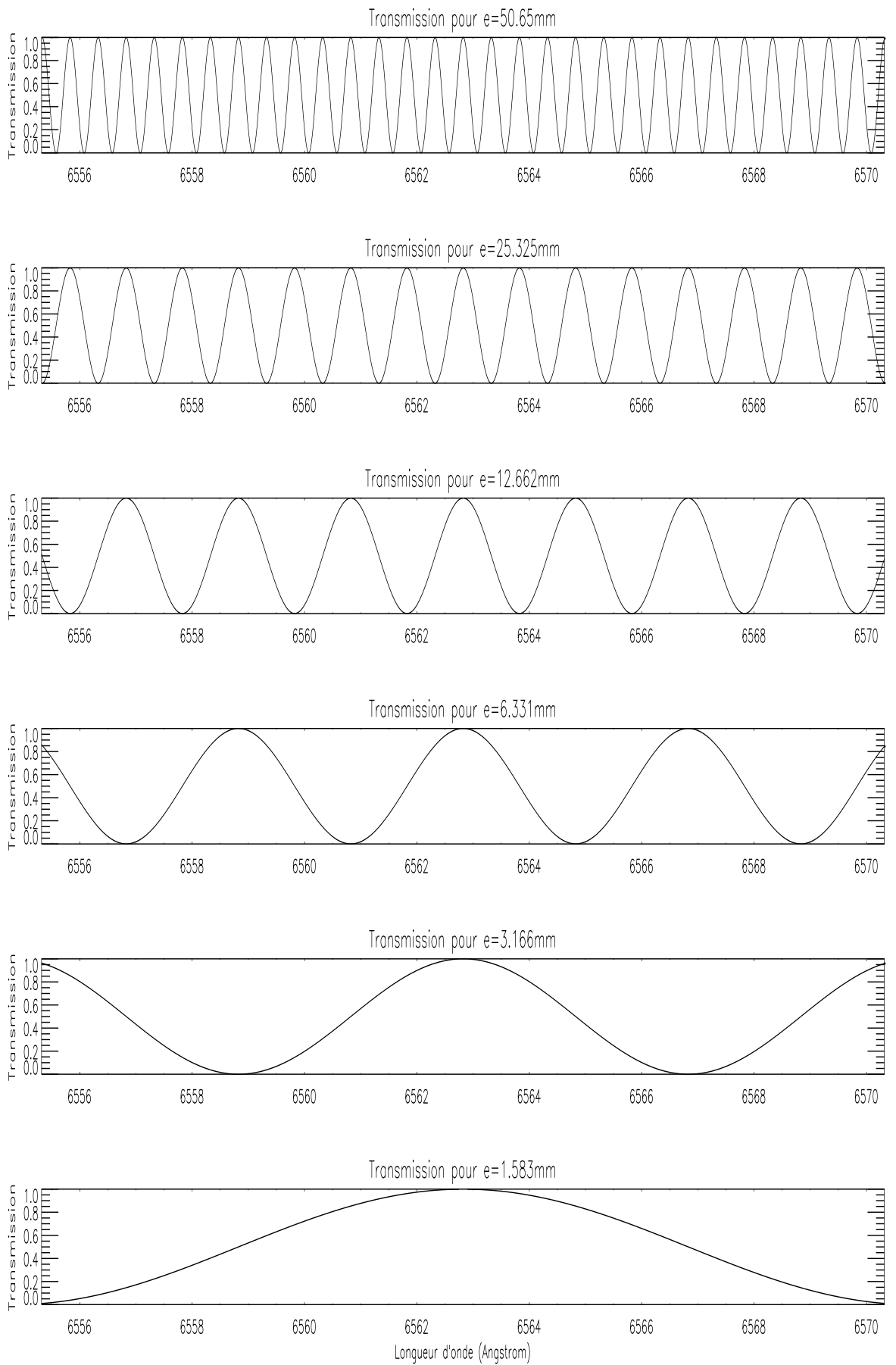


Figure 5.5 Transmission de chaque lame du filtre de Lyot

La courbe suivante montre la transmission du filtre de Lyot composé des 6 lames.

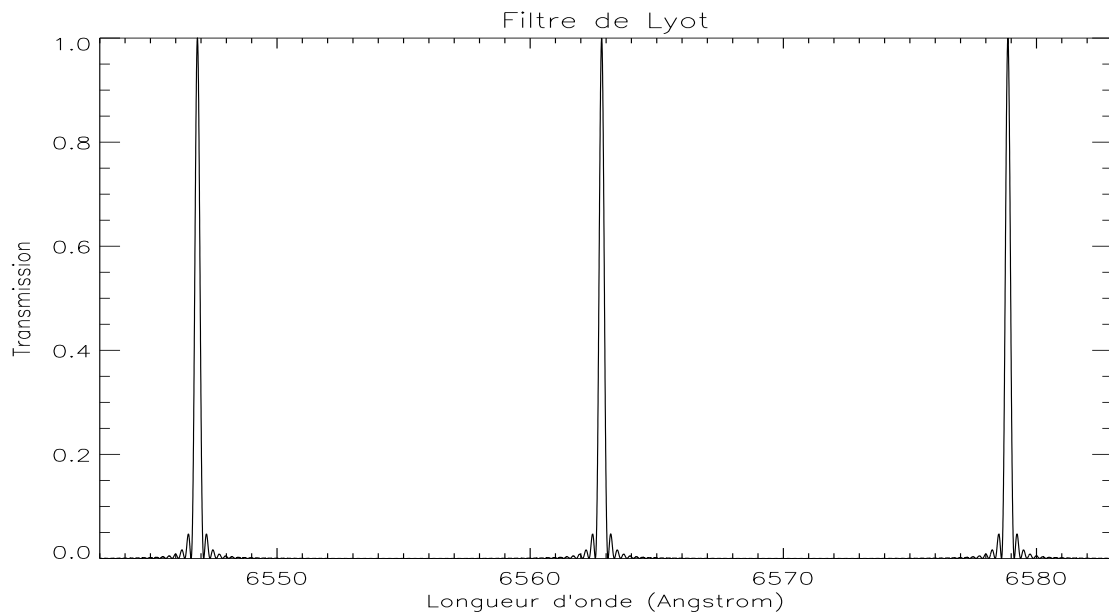


Figure 5.6 Transmission d'un filtre de Lyot à 6 lames cristallines
 $\Delta\lambda=0.221\text{\AA}$; $\lambda_0=6562.82\text{\AA}$; $F\approx 64$

La transmission d'un filtre de Lyot est, comme celle d'un filtre de Fabry-Pérot, périodique. Il faut donc également lui adjoindre un pré-filtre afin de sélectionner la cannelure adéquate. Le pré-filtre doit à priori être monté devant le filtre accordable pour réduire le flux et donc la charge thermique reçus par le filtre accordable. La transmission de l'ensemble pré-filtre interférentiel/filtre de Lyot est montrée sur la courbe suivante (transmission du pré-filtre en pointillé):

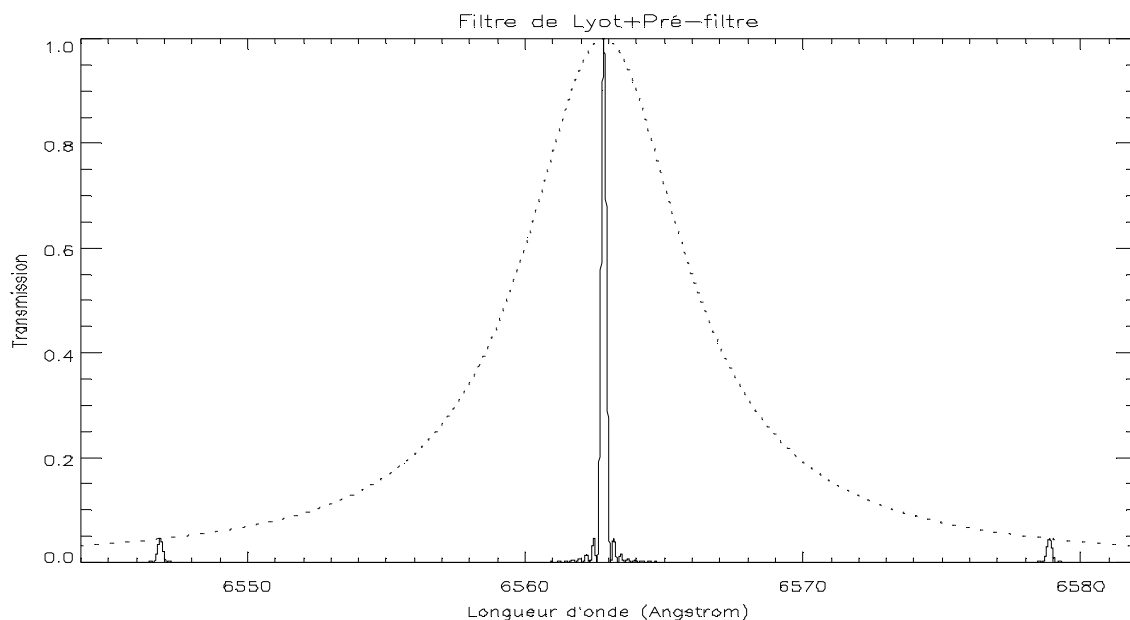


Figure 5.7 Transmission du filtre de Lyot+Pré-filtre
 Bande passante du préfiltre=7Å

Accord en longueur d'onde

Il y a plusieurs méthodes permettant d'accorder en longueur d'onde un filtre de Lyot.

La première consiste, comme pour un filtre interférentiel, à jouer sur la longueur de chemin optique du filtre. Pour cela, on modifie la température du filtre. En effet, la biréfringence μ du matériau utilisé dépend de la température et une modification de celle-ci entraînera un changement de μ et donc de la longueur d'onde transmise. Pour le spath, la variation en longueur d'onde est d'environ -0.3\AA par $^{\circ}\text{C}$ dans le visible. On veut ajuster λ_0 par pas de 0.25\AA , ce qui correspond à modifier la température du filtre par pas de 0.83°C avec un contrôle de la température à mieux de 0.1°C . Un autre moyen de modifier le chemin optique consiste à utiliser une paire de plaques retardatrices en forme de coin. En faisant glisser une plaque par rapport à l'autre, on modifie l'épaisseur physique de la lame retardatrice. Cependant, ce principe consistant à modifier la longueur de chemin optique n'est pas souhaitable pour une application d'imagerie telle que la notre en raison de sa constante de temps trop élevée, due à l'inertie thermique.

Un meilleur moyen consiste à utiliser une lame quart d'onde suivie d'une lame demi-onde en sortie du filtre de Lyot (devant le dernier polariseur). L'accord en longueur d'onde se fait alors en tournant la lame demi-onde autour de la direction de propagation du faisceau.

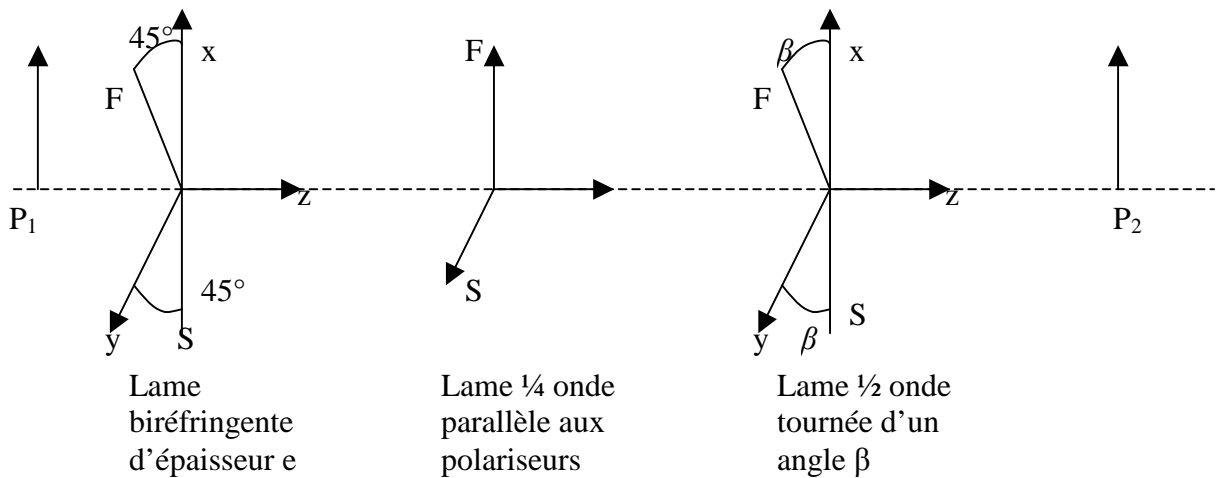


Figure 5.8 Schéma de principe du filtre de Lyot accordable

L'intensité transmise par un tel étage de Lyot est : $I = I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi(n_e - n_o)e}{\lambda} + 2\beta \right)$ (6)

Les maxima sont obtenus pour : $\lambda = \frac{(n_o - n_e)e}{p - \frac{2\beta}{\pi}}$, p étant un entier naturel (7)

Le nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2(p\pi - 2\beta)}{(n_e - n_o)e}$ est tel que, pour les étages suivants ($e_2=2e$, $e_3=4e$, $e_4=8e\dots$), $p_{2,3,4}=2p$, $4p$, $8p\dots$ et $\beta_{2,3,4}=2\beta$, 4β , $8\beta\dots$. Les étages successifs du filtre de Lyot sont donc tournés d'angles qui sont des multiples successifs de β .

La longueur d'onde transmise est donnée, dans ce cas, par la formule :

$$\lambda = \frac{1}{\frac{\beta}{\pi e(n_e - n_o)} + \frac{1}{\lambda_0}} \quad (8)$$

β étant l'angle entre l'axe optique de la lame demi-onde et l'axe optique des polariseurs, e étant l'épaisseur totale des lames biréfringentes du filtre de Lyot, n_o et n_e étant, respectivement, les indices ordinaire et extraordinaire du matériau du filtre et λ_0 étant la longueur d'onde « naturelle » du filtre de Lyot sans lame quart d'onde.

Une troisième méthode est l'accord électro-optique. Deux principes peuvent être utilisés. Le premier consiste à modifier le retard induit par les éléments biréfringents en réponse à un champ électrique. Des matériaux tels que le potassium dihydrogène phosphate (KDP) ou l'ammonium dihydrogène phosphate (ADP) peuvent être utilisés à cet effet, soit en tant que matériau biréfringent constituant le filtre en lui-même, soit en tant qu'élément d'accord placé en sortie de filtre.

Le deuxième principe d'accord électro-optique consiste à remplacer la lame quart d'onde et la lame demi-onde par un élément unique à cristaux liquides dont le retard peut être commandé électriquement.

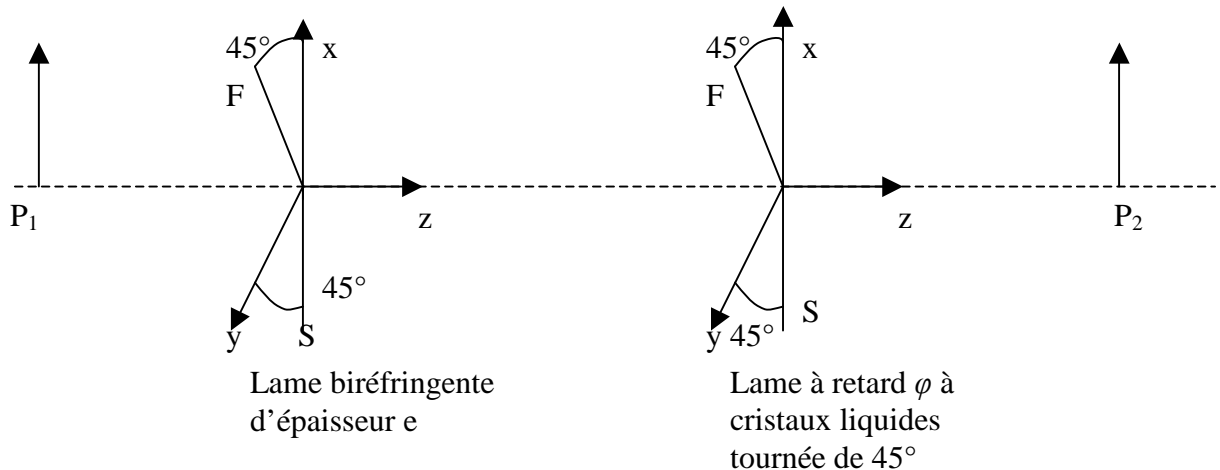


Figure 5.9 Schéma de principe du filtre de Lyot accordable à cristal liquide

L'intensité transmise par un tel étage de Lyot : $I = I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi(n_o - n_e)e}{\lambda} + \frac{\varphi}{2} \right)$ (9)

les maxima étant obtenus pour $\lambda = \frac{(n_o - n_e)e}{p - \frac{\varphi}{2\pi}}$ (10)

De la même manière que dans le filtre à lames cristallines tournantes, les retards $\varphi_2, \varphi_3, \varphi_4, \dots$ introduits par les lames à retard à cristaux liquides des étages de Lyot 2, 3, 4, ... sont des multiples entiers du retard φ introduit par la première lame à retard à cristal liquide ($\varphi_{2,3,4,\dots} = 2\varphi, 4\varphi, 8\varphi, \dots$). L'accord en bande passante par lames à cristaux liquides est particulièrement séduisante pour TEHA car il élimine toute pièce mobile mécaniquement.

Des filtres de ce type qualifiés pour le spatial ont déjà été fabriqués, en particulier par Lockheed, avec des performances supérieures à celles requises par TEHA (typiquement des bandes passantes de 0.05-0.1 Å).

V -3- Combinaisons optique-filtre possibles

Plusieurs configurations télescope-filtre sont envisageables. Le filtre peut être monté en entrée du télescope, dans un système afocal entre le télescope et le détecteur, dans un montage télécentrique entre le télescope et le détecteur ou dans le plan focal du télescope, directement devant le détecteur. Les critères régissant ce choix sont l'ouverture du filtre et l'angle sous-tendu par le Soleil au niveau du filtre, la longueur d'onde transmise par le filtre, dans le cas du filtre biréfringent comme dans celui du filtre Fabry-Pérot, variant avec l'angle d'incidence. Un système afocal a pour avantage de réduire l'ouverture nécessaire, au prix d'augmenter l'angle d'incidence sur le filtre et de rallonger et complexifier le système optique.

Le premier critère est l'angle d'incidence i admissible.

V 3.1 Dépendance angulaire du filtre de Fabry-Pérot

Le décalage $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ introduit par l'angle d'incidence est donné par la formule :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{i^2}{2n^2} \quad (1)$$

avec λ_0 = longueur d'onde transmise en incidence normale

i = angle d'incidence

n = indice de réfraction du milieu séparant les deux lames parallèles

On considère comme admissible un décalage de la longueur d'onde transmise de 0.05Å. L'angle maximal admissible par un filtre de Fabry-Pérot dont les lames sont séparées par de l'air ou le vide ($n=1$) pour un tel décalage est donc de :

$$i = \sqrt{\frac{2n^2\Delta\lambda}{\lambda_0}} = \sqrt{\frac{2 \times 0.05}{6562.8}} \approx 0.004 \text{ rad} \approx 13.4'$$

Le demi-angle sous-tendu par le Soleil est de 16'. Un filtre de Fabry-Pérot à lames séparées par de l'air ou le vide et éclairé directement est limite pour notre application. Cependant, si l'indice de réfraction n du milieu séparant les lames réfléchissantes est supérieur à $16/13.4=1.2$, le Fabry-Pérot éclairé directement (en entrée du télescope) est une bonne solution. Ceci ne semble possible qu'avec une technologie à cristaux liquides.

V 3.2 Dépendance angulaire du filtre de Lyot

Dans le cas du filtre de Lyot, la variation de la longueur d'onde transmise en incidence oblique dépend non-seulement de l'angle d'incidence du rayon par rapport à la normale à la face du cristal mais aussi de l'azimut θ défini comme suit :

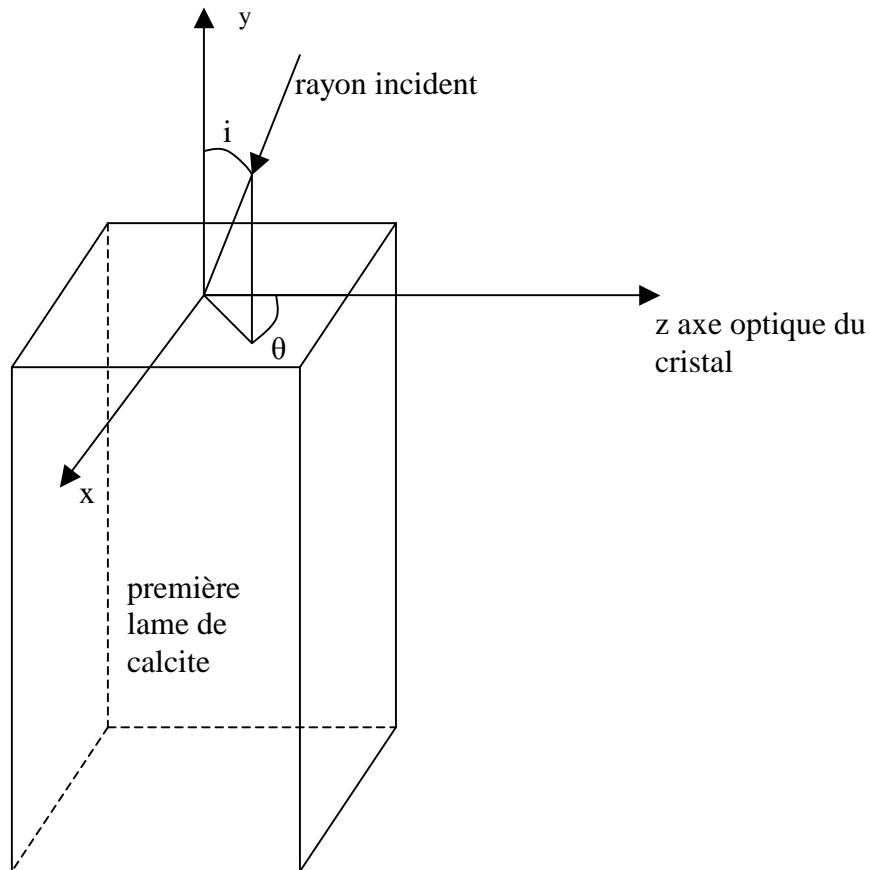


Figure 5.10 Schéma d'une lame biréfringente

La dépendance de la longueur d'onde transmise avec l'angle d'incidence et l'azimut est comme suit :

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{i^2}{2n_o^2} \left(\cos^2 \theta - \frac{n_o}{n_e} \sin^2 \theta \right) \right) \quad (2)$$

avec λ_0 = longueur d'onde transmise en incidence normale

i = angle d'incidence

n_o, n_e = indice ordinaire, extraordinaire du matériau biréfringent utilisé

θ = azimut

On peut réduire la dépendance angulaire de la longueur d'onde transmise par un filtre biréfringent (et la rendre indépendante de l'azimut) en modifiant légèrement la configuration du filtre.

V 3.3 Filtre de Lyot à demi-étages croisés (champ étendu)

On réalise le montage suivant, équivalent, pour ce qui est du filtrage, à un étage de Lyot d'épaisseur (e_1+e_2) :

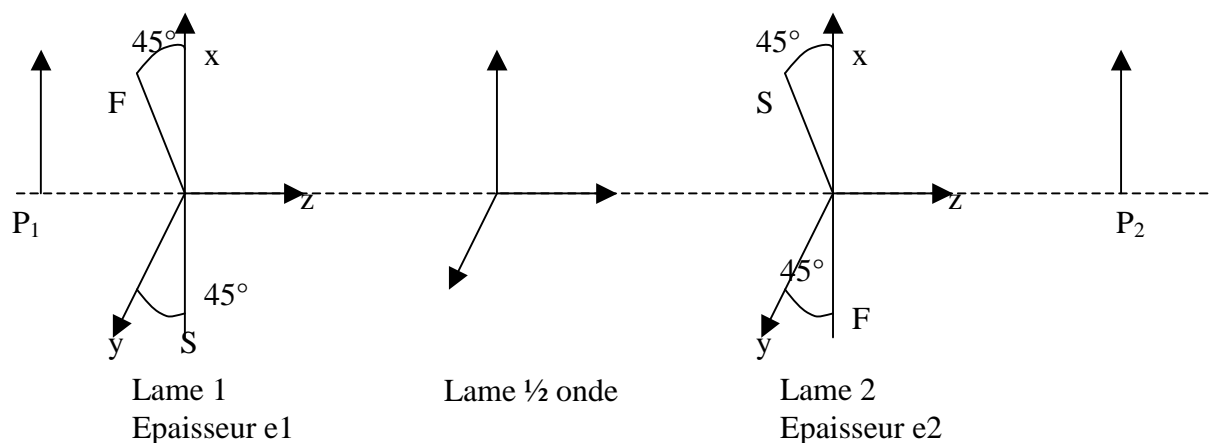


Figure 5.11 Schéma de principe d'un filtre de Lyot à champ étendu

On intercale une lame $\frac{1}{2}$ onde entre deux lames de calcite dont les axes optiques sont décalés de 90° l'un par rapport à l'autre. La dépendance angulaire, devient alors, au prix d'un épaissement du filtre du à la lame $\frac{1}{2}$ onde intercalée entre les deux $\frac{1}{2}$ étages :

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{i^2}{4n_o} \frac{n_e - n_o}{n_e n_o} \right) \quad (3)$$

Dans le cas de la calcite, $n_o = 1.6584$ et $n_e = 1.4864$, on a donc

$$\lambda = \lambda_0 (1 + 0.0105 i^2) \quad (4)$$

Si l'on admet un déplacement admis de la bande passante transmise $\Delta\lambda$ de 0.05\AA , l'angle maximal i admissible par un filtre de Lyot à demi-étages croisés devient :

$$i = \sqrt{\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \frac{4n_e n_o^2}{n_o - n_e}} = \sqrt{\frac{0.05}{6562.8 \times 0.0105}} = 0.027 \text{ rad} = 92'$$

L'angle admissible par un filtre de Lyot à demi-étages croisés en calcite est donc de 92 minutes d'arc. Le demi-angle sous-tendu par le Soleil est de $16'$. On ne peut pas placer un filtre de Lyot en pleine ouverture devant le télescope car le diamètre des lames cristallines serait trop grand. Si on place un filtre de Lyot à étages croisés dans un système afocal, le grossissement du système afocal ne devra donc pas être supérieur à $92/16 \approx 5.75$.

Le problème de l'encombrement du filtre se pose dans la mesure où il faut ajouter l'épaisseur des 6 nouvelles lames $\frac{1}{2}$ onde (soit environ 30mm) aux 135mm des 6 étages de Lyot et des 7 polariseurs. L'épaisseur totale du filtre à champ étendu est donc de l'ordre de 165mm. Qui plus, l'encombrement est accru en raison du système afocal nécessaire.

Le filtre de Lyot à champ étendu (à demi-étages croisés), s'il est légèrement plus épais qu'un filtre de Lyot classique, est beaucoup moins dépendant de l'angle d'incidence et donc du rapport d'ouverture du télescope. Pour une bande passante à incidence nulle de $0,25\text{\AA}$ et un rapport f/D de 20, la transmission d'un tel filtre est :

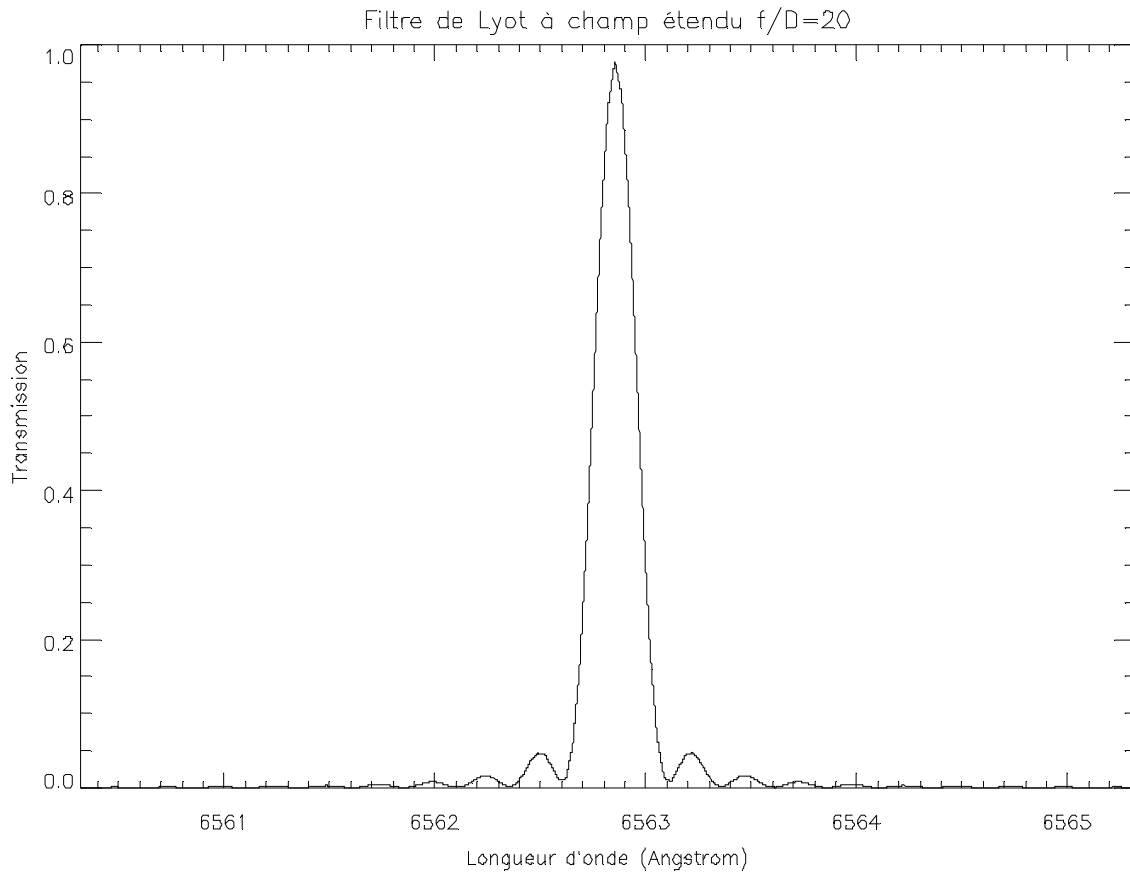


Figure 5.22 Transmission d'un filtre de Lyot à champ étendu ($f/D=20$)

La bande passante de ce filtre est de 0.224\AA , son épaisseur totale d'environ 165mm.

V 3.4 Filtre placé dans un montage télécentrique

Un design optique envisageable consiste à placer le filtre dans un montage télécentrique. Ce type de montage optique (avec un filtre de Fabry-Perot) est par exemple utilisé par l'instrument IPM (Italian Panoramic Monochromator) du télescope THEMIS à Tenerife, Espagne. Dans un montage télécentrique, une lentille de champ LC, placée dans un plan image du télescope, renvoie la pupille à l'infini.

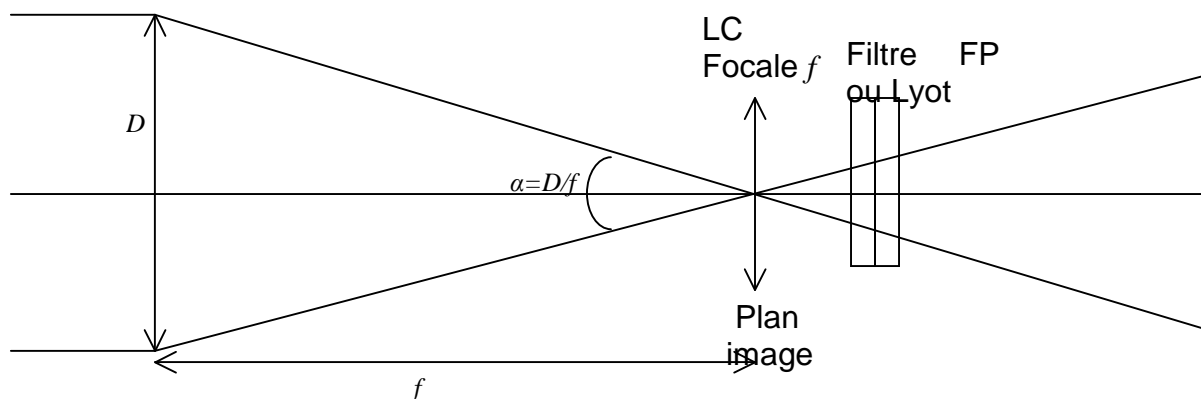


Figure 5.12 Schéma d'un montage télécentrique

L'incidence des rayons lumineux est alors la même pour tous les points de l'image et se réduit à un cône d'angle au sommet $\alpha = D/f$

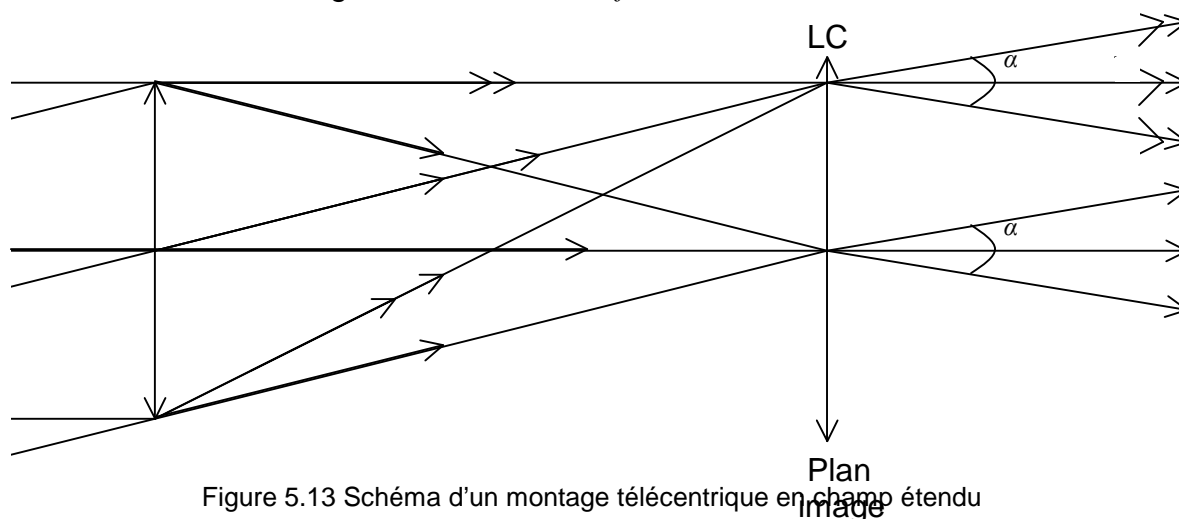


Figure 5.13 Schéma d'un montage télécentrique en champ étendu

Il n'y a plus de décalage en longueur d'onde transmise entre le centre de l'image et les bords. L'image est en revanche entièrement décalée en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde $\lambda_0 = \frac{2ne}{p}$ transmise en incidence normale. La bande passante transmise est également élargie.

V 3.4.1 Filtre de Fabry-Perot dans un montage télécentrique

L'instrument IPM de THEMIS utilise cette combinaison avec un rapport f/D équivalent de 192. Un tel rapport n'est pas envisageable pour un télescope spatial car il implique un encombrement bien trop important. Un filtre FP ayant une bande passante à incidence nulle de 0.25\AA placé dans un montage télécentrique de rapport f/D égal à 20 (ordre de grandeur attendu pour TEHA) a la transmission donnée par la courbe suivante:

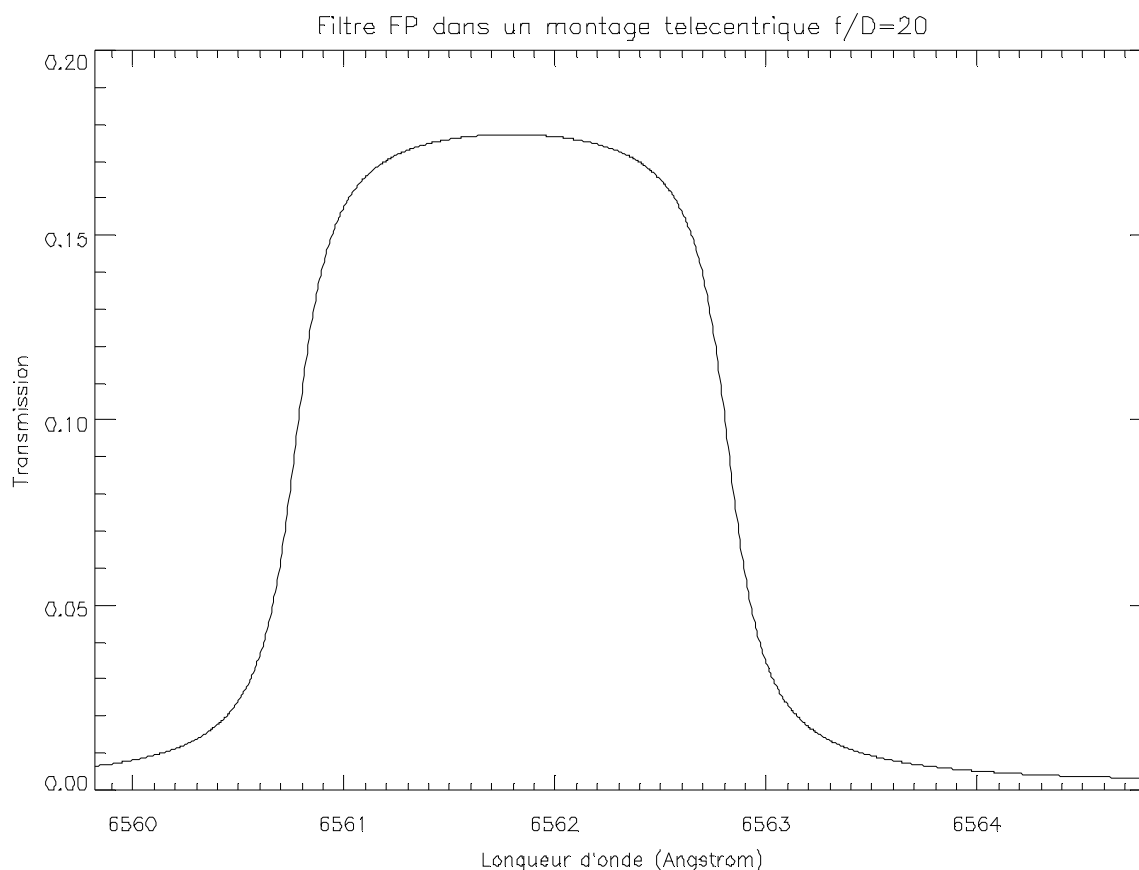


Figure 5.14 Transmission d'un filtre de Fabry-Pérot dans un montage télécentrique

Les performances du filtre sont énormément dégradées : sa bande passante est de 2.068\AA , la longueur d'onde centrale transmise est décalée de 1.02\AA vers le bleu et sa transmission maximale n'est plus que de 0.177.

Les deux courbes suivantes montrent respectivement la variation de largeur de la bande passante et le décalage du maximum de transmission par rapport au centre de la raie H-Alpha (6562.82\AA) du filtre de Fabry-Perot dans un montage télécentrique en fonction du rapport f/D :

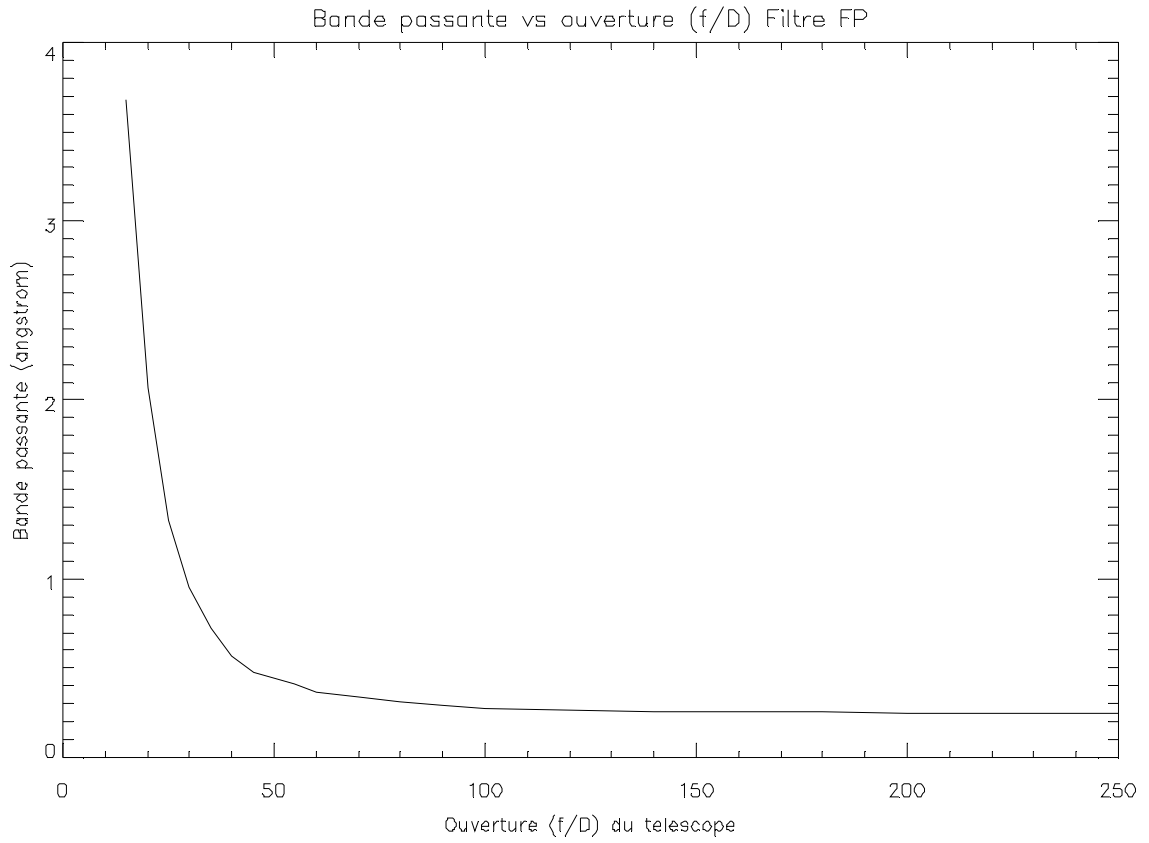


Figure 5.15 Bande passante du FP en fonction de l'ouverture du télescope

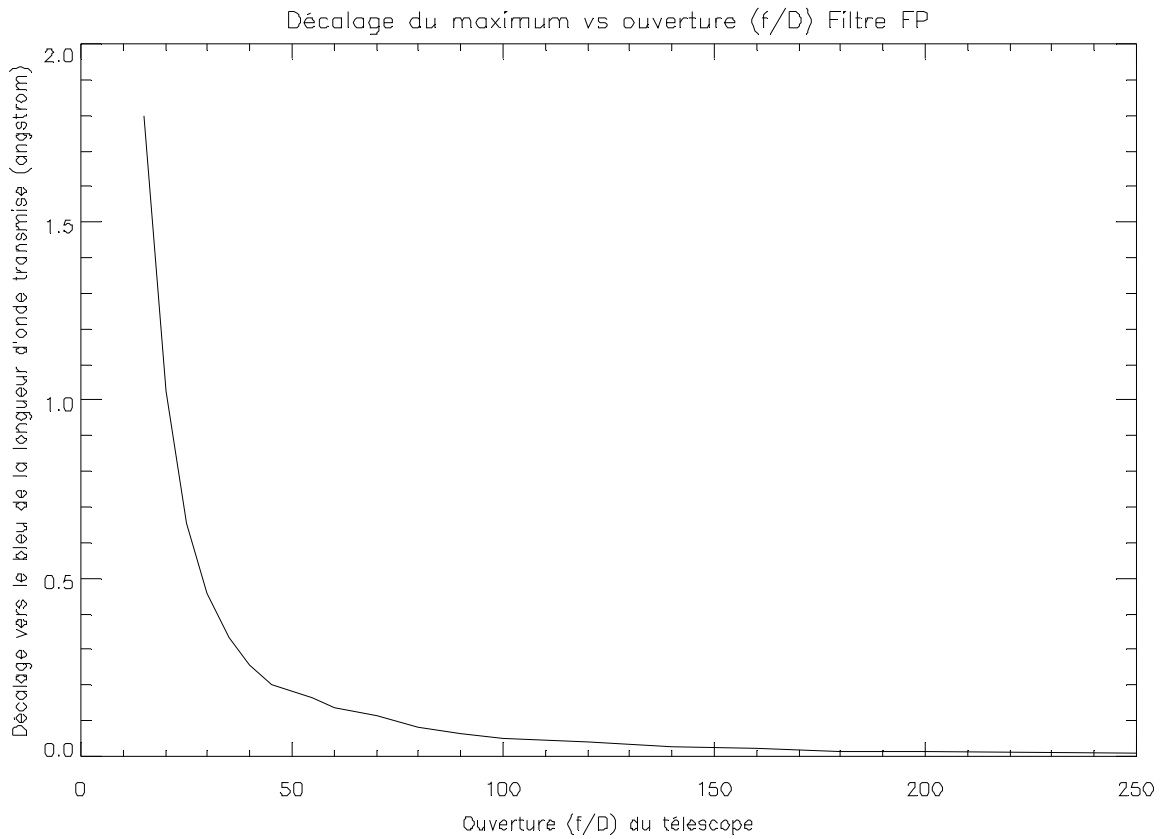


Figure 5.16 Décalage de la longueur d'onde central transmise en fonction de l'ouverture du télescope

La bande passante transmise ne devient inférieure à 0.30\AA (élargissement de 0.05\AA) que pour un rapport f/D supérieur à 70 (soit une focale d'environ 5000mm pour une pupille de 70mm).

Quant au décalage du maximum de transmission, il ne devient inférieur à 0.05\AA que pour un rapport f/D supérieur à 100.

Diminuer la bande passante du filtre en incidence nulle n'a que peu d'influence sur la bande passante du filtre placé dans un montage télécentrique. En prenant un filtre de Fabry-Perot ayant une bande passante en incidence nulle de 0.10\AA , le rapport f/D nécessaire pour obtenir une bande passante de 0.25\AA dans un montage télécentrique serait de 60.

Le filtre de Fabry-Perot dans un montage télécentrique n'est donc pas une solution adaptée aux besoins de TEHA.

V 3.4.2 Filtre de Lyot dans un montage télécentrique

Les courbes suivantes montrent les transmissions des 6 étages classiques de Lyot (bande passante en incidence nulle de 0.25\AA) dans un montage télécentrique avec $D/f=1/20$

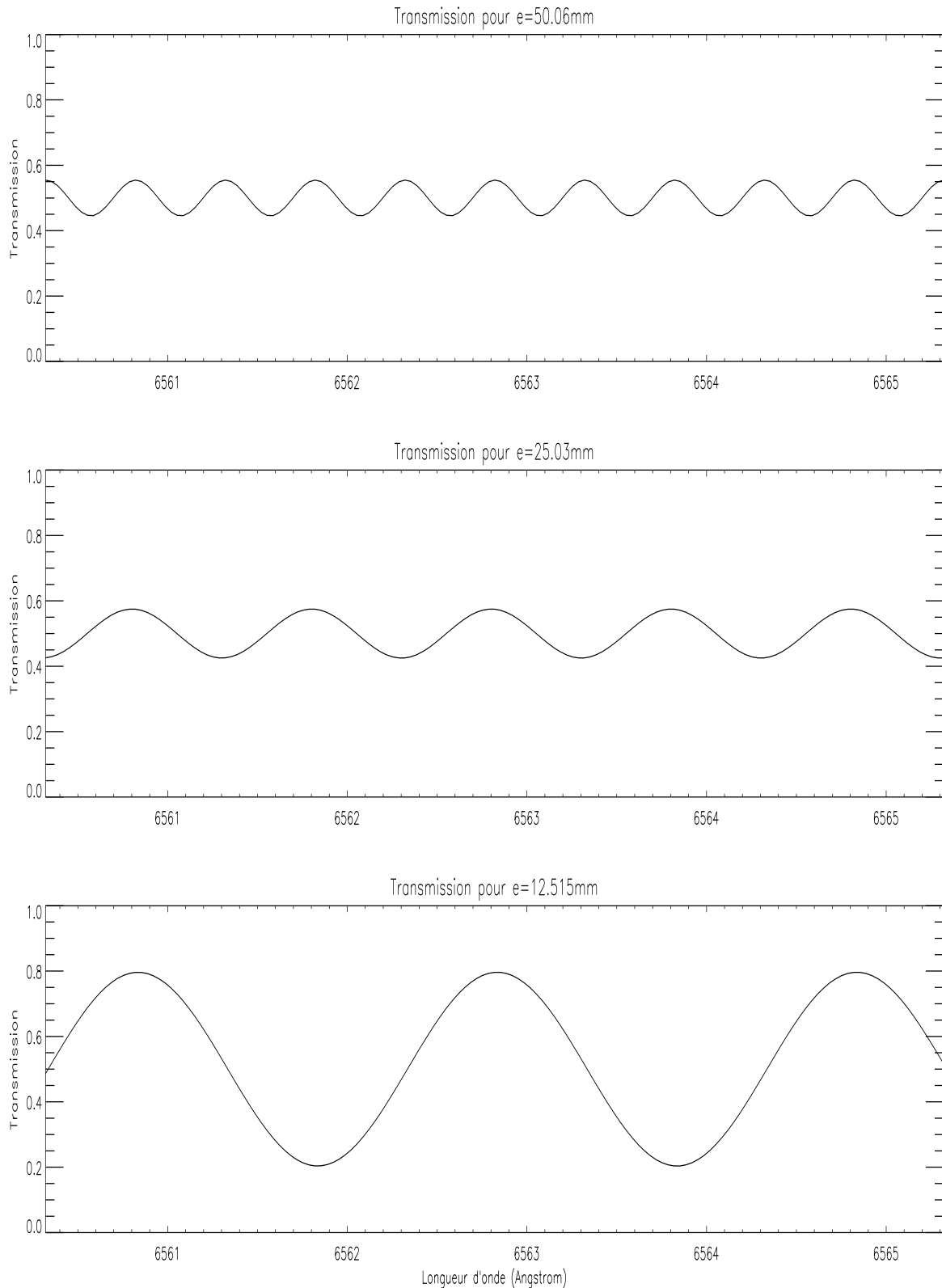


Figure 5.17 Transmission des étages 1 à 3 d'un filtre de Lyot dans un montage télécentrique ($f/D=20$)

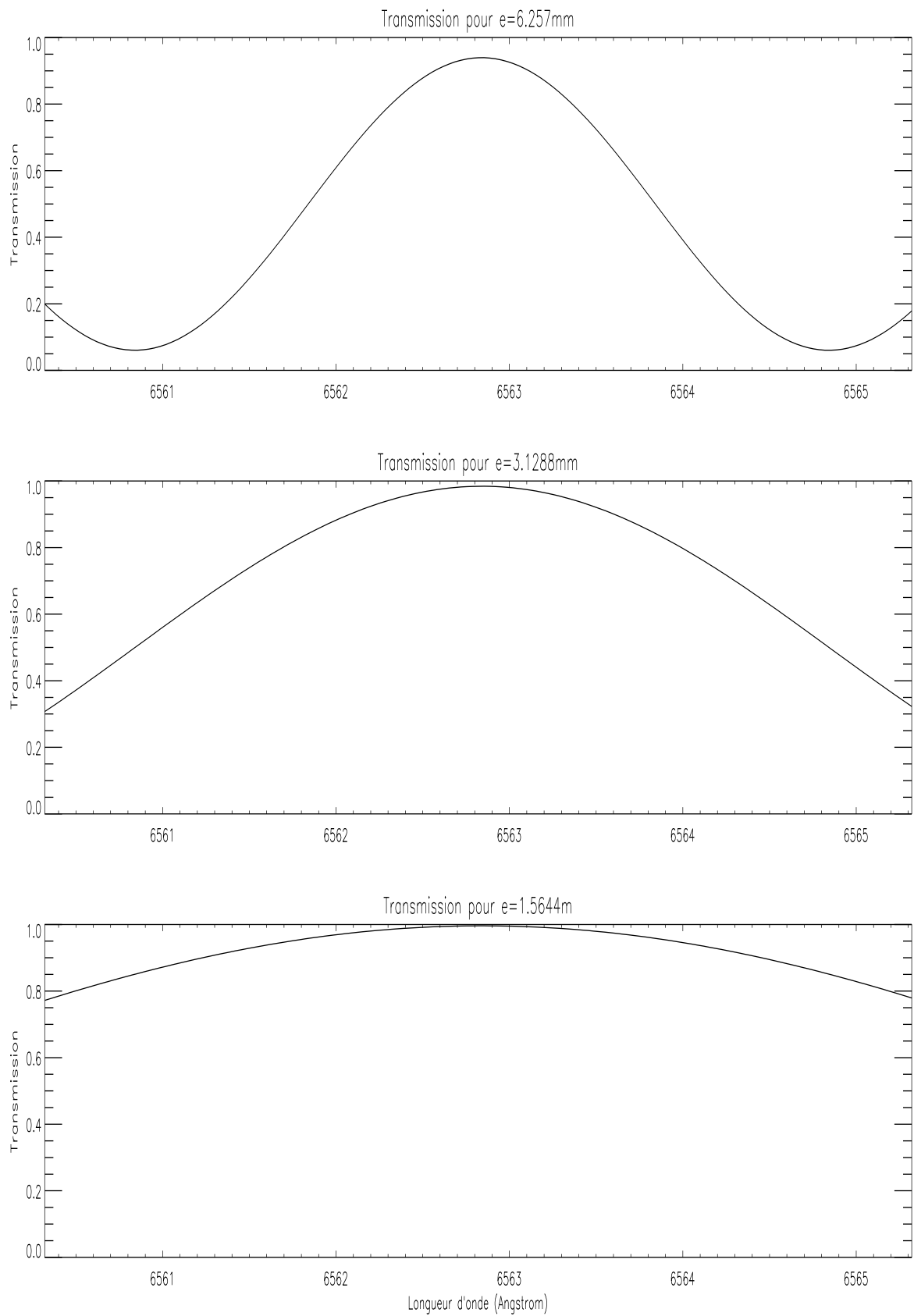


Figure 5.18 Transmission des étages 4 à 6 d'un filtre de Lyot dans un montage télécentrique ($f/D=20$)

La transmission du filtre composé de 6 lames cristallines devient:

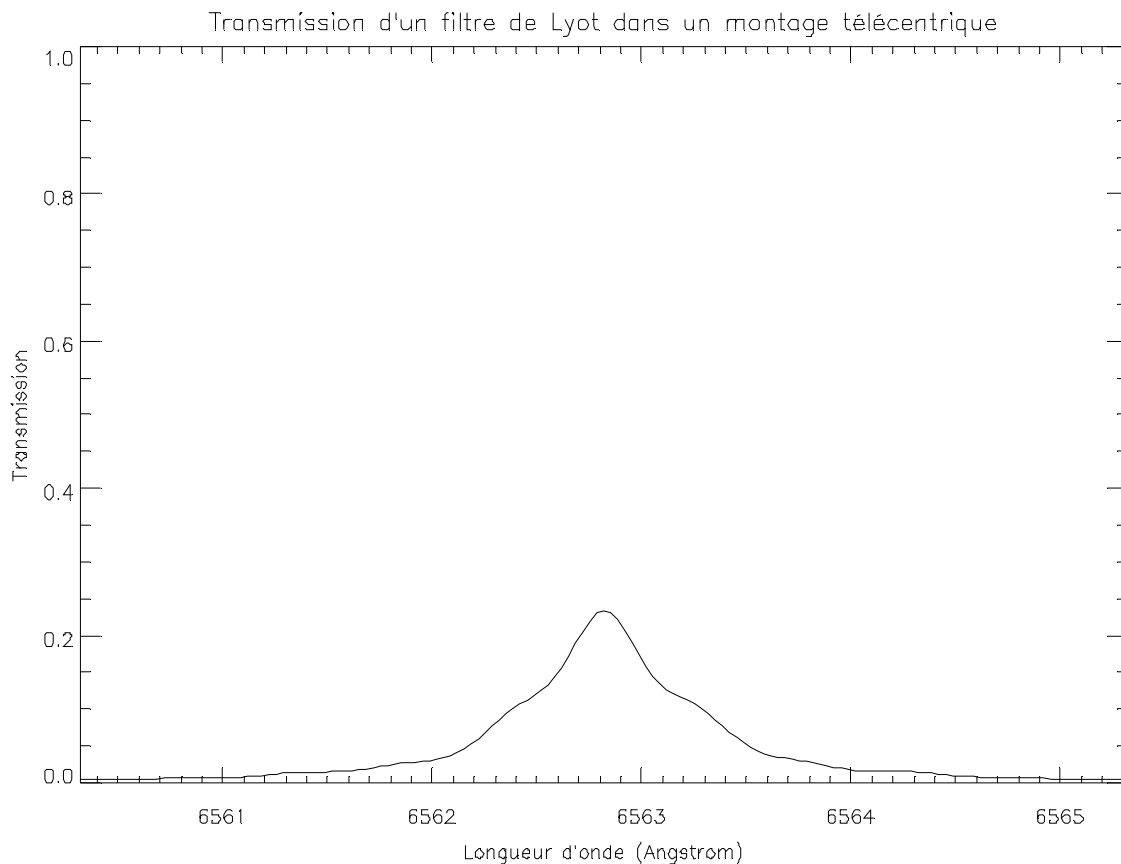


Figure 5.19 Transmission d'un filtre de Lyot dans un montage télécentrique ($f/D=20$)

Comme on peut le voir sur les courbes de transmission de chacun des étages de Lyot, si la longueur d'onde transmise par chaque étage n'est que peu modifiée, le contraste est, en revanche, fortement diminué, en particulier pour les étages les plus épais (ceux ayant la bande passante la plus étroite). La contribution à la finesse de la bande passante des étages les plus épais est donc très diminuée. L'effet résultant est un élargissement de la bande passante (bande passante de $0,7\text{\AA}$ pour $f/D=20$). Cet élargissement de la bande passante varie avec le rapport D/f . Elle tend vers $0,2217\text{\AA}$ quand f/D tend vers l'infini et est inférieure à $0,25\text{\AA}$ pour un rapport f/D supérieur à 42. Un tel rapport, pour une ouverture de 70mm, est obtenu avec une distance focale équivalente du télescope de 3000.

La transmission pour un tel rapport d'ouverture est représentée sur la courbe suivante:

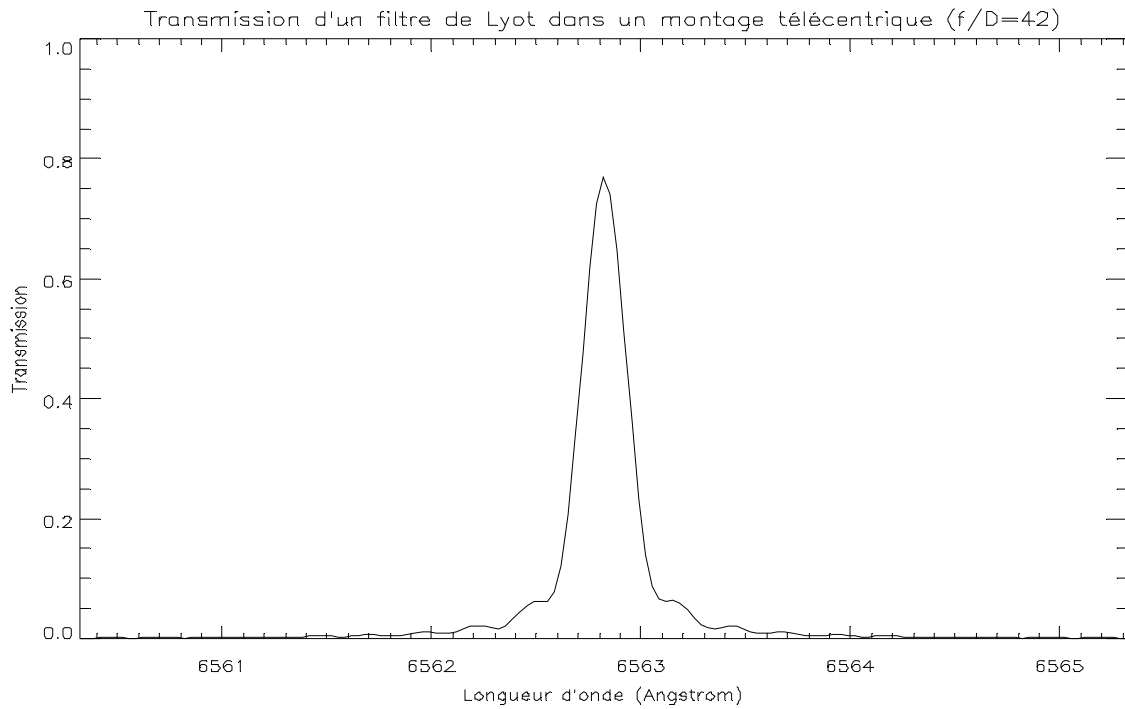


Figure 5.20 Transmission d'un filtre de Lyot dans un montage télécentrique ($f/D=42$)

La bande passante transmise en fonction de f/D est représentée sur la courbe suivante :

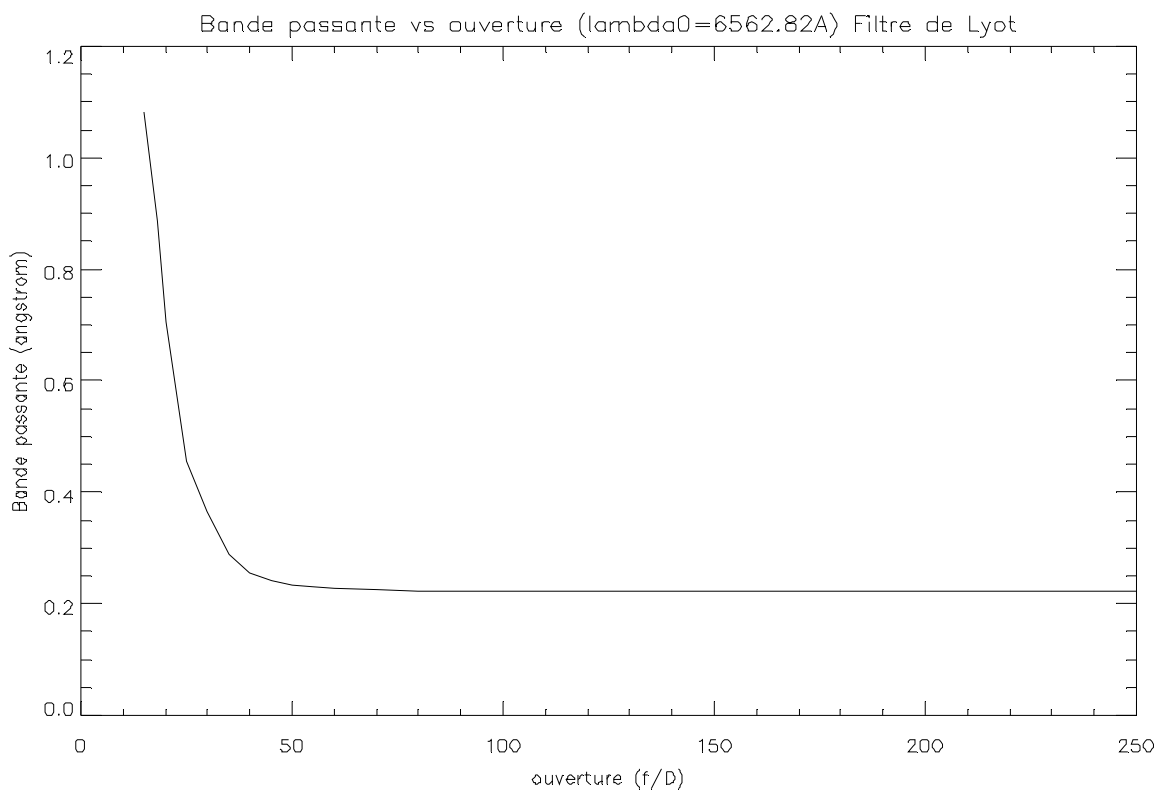


Figure 5.21 Bande passante du filtre de Lyot en fonction de l'ouverture du télescope

Le décalage du maximum transmis est négligeable dans le cas d'un filtre de Lyot dans un montage télécentrique.

Réduire la bande passante sous incidence nulle (c'est à dire utiliser un filtre dont les étages sont plus larges) a un petit effet sur la bande passante transmise par un filtre dans un montage télécentrique. Pour une bande passante à incidence nulle de $0,10\text{\AA}$, la bande passante, pour $f/D=20$ devient $0,676\text{\AA}$ et devient inférieure à $0,25\text{\AA}$ pour $f/D\geq 32,5$. Cette réduction de l'ouverture nécessaire se fait au prix d'une augmentation de l'épaisseur du filtre. Pour un filtre ayant une bande passante de $0,10\text{\AA}$ en incidence normale, l'épaisseur des lames est de, respectivement, 125mm, 62.57mm, 31.28mm, 15.64mm, 7.82mm et 3.91mm, soit une épaisseur totale du filtre (polariseurs compris) de l'ordre de 280mm, ce qui n'est pas réaliste pour notre application.

V 3.5 Ouverture du filtre

Si le filtre est placé devant le télescope, son ouverture doit être celle du télescope, soit 71mm. C'est un diamètre trop important pour un filtre biréfringent. C'est en revanche parfaitement envisageable pour un filtre de type Fabry-Pérot (Queensgate fabrique en série des filtres de ce type avec des ouvertures de 70mm).

V 3.6 Conclusion

Dans tous les cas de figure, le diamètre apparent important du Soleil est un obstacle important à résoudre. Si le filtre de Lyot à champ étendu présente d'excellentes performances vis-à-vis de cet aspect, son encombrement semble trop important pour fournir une solution acceptable pour TEHA parce qu'il impose la mise en place d'un système afocal à deux objectifs.

La meilleure configuration est donc constituée par un ensemble pré-filtre/filtre de Fabry-Pérot placé directement à l'entrée du télescope.

VI Analyse de la polarisation

VI -1- Paramètres de Stokes

La connaissance des paramètres de Stokes, décrivant l'état de polarisation de la lumière observée, nous permet de mesurer les vitesses doppler et les champs magnétiques dans les zones observées.

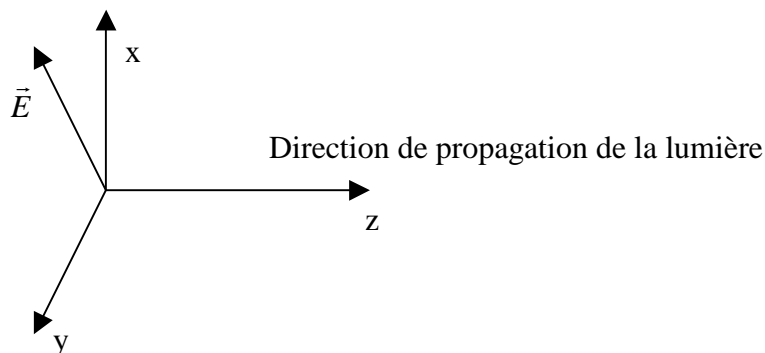


Figure 6.1

$$\vec{E} \begin{cases} Ae^{i\omega t} \\ Be^{i\omega t} \end{cases} \quad A \text{ et } B \text{ étant des amplitudes complexes}$$

Les paramètres de Stokes sont :

$$\text{L'intensité } I = \overline{AA} + \overline{BB} \quad (1)$$

$$\text{Les deux polarisations linéaires } Q = \overline{AA} - \overline{BB} \text{ et } U = \overline{AB} + \overline{AB} \quad (2)$$

$$\text{La polarisation circulaire } V = i(\overline{AB} - \overline{AB}) \quad (3)$$

$$\text{On peut montrer que } V(\lambda) = -4,67 \cdot 10^{-13} g \lambda_0^2 B \frac{dI(\lambda)}{d\lambda} \quad (4)$$

avec g = facteur de Landé
 λ_0 = longueur d'onde de la raie
 B = champ magnétique
 I = intensité

La mesure du champ magnétique B implique donc la mesure des paramètres de Stokes $I(\lambda)$ et $V(\lambda)$.

La mesure des vitesses doppler, quant à elle, ne nécessite que la connaissance de I à différentes longueurs d'onde autour du centre de la raie H α .

VI -2- Analyse en polarisation circulaire

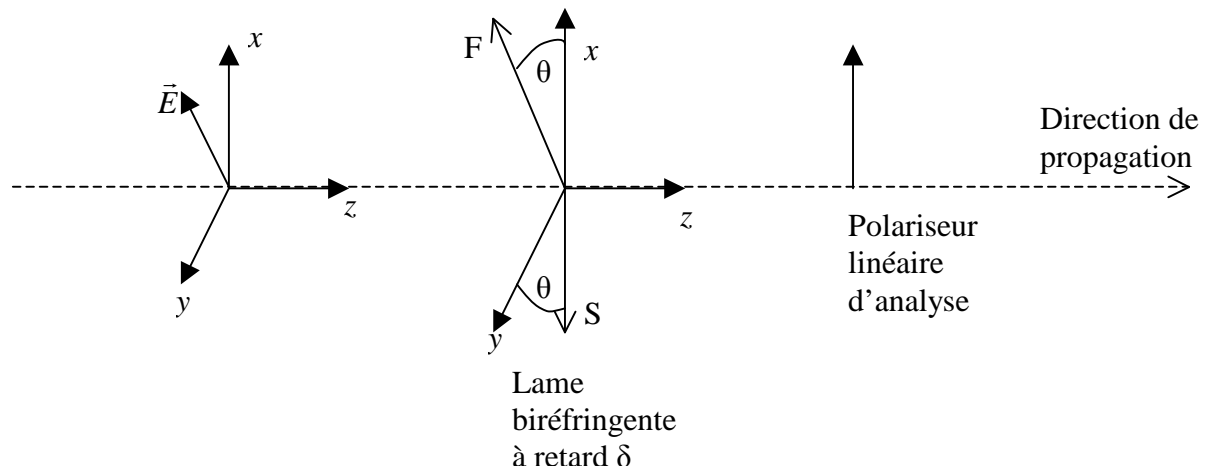


Figure 6.2 Schéma de principe de l'analyse de polarisation

$$\vec{E} \begin{cases} Ae^{i\omega t} \\ Be^{i\omega t} \end{cases}$$

Dans le référentiel axe rapide(F)/axe lent(S), on a, en entrée de la lame à retard :

$$E_F = (A \cos \theta + B \sin \theta) e^{i\omega t} \quad (1)$$

$$E_S = (-A \sin \theta + B \cos \theta) e^{i\omega t} \quad (2)$$

En sortie de la lame à retard :

$$E_F = (A \cos \theta + B \sin \theta) e^{i\omega t} \quad (3)$$

$$E_S = (-A \sin \theta + B \cos \theta) e^{i\delta} e^{i\omega t} \text{ (déphasage } \delta)$$

Dans le référentiel (x,y)

$$E_x = E_F \cos \theta - E_S \sin \theta \quad (4)$$

$$E_y = E_F \sin \theta + E_S \cos \theta \quad (5)$$

Le polariseur ne laisse passer que E_x .

$$E_x = ((A \cos \theta + B \sin \theta) \cos \theta - (-A \sin \theta + B \cos \theta) \sin \theta e^{i\delta}) e^{i\omega t} \quad (6)$$

Le détecteur est sensible à $E_x \overline{E_x} = S$ (signal de polarisation)

$$S = [(A \cos \theta + B \sin \theta) \cos \theta - (-A \sin \theta + B \cos \theta) e^{i\delta} \sin \theta] \times [(\bar{A} \cos \theta + \bar{B} \sin \theta) \cos \alpha - (-\bar{A} \sin \theta + \bar{B} \cos \theta) e^{-i\delta} \sin \theta] \quad (7)$$

$$\text{Si } \theta = \frac{\pi}{4}, \text{ alors } S \propto I + Q \cos \delta - V \sin \delta \quad (8)$$

$$\text{Si } \theta = -\frac{\pi}{4}, \text{ alors } S \propto I + Q \cos \delta + V \sin \delta \quad (9)$$

VI 2.1 Mesure de I

L'analyseur est réglé pour avoir une biréfringence nulle. Dans ce cas, le détecteur est directement sensible à l'intensité I reçue

VI 2.2 Première méthode de mesure de I et V

La lame à retard est une lame quart d'onde à retard fixe ($\delta = \frac{\pi}{2}$)

Deux orientations θ de la lame sont nécessaires :

$$\text{Si } \theta = \frac{\pi}{4}, \text{ alors } S \propto I - V \quad (10)$$

$$\text{Si } \theta = -\frac{\pi}{4}, \text{ alors } S \propto I + V \quad (11)$$

On fait deux mesures de S , S_1 pour $\theta = \frac{\pi}{4}$ et S_2 pour $\theta = -\frac{\pi}{4}$.

$$\text{On a donc } I = \frac{S_1 + S_2}{2} \text{ et } V = \frac{S_1 - S_2}{2} \quad (12 \text{ et } 13)$$

VI 2.3 Seconde méthode de mesure de I et V

L'orientation θ de la lame est fixe ($\theta = \frac{\pi}{4}$) mais le retard δ introduit par la lame cristalline est variable (lame à cristaux liquides).

De la même manière, deux retards δ sont nécessaires :

$$\text{Si } \delta = \frac{\pi}{2}, \text{ alors } S_1 \propto I - V$$

$$\text{Si } \delta = -\frac{\pi}{2}, \text{ alors } S_2 \propto I + V$$

On obtient I et V de la même manière que précédemment.

VI -3- Méthodes de mesure des vitesses doppler et des champs magnétiques

Deux méthodes sont employées pour obtenir, à partir de la connaissance des paramètres de Stokes I et V, les vitesses doppler et les champs magnétiques sur la ligne de visée des régions observées. La première est dite « méthode du bissecteur », la seconde, « méthode des sommes/différences ».

VI 3.1 Calibration des vitesses doppler

VI 3.1.1 Méthode du bissecteur

Cette méthode est utilisable dès que l'on dispose d'un échantillonnage suffisant du profil de la raie H α (typiquement 9 points de mesure en longueur d'onde). Elle a pour objectif la détermination des décalages Doppler à plusieurs hauteurs dans la raie (cœur, points d'inflexion, ailes) permettant un sondage en profondeur de l'atmosphère (chromosphère, photosphère), la profondeur optique variant le long du profil. Le décalage Doppler de la raie en un point du Soleil s'obtient par référence à un profil résultant d'une moyenne (dans le Soleil calme) sur un grand nombre de positions. On mesure l'écart en longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre le milieu de deux cordes de même largeur ($2 \times 0.3\text{\AA}$ au centre de la raie, $2 \times 0.5\text{\AA}$ aux points d'inflexion, $2 \times 0.7\text{\AA}$ dans les ailes) s'appuyant pour l'une sur le profil du point solaire observé, pour l'autre sur le profil moyen.

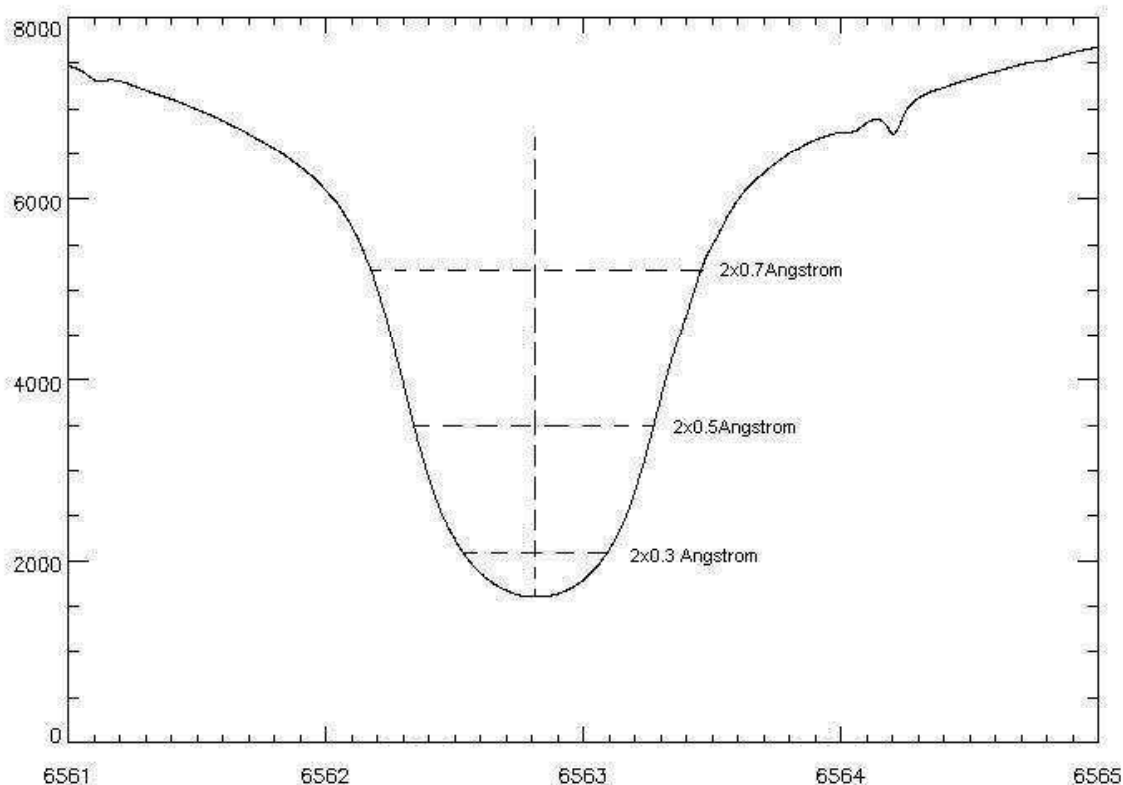


Figure 6.3 Profil sans décalage Doppler/Zeeman résultant d'une moyenne de profils du Soleil calme

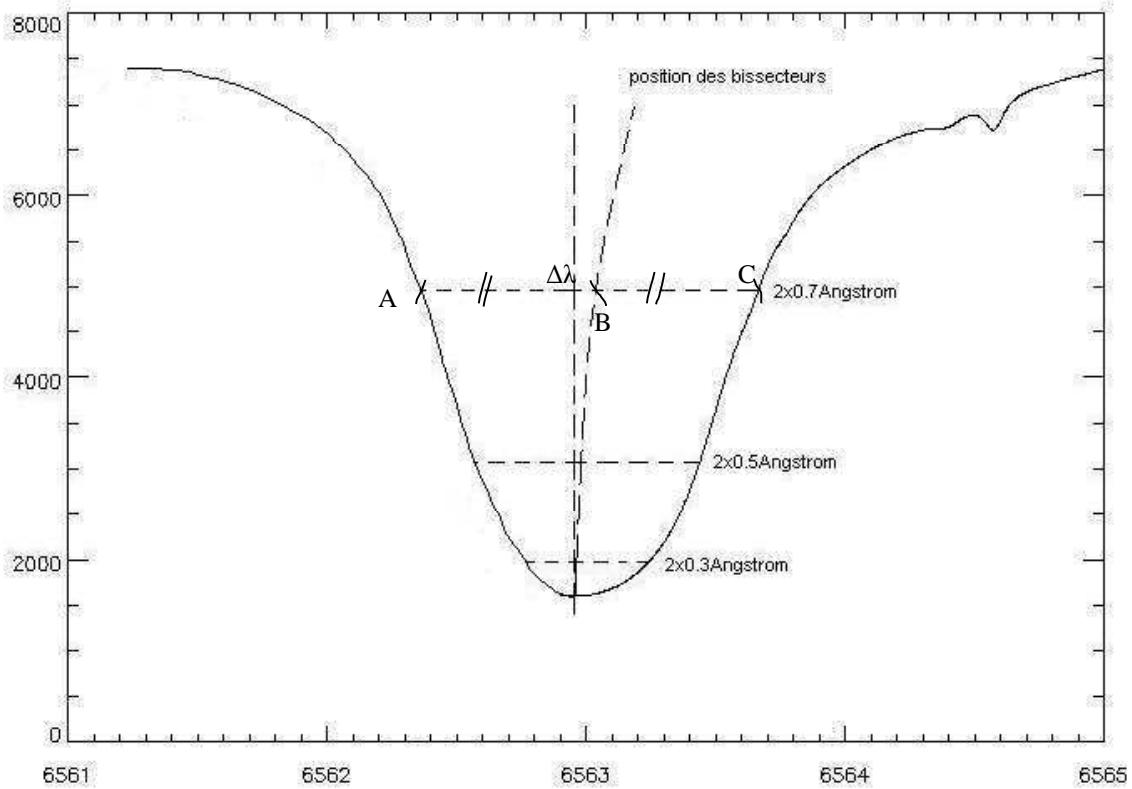


Figure 6.4 Profil perturbé

En lumière polarisée, on dispose de deux profils : $I+V$ et $I-V$. Si $\Delta\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2$ représentent les décalages mesurés sur ces deux profils, alors le décalage Doppler vaut :

$$\Delta\lambda_D = \frac{1}{2}(\Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2) \quad (1)$$

et est relié à la vitesse Doppler par $V = c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0}$

et le décalage Zeeman vaut

$$\Delta\lambda_Z = \frac{1}{2}(\Delta\lambda_1 - \Delta\lambda_2) \quad (2)$$

et est relié au champ magnétique par $B = \frac{\Delta\lambda_Z}{4.67 \times 10^{-13} g \lambda_0^2}$

La méthode du bissecteur ne fonctionne qu'avec un nombre minimal (une dizaine) de points de mesure dans le profil car elle nécessite une interpolation à 4 points par une cubique.

En l'absence d'un échantillonnage suffisant, seule la méthode des sommes et des différences entre deux positions est utilisable mais elle nécessite une modélisation de la raie par un profil gaussien, lorentzien ou de Voigt.

C'est la méthode proposée pour TEHA, elle sera maintenant décrite.

VI 3.1.2 Méthode des sommes/différences

On modélise la raie par un profil gaussien. L'intensité de la raie en fonction de la longueur d'onde est donnée par l'équation suivante :

$$I = I_c \left(1 - n \exp \left(- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda} \right)^2 \right) \right) \quad (3)$$

Avec I = intensité reçue

I_c = intensité du continu

n = dépression de la raie

λ_0 = longueur d'onde du centre de la raie H α (6562.8Å)

$\Delta \lambda$ = demi-largeur au point d'inflexion

Les points d'inflexion de la raie sont tels que $\lambda - \lambda_0 = \pm \frac{\Delta \lambda}{\sqrt{2}} = \pm 0.45 \Delta \lambda$ (4)

Donc, $\Delta \lambda = 0.45 \sqrt{2}$ (5)

Supposons que l'on fasse une mesure à $\lambda = \lambda_0 + \Delta \lambda$ dans l'aile rouge (I_1) et une mesure à $\lambda = \lambda_0 - \Delta \lambda$ dans l'aile bleu (I_2). Supposons l'existence d'une vitesse doppler sur la ligne de visée, décalant le profil de $d\lambda$.

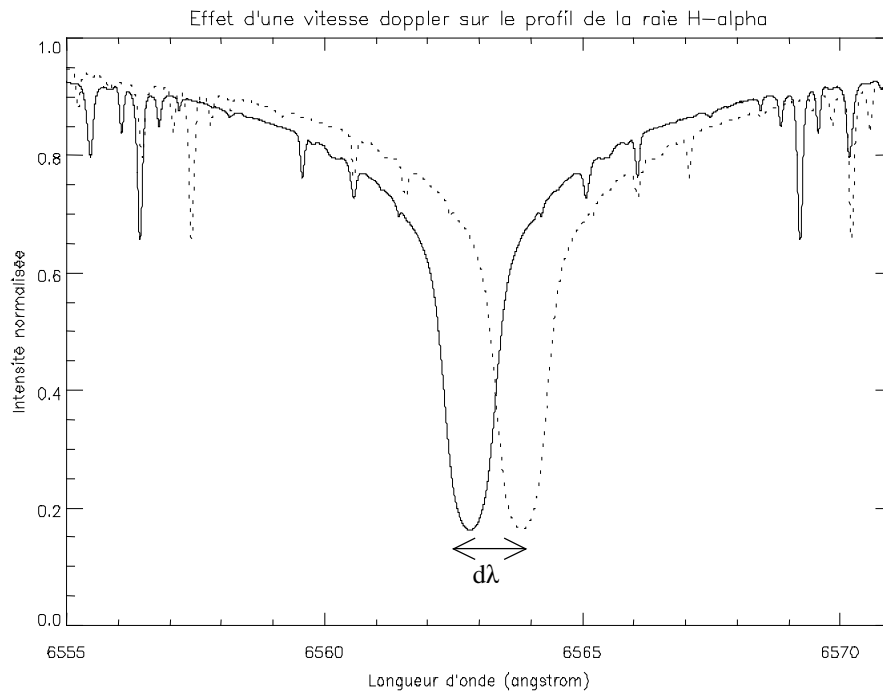


Figure 6.5 Profil perturbé par une vitesse Doppler

Alors $I = I_c \left(1 - n \exp \left(- \left(\frac{\lambda - \lambda_0 + d\lambda}{\Delta \lambda} \right)^2 \right) \right)$ (6)

Et $1 - I_1 / I_c = n \exp \left(- \left(\frac{k \Delta \lambda + d\lambda}{\Delta \lambda} \right)^2 \right)$ (7)

$1 - I_2 / I_c = n \exp \left(- \left(\frac{k \Delta \lambda - d\lambda}{\Delta \lambda} \right)^2 \right)$ (8)

avec $k = \frac{\sqrt{2}}{2}$ aux points d'inflexion.

$$\text{Alors } \frac{I_C - I_1}{I_C - I_2} = \exp\left(-4k \frac{d\lambda}{\Delta\lambda}\right) \quad (9)$$

$$\text{D'où il vient : } d\lambda = \frac{\Delta\lambda}{4k} \ln \frac{I_C - I_2}{I_C - I_1} \text{ et donc } V_{\text{doppler}} = \frac{c}{\lambda_0} \frac{\Delta\lambda}{4k} \ln \frac{I_C - I_2}{I_C - I_1} \quad (10)$$

$$I_C \text{ est donné par la formule } I_C = \frac{I_1 + I_2 - \frac{2}{e} I_0 \mp \sqrt{\frac{4}{e} (I_1 - I_0)(I_2 - I_0) + (I_1 - I_2)^2}}{2\left(1 - \frac{1}{e}\right)} \quad (11)$$

V_{doppler} est donc déterminée par 3 mesures : I_0 , I_1 et I_2

VI 3.2 Calibration du champ magnétique

La connaissance des paramètres de Stokes I et V est nécessaire pour calculer le champ magnétique au niveau de la zone observée.

$$\text{Dans l'approximation des champs faibles, on a } V(\lambda) = -4,67 \cdot 10^{-13} g \lambda_0^2 B \frac{dI(\lambda)}{d\lambda} \quad (12)$$

avec V = Paramètre de Stokes V au point observé

g = facteur de Landé de la transition H-alpha

λ_0 = longueur d'onde du centre de la raie H-alpha (6562.82Å)

B = champ magnétique parallèle à la ligne de visée (Gauss)

$I(\lambda)$ = Intensité au point observé

De la même manière que pour le calcul des vitesses doppler, on modélise la raie H α

$$\text{par le profil gaussien } I = I_C \left(1 - m \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)^2\right) \right). \quad (13)$$

$$\text{On peut donc calculer } \frac{dI(\lambda)}{d\lambda} = 2m I_C \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda} \exp\left(-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)^2\right) \quad (14)$$

Au niveau des points d'inflexion, on a $\lambda - \lambda_0 = \pm \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{2}}$

$$\text{Et donc : } \frac{dI}{d\lambda} = \pm 2m I_C \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{2} \Delta\lambda^2} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) = \pm 2m I_C \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{2} \Delta\lambda^2} \times 0.858 \quad (15)$$

$$\text{Donc, } V = \pm 4.67 \cdot 10^{-13} g \lambda_0^2 B \frac{m I_C}{\Delta\lambda} \times 0.858 \quad (16)$$

$$\text{Aux points d'inflexion, } I = I_C \left(1 - m \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \right) = I_C (1 - 0.667m) \quad (17)$$

$$\boxed{\frac{V}{I} = \pm 4.67 \cdot 10^{-13} g \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \frac{0.858m}{(1 - 0.667m)} B} \quad (18)$$

La mesure des paramètres de Stokes I et V à la longueur d'onde des points d'inflexion de la raie H α nous permet donc de connaître le champ magnétique parallèlement à la ligne de visée.

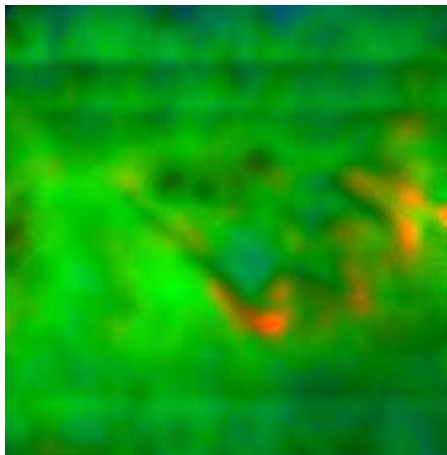
VI 4 Comparaison des méthodes du bissecteur et des sommes et différences

Une comparaison a été effectuée sur des fichiers provenant des mêmes données analysées à la fois par la méthode du bissecteur et la méthode des sommes et différences.

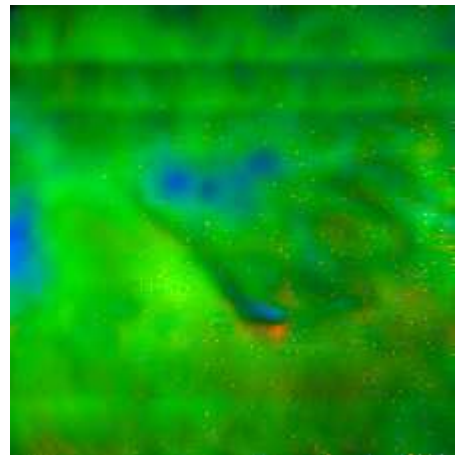
Les fichiers comparés sont des images d'une partie de la surface solaire. Sur chaque pixel, on a calculé la vitesse doppler sur la ligne de visée et le champ magnétique sur la ligne de visée, par la méthode du bissecteur et par celle des sommes et différences.

Les images sont montrées en couleurs artificielles. L'intensité est représentée en niveaux de vert. Sur les images des vitesses Doppler, les vitesses doppler positives sont représentées en niveaux de rouge et les vitesses Doppler négatives en niveaux de bleu. Le même code de couleurs est utilisé pour les images des champs magnétiques (champ magnétique positif : rouge ; champ magnétique négatif : bleu). Ces 4 images ont été obtenues au niveau des points d'inflexion de la raie H α ($\Delta\lambda=\pm 0.45 \text{ \AA}$)

Images obtenues par la méthode du bissecteur

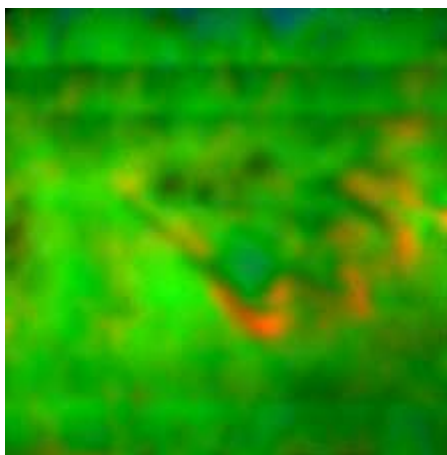


$I(\text{vert}) ; V_{\text{Doppler}}$

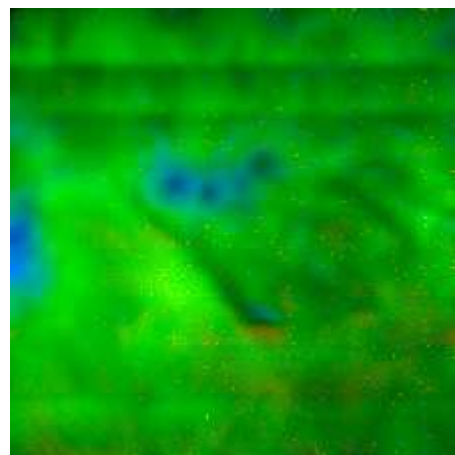


$I(\text{vert}) ; B_{\text{parallèle}}$

Images obtenues par la méthode des sommes et différences



$I(\text{vert}) ; V_{\text{Doppler}}$



$I(\text{vert}) ; B_{\text{parallèle}}$

Comme on peut le voir à première vue, les images obtenues sont très semblables. On a calculé le coefficient de corrélation entre les valeurs obtenues par la méthode du bissecteur et la méthode des sommes et des différences.

Le coefficient de corrélation entre les valeurs de $V_{Doppler}$ obtenues, respectivement, par la méthode du bissecteur et par celle des sommes et différences est, pour $\Delta\lambda = \pm 0.45 \text{ \AA}$ (point d'inflexion) de 0.95.

Pour les valeurs du champ magnétique, le coefficient de corrélation est, au point d'inflexion, de 0.88.

Ces coefficients de corrélation élevés entre la méthode du bissecteur (la plus précise) et la méthode des sommes et différences montrent que les résultats obtenus par la méthode des sommes et différences sont très fiables, à un facteur multiplicatif près, qui nécessite une calibration.

VI -5- Méthode de mesure envisagée pour TEHA

La méthode de mesure des vitesses doppler et du champ magnétique envisagée pour TEHA est basée sur la méthode des sommes et différences.

Une simulation de la méthode des sommes et différences a été effectuée en prenant un filtre ayant les caractéristiques de celui envisagé pour TEHA (Fabry-Perot ayant une bande passante de 0.25\AA et finesse de 30, pré-filtre interférentiel ayant une bande passante de 7\AA).

On a d'abord généré une série de profils de la raie H α perturbés par une série de vitesses doppler comprises entre -50m.s^{-1} et $+50\text{m.s}^{-1}$ (par pas de 1 m.s^{-1}).

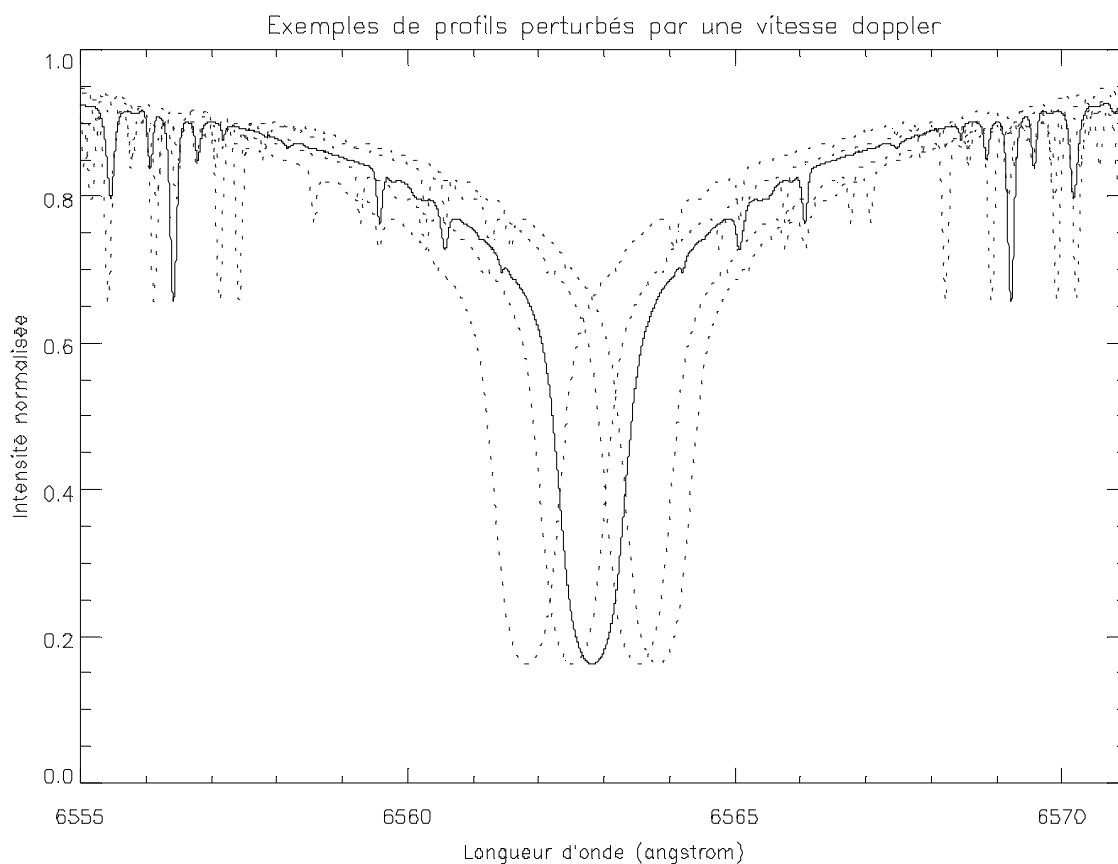


Figure 6.6 Profils perturbés

On calcule l'intensité reçue par le détecteur au niveau du centre de la raie et des deux points d'inflexion de la raie (aile bleue : $\Delta\lambda=-0.45\text{\AA}$, et aile rouge : $\Delta\lambda=+0.45\text{\AA}$) après le filtre de Fabry-Perot accordé sur chacune de ces 3 positions. La transmission du filtre pour le centre-raie et pour les deux points d'inflexion est donnée dans les courbes suivantes :

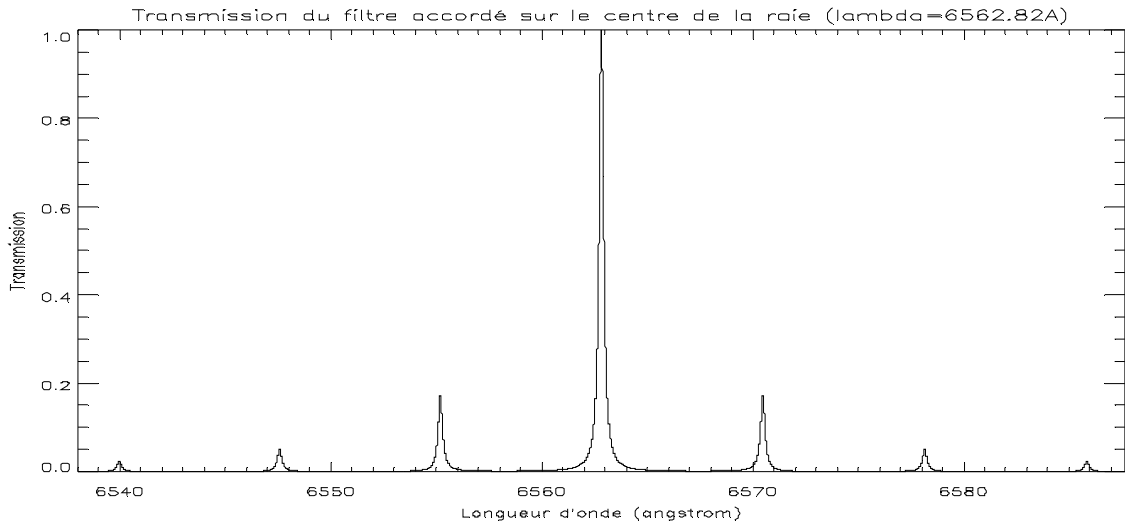


Figure 6.7

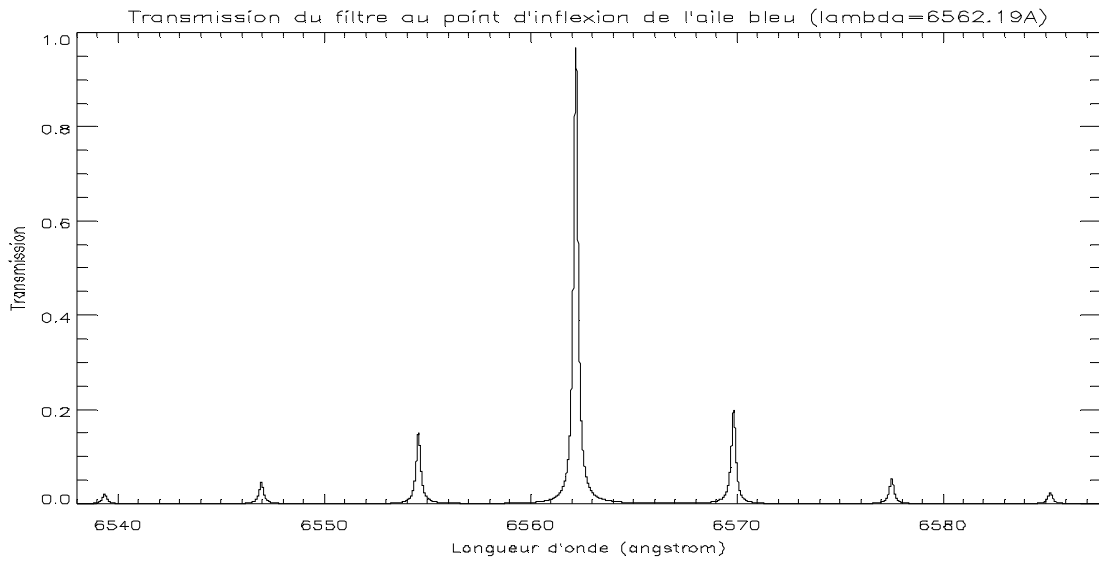


Figure 6.8

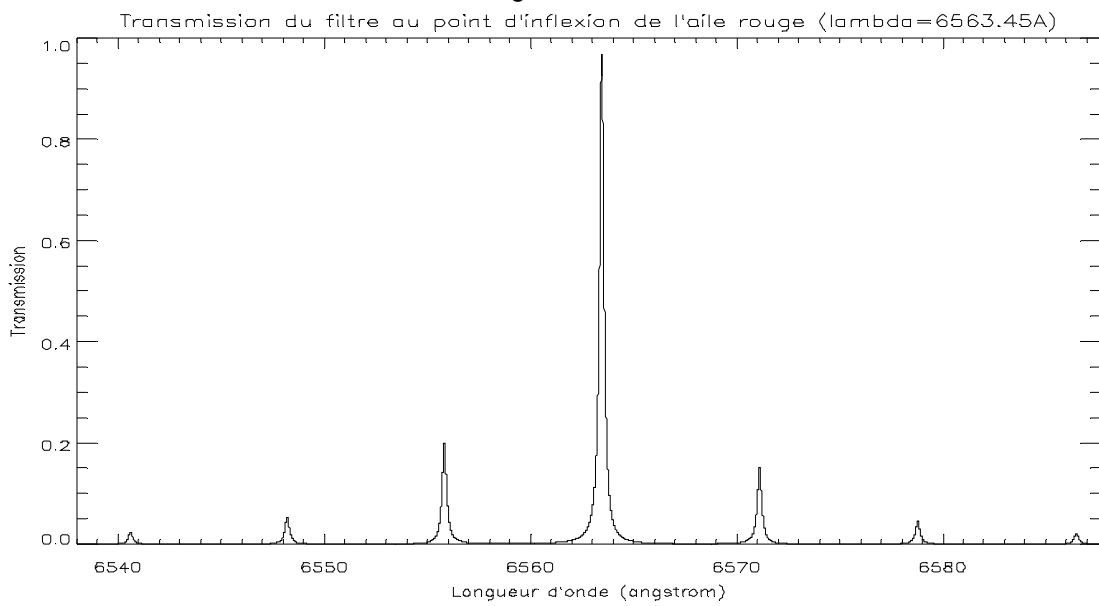


Figure 6.9

On a ensuite calculé les vitesses doppler par la méthode des sommes et différences. Le résultat de cette simulation est donné sur le graphique suivant (la courbe en pointillé indique le cas idéal où la vitesse simulée serait égale à la vitesse générée):

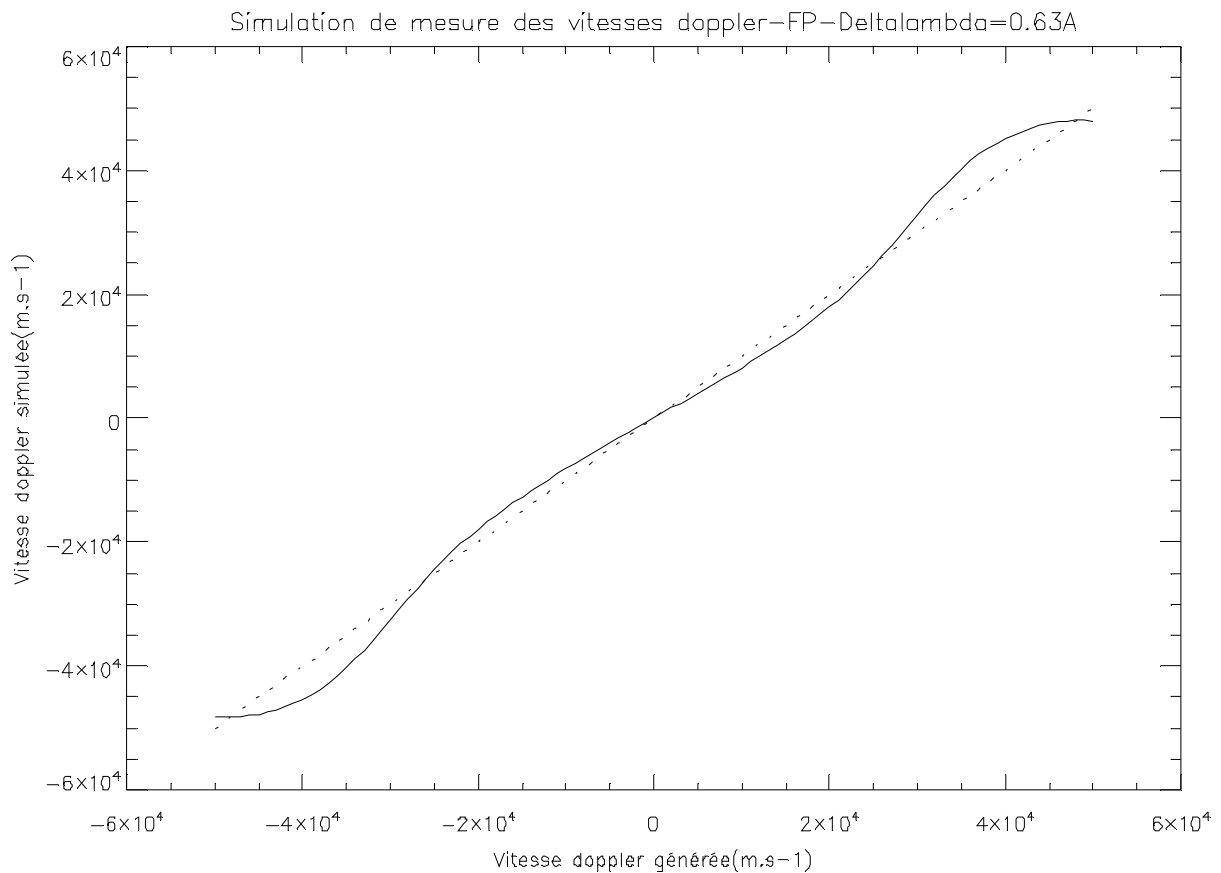


Figure 6.10

Cette courbe nous montre que l'on peut s'attendre à une bonne linéarité pour des vitesses doppler observées comprises dans la gamme -25m.s^{-1} et $+25\text{m.s}^{-1}$.

La dérive pour de hautes vitesses doppler semble être due aux limites de la modélisation par un profil gaussien. En effet, ce profil gaussien s'ajuste bien au profil réel de la courbe au niveau du centre de la raie et des points d'inflexion mais beaucoup moins à mesure que l'on s'éloigne du centre-raie (et donc pour des vitesses doppler importantes).

La même simulation a été réalisée en modélisant la raie H α par un profil lorentzien. Le profil lorentzien est plus fidèle à la raie loin du centre que le profil gaussien mais moins au centre de la raie. Les résultats de cette simulation sont plus défavorables qu'en prenant un profil de raie gaussien.

Idéalement, la simulation aurait du être réalisée avec un profil de Voigt mais une modélisation de la raie par un tel profil ne permet pas les calculs analytiques permettant de retrouver les vitesses doppler à partir de la simple connaissance de l'intensité au centre et aux points d'inflexion de la raie.

On a également effectué une simulation de la mesure du champ magnétique sur la ligne de visée par la méthode des sommes et différences.

$$\text{On a } V(\lambda) = -4,67 \cdot 10^{-13} g \lambda_0^2 B \left(\frac{dI(\lambda)}{d\lambda} \right) \quad (1)$$

On a généré une série de champs magnétiques ($-1000G < B_{\text{généré}} < 1000G$) et calculé ensuite V à partir de l'équation (1), des champs magnétiques générés et du profil de la raie H α .

$$\text{A partir du calcul de } V, \text{ on calcule } VP(\lambda) = I(\lambda) + V(\lambda) \quad (2)$$

$$\text{et } VM(\lambda) = I(\lambda) - V(\lambda) \quad (3)$$

qui sont les grandeurs détectées par l'instrument.

On multiplie les VP et VM calculés par la transmission du filtre (pré-filtre interférentiel + filtre de Fabry-Pérot principal) avec la cannelure du Fabry-Pérot centrée sur le point d'inflexion de l'aile rouge

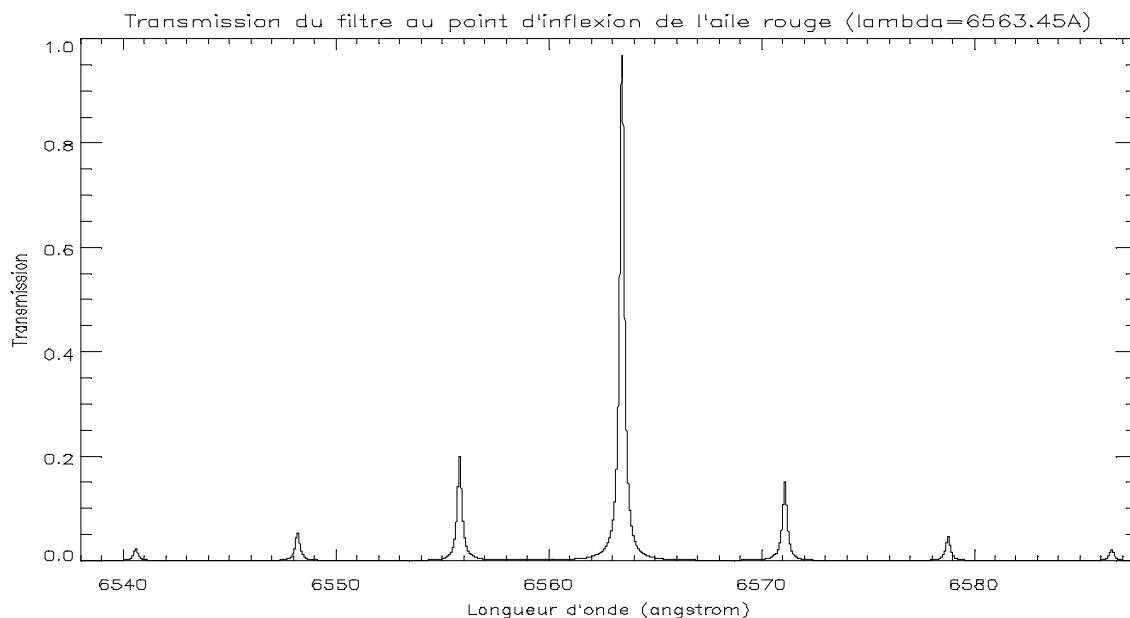


Figure 6.11

et on intègre sur un intervalle de 50Å .

On inverse ensuite le calcul pour calculer $B_{\text{mesuré}}$.

$$\text{On a } B_{\text{mesuré}} = \frac{\Delta\lambda (1-0.607)n}{\lambda_0^2 0.858gn} \frac{1}{4.67 \times 10^{-13}} \left(\frac{V}{I} \right)_{\text{point d'inflexion rouge}} \quad (4)$$

$$\text{avec } I = \frac{1}{2} (VP + VM)_{\text{point d'inflexion rouge}} \quad (5)$$

$$\text{et } V = \frac{1}{2} (VP - VM)_{\text{point d'inflexion rouge}} \quad (6)$$

Le graphe suivant montre les résultats de cette simulation.

On a tracé $B_{\text{mesuré}}$ en fonction de $B_{\text{généré}}$.

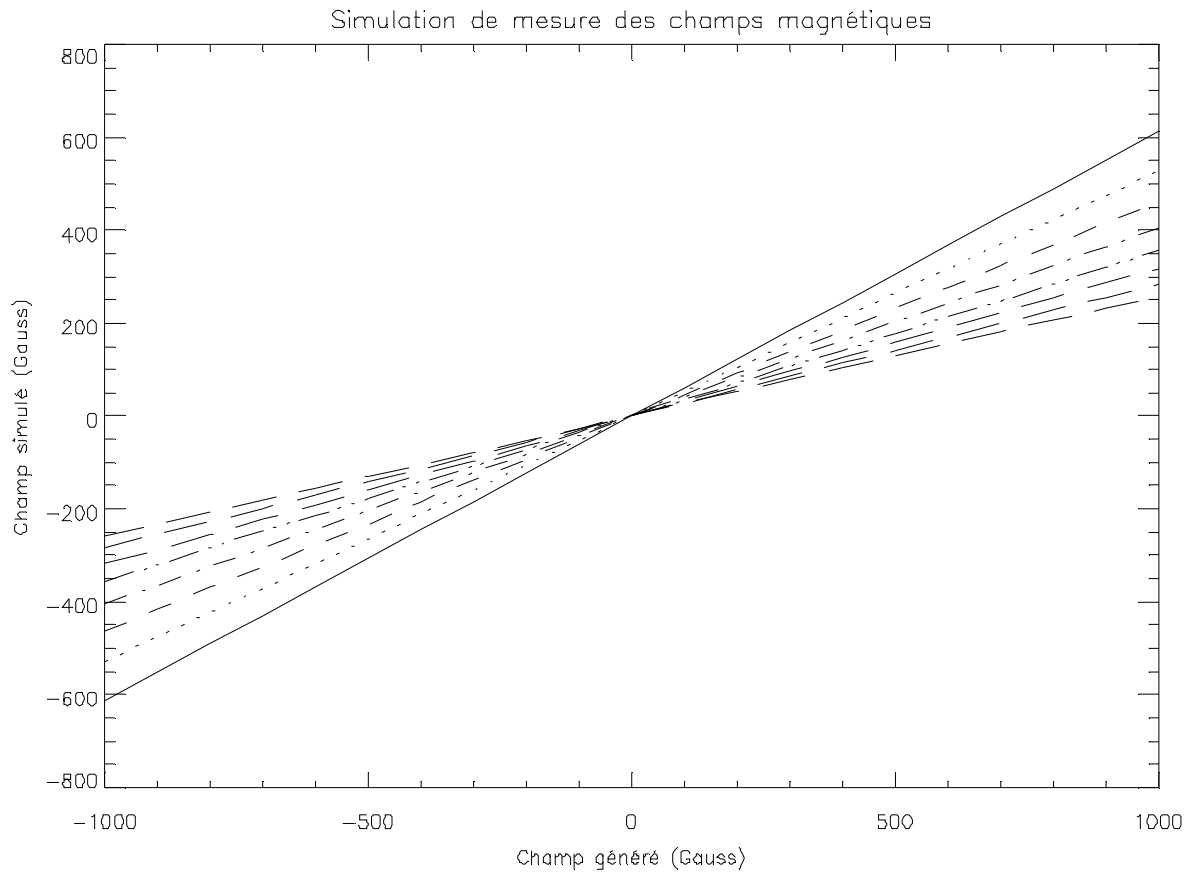


Figure 6.12

Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de la largeur du pré-filtre (échelonnées de 3 à 10Å). La courbe en trait plein correspond à la simulation avec un pré-filtre de 3Å de bande passante et les courbes suivantes (par ordre de pente décroissante) à des filtres de largeur à mi-hauteur 4,5,6,7,8,9,10Å respectivement. On voit que la linéarité attendue est excellente sur toute la gamme de -1000 à 1000 Gauss. L'effet de la largeur à mi-hauteur du filtre interférentiel est de modifier la sensibilité de la mesure sans affecter la linéarité. Plus le pré-filtre interférentiel est étroit et plus la sensibilité de la mesure est grande.

VII Modes Opératoires

VII -1- Mode normal

Le mode d'observation normal consiste à produire un intensité-gramme et un doppler-gramme toutes les minutes, ce qui suppose 3 images par minute.

VII 1.1 Intensitégrammes

Une pose du détecteur avec la biréfringence de l'analyseur de polarisation nulle nous permet d'obtenir une image de l'intensité reçue en H α .

VII 1.2 Dopplergrammes

Pour la mesure de la vitesse doppler sur la ligne de visée, on suppose que la raie H α présente un profil gaussien : $I=I_c \left(1 - n \exp \left(- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda} \right)^2 \right) \right)$ (1)

Avec I =intensité reçue

I_c =intensité du continu

r_0 =dépression de la raie

λ_0 =longueur d'onde du centre de la raie H α (6562.8Å)

$\Delta \lambda$ =demi-largeur au point d'inflexion

On réalise trois mesures d'intensité, une au centre de la raie (I_{coeur}), une au point d'inflexion de l'aile rouge (I_1), une au point d'inflexion de l'aile bleue (I_2).

On suppose une vitesse doppler V_d décalant le profil de $d\lambda$, on obtient :

$$I=I_c \left(1 - n \exp \left(- \left(\frac{\lambda - \lambda_0 + d\lambda}{\Delta \lambda} \right)^2 \right) \right) \quad (2)$$

$$\text{On obtient } d\lambda = \frac{\Delta \lambda}{4k} \ln \left(\frac{I_c - I_2}{I_c - I_1} \right) \text{ avec } k = \frac{\sqrt{2}}{2} \quad (3)$$

$$\text{et donc } \boxed{V_d = \frac{C}{\lambda_0} \frac{\Delta \lambda}{4k} \ln \left(\frac{I_c - I_2}{I_c - I_1} \right)} \quad (4)$$

C étant la célérité de la lumière dans le vide.

La valeur de I_c est obtenue par la mesure de I_{coeur} et la connaissance de la dépression de la raie r_0 (formule VI 3.1.2 (11))

VII -2- Magnétogrammes

En plus du mode d'observation normal, on veut obtenir un magnétogramme toutes les heures.

Le champ magnétique sur la ligne de visée au niveau de chaque pixel observé est obtenu par la méthode des sommes-différences détaillée au chapitre précédent.

VII -3- Mode rapide – Ondes de Moreton

Dans ce mode, on observe 3 images par minute dans l'aile bleue de la raie H α (voire 6 images par minute selon de débit de télémesure disponible), de manière à détecter les de Moreton lors des éruptions par différences successives des images.

VII -4- Données produites/Télémesure

Les images obtenues par TEHA sont codées sur 12 bits par pixel. Il faut 3 images (1 au point d'inflexion côté bleu, 1 au centre de la raie, 1 au point d'inflexion côté rouge) par observation. Chaque observation a donc une taille de 36 MBits (3*1024*1024*12). Si l'on considère une cadence, en temps normal, d'une observation toutes les minutes, on obtient 1440 observation en 24h, soit une taille de données de 51.8Gbits (6.48Go) par jour.

Compression des images FITS sous IDL

A titre indicatif, une simulation de compression d'images a été réalisée sous IDL. Nous utilisons pour cela le format JPEG2000 pour compresser les données obtenues au format FITS. IDL possède une fonction (WRITE_JPEG2000) à cet effet. Il est possible de paramétrer cette fonction afin d'obtenir différents niveaux de compression des données. Le niveau de compression est défini par le nombre de niveaux, ou étapes, de décomposition en ondelettes (défini par le mot-clé N_LEVELS). Cette fonction dispose de plus d'un mode *loss/less* (sans perte) appelé *reversible*.

Le tableau suivant montre une comparaison des résultats obtenus avec différents paramétrages de la fonction WRITE_JPEG2000.

Le fichier de départ est un fichier FITS 1500x1340 d'une taille de 4Mo.

Compression	Réversible	N_LEVELS=0	N_LEVELS=8	N_LEVELS=15
Taille du fichier compressé	1.37Mo (34%)	1.67 Mo (42%)	1.36 Mo (34%)	1.36 Mo (34%)
Erreur maximale	0	1 (0.019%)	2 (0.038%)	2 (0.038%)
Nombre d'erreurs (pixels)	0/2010000	867/2010000	1004180/2010000	1011408/2010000

Tableau 5 Comparatif de différents modes de compression

Comme on peut le voir sur ce tableau comparatif, le mode de compression sans perte (*reversible*) est clairement le plus avantageux. En effet, le gain en compression obtenu en mode avec pertes par rapport à la compression sans perte est négligeable (~0.7%). Si l'on se base sur un taux de compression de 34% (avec un algorithme de compression JPEG2000 embarqué), la taille de données produites en mode « normal » en 24h serait de 17.6Gbits (2.2Go).

Besoins en télémesure

En mode normal, on produit 17.6Gbits de données/24h. La télémesure moyenne sur 24h doit donc être de l'ordre de 200kbits/s.

Conclusion

Un instrument spatial pour l'observation du disque solaire entier dans la bande H-alpha constitué d'un télescope Ritchey-Chrétien, d'un filtre de Fabry-Pérot à bande étroite accordable en longueur d'onde et monté en pleine ouverture (à l'entrée du télescope), d'un pré-filtre interférentiel monté en amont du filtre de Fabry-Pérot et d'un analyseur de polarisation (lame retardatrice et polariseur) au foyer du télescope est réaliste. L'accord en longueur d'onde se fera de préférence par variation de la distance entre les lames du Fabry-Pérot par des actionneurs piézoélectriques. L'encombrement de l'instrument serait inférieur à 500x100x100mm et sa masse inférieure à 10kg.