



**HAL**  
open science

# Spectropolarimétrie stellaire UV et Visible depuis l'espace

Martin Pertenais

► **To cite this version:**

Martin Pertenais. Spectropolarimétrie stellaire UV et Visible depuis l'espace . Astrophysique [astro-ph]. Université toulouse 3 Paul Sabatier, 2016. Français. NNT: . tel-01420553

**HAL Id: tel-01420553**

**<https://theses.hal.science/tel-01420553>**

Submitted on 20 Dec 2016

**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  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le 14/10/2016 par :

**MARTIN PERTENAIS**

**SPECTROPOLARIMETRIE STELLAIRE UV ET VISIBLE DEPUIS  
L'ESPACE**

---

---

## JURY

SYLVIE VAUCLAIR	Professeur d'Université	Présidente du Jury
MATHIEU BARTHELEMY	Maître de conférence	Membre du Jury
AGNÈS LEBRE	Astronome	Membre du Jury
ARTURO LOPEZ ARISTE	Directeur de Recherche	Membre du Jury
MARIANNE FAUROBERT	Professeur d'Université	Membre du Jury
THIERRY BRET-DIBAT	Ingénieur	Membre du Jury
CORALIE NEINER	Directeur de Recherche	Membre du Jury
PASCAL PETIT	Astronome Adjoint	Membre du Jury
PERNELLE BERNARDI	Ingénieur de recherche	Invitée
LAURENT PARES	Ingénieur de recherche	Invité

---

### École doctorale et spécialité :

*SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie*

### Unité de Recherche :

*Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)*

### Directeur(s) de Thèse :

*Coralie Neiner et Pascal Petit*

### Rapporteurs :

*Agnès Lèbre et Mathieu Barthélémy*



*“La vérité de demain se nourrit de l’erreur d’hier.”*

Antoine de Saint-Exupéry



# Remerciements

Mes premiers remerciements s'adressent à mes deux directeurs de thèse. Coralie Neiner, pour son encadrement au quotidien, son aide pour l'apprentissage de la rédaction scientifique ainsi que pour l'étroite collaboration entre nous qui était nécessaire pour la préparation de la mission Arago. Pascal Petit, pour son encadrement lors de mon année à Toulouse particulièrement et pour le suivi apporté tout au long de ma thèse. D'un point de vue plus technique, je tiens à remercier Laurent Parès pour le partage de ses connaissances et de son savoir-faire en conception optique et plus particulièrement pour le développement d'un spectropolarimètre.

Je remercie le CNES pour son engagement financier dans ma thèse, et Thierry Bret-Dibat et Franck Brachet pour le suivi régulier de mon travail.

Durant mes trois années de travail, de nombreuses personnes ont activement participé au succès de ma thèse. Je citerai Pernelle Bernardi et Jean-Michel Reess pour leur expertise et soutien pour des questions d'optique ou plus générales au niveau système ou mission, Arturo Lopez Ariste pour son aide pour les questions de polarisation, Hervé Carfantan pour sa précieuse aide pour développer mon code de démodulation, Colin Folsom pour le calcul de spectres synthétiques d'étoiles magnétiques, Youssef Younes pour le design mécanique du support pour mon prototype et Vartan Arslanyan et Claude Colin pour la réalisation de ces pièces. J'ai eu la chance d'encadrer d'excellents stagiaires durant ma dernière année de thèse, Lucile Desjonquères, Anaëlle Bouillot et Mathieu Vachey, qui m'ont considérablement aidé dans mes différents travaux. Enfin, je remercie Frans Snik et Gerard van Harten pour leur collaboration dans l'élaboration du design du polarimètre à modulation temporelle, ainsi que William Sparks, Charles Telesco pour l'autre design, à modulation spatiale.

La réalisation de cette thèse dans de bonnes conditions de travail n'aurait pas pu se faire sans des collègues de niveau international, un grand merci donc à Marion, Pernelle, Jérôme, Jean-Michel, Didier et Sophie. D'un point de vue personnel, mes pensées vont à Jutta qui a su me soutenir et maintenir ma motivation durant ces 3 années, ainsi qu'à toute ma famille qui m'a toujours soutenu et encouragé. Enfin, je remercie tous mes amis qui ont su faire de ces 3 ans, des années de bonheur et pleines de souvenirs. Finalement, je remercie Philippe Dupouy à l'observatoire de Dax, qui m'a fait découvrir l'esprit et la rigueur scientifique, l'astronomie, l'amour des sciences et sans qui je ne serais pas là.

# Acronymes

**ADS** Airbus Defense and Space  
**CCD** Charge Coupled Device  
**CFHT** Canada France Hawaiï Telescope  
**CMOS** Complementary Metal Oxide Semiconductor  
**CNES** Centre National d'Etudes Spatiales  
**CsI** Caesium Iodide  
**CsTe** Caesium Tellurium  
**CTE** Coefficients of Thermal Expansion  
**ESA** European Space Agency  
**ESPaDOnS** Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars  
**FUV** Far Ultra-Violet  
**FWHM** Full Width at Half Maximum  
**GHRs** Goddard High Resolution Spectrograph  
**HST** Hubble Space Telescope  
**IRAP** Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie  
**IUE** International Ultraviolet Explorer  
**JWST** James Webb Space Telescope  
**LESIA** Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique  
**LF5** Light Flint 5  
**LiF** Lithium Fluoride  
**LSD** Least Square Deconvolution  
**MCP** Micro Channel Plates  
**MgF<sub>2</sub>** Magnesium Fluoride  
**MIS** Milieu InterStellaire  
**MPS** Max Planck Institute for Solar Sytem Research  
**MUSE** Multi Unit Spectroscopy Explorer  
**NASA** National Aeronautics and Space Administration  
**NIR** Near Infra-Red  
**NUV** Near Ultra-Violet  
**SISU** Signal-Image en Sciences de l'Univers  
**SNR** Signal to Noise Ratio  
**TAS** Thalès Aliena Space  
**TBL** Télescope Bernard Lyot  
**TMA** Three Mirror Anastigmat  
**TRL** Technical Readiness Level  
**UV** Ultra-Violet

**VLS** Variable Line Spacing

**VLT** Very Large Telescope

**WP** Work-Package

# Résumé

Ces dernières décennies, des champs magnétiques ont été détectés dans quasiment tous les types d'étoiles. Ces découvertes ont donné lieu à des études innovantes sur la cartographie des champs magnétiques et leur impact sur l'environnement stellaire. Pour aller encore plus loin il est nécessaire d'allier la spectroscopie à la polarimétrie, dans l'UV et le visible. L'UV permet d'étudier les vents stellaires et l'environnement circumstellaire, tandis que le visible permet d'étudier la surface de l'étoile. La spectropolarimétrie UV+visible permet ainsi d'étudier les magnétosphères dans leur globalité. Ceci doit être fait sur au moins une période complète de rotation de l'étoile. Pour cela, il faut aller dans l'espace, à la fois pour atteindre le domaine UV et pour obtenir des observations ininterrompues sur une période de rotation stellaire complète.

Le consortium international UVMag a été créé en 2010 pour discuter, étudier et promouvoir une mission spatiale pour l'étude des magnétosphères stellaires via de la spectropolarimétrie spatiale dans les domaines UV et visible simultanés. D'un point de vue technique, la spectroscopie spatiale pure, y compris dans l'UV, a déjà été utilisée avec succès, par exemple sur IUE, et serait très performante avec les détecteurs et les technologies disponibles aujourd'hui. Par contre, le spectropolarimètre UV+visible est la partie instrumentale la plus ambitieuse pour une future mission spatiale. En effet, alors que les français (en particulier le LESIA et l'IRAP) sont les spécialistes de ce type de spectropolarimètres dans le visible pour des télescopes au sol (comme ESPaDOnS au CFHT ou Narval au TBL), aucun instrument de ce type n'a encore été embarqué sur une mission spatiale, encore moins en UV.

La première partie de ma thèse consistait à concevoir le design optique du module polarimétrique pour le spectropolarimètre de la mission Arago, dans le cadre du consortium UVMag. J'ai donc étudié et recherché différents concepts innovants qui pourraient s'adapter aux contraintes très particulières de cet instrument. En effet, les spécifications imposent l'utilisation d'un unique polarimètre pour tout le domaine spectral [119-888] nm. Les contraintes du spatial s'ajoutent à cela avec un besoin de compacité, légèreté et robustesse. Je me suis concentré sur 2 concepts de polarimètre différents, un premier basé sur le module de polarisation de l'instrument X-Shooter avec une modulation temporelle de la polarisation et une achromatisation des efficacités d'extraction des paramètres de Stokes et un second basé sur une modulation spatiale de la polarisation, permettant d'obtenir un polarimètre statique. J'ai adapté ces 2 concepts aux spécificités d'Arago et intégré ces 2 systèmes au design optique global de l'instrument. Le premier concept de modulation temporelle a été choisi pour l'instrument d'Arago qui a été soumis à l'ESA dans le cadre des appels Cosmic Vision M4 et M5.

Dans un deuxième temps, l'objectif de ma thèse était de prouver la faisabilité des concepts évoqués plus haut. En pratique, il s'agissait d'amener les deux prototypes à un niveau de maturité suffisant pour être embarqués sur une mission spatiale, c'est-à-dire démontrer en laboratoire le fonctionnement du module de polarisation. Le banc optique pour le prototype à modulation spatiale statique, montre des résultats très encourageants. En effet, je retrouve la modulation de polarisation attendue et la comparaison avec la théorie et mes simulations est excellente. J'obtiens une précision de mesure de l'état de polarisation de  $10^{-2}$ . Le banc optique concernant le prototype à modulation temporelle a été monté pour comparer ses performances avec le premier. Les premiers résultats donnent des précisions de mesure des paramètres de Stokes de l'ordre de  $10^{-3}$ . Ceci confirme donc le choix de ce concept comme baseline pour Arago. Ce polarimètre à modulation temporelle a ensuite été adapté à un télescope de 60 cm et à un spectrographe haute-résolution pour mesurer des champs magnétiques stellaires et ainsi obtenir une démonstration technologique de ce concept encore plus complète sur des étoiles réelles.

# Abstract

Over the last few decades, magnetic fields have been detected in almost all kinds of stars. This led to innovative studies on the mapping of magnetic fields and their impact on the circumstellar environment. To go further, we need to use spectroscopy and polarimetry together, in the UV and visible range. The UV domain is used to study the stellar wind and stellar environment, whereas the visible range allows to study the surface of the star. UV+visible spectropolarimetry enables the global study of magnetospheres. This has to be done over at least one rotation period of the star. Therefore, we need to go to space in order to see the UV range and to obtain uninterrupted observations on a complete stellar rotation period.

The international consortium UVMag has been created in 2010 to discuss, study and promote a space mission for the study of stellar magnetospheres using simultaneous UV and visible space spectropolarimetry. From the technical point of view, pure spectroscopy in space, both in the UV and visible ranges, has already been successfully used, for example on IUE, and would be very efficient with current detectors and technologies. On the other hand, the UV+visible spectropolarimeter is the most ambitious instrumental challenge for a future space mission. Indeed, until now, no such optical spectropolarimeter has flown on a space mission, despite the fact that the French (particularly the LESIA and IRAP laboratories) are the specialists for such instruments (such as ESPaDOnS at CFHT or Narval at TBL).

The first part of my thesis consisted in elaborating the optical design of the polarimetric module for the spectropolarimeter of the space mission Arago, in the framework of the UVMag consortium. I studied various innovative concepts that could be adapted to the specific constraints of this instrument. The specifications indeed show the need for a unique polarimeter covering the complete spectral range [119-888] nm. Moreover, the usual compactness, lightness and robustness constraints of a space instrument are added to these specifications. I focused my work on 2 different polarimeter concepts, a first one based on the polarimetric module of the X-shooter instrument using a temporal modulation and an achromatization of the extraction efficiencies of the Stokes parameters, and a second one based on spatial modulation of the polarization, offering a static polarimeter. I adapted these 2 concepts to the specific constraints of Arago and integrated them to the complete optical design of the instrument. The first concept, using temporal modulation, has been chosen as the baseline for the instrument proposed to ESA for the Cosmic Vision calls M4 and M5.

The goal was then to demonstrate the feasibility of the two concepts. In practice, it meant to increase the readiness level of the prototypes sufficiently to be used on a space mission, i.e. show in the laboratory a working prototype of the polarimetric module. The optical bench for the static prototype using spatial modulation showed very encouraging results. I indeed managed to retrieve the expected intensity modulation and the comparison between the theory and my simulations was excellent. I obtain a  $10^{-2}$  accuracy on the polarisation state measurement. The optical bench using the prototype with temporal modulation has then been set up to compare its performances with the first concept. The first results show Stokes parameters measurement with an accuracy of  $10^{-3}$ . It confirms the choice of this concept as the baseline for Arago. The latter polarimeter has then been adapted to a 60 cm telescope and a high-resolution spectrograph to measure actual stellar magnetic fields, and obtain an even more complete technological demonstration of the concept on real stars.

# Table des matières

Remerciements	iii
Acronymes	iv
Résumé	vi
Abstract	vii
Table des figures	xiv
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Polarimétrie . . . . .	1
1.1.1 Notion de polarisation . . . . .	1
1.1.2 Concept de polarimétrie . . . . .	3
1.2 Spectroscopie . . . . .	5
1.2.1 Développement d'un spectrographe . . . . .	5
1.2.2 Spectrographe échelle . . . . .	8
1.2.3 Exemple d'applications pour la physique stellaire . . . . .	10
1.3 Spectropolarimétrie . . . . .	11
1.3.1 Histoire . . . . .	11
1.3.2 Technique . . . . .	13
1.3.3 Application à la physique stellaire . . . . .	14
1.4 UVMag/Arago . . . . .	18
1.4.1 Spécifications . . . . .	18
1.4.2 Matériau . . . . .	19
1.4.3 Solutions identifiées pour le polarimètre . . . . .	21
1.5 Plan de la thèse . . . . .	22
<b>2 Polarimètre à modulation spatiale</b>	<b>23</b>
2.1 Etude théorique . . . . .	23
2.1.1 Concept théorique . . . . .	23
2.1.2 Design et simulations . . . . .	26
2.1.3 Démodulation . . . . .	29
2.1.4 Evolutions possibles . . . . .	32
2.2 Mise en place pratique . . . . .	34
2.2.1 Phase préliminaire . . . . .	34
2.2.2 Premiers résultats . . . . .	35
2.2.3 Tolérancement . . . . .	39
2.2.4 Calibration et résultats . . . . .	46
2.3 Conclusions et perspectives . . . . .	48

<b>3</b>	<b>Polarimètre à modulation temporelle polychromatique</b>	<b>49</b>
3.1	Etude théorique . . . . .	49
3.1.1	Concept . . . . .	49
3.1.2	Dimensionnement . . . . .	51
3.2	Mise en place pratique . . . . .	54
3.2.1	Phase préliminaire . . . . .	54
3.2.2	Démodulation . . . . .	56
3.2.3	Résultats . . . . .	58
3.3	Tests sur le ciel . . . . .	60
3.3.1	Phase de design et mise en place . . . . .	60
3.3.2	Calibration . . . . .	61
3.3.3	Observations et résultats . . . . .	62
3.4	Conclusions et perspectives . . . . .	64
<b>4</b>	<b>ARAGO</b>	<b>66</b>
4.1	Contexte . . . . .	66
4.1.1	Objectifs scientifiques . . . . .	66
4.1.2	Spécifications générales sur la charge utile . . . . .	69
4.2	Polarimètre . . . . .	70
4.2.1	Dimensionnement pour M4 . . . . .	70
4.2.2	Dimensionnement pour M5 . . . . .	70
4.3	Spectrographe(s) . . . . .	73
4.3.1	Dimensionnement pour M4 . . . . .	73
4.3.2	Dimensionnement pour M5 . . . . .	74
4.4	Système . . . . .	78
4.4.1	Bilan radiométrique . . . . .	78
4.4.2	Interfaces . . . . .	82
4.4.3	Vision globale . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>85</b>
5.1	Polarimètre à modulation spatiale . . . . .	85
5.1.1	Conclusions . . . . .	85
5.1.2	Perspectives . . . . .	85
5.2	Polarimètre à modulation temporelle polychromatique . . . . .	86
5.2.1	Conclusions . . . . .	86
5.2.2	Perspectives . . . . .	86
5.3	Comparaison des deux concepts de polarimètre . . . . .	87
5.4	Spectropolarimétrie stellaire spatiale . . . . .	87
<b>A</b>	<b>Données sur le Fluorure de Magnésium - MgF<sub>2</sub></b>	<b>89</b>
A.1	Transmission . . . . .	89
A.2	Biréfringence . . . . .	91
A.3	Dépendance thermique . . . . .	92
A.3.1	Indices de réfraction . . . . .	92
A.3.2	CTE . . . . .	93
<b>B</b>	<b>Transmission des instruments</b>	<b>95</b>
B.1	Miroirs . . . . .	95
B.2	Dichroïque . . . . .	95
B.3	Spectropolarimètre . . . . .	96
B.3.1	Polarimètre . . . . .	96
B.3.2	Réseaux échelles . . . . .	97
B.3.3	Collimateurs et objectifs . . . . .	97
B.4	Détecteurs . . . . .	98
B.4.1	Visible . . . . .	98

B.4.2 UV . . . . .	99
<b>C Articles publiés</b>	<b>100</b>
C.1 Publication dans une revue à comité de lecture . . . . .	100
C.2 Liste des publications . . . . .	100
<b>Bibliographie</b>	<b>111</b>



# Table des figures

1.1	Schéma représentant une onde lumineuse non polarisée. . . . .	1
1.2	Illustration de la double réfraction d'un bloc de calcite biréfringent. . . . .	4
1.3	Schéma d'un réseau permettant d'établir la relation des réseaux. . . . .	6
1.4	Schéma explicatif d'un spectrographe. La lumière en sortie d'un télescope est collimatée avant d'éclairer le réseau de diffraction, puis toutes les longueurs d'onde d'un ordre (ici ordre 1) sont focalisées sur un détecteur pour former le spectre avec un objectif de chambre. . . . .	7
1.5	Schéma décrivant les angles d'incidence $i$ , de blaze $\theta_B$ et réfléchi $\theta$ d'un réseau échelle. . . . .	8
1.6	Photographie du spectre solaire réalisée par Edmond Becquerel en 1848. Original au Musée des Arts et Métiers - CNAM Paris. . . . .	11
1.7	Schéma optique du polariscope inventé par François Arago. La lumière incidente traverse une lame de quartz qui va faire tourner le plan de polarisation de la lumière d'un angle dépendant de la longueur d'onde. Après passage dans un prisme de Rochon, les deux spots correspondants aux deux polarisations orthogonales sont imagés par un oculaire. Si la lumière incidente est polarisée, alors les deux spots présenteront des couleurs complémentaires. . . . .	12
1.8	Design optique du spectropolarimètre ESPaDOnS. Sur la gauche de l'image le module polarimétrique, avec une succession de rhomboèdres de Fresnel entre une paire de lentilles, suivie d'un prisme de Wollaston. Les deux faisceaux de polarisations orthogonales sont focalisés dans 2 fibres qui alimentent ensuite le spectrographe haute-résolution dont le design optique est présenté sur la droite. . . . .	14
1.9	Zoom sur une image de calibration avec une lampe Th/Ar du spectropolarimètre ESPaDOnS au CFHT (fausses couleurs). On observe bien que chaque ordre de diffraction est dédoublé par le polarimètre. . . . .	15
1.10	Diagramme d'énergie, explicatif de l'effet Zeeman. Sous présence d'un champ magnétique, les raies d'un spectre atomique sont susceptibles de se diviser en plusieurs composantes décalées en énergie, $E_1 < E_0$ et $E_2 > E_0$ , avec $E_0$ l'énergie correspondante à la raie sans champ magnétique. . . . .	15
1.11	Signature caractéristique d'un champ magnétique parallèle à la ligne de visée. Les deux composantes $\sigma$ de la raie, qui apparaissent en présence d'un champ magnétique grâce à l'effet Zeeman, imposent une forme typique au signal de polarisation circulaire $V$ . . . . .	16
1.12	Exemple de résultat obtenu grâce à la technique LSD. A gauche : morceau du spectre d'intensité (en bas), de la polarisation nulle (milieu) et de Stokes $V$ (en haut). A droite : profils LSD correspondants. Ici la signature Zeeman de l'étoile HD 175362 obtenue avec des observations de l'instrument ESPaDOnS au CFHT (Wade et al., 2016). . . . .	17
1.13	Cartographie du champ magnétique de l'étoile CU Vir obtenue grâce à des techniques d'imagerie Zeeman-Doppler (Kochukhov et al., 2014). Les différentes colonnes correspondent à des phases différentes de rotation de l'étoile. La ligne a) correspond au module du champ magnétique, la ligne b) au champ horizontal, la ligne c) au champ radial et enfin la ligne d) à l'orientation du champ magnétique. . . . .	18
1.14	Courbe de transmission d'une lame de Fluorure de Magnesium de 5 mm d'épaisseur dans le FUV. . . . .	19
1.15	Courbe de biréfringence du $MgF_2$ du FUV à l'IR, d'après les données de Chandrasekharan and Damany (1968), Chandrasekharan and Damany (1969), Ishikawa et al. (2013) et Dodge (1984) . . . . .	20
1.16	Courbe de réflectivité de différents traitements de surfaces par Quijada et al. (2012) basé sur un mélange d'aluminium et de $MgF_2$ . . . . .	20

2.1	Prisme biréfringent d'angle au sommet $\xi$ et de biréfringence $\Delta n$ . . . . .	24
2.2	Configuration des 2 double prismes biréfringents pour moduler spatialement la polarisation. . . . .	24
2.3	Simulations d'images obtenues en sortie du spectropolarimètre, avec un état de polarisation 100% Q (en haut), 100% U (au centre) et 100% V (en bas). . . . .	26
2.4	Tracé de la dimension spatiale $x$ sur tout le spectre d'Arago, pour un retard de phase donné constant. Cela correspond à l'Eq. 2.4, avec $\xi = 1.5^\circ$ et $\Phi = \pi/3$ . . . . .	27
2.5	Exemple d'efficacités d'extraction des paramètres de Stokes Q (en bleu), U (en vert) et V (en rouge) pour un angle de l'analyseur donné ( $45^\circ$ ici). . . . .	28
2.6	Variation des efficacités d'extraction des paramètres de Stokes en fonction de l'angle de l'analyseur de polarisation. . . . .	29
2.7	Simulation d'une image obtenue avec le concept de polarimètre présenté dans ce chapitre, à partir d'un spectre synthétique d'étoile magnétique. . . . .	30
2.8	Résultats du code de démodulation sur un spectre synthétique. Le spectre d'intensité fait bien apparaître les raies d'absorption (en haut), alors que le spectre en V (en bas) montre bien les signatures Zeeman caractéristiques d'un champ magnétique (SNR infini sur les données d'entrée). . . . .	31
2.9	Profils LSD calculés pour les paramètres de Stokes I et V à partir d'un spectre d'étoile synthétique avec un SNR=1000 (courbe noire), ainsi que pour les spectres I et V calculés à partir de mon code de démodulation (courbe rouge). Les 2 courbes sont confondues, le code de démodulation fonctionne donc parfaitement. . . . .	32
2.10	Configuration de prismes biréfringents pour limiter le nombre d'interfaces optiques. Les 2 prismes d'épaisseurs et d'angles d'axe rapide différents sont placés face-à-face avec un morceau du même matériau entre les 2 pour assurer la stabilité mécanique. . . . .	33
2.11	Configuration utilisant un simple prisme biréfringent, suivi de deux micro-polariseurs orientés différemment. Ce système permet de mesurer tout le vecteur de Stokes, avec un seul prisme. . . . .	33
2.12	Design optique initial pour le banc de test du concept de spectropolarimètre statique. . . . .	34
2.13	Photo du banc optique en fonctionnement, pour le design statique. . . . .	35
2.14	Image du spectre coloré avec la modulation en intensité orthogonale au spectre. . . . .	36
2.15	Calibration spectrale. Image de sortie du banc avec un filtre interférentiel à 560 nm de longueur d'onde centrale et une FWHM de 10 nm. . . . .	36
2.16	Comparaison des images obtenues avec le banc optique (à droite) avec les simulations théoriques (à gauche), pour différents états de polarisation incidents (100% Q, U et V). . . . .	37
2.17	Mesures effectuées pour 3 états de polarisation incident différents : Q en haut, U au milieu et V en bas. Le paramètre de Stokes "dominant" est retrouvé dans les trois cas, mais avec une très mauvaise précision. . . . .	38
2.18	Mesure de l'angle de polarisation, pour une polarisation incidente 100% Q. La valeur théorique de $0^\circ$ est retrouvée avec une précision de $\pm 1^\circ$ . . . . .	38
2.19	Différentes composantes de la matrice d'erreur de mesure de polarisation. . . . .	39
2.20	Situation considérée pour étudier le décentrement relatif des prismes. . . . .	39
2.21	Tolérance pour 100% Q (en haut), U (au milieu) et V (en bas), pour 50 configurations avec un décentrement des prismes jusqu'à $\pm 0.05$ mm. . . . .	41
2.22	Tolérance pour 100% Q (en haut), U (au milieu) et V (en bas), pour 50 configurations avec une erreur jusqu'à 5% sur la biréfringence du matériau des prismes. . . . .	42
2.23	Tolérance pour 100% V, avec une erreur de $\pm 0.25^\circ$ sur l'angle au sommet des prismes. . . . .	43
2.24	Tolérance globale pour une polarisation 100 % Q en entrée (en haut), U (au centre) et V (en bas). . . . .	45
2.25	Angle de polarisation mesuré le long du spectre pour un vecteur de Stokes d'entrée correspondant à une polarisation linéaire d'angle $9.7^\circ \pm 0.2^\circ$ . . . . .	46
2.26	Paramètres de Stokes mesurés le long du spectre pour un vecteur de Stokes d'entrée [1 0.9432 0.3322 0.0000]. . . . .	47
3.1	Schéma de principe expliquant le concept de polarimètre polychromatique à modulation spectro-temporelle avec 3 lames. . . . .	50
3.2	Efficacités d'extraction des paramètres de Stokes I (noir pointillé), Q et U (bleu), et V (rouge) entre 120 et 900 nm. . . . .	52

3.3	Trois dernières colonnes (la première vaut 1) de la matrice de modulation entre 120 et 900 nm. Chaque colonne correspond à un paramètre de Stokes et chaque ligne à une position angulaire du modulateur de 0° (en haut) à 150° (en bas). . . . .	52
3.4	Trois dernières lignes (la première vaut 1) de la matrice de démodulation entre 120 et 900 nm. Chaque colonne correspond à une position angulaire du modulateur (de 0° à gauche à 150° à droite) alors que les lignes représentent chacune un paramètre de Stokes. . . . .	53
3.5	Efficacité d'extraction des paramètres de Stokes pour 50 configurations dans les incertitudes sur les épaisseurs et les angles des lames ( $\pm 0.2 \mu\text{m}$ d'épaisseur et $\pm 1^\circ$ d'angles relatifs). . . . .	54
3.6	Schéma optique pour le banc de test du polarimètre polychromatique à modulation temporelle. . . . .	54
3.7	Photo du banc optique en fonctionnement, pour le design avec des lames tournantes. . . . .	55
3.8	Comparaison des coefficients de la matrice de modulation théorique (en rouge) avec ceux mesurés sur le banc de test (en bleu). Chaque coefficient varie avec la longueur d'onde de manière différente. . . . .	57
3.9	Comparaison des efficacités d'extraction des paramètres de Stokes réelles (lignes pointillées) avec les théoriques (traits pleins). . . . .	57
3.10	Paramètres de Stokes mesurés pour un état de polarisation incident 100% linéaire à 45°. . . . .	58
3.11	Mesure de l'angle de polarisation pour une polarisation incidente linéaire à 45°. . . . .	59
3.12	Mesure des paramètres de Stokes pour un état de polarisation incident 100% linéaire avec 10° d'angle. . . . .	59
3.13	Schéma optique pour adapter le polarimètre au spectrographe haute-résolution Lhires III. Le schéma mécanique du Lhires III lui-même provient de Shelyak Instruments. . . . .	60
3.14	Montage en 3D de l'adaptation du polarimètre au télescope et au spectrographe haute-résolution Lhires III. . . . .	61
3.15	Photo du banc optique pour calibrer le polarimètre (au centre) utilisé sur le télescope. Au centre, un polariseur permet de définir un état de polarisation incident, puis une lentille convergente simule le télescope en créant un faisceau convergent à $f/13$ qui rentre dans le polarimètre et se focalise sur la fente d'entrée du spectrographe Lhires III (à droite). . . . .	62
3.16	Vue du prototype de spectropolarimètre au foyer Cassegrain du télescope de 60 cm de l'Observatoire de Meudon. . . . .	62
3.17	Spectres d'intensité de sortie normalisés au continu obtenus avec le spectropolarimètre au T60 sur l'étoile $\beta$ CrB. . . . .	63
3.18	Spectre d'intensité de l'étoile $\beta$ CrB déterminé à partir des 6 poses et de mon code de démodulation associé au polarimètre. . . . .	64
3.19	Paramètres de Stokes normalisés de l'étoile $\beta$ CrB. Les paramètres Q et V (en bleu et rouge) ont été décalés de + ou - 0.4 par rapport à 0 pour être distingués de U (en vert). . . . .	64
4.1	Modèle de reconnection magnétosphérique et d'interaction dans une étoile double. Image : S. Gregory. . . . .	67
4.2	Illustration d'une étoile et de sa planète magnétique, avec la présence d'un choc d'étrave. Image : S. Cnudde. . . . .	68
4.3	Design optique de polarimètre pour la proposition Arago M4. Il est composé de 4 lames de $\text{MgF}_2$ suivies de 2 triple prismes de Wollaston permettant d'analyser la polarisation incidente. . . . .	70
4.4	Design optique du polarimètre pour Arago, tel que proposé à l'ESA pour la candidature M5. . . . .	71
4.5	Comparaison de la transmission des 2 modulateurs. En bleu, les 6 lames de $\text{MgF}_2$ sont séparées par des intervalles d'air alors qu'en rouge, elles sont en contact optique par adhésion moléculaire. . . . .	72
4.6	Courbe de transmission théorique du polarimètre complet (modulateur et Wollaston), en considérant des intervalles d'air entre chaque lames. . . . .	72
4.7	Concept préliminaire du dimensionnement mécanique pour le polarimètre. Image : Lucile Desjonquères. . . . .	73
4.8	Vue opto-mécanique du polarimètre. Image : Lucile Desjonquères. . . . .	73
4.9	Design optique du spectrographe pour Arago M4. . . . .	74

4.10	Design optique du spectrographe UV pour Arago M5. Image : Ana I. Gomez de Castro. . . . .	75
4.11	Emplacement des différents ordres de diffraction sur le détecteur visible. . . . .	76
4.12	Design optique du spectrographe visible. . . . .	77
4.13	Design optique des spectrographes pour Arago M5. . . . .	77
4.14	Design opto-mécanique des spectrographes pour M5. Le faisceau arrive du télescope et du polarimètre dans la direction orthogonale à l'image puis alimente le spectrographe visible à gauche de l'image (ici une version antérieure du design optique, utilisant un objectif à lentilles) et le spectrographe UV à droite. Image : Lucile Desjonquères. . . . .	78
4.15	Calcul de rapport signal à bruit pour différents types d'étoiles chaudes (OBA) et un télescope de 1.3 m de diamètre. . . . .	79
4.16	Transmission de la partie visible du spectre, du télescope jusqu'à l'efficacité quantique du détecteur. . . . .	80
4.17	Transmission de la partie UV du spectre, du télescope jusqu'à l'efficacité quantique du détecteur. . . . .	80
4.18	Rapport signal à bruit dans la partie Visible du spectre pour une étoile de magnitude $V = 7$ et de température $T = 5,750$ K, en 30 min de pose. . . . .	81
4.19	Rapport signal à bruit dans la partie UV du spectre pour une étoile de magnitude $V = 7$ et de température $T = 5,750$ K, en 1h de pose. . . . .	81
4.20	Rapport signal à bruit dans la partie Visible du spectre pour une étoile de magnitude $V = 7$ et de température $T = 20,000$ K, en 30 min de pose. . . . .	82
4.21	Rapport signal à bruit dans la partie UV du spectre pour une étoile de magnitude $V = 7$ et de température $T = 20,000$ K, en 30 min de pose. . . . .	82
4.22	Image de la fente d'entrée des spectrographes. Les deux états de polarisation sont en bleu et vert. . . . .	83
4.23	Séparation spatiale entre les deux états de polarisation orthogonaux en sortie du polarimètre en fonction de la longueur d'onde. . . . .	83
4.24	Vue globale du satellite pour Arago, avec le télescope, la plateforme, les instruments et le pare Soleil. Image : ADS . . . . .	84
A.1	Transmission d'une lame de $MgF_2$ (ZCQ Quartz, 2016) sur tout son spectre. . . . .	89
A.2	Transmission d'une lame de $MgF_2$ (Korth Kristalle GmbH, 2016) dans l'UV. . . . .	90
A.3	Transmission d'une lame de $MgF_2$ (Laser Optik, 2016) pour différentes épaisseurs. . . . .	90
A.4	Transmission d'une lame de $MgF_2$ (eSource optics, 2016) dans le FUV. . . . .	90
A.5	Courbe de biréfringence du $MgF_2$ du FUV à l'IR. . . . .	91
B.1	Réfectivité d'un miroir utilisant le traitement de surface en $MgF_2$ fournit par l'IOF. . . . .	95
B.2	Design théorique de la lame dichroïque par REOSC. A gauche, la courbe de réflectance montrant une réfectivité supérieur à 50% dans l'UV, et à droite la courbe de transmission affichant plus de 80% dans le visible. . . . .	96
B.3	Courbe de transmission théorique du polarimètre complet (modulateur et Wollaston), en considérant des intervalles d'air entre chaque lame. . . . .	96
B.4	Courbe d'efficacité théorique du réseau échelle du spectrographe visible. . . . .	97
B.5	Courbe de transmission théorique du disperser croisée dans le spectrographe UV, qui a également la fonction d'objectif de chambre. Image : Belén Perea Abarca. . . . .	98
B.6	Courbes d'efficacité quantiques pour le CCD choisi. Le traitement de surface choisi est le "astro multi-2", correspondant à la courbe noire. Image : e2v. . . . .	99
B.7	Courbe d'efficacité quantique pour le détecteur MCP en sortie du spectrographe UV. Ces courbes ont été fournies par le MPS à Göttingen. . . . .	99



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Polarimétrie

Cette section vise à définir la notion de polarimétrie en général, ce qui permettra ensuite de comprendre les contraintes liées au polarimètre pour Arago ainsi que les étapes dans son dimensionnement. Elle s'appuie notamment sur le livre de Leroy (1998), celui de Shurcliff (1962) et principalement sur celui de Landi degl'Innocenti and Landolfi (2004).

#### 1.1.1 Notion de polarisation

##### Introduction

Pour définir la notion de polarisation de la lumière, il faut considérer la lumière comme une onde électromagnétique. Dans ce cas, si on applique les équations de Maxwell, on peut montrer que la vibration du champ électrique associé à l'onde électromagnétique se fait dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. La notion de polarisation de la lumière correspond à la caractérisation de cette vibration du champ électrique. Une source de lumière sera dite polarisée si la vibration transverse de son vecteur champ électrique a une préférence, en direction ou sens de rotation. A contrario, une source non polarisée possède un vecteur champ électrique qui vibre de manière totalement aléatoire dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation au cours du temps. La Fig. 1.1 montre précisément ce cas-là.

Pour caractériser la polarisation, il faut donc s'intéresser à la projection du vecteur champ électrique au cours du temps dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Si cette projection représente une simple ligne, la polarisation sera dite linéaire, si c'est un cercle la polarisation sera dite circulaire. De manière générale, on peut toujours caractériser une onde polarisée en considérant la projection de son vecteur champ électrique comme une ellipse (la ligne et le cercle sont des ellipses particulières).

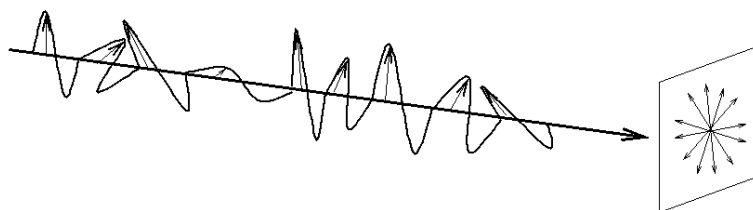


FIGURE 1.1 – Schéma représentant une onde lumineuse non polarisée.

Considérons une onde électromagnétique se propageant dans la direction  $z$  et dont les composantes transverses du vecteur champ électrique sont définis comme suit :

$$\begin{cases} E_x = \xi_x \cos(\omega t - kz) \\ E_y = \xi_y \cos(\omega t - kz + \varphi) \end{cases} \quad (1.1)$$

A partir de cette définition on peut retrouver aisément les deux cas particuliers évoqués précédemment, la polarisation linéaire et la polarisation circulaire. En prenant le déphasage entre les deux composantes  $x$  et  $y$ ,  $\varphi = 0$ , le rapport  $E_y/E_x$  devient alors constant et égal au rapport des amplitudes ; la polarisation est alors dite linéaire et l'angle par rapport à l'axe  $x$  est défini justement par le rapport évoqué précédemment. Si on prend maintenant les amplitudes  $\xi_x$  et  $\xi_y$  égales et un déphasage  $\varphi = \pi/2$  entre les 2 composantes, l'extrémité du vecteur champ électrique décrit alors un cercle dans le plan transverse à la propagation. La polarisation est dite circulaire, droite ou gauche en fonction du sens de parcours du vecteur sur le cercle. De manière générale, tout état de polarisation peut être ramené à une représentation elliptique de l'évolution de l'extrémité du vecteur champ électrique de l'onde électromagnétique associée à la lumière.

Il existe différents formalismes permettant de caractériser l'état de polarisation d'une source de lumière. Dans la communauté scientifique, la sphère de Poincaré est très utilisée car elle permet de représenter visuellement les évolutions d'un état de polarisation (Ossikovski et al., 2013). Cependant, j'ai choisi de présenter plutôt les formalismes de Stokes et de Mueller, plus utilisés en astrophysique, qui nous seront utiles dans la suite pour concevoir le polarimètre pour Arago.

### Paramètres de Stokes

Le formalisme de Stokes est le plus utilisé pour la polarisation en astrophysique, car il permet de déterminer assez directement, via l'effet Zeeman ou l'effet Hanle, la présence d'un champ magnétique autour de l'objet observé. G. G. Stokes a défini 4 paramètres (que l'on nommera I, Q, U et V) permettant de caractériser complètement l'état de polarisation d'une onde électromagnétique. Ils sont définis comme suit :

$$\begin{cases} I = \xi_x^2 + \xi_y^2 \\ Q = \xi_x^2 - \xi_y^2 \\ U = 2\xi_x\xi_y \cos(\varphi) \\ V = 2\xi_x\xi_y \sin(\varphi) \end{cases} \quad (1.2)$$

Une onde totalement non-polarisée sera caractérisée par  $I=1$  et  $Q=U=V=0$ , alors que pour une onde totalement polarisée on aura  $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ . Le premier paramètre de Stokes (I) correspond à l'intensité de l'onde électromagnétique au sens classique (somme quadratique des amplitudes).

Reprenons les deux cas particuliers de tout à l'heure. La polarisation linéaire correspond à un déphasage  $\varphi = 0$ . On remarque donc immédiatement que le terme V s'annule. Deux nouveaux cas de figure se présentent :

- Une des 2 amplitudes  $\xi_x$  ou  $\xi_y$  est nulle, on obtient alors  $U=0$  et l'information de polarisation est dans le paramètre Q. Ce cas-là correspond à une polarisation linéaire selon l'axe  $x$  ou  $y$ .
- Les deux amplitudes sont égales (polarisation linéaire à  $\pm 45^\circ$ ), Q est alors nul et l'information de polarisation est dans le paramètre U.

Autre cas particulier : la polarisation circulaire, où les amplitudes sont égales avec un déphasage  $\varphi = \pi/2$ . Les paramètres Q et U s'annulent et toute l'information est située dans le dernier paramètre : V.

En résumé, le paramètre de Stokes I correspond à l'intensité, le paramètre Q à une polarisation linéaire selon  $x$  ou  $y$ , le paramètre U à une polarisation linéaire à  $\pm 45^\circ$  et enfin V à une polarisation circulaire droite ou gauche en fonction de son signe. Une combinaison linéaire des 3 paramètres de Stokes Q, U et V permet de recréer n'importe quel état de polarisation, ou ellipse de polarisation.

Jusqu'à présent, j'ai évoqué le cas d'une lumière polarisée et celui d'une lumière non-polarisée. Mais en pratique la majorité des ondes lumineuses étudiées sont partiellement polarisées. Il faut donc définir un taux de polarisation, qui correspond au rapport entre la lumière polarisée et celle non polarisée contenues dans l'onde électromagnétique observée. Ce rapport  $p$  est défini par l'Eq. 1.3 :

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (1.3)$$

On retrouve les deux cas particuliers d'onde totalement polarisée avec  $p = 1$  et non polarisée avec  $p = 0$ .

## Matrices de Mueller

La définition de la polarisation d'une lumière quelconque par ce vecteur de Stokes (composé des 4 paramètres de Stokes, mais ne définissant pas un vecteur au sens mathématique) va permettre d'introduire un formalisme beaucoup plus complet d'analyse de polarisation : le formalisme matriciel de Mueller. La lumière arrivant d'une étoile par exemple possède un vecteur de Stokes donné, composé d'une intensité (que l'on peut aisément mesurer grâce à un CCD par exemple) et de trois composantes caractérisant la polarisation de la lumière émise par l'étoile. Mais avant d'arriver sur le détecteur, cette lumière va traverser ou se réfléchir sur plusieurs surfaces optiques. Chacun de ces éléments optiques va modifier le vecteur de Stokes entrant. En associant à chacun de ces éléments une matrice, dite de Mueller, caractérisant la manière dont le vecteur de Stokes est modifié, on peut déterminer la relation liant le vecteur de Stokes en sortie à celui réel de l'étoile. S'il y a par exemple  $n$  éléments optiques, l'Eq. 1.4 montre le lien entre le vecteur de sortie  $\vec{S}_{out}$  et celui de l'étoile  $\vec{S}_{in}$  via les matrices de Mueller  $M_i$  (où  $i = 1$  à  $n$ ).

$$\vec{S}_{out} = M_n \dots M_1 \cdot \vec{S}_{in} \quad (1.4)$$

Prenons l'exemple de la matrice de rotation. Soit  $M$  la matrice de Mueller d'un composant optique. Si on tourne ce composant d'un angle  $\alpha$  par rapport à l'axe  $x$ , la matrice de Mueller deviendra alors  $M_\alpha = R_{-\alpha} \cdot M \cdot R_\alpha$  avec la matrice de rotation  $R_\alpha$  définie comme suit :

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

### 1.1.2 Concept de polarimétrie

Ce formalisme de Mueller va être utilisé pour mesurer les paramètres de Stokes de manière indirecte. En effet, les détecteurs actuels ne sont sensibles qu'à l'intensité  $I$  et il est impossible de mesurer directement  $Q$ ,  $U$  et  $V$ . L'objectif d'un polarimètre va donc être de déplacer l'information de  $Q$ ,  $U$  et  $V$  vers l'intensité  $I$ . Pour cela, il faut créer une modulation de la polarisation dans l'intensité, qui permettra ensuite de pouvoir extraire les paramètres de Stokes. Un polarimètre est donc constitué de 2 éléments principaux : un modulateur et un analyseur.

#### Notion de biréfringence

Nous avons vu que la polarisation de la lumière est invisible, puisque simplement caractérisée par le vecteur champ électrique. Il faut donc trouver un moyen d'accéder à cette polarisation. La solution réside dans les matériaux biréfringents. Ces matériaux, souvent des cristaux, présentent une anisotropie interne avec la présence d'une direction particulière : l'axe optique. Concrètement, selon cet axe optique, le cristal se comporte de façon tout à fait classique, mais dans toutes les autres directions, l'indice de réfraction du matériau va dépendre de l'état de polarisation de la lumière incidente. Lorsqu'un faisceau lumineux traverse un cristal biréfringent, il apparaît donc en sortie 2 faisceaux totalement polarisés, comme le montre la Fig. 1.2.

Cette biréfringence va être utilisée pour créer les 2 éléments nécessaires pour un polarimètre, le modulateur et l'analyseur.

#### Lame à retard de phase

Pour créer une modulation de la polarisation, on utilise généralement des lames retardatrices. Ces lames ont la capacité d'imposer un retard de phase donné entre les composantes de la lumière polarisées orthogonalement. Il faut donc définir la notion d'axe rapide et d'axe lent. La lumière arrivant parallèlement à un axe déterminé par le cristal, appelé axe rapide, va voir un indice de réfraction donné alors que la composante de la lumière perpendiculaire va voir un indice de réfraction plus fort et sera alors ralentie d'un déphasage  $\phi$  déterminé par le matériau utilisé, l'épaisseur de la lame  $e$  et la longueur d'onde  $\lambda$ , comme indiqué dans l'Eq. 1.6 où  $\Delta n$  est la variation de l'indice de réfraction, i.e. la biréfringence du matériau utilisé.





FIGURE 1.2 – Illustration de la double réfraction d'un bloc de calcite biréfringent.

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot e \cdot \Delta n \quad (1.6)$$

On peut alors définir la matrice de Mueller d'une lame de retard  $\phi$  dont l'axe rapide est aligné avec l'axe x :

$$D_{\alpha=0} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ 0 & 0 & -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Pour avoir la matrice globale  $D_{\alpha}$  d'une lame à retard dont l'axe rapide est quelconque, il faut appliquer la matrice de rotation (Eq. 1.5).

$$D_{\alpha} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\alpha) + \sin^2(2\alpha) \cos \phi & \sin(4\alpha) \sin^2(\phi/2) & -\sin(2\alpha) \sin \phi \\ 0 & \sin(4\alpha) \sin^2(\phi/2) & \sin^2(2\alpha) + \cos^2(2\alpha) \cos \phi & \cos(2\alpha) \sin \phi \\ 0 & \sin(2\alpha) \sin \phi & -\cos(2\alpha) \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Ainsi, une lame dite demi-onde ( $\lambda/2$ ) va imposer un retard  $\phi = \pi$  à la lumière et la polarisation de sortie sera la symétrique de la polarisation entrante par rapport à l'axe rapide de la lame. Une lame quart d'onde ( $\lambda/4$ ) impose un retard de  $\pi/2$ , ce qui modifie une polarisation linéaire en polarisation circulaire et vice-versa.

### Analyseur de polarisation

La fonction de l'analyseur, également appelé polariseur, est complètement différente. Alors que pour une lame retardatrice la polarisation de sortie dépend de la polarisation incidente, un polariseur impose une polarisation linéaire. En fait, il ne laisse passer que la composante de la lumière qui est polarisée selon son axe à lui. Il existe également des polariseurs qui séparent spatialement 2 polarisations orthogonales (comme sur la Fig. 1.2 par exemple). La matrice de Mueller d'un polariseur d'angle  $\beta$  avec l'axe x est donnée par la matrice suivante :

$$P_{\beta} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\beta & \sin 2\beta & 0 \\ \cos 2\beta & \cos^2(2\beta) & \cos 2\beta \sin 2\beta & 0 \\ \sin 2\beta & \cos 2\beta \sin 2\beta & \sin^2(2\beta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

### Polarimètre classique

Le polarimètre le plus basique est donc constitué d'une lame quart d'onde orientable suivie d'un analyseur. La lame retardatrice permet de moduler la polarisation temporellement en mesurant l'intensité

de sortie pour des angles  $\alpha$  différents. En utilisant les matrices de Mueller qui viennent d'être définies, le vecteur de Stokes en sortie du polarimètre sera :

$$\vec{S}_{out}(\alpha) = P(\beta) \cdot D(\alpha) \cdot \vec{S}_{in} \quad (1.10)$$

Cependant, la seule chose à laquelle le détecteur est sensible est l'intensité  $I$  du vecteur de Stokes  $\vec{S}_{out}(\alpha)$ , c'est-à-dire la première ligne du produit matriciel dans le terme de droite de l'Eq. 1.10. Ce produit matriciel nous donne finalement en prenant l'axe du polariseur  $\beta = 0^\circ$  :

$$I_{out}(\alpha) = \frac{1}{2} \{ I + Q \cos^2(2\alpha) + U \sin 2\alpha \cos 2\alpha - V \sin 2\alpha \} \quad (1.11)$$

On remarque donc qu'en choisissant intelligemment les différentes valeurs de  $\alpha$ , on va pouvoir extraire les 3 paramètres de Stokes  $Q$ ,  $U$  et  $V$  en faisant des combinaisons linéaires des intensités de sortie mesurées.

Cependant, il ne faut pas oublier que tout ceci dépend de la longueur d'onde. Le retard imposé par la lame (ici quart d'onde) n'est donné que pour une longueur d'onde précise et varie fortement avec  $\lambda$  (voir Eq. 1.6). De plus, les cristaux biréfringents utilisés sont dispersifs, i.e. leur indice de réfraction dépend de la longueur d'onde également. On va voir dans la suite que ceci va poser un challenge important pour Arago car le domaine de longueur d'onde s'étend de 119 à 888 nm.

## 1.2 Spectroscopie

Cette section présente les notions physiques essentielles ainsi que les équations utiles au développement d'un spectrographe. Les sources utilisées sont principalement le cours de technologie spatiale du CNES sur les charges utiles (CNES, 2014), ainsi que le site web de Christian Buil (2016).

Le principe général d'un spectrographe est de réaliser une analyse spectrale de la lumière provenant d'un objet. Une analyse spectrale correspond à détecter et mesurer la quantité de lumière (ou intensité lumineuse) reçue pour chaque longueur d'onde du spectre. En fonction du domaine d'application cela peut permettre de déterminer à distance de nombreuses caractéristiques d'un objet. Par exemple, dans le cas d'un spectrographe analysant la lumière d'un objet céleste comme une étoile, l'analyse spectrale peut donner des informations sur la composition chimique de l'étoile. En effet, les éléments chimiques présents dans la photosphère de l'étoile vont avoir une signature spectrale et induire une absorption de la lumière à certaines longueurs d'ondes. Des raies plus sombres vont donc apparaître sur le spectre continu et donner de précieuses informations sur l'étoile. Ces raies d'absorption à des longueurs d'ondes données sont dues à la quantification des énergies des électrons de l'atome ou de la molécule correspondant. Lorsqu'une lumière polychromatique traverse la photosphère de l'étoile, les photons ayant exactement l'énergie nécessaire pour faire passer l'électron d'un atome sur un état énergétique supérieur seront absorbés par cet atome. La longueur d'onde de la lumière correspondant à cette énergie sera donc partiellement absorbée par l'atmosphère de l'étoile et cela formera une raie sombre sur le spectre continu de l'étoile.

De même, des raies d'émission peuvent apparaître, où au contraire un surplus de lumière va nous parvenir à certaines longueurs d'ondes. Cela va créer des raies plus lumineuses sur le spectre continu de l'étoile. Il s'agit alors de l'effet inverse, la désexcitation d'un électron sur un niveau énergétique plus faible va créer dans certaines conditions un faisceau lumineux. L'énergie perdue par l'électron est transformée en photons à l'énergie et donc à la longueur d'onde correspondante.

La Section 1.2.3 présente les différentes applications et informations que l'on peut retirer d'un spectre d'étoile.

### 1.2.1 Développement d'un spectrographe

#### Loi de la diffraction

Pour développer un spectrographe, la première question à se poser est : comment décomposer la lumière spectralement et ainsi réaliser un spectre. Pour répondre à cette question nous allons étudier le cas des réseaux à diffraction.

Le principe de fonctionnement d'un réseau à diffraction est d'attribuer à chaque longueur d'onde un angle de sortie différent, et ce pour un angle incident commun à toutes les longueurs d'onde. Pour cela, un réseau est constitué d'une figure périodique (fentes parallèles pour un réseau en transmission ou gravures réfléchissantes pour un réseau en réflexion) dont la période spatiale est de l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence spatiale de la lumière observée. Ainsi, pour chaque longueur d'onde, il pourra y avoir une interférence entre les faisceaux émergeant des différentes figures périodiques et cela induira une figure de diffraction donnée. La position angulaire de cette figure en sortie du réseau dépend de la longueur d'onde, ce qui permet de créer le spectre.

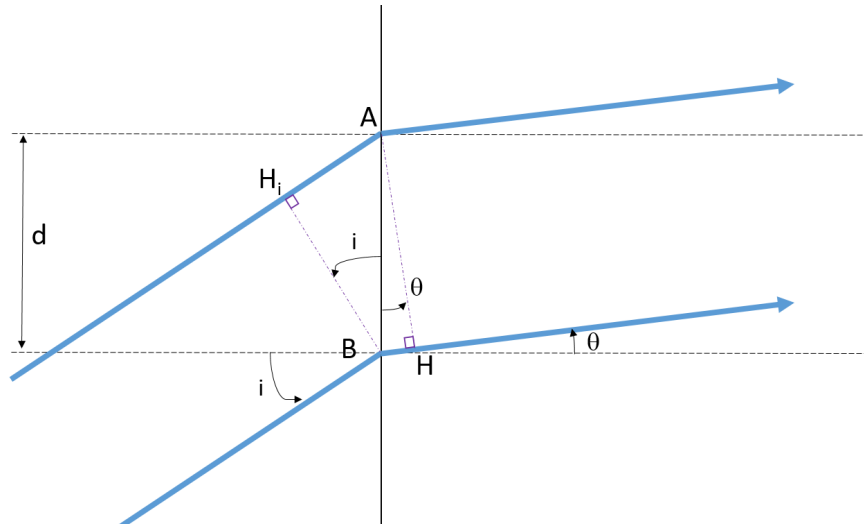


FIGURE 1.3 – Schéma d'un réseau permettant d'établir la relation des réseaux.

Pour déterminer cette relation entre la position angulaire de sortie  $\theta$  et la longueur d'onde  $\lambda$ , pour un angle d'incidence  $i$  donné, il faut déterminer le déphasage entre les deux faisceaux successifs, séparés par la distance  $d$  correspondant au pas du réseau (voir Fig. 1.3).

On remarque que la différence de marche entre les deux rayons vaut :  $BH - H_iA = d \sin \theta - d \sin i$ . Ainsi, le déphasage  $\delta\phi$  entre les deux rayons est :  $\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot (\sin \theta - \sin i)$ .

Finalement, pour obtenir la relation des réseaux, il faut considérer un déphasage multiple de  $2\pi$  pour que l'interférence entre les deux rayons soit constructive. On obtient alors la relation :

$$d \cdot (\sin \theta - \sin i) = m \cdot \lambda \quad (1.12)$$

avec  $m$  un entier relatif, correspondant au numéro de l'ordre de diffraction. On peut alors par exemple remarquer que l'ordre 0 est l'ordre correspondant au faisceau non-diffracté, avec un angle de sortie égal à celui d'incidence.

Dans le cas d'un réseau par réflexion, l'équation s'applique toujours à un facteur  $\pi$  prêt entre les angles. En effet, l'angle d'incidence est en réalité  $i + \pi$  et on obtient alors la même équation mais avec un signe + entre les deux sinus.

Ainsi, pour un ordre de diffraction donné  $m$ , si on éclaire le réseau en lumière polychromatique sous un angle  $i$ , le sinus de l'angle de sortie est proportionnel à la longueur d'onde. Le spectre est formé.

### Schéma global d'un spectrographe

Un spectrographe est composé de 3 éléments principaux : un collimateur, suivi du réseau à diffraction puis de l'objectif de chambre pour focaliser les ordres sur le détecteur (voir Fig. 1.4). Le dimensionnement du collimateur est en partie contraint par le télescope. En effet, il a pour objectif de collimater le faisceau émergeant du télescope et il travaillera donc au même nombre d'ouverture  $N$  que ce dernier. Si le télescope est ouvert à  $f/13$ , le rapport entre la focale et le diamètre utile du collimateur  $d_1$  devra être égal à 13.

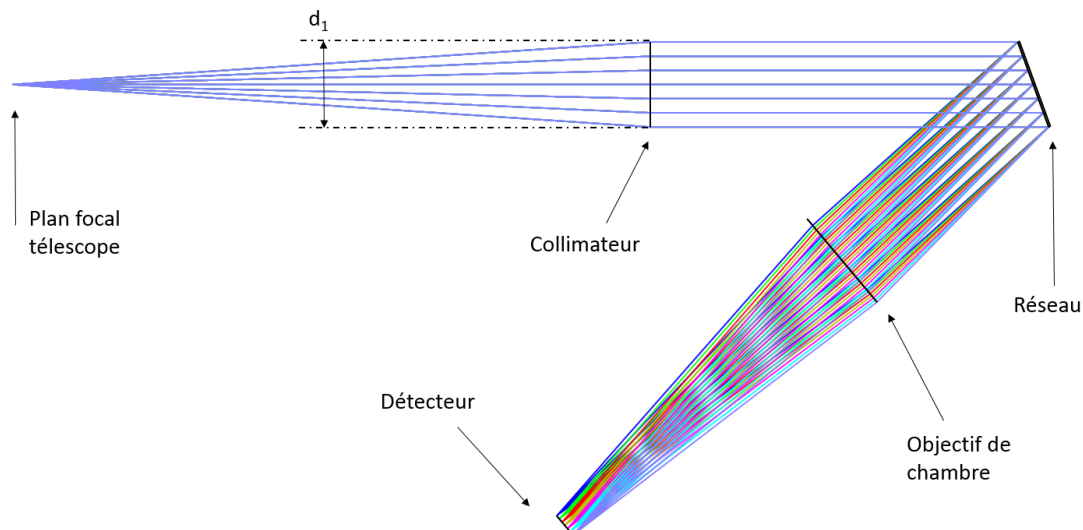


FIGURE 1.4 – Schéma explicatif d'un spectrographe. La lumière en sortie d'un télescope est collimatée avant d'éclairer le réseau de diffraction, puis toutes les longueurs d'onde d'un ordre (ici ordre 1) sont focalisées sur un détecteur pour former le spectre avec un objectif de chambre.

Le choix du réseau et de ses caractéristiques (pas, longueur, angles d'incidence et de réflexion, ordre de travail) va dépendre de nombreux paramètres, tels que la longueur d'onde centrale voulue, le volume disponible, la résolution spectrale souhaitée. Le diamètre de l'objectif de chambre nécessaire est alors fixé suite au choix du réseau et du collimateur. Si une spécification existe sur le grandissement optique du spectrographe, la focale de l'objectif de chambre est alors également fixée (grandissement multiplié par la focale du collimateur).

Le facteur d'anamorphose  $r$  est défini comme le rapport des cosinus des angles incident et diffracté. Il sera utile dans de nombreuses expressions et définitions, et est souvent proche de 1.

### Résolution spectrale

Le paramètre fondamental dans un spectrographe est la résolution spectrale, ou pouvoir de résolution, c'est-à-dire l'écart minimum entre deux longueurs d'onde pour lequel on pourra distinguer l'image correspondant à ces longueurs d'onde. Si on observe la longueur d'onde  $\lambda$  et que la longueur d'onde la plus proche que l'on arrive à distinguer est  $\lambda + \Delta\lambda$ , alors le pouvoir de résolution vaut :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1.13)$$

L'expression de la résolution spectrale en fonction des différentes caractéristiques du spectrographe est la suivante :

$$R = \frac{r \cdot d_1}{\Phi D} \cdot \left( \tan i + \frac{\sin \theta}{\cos i} \right) \quad (1.14)$$

avec,  $r$  le facteur d'anamorphose,  $d_1$  le diamètre du collimateur,  $D$  le diamètre du télescope et  $\Phi$  la largeur angulaire de la fente d'entrée projetée sur le ciel (ou celle de l'image de l'étoile si elle est plus petite que la fente).

Notons  $F$  la focale du télescope,  $f_{obj}$  la focale de l'objectif de chambre et  $f_{coll}$  celle du collimateur. On note également  $\delta x$  la largeur à mi-hauteur (FWHM) de l'image de l'étoile ou de la fente (la plus petite de ces deux valeurs) dans le plan du détecteur. La valeur de la largeur angulaire de la fente d'entrée

projetée sur le ciel devient alors :

$$\Phi = \frac{f_{coll}}{f_{obj}} \cdot \frac{\delta x}{F} = \frac{f_{coll}}{f_{obj}} \cdot \left( \frac{\delta x}{f_{coll}} \cdot \frac{d_1}{D} \right) \quad (1.15)$$

En réinjectant cette expression dans l'Eq. 1.14 on obtient finalement l'expression de la résolution spectrale en fonction du facteur d'anamorphose, de la focale de l'objectif de chambre et de la largeur de la fente sur le détecteur :

$$R = \frac{r \cdot f_{obj}}{\delta x} \cdot \left( \tan i + \frac{\sin \theta}{\cos i} \right) \quad (1.16)$$

## 1.2.2 Spectrographe échelle

Dans les applications où une haute résolution spectrale est nécessaire sur un domaine spectral large, un simple spectrographe à réseau montre ses limites. En effet, le nombre de pixels nécessaires pour échantillonner un grand spectre avec la bonne résolution augmente très rapidement. La dimension des détecteurs existants limite alors l'utilisation d'un spectrographe classique.

Pour pallier ce problème, le concept de spectrographe échelle a été introduit et développé.

### Définition

Le principe de base de la spectroscopie échelle est d'utiliser les ordres élevés de diffraction. A la place d'étaler le spectre voulu sur un ordre de diffraction, l'idée est de l'étaler sur une grande quantité d'ordres successifs. Grâce à un système de dispersion croisée, ces ordres sont ensuite repliés les uns au-dessus des autres. Cela permet donc d'observer un domaine spectral très large avec une grande résolution spectrale, sur un détecteur rectangulaire de taille acceptable à la place d'un détecteur linéaire très long.

Le système de dispersion croisée peut être tout simplement un second réseau. Cependant, ses traits de gravures sont orientés à  $90^\circ$  de ceux du réseau échelle. Ainsi, son rôle est de disperser la lumière une seconde fois mais dans la direction orthogonale à la dispersion principale, imposée par le réseau échelle.

Un réseau dit "échelle" est un réseau de diffraction classique blazé. Cela signifie que la figure périodique gravée dessus a un profil en dents de scie (voir Fig. 1.5). On rappelle la formule des réseaux pour un réseau en réflexion :

$$d \cdot (\sin \theta + \sin i) = m \cdot \lambda \quad (1.17)$$

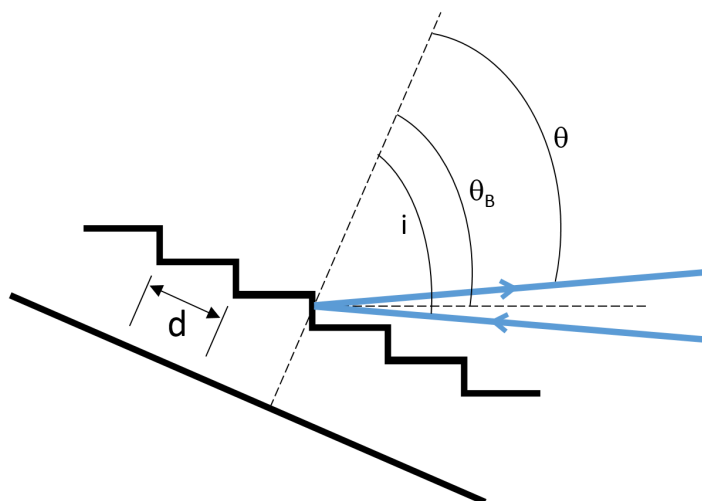


FIGURE 1.5 – Schéma décrivant les angles d'incidence  $i$ , de blaze  $\theta_B$  et réfléchi  $\theta$  d'un réseau échelle.

La longueur d'onde de blaze  $\lambda_B$  est la longueur d'onde dans un ordre pour laquelle on observe le maximum d'énergie. Pour la déterminer, il faut se placer en éclairage Littrow ou quasi Littrow. Ceci

correspond à un éclairage du réseau en incidence normale ou quasi normale au plan des petites facettes du réseau. On remarque alors que les angles  $i$  et  $\theta$  sont égaux à l'angle de blaze du réseau  $\theta_B$ . L'équation des réseaux devient :

$$m \cdot \lambda_B = 2d \cdot \sin \theta_B \quad (1.18)$$

Cette équation peut nous permettre de déterminer la longueur d'onde de blaze pour un réseau donné à chaque ordre de diffraction voulu, ou au contraire de déterminer les ordres de travail ou le réseau nécessaire pour observer un spectre donné.

Après avoir calculé les longueurs d'onde de blaze (et donc centrales des ordres) pour deux ordres consécutifs, on peut appliquer l'équation des réseaux non simplifiée 1.17 pour déterminer les angles de diffraction de ces longueurs d'onde. On remarque alors que les longueurs d'onde de blaze des ordres successifs sont diffractés avec le même angle  $\theta$ . Ceci explique la nécessité d'introduire un dispositif de dispersion croisée pour séparer spatialement tous ces ordres superposés.

Avant de rentrer plus en détails dans les relations caractéristiques d'un spectrographe échelle, je rappelle ici les différentes notations prises pour les grandeurs qui définissent le spectrographe.

- $d$  le pas du réseau en mm
- $p = \frac{1}{d}$  la densité du réseau en traits/mm
- $i$  l'angle d'incidence sur le réseau et  $\theta$  l'angle diffracté
- $\theta_B$  l'angle de blaze
- $m$  l'ordre de diffraction
- $r = \frac{\cos i}{\cos \theta}$  le facteur d'anamorbose
- $R$  la résolution spectrale
- $F$ ,  $f_{coll}$  et  $f_{obj}$  les distances focales respectives du télescope, du collimateur et de l'objectif de chambre
- $d_1$  le diamètre du faisceau collimaté
- $\delta x$  la largeur à mi-hauteur de la fente (ou de l'image de l'étoile) au niveau détecteur
- $\Phi$  la largeur angulaire de la fente projetée sur le ciel

## Relations utiles

En se plaçant en mode Littrow, les équations se simplifient puisque l'on a alors  $r = 1$  et  $i = \theta = \theta_B$ . L'équation de la résolution spectrale 1.16 devient alors :

$$R = \frac{2 \cdot f_{obj} \cdot \tan \theta_B}{\delta x} \quad (1.19)$$

Le domaine spectral libre (Free Spectral Range, FSR) est défini comme l'intervalle spectral où l'on n'a aucun recouvrement avec les longueurs d'onde des ordres voisins. En appliquant l'Eq. 1.18 à 2 ordres successifs  $m$  et  $m + 1$ , on montre que la longueur de blaze  $\lambda_m$  (donc centrale) de l'ordre  $m$  est reliée avec celle de l'ordre suivant  $\lambda_{m+1}$  comme suit :  $m \cdot \lambda_m = (m + 1) \cdot \lambda_{m+1}$ . Ainsi le domaine spectral libre vaut :

$$FSR = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{m + 1}{m} \cdot \lambda_{m+1} - \lambda_{m+1} = \frac{\lambda_{m+1}}{m} \quad (1.20)$$

En appliquant cette formule sur les longueurs d'onde centrales des ordres, ou longueurs d'onde de blaze, on obtient les longueurs d'ondes extrêmes de chaque ordre :

$$\lambda_{min} = \lambda_B - \frac{\lambda_B}{2m} \quad \text{et} \quad \lambda_{max} = \lambda_B + \frac{\lambda_B}{2m} \quad (1.21)$$

Une autre notion très importante est celle de dispersion angulaire. Elle va permettre de déterminer les angles de diffraction des longueurs d'ondes extrêmes pour chaque ordre. En différenciant l'Eq. 1.17 pour un angle d'incidence donné on obtient :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \theta} \quad (1.22)$$

L'équation se simplifie lorsqu'on injecte le terme  $\frac{m}{d}$  issu de l'Eq. 1.18. La dispersion angulaire vaut alors :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2 \tan \theta_B}{\lambda} \quad (1.23)$$

Finalement, le produit de cette équation par le FSR (voir Eq. 1.20) va donner la valeur angulaire du champ pour chaque ordre.

$$\Delta\theta = \frac{2 \tan \theta_B}{m} \quad (1.24)$$

En dimensionnant le spectrographe, il faudra faire attention à ce que cette grandeur ne dépasse pas une certaine valeur critique. En effet, plus le champ est grand, plus il est difficile de dimensionner l'objectif de chambre et plus la taille des détecteurs augmente. Le produit de la tangente de ce champ par la distance focale  $f_{obj}$  de l'objectif de chambre donne en effet la longueur physique de l'ordre sur le détecteur et donc le nombre de pixels utilisés.

Concernant la dispersion croisée, plusieurs solutions peuvent être utilisées, telle qu'un simple prisme, un réseau à diffraction ou un grisme. L'Eq. 1.22 explicite la dispersion angulaire pour un réseau à diffraction. Si on applique cette formule pour la dispersion croisée en travaillant à l'ordre 1, on obtient :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = 10^{-6} \frac{p}{\cos \theta} \quad (1.25)$$

avec  $p$  la densité de gravure du réseau en  $\text{mm}^{-1}$  et le résultat en radians/nm.

En dérivant l'angle de déviation d'un prisme par rapport à la longueur d'onde, on obtient la dispersion angulaire induite par un prisme :  $\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{d\theta}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$ . Le second terme désigne la dispersion du matériau, la variation de son indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Cette valeur est donnée dans les tables des fournisseurs de verre. Il reste donc à déterminer le premier terme, la variation de l'angle de sortie du prisme en fonction de l'indice de réfraction. Sa valeur est donnée par la formule suivante, où  $\alpha$  est l'angle au sommet du prisme.

$$\frac{d\theta}{dn} = \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - (n \cdot \sin \frac{\alpha}{2})^2}} \quad (1.26)$$

Pour obtenir une séparation des ordres relativement constante sur tout le spectre et une déviation nulle pour la longueur d'onde centrale des ordres, l'utilisation d'un grisme est à privilégier. Un grisme est un composant optique où l'on a gravé une face d'un prisme pour créer un réseau. Les dispersions réalisées par le prisme et le réseau viennent s'ajouter et, comme un réseau à tendance à diffracter plus efficacement les grandes longueurs d'onde au contraire d'un prisme, les deux effets viennent se compenser. La dispersion angulaire induite par un grisme d'angle au sommet  $\alpha$  et d'indice  $n$  vaut :

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{(n-1) \cdot \tan \alpha}{\lambda} \quad (1.27)$$

Des applications pratiques et numériques de ces formules sont présentées dans le chapitre 4, pour le dimensionnement des spectrographes pour la mission Arago.

### 1.2.3 Exemple d'applications pour la physique stellaire

Grâce à la spectroscopie, il est possible de réaliser des études de composition chimique des objets observés. Ainsi, l'observation d'un spectre haute-résolution, va par exemple donner de précieuses informations sur la présence ou non d'éléments chimiques particuliers dans l'atmosphère de l'étoile ou à sa surface, en fonction du domaine spectral observé. Comme expliqué au début de cette section, chaque élément chimique va créer une raie d'absorption ou d'émission à une longueur d'onde précise. De plus, la présence ou non de certaines raies spectrales, et leur intensité, dépend des paramètres de l'étoile tels que sa température et sa gravité. Enfin, comme les étoiles sont en rotation sur elles-mêmes, l'effet Doppler peut être utilisé sur les différentes raies spectrales observées. Ceci permet de mesurer la vitesse de rotation de l'étoile par exemple. L'effet Doppler se caractérise par la modification de la fréquence d'une onde lorsque sa source est en mouvement. Si l'étoile tourne sur elle-même, les longitudes qui s'éloignent de nous vont avoir un spectre décalé vers le rouge, alors que celles qui se rapprochent vont avoir un spectre décalé vers le bleu. Une cartographie en intensité de la surface de l'étoile est alors possible. Ainsi, grâce à la spectroscopie haute-résolution, une étude détaillée des étoiles peut être réalisée avec un gain d'information sur sa composition chimique et ses caractéristiques physiques (comme sa température, sa vitesse de rotation et sa gravité par exemple).

La spectroscopie haute-résolution est également très importante pour l'étude du milieu interstellaire par exemple, car elle permet d'identifier les éléments chimiques présents entre l'observateur et l'étoile et donc de cartographier le milieu interstellaire.

## 1.3 Spectropolarimétrie

En s'appuyant sur les bases de polarimétrie et de spectroscopie explicitées dans les sections précédentes, la spectropolarimétrie peut désormais être définie et étudiée.

### 1.3.1 Histoire

Avant de voir apparaître les premières mesures de spectropolarimétrie, la spectroscopie puis la polarimétrie se sont développées dans la belle histoire des sciences. Quelques dates et étapes importantes vont être mises en avant.

#### Spectroscopie

L'histoire de la spectroscopie est évidemment directement liée à celle de l'optique et de l'étude des propriétés de la lumière. La première étude qui est à noter est celle faite par Ptolémée au début du II<sup>ème</sup> siècle et publiée dans un ouvrage appelé "Optique". Il y présente notamment pour la première fois la notion de diffraction de la lumière et une étude associée. Il faudra cependant attendre le fameux XVII<sup>ème</sup> siècle et René Descartes pour obtenir pour la première fois une théorie mathématique complète qui définit et explique les lois de la réflexion et de la réfraction de la lumière en 1637. Quelques années plus tard, Isaac Newton poursuivra le travail de Descartes sur la décomposition de la lumière, et obtiendra même le premier spectre du Soleil en 1664 en utilisant une fente large, des prismes et une lentille.

Les grandes avancées scientifiques vont alors s'arrêter pendant un siècle et demi, avant le grand emballement de la première moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle. William Hyde Wollaston, qui réussit à atteindre une résolution spectrale suffisamment grande pour découvrir pour la première fois les raies d'absorption du Soleil en 1802, est suivi par le magnifique travail de Joseph von Fraunhofer, qui à l'aide d'une fente fine et de très bons prismes observe plus de 600 raies dans le spectre du Soleil en 1814. Il parvient 9 ans plus tard à mesurer des longueurs d'onde précisément et étiquette les 9 raies principales du spectre solaire. Sa notation est par ailleurs toujours utilisée aujourd'hui, avec par exemple les raies du Sodium D, et Calcium H et K. Finalement, Edmond Becquerel (père d'Henri) rentre dans l'histoire en réalisant la première photographie du spectre du Soleil en 1842 (Fig. 1.6).



FIGURE 1.6 – Photographie du spectre solaire réalisée par Edmond Becquerel en 1848. Original au Musée des Arts et Métiers - CNAM Paris.



L'histoire moderne de la spectroscopie se développe avec l'évolution des technologies actuelles, notamment celle des détecteurs, de la mécanique de précision et de la qualité de fabrication des pièces optiques. La décomposition spectrale de la lumière est utilisée dans de nombreux domaines d'application. Dans le domaine de l'astrophysique, les spectrographes sont devenus les instruments indispensables d'une mission spatiale ou d'un observatoire au sol. Qu'ils soient de masse sur l'atterrisseur Philae de la mission Rosetta (Balsiger et al., 2007), à intégrale de champ avec MUSE au foyer du VLT (Henault et al., 2004) ou haute-résolution avec le GHRS sur HST (Troeltzsch et al., 1991), les spectrographes permettent aujourd'hui de mieux comprendre l'Univers dans lequel on vit.

## Polarimétrie

Le notion de polarimétrie étant plus subtile que celle de spectroscopie et de décomposition de la lumière, son étude va commencer bien plus tard dans l'Histoire. Le faible nombre de phénomènes naturels dus à la polarisation de la lumière visible, observables sans instrument dédié, dans la nature a ainsi participé à l'émergence tardive de ce domaine d'étude. Il faut attendre 1669 pour voir publié le premier article (Bartholin, 1669) évoquant la biréfringence dans un cristal de spath d'Islande (comme sur la Fig. 1.2). Alors qu'à la même époque Descartes avait déjà établi les lois régissant la réfraction et Newton observé le spectre du Soleil, c'est Rasmus Bartholin qui met en évidence pour la première fois la notion de polarisation de la lumière.

Cependant, l'histoire retiendra principalement les travaux de l'astronome néerlandais Christian Huygens. Grâce à ses études sur l'aspect ondulatoire de la lumière il parvient à expliquer la double réfraction du spath d'Islande, ce qui n'était pas le cas avec la théorie corpusculaire. Son *Traité de la Lumière* publié en 1690 développe la théorie ondulatoire de la lumière (qui s'oppose à la théorie corpusculaire alors défendue par Newton) et donc (sans forcément le savoir) la polarisation. C'est Augustin Fresnel et Thomas Young qui, plus d'un siècle plus tard, vont réellement présenter une théorie complète et cohérente décrivant l'aspect ondulatoire de la lumière. C'est à cette époque que tous les grands noms de la polarimétrie vont faire éclore cette science. En 1809, Etienne-Louis Malus découvre que la lumière est polarisée après réflexion sur une fenêtre du palais du Luxembourg à Paris (Harvey, 2015). C'est ainsi qu'il va inventer le terme de "polarisation" et découvrir la polarisation de la lumière par réflexion. L'année suivante, il publiera également sa *Théorie de la double réfraction de la lumière dans les substances cristallines*. En avançant encore d'une année, on retrouve François Arago, qui inventa en 1811 le polariscope et découvrit le pouvoir rotatoire de la lumière. Le schéma optique de son instrument est présenté Fig. 1.7.

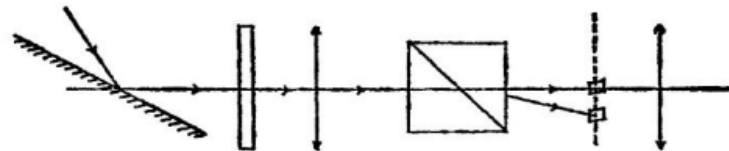


FIGURE 1.7 – Schéma optique du polariscope inventé par François Arago. La lumière incidente traverse une lame de quartz qui va faire tourner le plan de polarisation de la lumière d'un angle dépendant de la longueur d'onde. Après passage dans un prisme de Rochon, les deux spots correspondants aux deux polarisations orthogonales sont imagés par un oculaire. Si la lumière incidente est polarisée, alors les deux spots présenteront des couleurs complémentaires.

Grâce à cet instrument, on peut désormais déterminer si une lumière est polarisée ou non. C'est ainsi qu'il réalisa cette année-là la première mesure de lumière polarisée extra-terrestre, en l'occurrence celle de la Lune (voir l'article Dougherty and Dollfus (1989)). Il orienta également son instrument vers le Soleil mais n'observa aucun signe de polarisation. Dans son laboratoire il avait observé que la lumière émise par des flammes n'était pas polarisée au contraire de celle émise par un liquide ou un solide incandescent. Il en a donc conclu que la surface visible du Soleil était composée d'un gaz incandescent (Arago, 1824, 1830, 1865).

L'histoire de la polarimétrie se poursuit dans la première moitié du XIXème siècle avec les différents travaux et inventions d'Arago, Fresnel, Wollaston, Nicol, Babinet et Brewster notamment. On remarque

qu'il y avait à cette époque tout pour réaliser de la spectropolarimétrie. Des spectres fins du Soleil sont réalisés par Fraunhofer et Wollaston, alors qu'en même temps Arago construit le premier polarimètre de l'histoire. Il faudra cependant attendre le début du XXème siècle pour voir apparaître les premières études de la polarisation en fonction de la longueur d'onde.

Durant le XXème siècle, les astronomes français Bernard Lyot puis Audouin Dollfus sont les pionniers de la polarimétrie planétaire (Dollfus, 1957), avec par exemple la découverte de l'oxyde de fer dans l'atmosphère martienne. La polarimétrie stellaire ne commence vraiment que dans la première moitié du XXème siècle avec des mesures de lumière polarisée arrivant de certaines étoiles. La spectropolarimétrie va ensuite permettre de comprendre ces phénomènes.

## Spectropolarimétrie

La spectropolarimétrie est donc l'étude de la polarisation de la lumière en fonction de la longueur d'onde. En 1896, Pieter Zeeman démontre que les raies spectrales d'une étoile sont élargies en présence d'un champ magnétique et qu'elles se démultiplient alors avec des signatures polarisées différentes. Le premier champ magnétique stellaire est mis en évidence par Babcock en 1947 seulement (Babcock, 1947).

La spectropolarimétrie solaire ou stellaire s'est beaucoup développée à partir de la fin du XXème siècle avec la création de nombreux instruments au sol ou dans l'espace. En exemples récents, on peut citer Narval (Aurière, 2003) et ESPaDOnS (Donati et al., 2006) pour la spectropolarimétrie stellaire et THEMIS (Paletou and Molodij, 2001) et CLASP (Kano et al., 2012) pour la spectropolarimétrie solaire.

### 1.3.2 Technique

Un spectropolarimètre est constitué d'un module d'analyse de la polarisation de la lumière (le polarimètre) et d'un module d'analyse spectrale (le spectrographe). Ainsi, en plus de l'information spectrale classique, l'état de polarisation de la lumière peut être extrait à chaque longueur d'onde.

Le défi principal dans le développement d'un tel instrument est d'arriver à allier un système par définition polychromatique (un spectrographe) avec un système qui est quasi-exclusivement monochromatique (un polarimètre). Il faut donc parvenir à créer un polarimètre qui fonctionne de la même façon à toutes les longueurs d'ondes de travail du spectrographe. Les deux solutions sont soit de créer un polarimètre achromatique, qui aura la même influence sur toutes les longueurs ; soit d'utiliser un polarimètre classique chromatique mais de prendre en compte cette chromaticité dans la manière d'extraire le signal voulu.

La chromaticité des polarimètres a pour cause la dépendance en  $\lambda$  du retard imposé par une lame biréfringente (voir Eq. 1.6). Pour achromatiser un polarimètre il faut donc supprimer cette dépendance et construire une lame biréfringente qui impose un retard constant sur un spectre donné. La combinaison de différents cristaux biréfringents rend ceci possible et permet même de créer des lames superachromatiques (voir Pancharatnam (1955) et Herrera-Fernandez et al. (2015)). Une autre possibilité pour créer des lames à retard achromatique est d'utiliser des rhomboèdres de Fresnel, comme sur ESPaDOnS par exemple (voir Donati et al. (2006) et le schéma de gauche de la Fig. 1.8). Au lieu d'utiliser un matériau biréfringent pour créer le retard de phase, on considère le déphasage introduit par une réflexion totale sur une ou des interface(s) verre/air. Ainsi, aux propriétés du verre utilisées, cette technique impose un retard indépendant de la longueur d'onde.

La seconde étape dans le développement du polarimètre est l'analyseur de polarisation. Après avoir créé un modulateur achromatique avec les techniques présentées ci-dessus, il faut parvenir à analyser les états de polarisation. Pour cela on peut soit utiliser un polariseur linéaire simple ou sinon un séparateur en polarisation. L'avantage de cette dernière solution est de ne pas perdre 50% du flux lumineux, mais également d'améliorer la précision de mesure finale en permettant d'éliminer certaines erreurs systématiques. Par contre, cela va imposer le dédoublement du faisceau optique et donc compliquer la conception du spectrographe en aval. Les polariseurs linéaires sont par définition plus simples, plusieurs solutions sont alors possibles comme les polariseurs à grille, les polariseurs à couches minces, par réflexion ou à réflexion totale (citons en exemple le Glan Thompson). Pour créer un séparateur biréfringent, la solution la plus habituelle et efficace est d'utiliser des prismes biréfringents comme les prismes de Wollaston ou de Rochon. L'écart imposé par de tels composants va dépendre fortement de la biréfringence du matériau utilisé. Le choix de ce matériau sera donc primordial dans le développement d'un spectropolarimètre et

donc d'un polarimètre polychromatique.

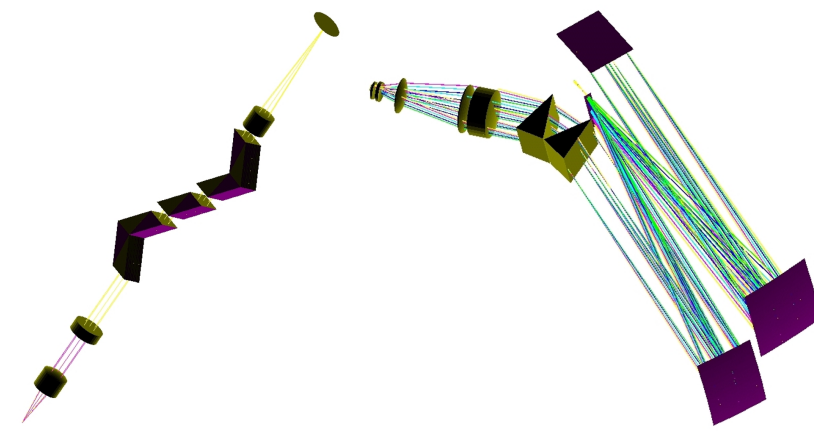


FIGURE 1.8 – Design optique du spectropolarimètre ESPaDOnS. Sur la gauche de l'image le module polarimétrique, avec une succession de rhomboïdes de Fresnel entre une paire de lentilles, suivie d'un prisme de Wollaston. Les deux faisceaux de polarisations orthogonales sont focalisés dans 2 fibres qui alimentent ensuite le spectrographe haute-résolution dont le design optique est présenté sur la droite.

Si on considère un spectropolarimètre haute-résolution, l'utilisation d'un spectrographe échelle après le polarimètre s'avère nécessaire. La seule contrainte qui s'ajoute à celles explicitées dans la Section 1.2 est le fait que le faisceau est dédoublé. Il faudra donc prendre en compte la séparation entre ces deux faisceaux dans le calcul de la dispersion croisée. En effet, si la dispersion croisée n'est pas suffisante, il est possible que l'état de polarisation B d'un ordre  $m$  se mélange avec l'état de polarisation A de l'ordre suivant  $m + 1$ . Un exemple de design optique de spectropolarimètre est présenté Fig. 1.8

L'image sur le détecteur en sortie d'un spectropolarimètre est donc généralement composée d'un certain nombre d'ordres spectraux, tous dédoublés comme on peut le voir sur une image de calibration avec une lampe Th/Ar de l'instrument ESPaDOnS au CFHT présentée Fig. 1.9.

### 1.3.3 Application à la physique stellaire

La spectropolarimétrie stellaire permet d'étudier de nombreux phénomènes et de mieux comprendre le fonctionnement d'une étoile. Cependant, la spectropolarimétrie dans le domaine UV du spectre n'a encore jamais été faite. Un grand nombre de cas scientifiques sont présentés dans l'article Neiner et al. (2014).

L'ajout de la mesure de l'état de polarisation à une mesure spectrale ouvre considérablement le champ des possibilités. Principalement, grâce à l'effet Zeeman (explicité dans le paragraphe suivant), l'observation spectropolarimétrique des étoiles va nous offrir un accès direct au champ magnétique. En effet, cela permet de relier l'état de polarisation de la lumière observée dans les raies photosphériques d'une étoile à son champ magnétique de surface. De plus, la même observation mais dans le domaine UV du spectre apporterait des informations sur l'environnement proche de l'étoile et notamment sur le vent stellaire, la chromosphère, ou les disques circumstellaires. Les objectifs scientifiques d'Arago (Sect. 4.1.1) exposent plus en détails les possibilités de la spectropolarimétrie UV et Visible.

#### Effet Zeeman

Découvert par Pieter Zeeman en 1896 (Harvey, 2015), cet effet caractérise la division en plusieurs fréquences d'une raie spectrale atomique ou moléculaire lors de la présence d'un champ magnétique. Dans un atome, les électrons ne peuvent avoir qu'un certain nombre discret d'énergies. C'est que l'on appelle la quantification des niveaux d'énergie. A un état atomique donné correspond une valeur de l'énergie et une seule, mais plusieurs états peuvent avoir la même énergie, il y a alors dégénérescence. En présence

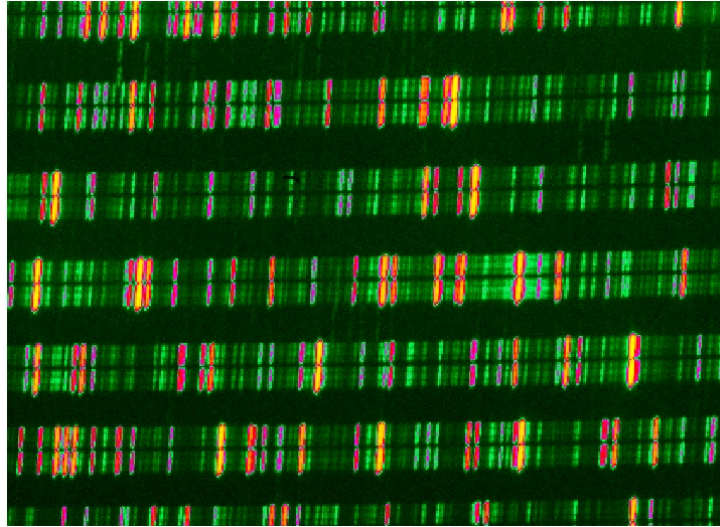


FIGURE 1.9 – Zoom sur une image de calibration avec une lampe Th/Ar du spectropolarimètre ESPa-DOmS au CFHT (fausses couleurs). On observe bien que chaque ordre de diffraction est dédoublé par le polarimètre.

d'un champ magnétique (voir Fig. 1.10) il y a levée de dégénérescence provoquant la séparation des raies en plusieurs composantes.

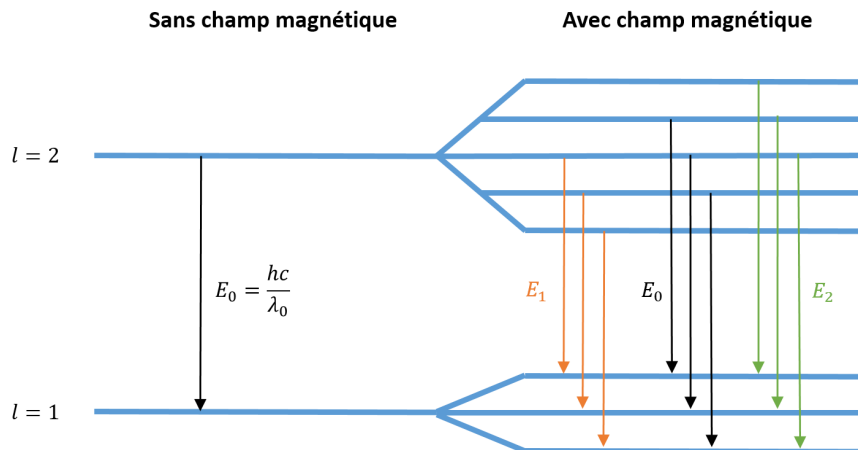


FIGURE 1.10 – Diagramme d'énergie, explicatif de l'effet Zeeman. Sous présence d'un champ magnétique, les raies d'un spectre atomique sont susceptibles de se diviser en plusieurs composantes décalées en énergie,  $E_1 < E_0$  et  $E_2 > E_0$ , avec  $E_0$  l'énergie correspondante à la raie sans champ magnétique.

On observe alors que parmi les 9 transitions possibles, il n'y a que 3 niveaux d'énergies différents :  $E_0$ ,  $E_1$  légèrement plus faible et  $E_2$  légèrement plus élevé. L'énergie  $E_0$  correspond au niveau d'énergie de la transition entre les états dégénérés et donc à la longueur d'onde centrale de la raie observée. En présence d'un champ magnétique, cette raie sera donc divisée en 3 avec 2 raies aux longueurs d'onde très proches correspondantes aux énergies  $E_1$  et  $E_2$ .

En pratique, cette division des raies en plusieurs composantes est souvent trop faible pour être observée. Ce que l'on observe alors est simplement un élargissement des raies. L'observation de l'élargissement des raies est un diagnostic ambigu, qui peut aiguiller vers plusieurs origines physiques. Pour pouvoir exploiter au mieux cet effet, il faut donc aller plus loin et s'intéresser à la polarisation des différentes composantes,

qui sera différente pour chacune d'entre elle, et avec une origine physique unique et bien déterminée. En effet, la transition dite  $\pi$  correspondant à la raie centrale est polarisée rectilignement dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Le plan de vibration du vecteur champ électrique définissant l'état de polarisation (voir Sect. 1.1) étant orthogonal à la direction de propagation, cette raie disparaît lorsque l'on observe dans la direction du champ magnétique. Les deux autres transitions, dites  $\sigma$ , sont quant à elles polarisées elliptiquement, avec le cas particulier d'être circulaires lorsque l'on observe dans la direction du champ magnétique. Elles ont alors chacune un sens de rotation opposé, ce qui va permettre de détecter et de mesurer des champs magnétiques.

Pour détecter et mesurer le champ magnétique d'une étoile, une solution est donc d'observer cette étoile avec un spectropolarimètre et de mesurer principalement le paramètre de Stokes V correspondant à la polarisation circulaire. En effet, même si les raies ne sont pas clairement divisées mais simplement élargies, l'information sera visible grâce à la polarisation différente des 2 composantes. Si la composante la moins énergétique a une polarisation circulaire gauche (correspond à une valeur du paramètre de Stokes  $V > 0$ ), et la composante la plus énergétique une polarisation circulaire droite ( $V < 0$ ), alors la mesure du paramètre V sur le spectre va montrer un signal en forme de sinusöide au niveau de la raie élargie (signal positif puis négatif). La Fig. 1.11 montre un exemple de deux raies en intensité très proches dont la polarisation circulaire est opposée. Le spectre du paramètre de Stokes V montre ce que l'on appelle une "signature Zeeman", caractéristique d'un champ magnétique parallèle à la ligne de visée pour une étoile chaude (et donc un champ magnétique dipolaire).

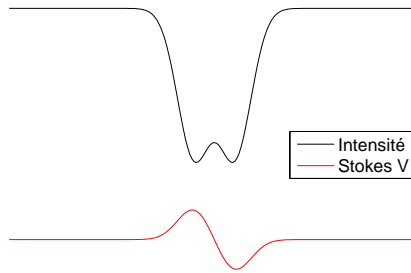


FIGURE 1.11 – Signature caractéristique d'un champ magnétique parallèle à la ligne de visée. Les deux composantes  $\sigma$  de la raie, qui apparaissent en présence d'un champ magnétique grâce à l'effet Zeeman, imposent une forme typique au signal de polarisation circulaire V.

La mesure du paramètre de Stokes V donne une indication directe de la présence de champ magnétique longitudinal. L'Eq. 1.28 montre la relation entre le paramètre de Stokes V et la valeur de la composante longitudinale du champ magnétique  $B_{long}$  en Gauss, dans l'approximation des champs faibles, c'est-à-dire lorsque l'élargissement Zeeman de la raie est petit devant son élargissement Doppler.

$$V = 4.67 \times 10^{-13} \cdot \lambda_0^2 \cdot g \cdot B_{long} \cdot \frac{\partial I}{\partial \lambda} \quad (1.28)$$

Le terme  $g$  est le facteur de Landé calculé à partir des nombres quantiques définissant les transitions énergétiques possibles et qui permet de relier le moment cinétique au moment magnétique de l'état quantique.  $\frac{\partial I}{\partial \lambda}$  correspond au profil de la raie étudiée et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale de la raie.

L'exemple de la Fig. 1.11 présente le cas où l'étoile est vue par le pôle magnétique, c'est-à-dire que la direction du champ magnétique de l'étoile est confondue avec l'axe d'observation de l'étoile. L'Eq. 1.28 montre que le paramètre de Stokes V est uniquement caractérisé par la composante longitudinale du champ magnétique. La signature Zeeman sur le paramètre de Stokes V varie donc avec la phase de rotation de l'étoile. Le reste de l'information est alors déplacée dans les paramètres de Stokes Q et U qui

caractérisent la composante radiale du champ magnétique via la raie centrale (positionnée sur le spectre à la longueur d'onde de la raie sans la présence du champ magnétique) qui est polarisée linéairement.

### Technique LSD

En pratique, ce que l'on va mesurer sont les paramètres de Stokes normalisés à l'intensité. Même si cela dépend fortement de l'étoile observé et de son champ magnétique, les signaux de polarisation sont généralement très faibles, plus de 3 ordres de grandeur en dessous de l'intensité. Dans la majorité des cas, le signal de polarisation est donc noyé dans le bruit de mesure. Pour répondre à cette problématique, Donati et al. (1997) ont proposé une méthode dite de Least Square Deconvolution (LSD). En utilisant cette méthode, le rapport signal à bruit sur la mesure d'un signal de polarisation peut être démultiplié. Cette méthode peut être appliquée si le champ à mesurer est faible et si les raies sont issues d'un même phénomène physique.

A la place de mesurer le paramètre de Stokes V (par exemple) sur une raie et de déterminer ainsi la valeur du champ magnétique de l'étoile, l'idée du LSD est d'utiliser simultanément toutes les raies du spectre observé, et de réaliser une somme pondérée. La condition d'application de cette méthode est de connaître parfaitement au préalable le spectre en intensité de l'étoile observé et surtout la position et l'amplitude des raies présentes. On peut alors appliquer un profil de raie moyen sur un peigne de Dirac représentant la position et la profondeur de chaque raie. Le résultat est donc une valeur du paramètre de Stokes voulu issu du calcul utilisant toutes les raies du spectre et non plus une seule.

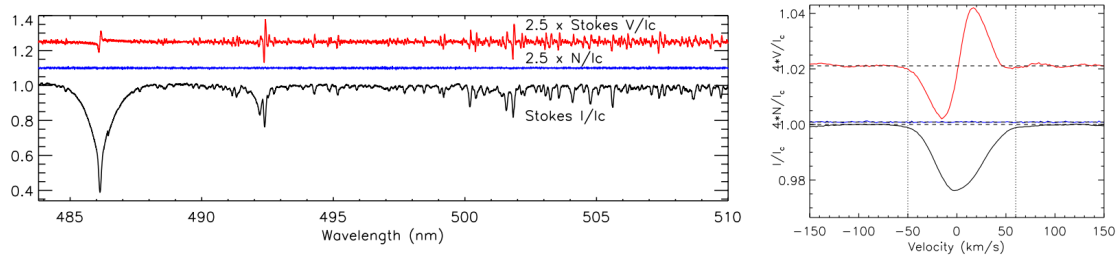


FIGURE 1.12 – Exemple de résultat obtenu grâce à la technique LSD. A gauche : morceau du spectre d'intensité (en bas), de la polarisation nulle (milieu) et de Stokes V (en haut). A droite : profils LSD correspondants. Ici la signature Zeeman de l'étoile HD 175362 obtenue avec des observations de l'instrument ESPaDOnS au CFHT (Wade et al., 2016).

La Fig. 1.12 montre à gauche un extrait du spectre observé avec l'intensité normalisée en bas, la polarisation nulle N au milieu (pour vérifier la qualité de la mesure) et le paramètre de Stokes V normalisé au continu en haut. Des signatures Zeeman individuelles sont déjà visibles dans chaque raie. La méthode LSD est appliquée à ce spectre pour obtenir (à droite) le profil de raie moyen ainsi que le paramètre de Stokes V normalisé moyen. On voit donc bien apparaître une signature Zeeman caractéristique d'un champ magnétique longitudinal.

### Imagerie Zeeman-Doppler

Un exemple d'application basée sur des observations spectropolarimétriques stellaires est l'imagerie Zeeman-Doppler, ou la cartographie 3D du champ magnétique des étoiles (Semel, 1989).

En observant la même étoile tout au long d'une période de sa rotation, la combinaison de l'imagerie Doppler et de l'observation spectropolarimétrique va permettre de cartographier le champ magnétique de l'étoile. Un exemple d'image obtenue est présentée Fig. 1.13 avec la cartographie 3D du champ magnétique de l'étoile CU Vir. Les profils de Stokes IQUV sont mesurés pour différentes phases de l'étoile (les différentes colonnes de la Fig. 1.13), puis les composantes du champ magnétique en sont déduites pour reconstruire la carte du champ magnétique de l'étoile. Dans la Fig. 1.13, la ligne a) correspond au module du champ magnétique, la ligne b) au champ horizontal, la ligne c) au champ radial et enfin la ligne d) à l'orientation du champ magnétique.

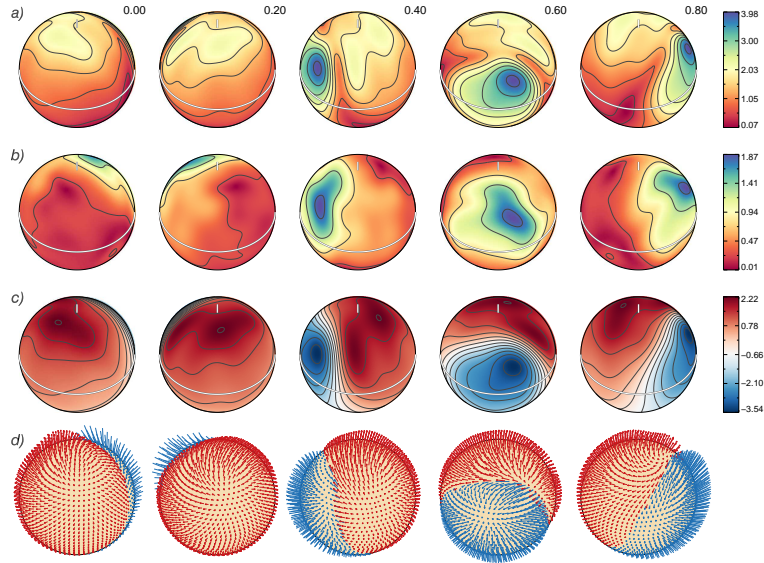


FIGURE 1.13 – Cartographie du champ magnétique de l'étoile CU Vir obtenue grâce à des techniques d'imagerie Zeeman-Doppler (Kochukhov et al., 2014). Les différentes colonnes correspondent à des phases différentes de rotation de l'étoile. La ligne a) correspond au module du champ magnétique, la ligne b) au champ horizontal, la ligne c) au champ radial et enfin la ligne d) à l'orientation du champ magnétique.

Cette dernière section ne montre qu'un seul exemple d'application des mesures spectropolarimétrique et de la technique LSD. Il y en a de nombreuses autres, qui sont notamment présentés dans Neiner et al. (2014) dans le cadre du consortium UVMag et de la mission Arago.

## 1.4 UVMag/Arago

Le consortium UVMag, créé en 2010, a pour but de promouvoir la spectropolarimétrie stellaire dans l'UV et le visible. Dans ce cadre-là, une mission spatiale nommée en l'honneur de François Arago (voir Sect. 1.3.1) a été proposée à l'ESA pour les appels à projet Cosmic Vision M4 en 2014 et M5 en 2016. L'objectif de cette mission est d'obtenir pour la première fois dans l'histoire des spectres haute-résolution de tous les types d'étoiles avec une mesure précise de l'état de polarisation sur tout le spectre de l'ultra-violet lointain au proche infra-rouge.

### 1.4.1 Spécifications

A partir de tous les différents cas scientifiques identifiés, la première spécification concernant le domaine spectral d'Arago nécessaire a été définie. Arago doit observer des spectres d'étoiles entre 119 nm et 888 nm, avec un trou entre 320 et 355 nm car ce domaine ne contient pas beaucoup de raies utiles. Pour résoudre correctement la forme de la signature Zeeman et donc pouvoir déterminer la valeur du champ magnétique présentée ci-dessus, la résolution spectrale doit être suffisamment grande. La résolution spectrale minimale choisie pour Arago est donc de 35000 dans le visible et 25000 dans l'UV. Pour pouvoir observer les signaux très faibles de polarisation, il faut un rapport signal à bruit suffisant, disons 100, dans un temps de pose raisonnable, par exemple d'une heure. De plus, il faut que l'instrument ait une sensibilité en polarisation meilleure que l'amplitude du signal que l'on veut observer donc  $3 \cdot 10^{-5}$ . Le détail de ces spécifications est exposé dans le chapitre 4.

Les challenges pour le développement d'un tel instrument sont le domaine spectral très large imposant une forte contrainte sur les matériaux utilisés, ainsi que la création d'un polarimètre polychromatique fonctionnant sur tout ce spectre.



## 1.4.2 Matériau

Les spécifications imposées pour une mission comme Arago conditionnent fortement le choix des matériaux possibles, particulièrement à cause du domaine spectral très étendu. De plus, pour le développement d'un polarimètre les matériaux utilisés doivent être biréfringents. Après une étude du champ des possibilités, il s'avère qu'un seul et unique matériau est transparent et biréfringent sur tout le domaine spectral souhaité. Il s'agit du Fluorure de Magnésium,  $MgF_2$ .

### Transparence

De nombreux verres sont transparents jusque dans l'ultra-violet (e.g. le Quartz ou le Fluorure de Calcium), mais leur longueur d'onde de coupure se situe, malheureusement, souvent autour de 150 nm. Pour descendre jusqu'à 119 nm, il n'y a que le  $MgF_2$  ou le Fluorure de Lithium (LiF) de disponible. Comparé au  $MgF_2$ , le LiF est malheureusement très fragile, avec un coefficient de rupture 6 fois plus faible, et hygroscopique. Le  $MgF_2$  est donc la seule solution viable. La Fig. 1.14 présente une courbe de transmission du  $MgF_2$  dans le FUV.

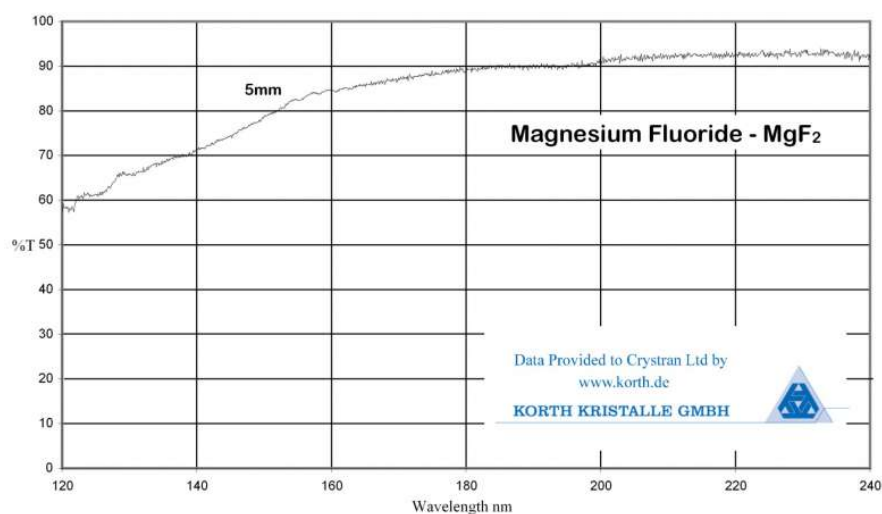


FIGURE 1.14 – Courbe de transmission d'une lame de Fluorure de Magnésium de 5 mm d'épaisseur dans le FUV.

On observe bien que la courbe de transmission reste au-dessus de 50% dans le FUV, ce qui rend son utilisation possible. Cette valeur étant tout de même assez faible, il faudra limiter au maximum le nombre d'éléments optiques réfractifs. Plus de détails sur les caractéristiques du  $MgF_2$  sont décrits dans l'Annexe A.

### Biréfringence

Dans le but de développer un polarimètre, il faut également s'intéresser à la biréfringence des matériaux. Le LiF n'étant pas biréfringent, cela confirme l'exclusivité dans le choix du  $MgF_2$ . La notion de biréfringence a été introduite à la Sect. 1.1.2, elle caractérise la différence d'indice de réfraction vu par les rayons ordinaires et extraordinaires. A partir de différentes mesures de biréfringence du  $MgF_2$  faites au cours des derniers 50 ans, la Fig. 1.15 montre la courbe de biréfringence du  $MgF_2$  pour tout son domaine de transparence, soit de 115 nm à 7  $\mu m$ .

On observe que la valeur de la biréfringence est relativement constante (autour de 0.012) sur le domaine spectral généralement utilisé, de 200 nm à 2  $\mu m$ . En-dessous de 145 nm, sa valeur décroît très rapidement jusqu'à 119.5 nm où elle s'annule même. Cela signifie que le matériau n'est plus du tout biréfringent à cette longueur d'onde là, et qu'il sera donc impossible de faire de la polarimétrie avec à 119.5 nm. La biréfringence du  $MgF_2$  inverse ensuite son signe pour le domaine spectral restant, entre 119.5 et 115 nm.



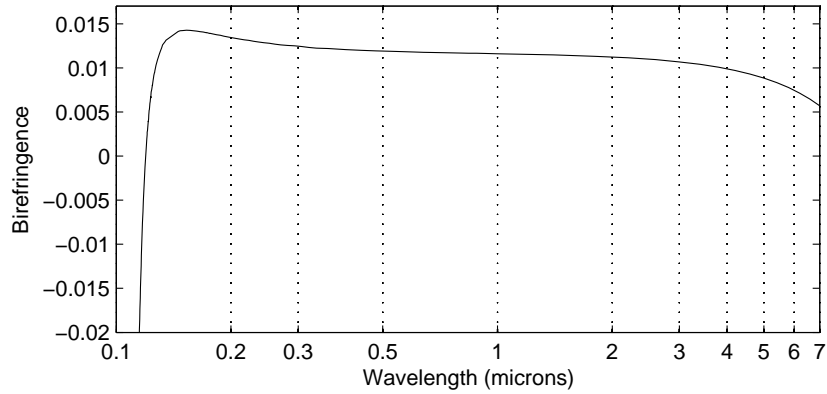


FIGURE 1.15 – Courbe de biréfringence du  $\text{MgF}_2$  du FUV à l'IR, d'après les données de Chandrasekharan and Damany (1968), Chandrasekharan and Damany (1969), Ishikawa et al. (2013) et Dodge (1984)

On verra dans le Chapitre 4 qu'à cause de la biréfringence du  $\text{MgF}_2$  trop faible proche de 119.5 nm, le domaine spectral de mesure de la polarisation d'Arago va commencer à 123 nm, à la place des 119 nm pour la spectroscopie.

#### Traitement de surface réfléchissant

L'utilisation de composants optiques réfractifs étant fortement limitée de par la faible transmission des verres ainsi qu'à cause du manque de diversité de verres utilisables, il sera nécessaire d'utiliser un maximum de surfaces par réflexion. Pour cela, il faut cependant trouver un traitement de surface efficace, pour assurer une bonne réflectivité des surfaces sur tout le domaine spectral voulu.

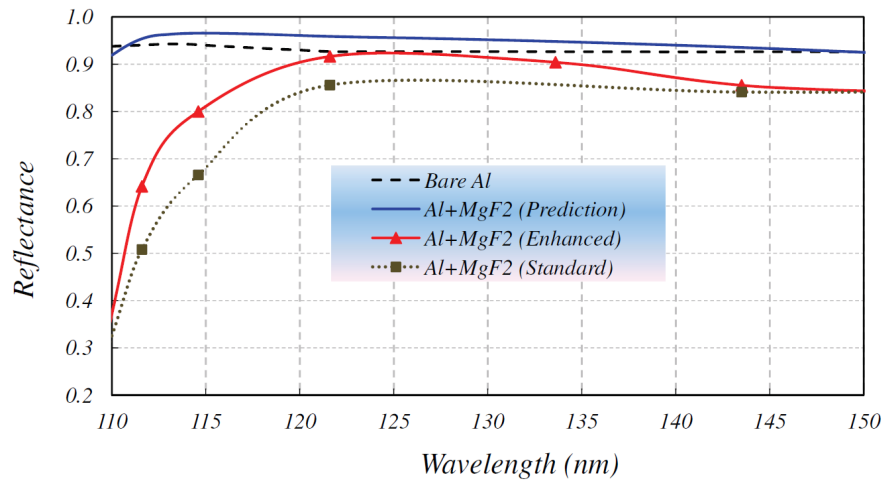


FIGURE 1.16 – Courbe de réflectivité de différents traitements de surfaces par Quijada et al. (2012) basé sur un mélange d'aluminium et de  $\text{MgF}_2$ .

Comme pour les composants par transmission, c'est le  $\text{MgF}_2$  qui apporte la solution. En effet, le meilleur traitement fonctionnant jusqu'à aussi bas dans l'UV est un mélange d'aluminium et de fluorure de magnésium. La Fig. 1.16 montre un exemple de réflectivité obtenue par une équipe américaine (Quijada et al., 2012) dans le FUV. La réflectivité d'une surface avec un tel traitement reste supérieure à 80% à partir de 115 nm. Cela rend donc l'utilisation de miroirs possible et plus efficace que des éléments réfractifs dans le FUV.

### 1.4.3 Solutions identifiées pour le polarimètre

Comme présenté Sect. 1.3.2, un des challenges pour cette mission est le développement d'un polarimètre polychromatique. Il est impossible de créer des lames super-achromatiques (Pancharatnam, 1955) car nous ne pouvons utiliser qu'un unique matériau. Le problème du matériau s'oppose également à l'utilisation de rhomboèdres de Fresnel, comme sur les spectropolarimètres stellaires au sol. Une solution élégante serait d'utiliser des retardateurs à cristaux liquides, qui permettent une modulation temporelle du retard imposé en fonction de la tension appliquée à ses bornes (Alvarez-Herrero et al., 2015). Malheureusement, ni les cathodes, ni les cristaux en eux-même ne sont transparents en dessous de 250 nm.

J'ai identifié deux solutions principales pour répondre à la contrainte d'un unique polarimètre fonctionnant du FUV au NIR. Une solution en modulation spatiale et une plus conservatrice avec un bloc de lames tournantes et donc une modulation temporelle. Chacune de ces méthodes est présentée en détails dans les deux chapitres suivants.

#### Modulation spatiale

La solution à modulation spatiale utilise des prismes biréfringents en tant que modulateur de polarisation. Le retard imposé par une lame étant proportionnel à son épaisseur, si l'épaisseur varie continuellement, alors le retard imposé varie également le long de la hauteur du prisme. Ainsi, l'utilisation de simples prismes de  $\text{MgF}_2$  va permettre de créer un polarimètre efficace sur un grand domaine de longueur d'onde. Cette solution est très innovante et nécessite encore de nombreux tests pour prouver sa faisabilité. Le prochain chapitre va présenter en détails la méthode et les résultats obtenus avec un premier prototype.

#### Modulation temporelle

Pour cette seconde option, l'idée est de créer un bloc d'un certain nombre de lames de  $\text{MgF}_2$  avec des épaisseurs et des angles donnés, et de faire tourner ce bloc pour séquencer la mesure. En utilisant les épaisseurs et les angles des lames en variables, il est possible d'optimiser l'achromatisation des efficacités d'extraction des paramètres de Stokes (del Toro Iniesta and Collados, 2000). Le modulateur ainsi créé va permettre de mesurer les paramètres de Stokes avec la même efficacité sur tout le spectre voulu. Le chapitre 3 de cette thèse explique en détails la théorie et les premiers résultats obtenus avec cette méthode.

#### Autres

Les lames achromatiques et les cristaux liquides étant exclus, les solutions restantes sont les différentes méthodes de division de pupille (par exemple voir Mu et al. (2012)), mais qui seront difficilement applicables à un spectrographe échelle et peu efficaces radiométriquement.

Enfin, une piste reste encore ouverte, celle des polarimètres à miroirs. L'article Westerveld et al. (1985) montre qu'il est possible de réaliser un polarimètre mesurant les paramètres de Stokes avec deux miroirs et différentes combinaisons d'angles relatifs. L'inconvénient d'une telle méthode est le grand nombre de mécanismes nécessaires, problème rédhibitoire pour l'instrument clé d'une mission spatiale. L'article Hass and Hunter (1978) montre également la possibilité de créer des polariseurs à partir de trois miroirs.

## 1.5 Plan de la thèse

Pour présenter au mieux tous mes travaux durant cette thèse, quatre chapitres vont être développés dans la suite.

Ce chapitre d'introduction a permis de présenter les différents outils et concepts nécessaires pour bien comprendre le coeur de mon travail de thèse, avec les briques de base de polarimétrie et de spectroscopie. Le consortium UVMag associé à la mission Arago a également été introduit.

Les deux chapitres suivants présentent de manière détaillée le travail qui a été fait sur les deux concepts identifiés pour répondre à ce besoin. Le premier (Chapitre 2) se concentre donc sur le concept de spectropolarimètre statique à modulation spatiale et le second (Chapitre 3) sur celui utilisant la modulation temporelle polychromatique. Dans les deux cas, toute la théorie décrivant le concept est présentée, ainsi que l'application pratique avec la construction d'un prototype et enfin les perspectives avec notamment l'application aux spécifications d'Arago, la mission spatiale proposée par le consortium UVMag.

Le chapitre suivant (Chapitre 4), plus transverse, montre le travail réalisé en pratique pour cette mission Arago, tout d'abord pour l'appel à proposition de l'ESA M4 en 2014 puis l'appel M5 en 2016. Le dimensionnement du spectropolarimètre est alors détaillé en utilisant les techniques décrites dans les trois chapitres précédents.

Enfin, le chapitre final de conclusions évalue le chemin parcouru grâce à mon travail mais également identifie les points clés sur lesquels le travail futur devra se focaliser.

# Chapitre 2

## Polarimètre à modulation spatiale

Ce chapitre présente le concept de spectropolarimètre utilisant la modulation spatiale. Cette solution a un niveau de maturité (TRL) trop bas pour pouvoir être considérée comme baseline pour les appels Cosmic Vision M4/M5 de l'ESA, mais pourrait le devenir si l'étude R&D arrive à maturité assez rapidement, ou pour des missions spatiales suivantes comme le LUVOIR de la NASA (France et al., 2016). Après l'introduction théorique, je présente des simulations effectuées sur ce concept et les méthodes de démodulation identifiées. Enfin, le développement d'un banc de test et les résultats associés seront détaillés.

### 2.1 Etude théorique

#### 2.1.1 Concept théorique

##### Introduction

Le principe de ce spectropolarimètre, basé sur une modulation spatiale de la polarisation, est détaillé dans l'article Sparks et al. (2012) ainsi que Pertenais et al. (2015a).

L'avantage de cette méthode utilisant la modulation spatiale est sa robustesse due au fait qu'il n'y ait aucun élément mobile, en comparaison avec les polarimètres classiques utilisant une modulation temporelle à base de lames tournantes. Pour créer cette modulation spatiale, dans la direction orthogonale à la direction de la dispersion spectrale, on utilise des prismes (ou wedges) biréfringents. En effet, le retard imposé à une lumière polarisée par une lame biréfringente est directement proportionnel à son épaisseur. Ainsi, une épaisseur variable sur la hauteur d'un prisme biréfringent va imposer un retard continûment variable. Il suffit alors de sélectionner un état de polarisation grâce à un analyseur (un polariseur linéaire ou un séparateur de polarisation) pour voir apparaître la modulation en intensité due à la polarisation.

##### Dimensionnement préliminaire

Pour déterminer l'équation de modulation de la polarisation, il faut tout d'abord établir la relation entre le retard de phase imposé par des prismes et la hauteur  $x$  le long des prismes. Je rappelle ci-dessous la relation reliant le retard de phase imposé par une lame retardatrice classique (à faces parallèles) d'épaisseur  $e$  et avec une variation de l'indice de réfraction  $\Delta n = n_o - n_e$  caractérisant la biréfringence du matériau utilisé (voir Sect. 1.1.2) :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot e \cdot \Delta n \quad (2.1)$$

Dans notre cas, l'épaisseur d'un prisme  $e$  peut s'exprimer facilement à partir de l'angle au sommet  $\xi$  et de la position  $x$  le long de la hauteur du prisme  $d$  (en prenant pour l'instant  $x = 0$  au sommet des prismes, là où l'épaisseur et donc le retard sont nuls) :  $e = x \cdot \tan(\xi)$ . Le retard imposé par un unique prisme biréfringent, comme sur la Fig. 2.1 est donc :

$$\phi(x, \lambda) = \frac{2\pi\Delta n(\lambda) \tan \xi}{\lambda} \cdot x \quad (2.2)$$

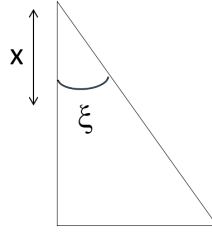


FIGURE 2.1 – Prisme biréfringent d’angle au sommet  $\xi$  et de biréfringence  $\Delta n$ .

L’objectif ici est de réaliser la mesure des 4 paramètres de Stokes de la lumière incidente. En déroulant les calculs, on remarque cependant que l’utilisation d’un simple prisme biréfringent ne permet la mesure que de l’intensité et de 2 paramètres de Stokes. Pour obtenir une mesure complète du vecteur de Stokes, il faut rajouter un second prisme, avec une épaisseur (ou un angle au sommet) différente de celle du premier prisme. Pour simplifier les équations et permettre une étude analytique, l’angle au sommet du second prisme est choisi égal au double de celui du premier prisme. De plus, pour ramener l’ordre 0 du retard sur l’axe optique et avoir des composants rectangulaires, plus simples à implémenter et soutenir mécaniquement que des prismes, les deux prismes sont dédoublés avec des prismes dont les axes propres du cristal sont orthogonaux à ceux du 1er prisme. Ainsi, l’effet de la biréfringence s’annule sur l’axe optique et le retard imposé à la lumière augmente linéairement en s’éloignant de l’axe optique. Cette configuration est présentée sur la Fig. 2.2.

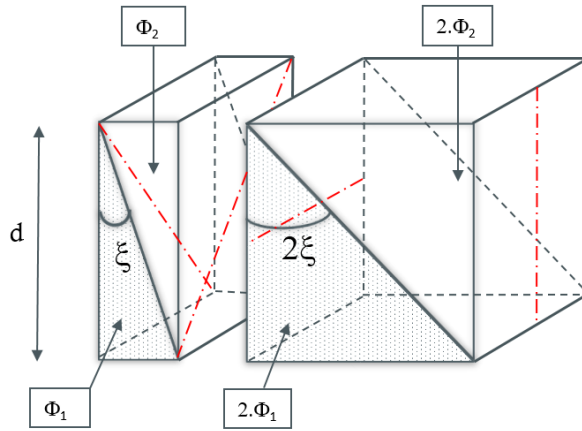


FIGURE 2.2 – Configuration des 2 double prismes biréfringents pour moduler spatialement la polarisation.

Il faut ensuite déterminer le déphasage global imposé par le premier bloc composé par les deux prismes :  $\Phi = \phi_1 - \phi_2$ , avec  $\phi_1$  et  $\phi_2$  les déphasages respectifs du 1er et 2ème prisme, d’angle au sommet  $\xi$ .

$$\Phi(x, \lambda) = 2\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot x - 2\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot (d - x) \quad (2.3)$$

Dans cette configuration, il est plus logique d’utiliser des équations avec  $x = 0$  sur l’axe optique, et non plus au niveau du sommet des prismes. On réalise donc un changement de variable pour finalement arriver à l’équation :

$$\Phi(x, \lambda) = 4\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot x \quad (2.4)$$

L'équation du retard imposé par le second bloc de prismes  $\Phi'$  est similaire, avec un simple facteur 2 supplémentaire (en considérant que les angles au sommet sont faibles et donc  $\tan 2\xi = 2 \tan \xi$ , ce qui est le cas en pratique) :

$$\Phi'(x, \lambda) = 2\Phi(x, \lambda) \quad (2.5)$$

Pour permettre une mesure des 4 paramètres de Stokes, plusieurs configurations des angles des axes rapides des prismes (en rouge sur la Fig.2.2) sont possibles. Pour la simplicité des calculs (et de la fabrication des prismes) on choisit les angles d'axes rapides respectifs suivants :  $\alpha_1 = 3\pi/4$ ,  $\alpha_2 = \pi/4$ ,  $\alpha_3 = 0$  et  $\alpha_4 = \pi/2$ . Les angles correspondent à l'axe propre du cristal par rapport à l'axe horizontal (orthogonal à l'axe optique et à la hauteur des prismes) pour chacun des 4 prismes.

### Matrices de Mueller

En considérant la configuration des prismes décrite ci-dessus, il faut déterminer l'équation de l'intensité de sortie (mesurée sur le détecteur), en fonction des paramètres de Stokes d'entrée (à déterminer). Pour cela, il suffit de multiplier les matrices de Mueller de tous les éléments optiques traversés par le faisceau.

On appelle  $D_1$  et  $D_2$  les matrices de Mueller correspondant aux 2 blocs de prismes. On a donc  $D_1 = D_{\pi/4} \cdot D_{3\pi/4}$  et  $D_2 = D_{\pi/2} \cdot D_0$  avec  $D_i$  les matrices de Mueller d'un déphaseur d'angle  $i$  définies dans la Sect. 1.1. On montre donc pour le premier bloc de prismes :

$$\begin{aligned} D_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_2 & 0 & -\sin \phi_2 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \phi_2 & 0 & \cos \phi_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi_1 & 0 & \sin \phi_1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \phi_1 & 0 & \cos \phi_1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi & 0 & \sin \Phi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \Phi & 0 & \cos \Phi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Et pour le second, voici directement le résultat :

$$D_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos 2\Phi & \sin 2\Phi \\ 0 & 0 & -\sin 2\Phi & \cos 2\Phi \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Je rappelle que dans ces matrices, le déphasage  $\Phi$  correspond à celui défini à l'Eq. 2.4.

Finalement, on obtient la matrice de Mueller globale des 2 doubles prismes  $D$  en multipliant ces deux matrices  $D_1$  et  $D_2$  :

$$\begin{aligned} D &= D_2 \cdot D_1 \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi & 0 & \sin \Phi \\ 0 & -\sin \Phi \sin 2\Phi & \cos 2\Phi & \cos \Phi \sin 2\Phi \\ 0 & -\sin \Phi \cos 2\Phi & -\sin 2\Phi & \cos \Phi \cos 2\Phi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Cette matrice de Mueller est ensuite multipliée à celle du polariseur linéaire qui suit les prismes pour obtenir la matrice globale du polarimètre. Enfin, il faudra multiplier cette matrice par le vecteur de Stokes incident  $(I \ Q \ U \ V)^T$ . Le détecteur n'est sensible qu'à l'intensité et non à Q, U et V. C'est donc uniquement la première ligne de cette matrice qui est intéressante puisqu'elle va nous donner

l'équation reliant l'intensité de sortie (mesurée sur le détecteur) en fonction des 4 paramètres de Stokes d'entrée I, Q, U et V. Je rappelle ici (voir Sect. 1.1.2) que la première ligne de la matrice d'un polariseur linéaire vaut :

$0.5 \cdot (1 \ \cos 2\theta \ \sin 2\theta \ 0)$ , où  $\theta$  est l'angle du polariseur par rapport à l'axe  $x$ . L'intensité de sortie en 2D (dépendant de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la hauteur le long des prismes  $x$ ) en fonction des paramètres de Stokes d'entrée est explicitée par l'Eq. 2.9 :

$$I_{out}(x, \lambda) = 0.5 \cdot [I + Q \cdot (\cos \Phi \cos 2\theta - \sin \Phi \sin 2\theta \sin 2\theta) + U \cos 2\theta \sin 2\theta + V \cdot (\cos \Phi \sin 2\theta \sin 2\theta + \sin \Phi \cos 2\theta)] \quad (2.9)$$

Cette équation de modulation constitue le point de départ à toute simulation ou processus de démodulation pour utiliser cette méthode de spectropolarimétrie.

## 2.1.2 Design et simulations

### Simulations

Pour effectuer des simulations des images que l'on devrait obtenir en théorie, on se place dans le cas qui sera ensuite étudié en laboratoire, i.e. la configuration présentée sur la Fig. 2.2, avec 2 doubles prismes en  $\text{MgF}_2$  et un angle de l'analyseur fixe  $\theta = 64^\circ$ . La simulation consiste simplement à calculer et afficher l'image obtenue en sortie de l'analyseur, après les prismes. Pour cela, il faut choisir un état de polarisation d'entrée et calculer la valeur de l'intensité de sortie à partir de l'Eq. 2.9 présentée dans la Sect. 2.1.1, pour chaque longueur d'onde  $\lambda$  et position  $x$  sur la hauteur de prisme.

Le résultat des simulations dans ce cas-là et avec des polarisations d'entrée 100% Q, 100% U et 100% V est présenté dans la Fig. 2.3.

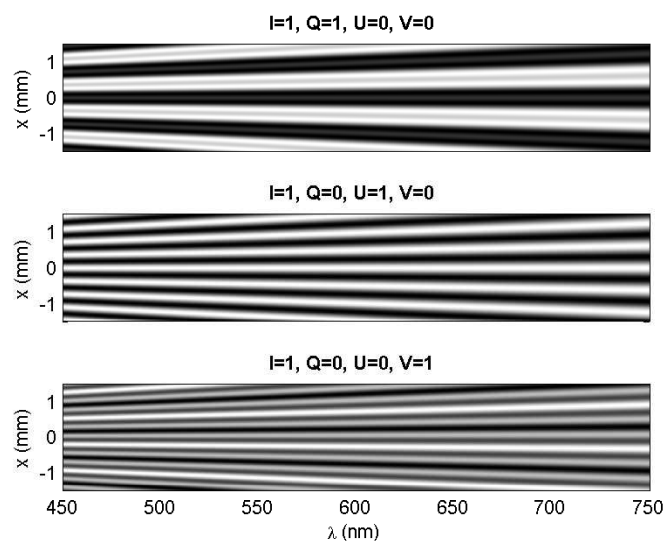


FIGURE 2.3 – Simulations d'images obtenues en sortie du spectropolarimètre, avec un état de polarisation 100% Q (en haut), 100% U (au centre) et 100% V (en bas).

L'information spectrale se situe donc (comme dans un spectre classique) dans la direction horizontale, alors que la modulation en polarisation apparaît dans la direction orthogonale.

On remarque que les trois motifs sont différents pour les trois types de polarisation entrante. On retrouve bien également cette dépendance quasi-linéaire en  $\lambda$  de l'écartement de la modulation qui pose problème pour l'implémentation pour Arago et impose l'utilisation de larges détecteurs (voir Section suivante).

Le travail suivant est d'établir un code permettant de démoduler cette information, dans l'objectif de retrouver l'état de polarisation initial à chaque longueur d'onde à partir d'une image de ce type-là.

## Optimisation pour Arago

Pour appliquer cette méthode à Arago, on utilise la configuration qui vient d'être détaillée, avec des angles au sommet  $\xi = 1.5^\circ$  et  $2\xi = 3^\circ$ , ainsi qu'un angle de l'analyseur  $\theta = 64^\circ$ . Cet angle (fixe) a été choisi arbitrairement pour se placer dans le cas le plus général. En analysant les fréquences de modulation présentes dans l'Eq. 2.9 d'intensité de sortie, on repère 3 périodes de signal différentes :  $2\pi$ ,  $\pi$  et  $2\pi/3$ , correspondant aux composantes en  $\cos\Phi$ ,  $\cos 2\Phi$  et  $\sin\Phi\sin 2\Phi$  respectivement. Il nous faut donc mesurer un minimum d'une période et demie de la composante du signal la plus basse fréquence ( $1.5 \times 2\pi$ ) et échantillonner la modulation avec un pas maximum d'une demie-période de la composante la plus haute en fréquence (donc  $\pi/3$ ).

On utilise l'Eq. 2.4 reliant le déphasage imposé par les prismes à la hauteur spatiale  $x$  pour dimensionner le système. En appliquant un retard fixe de  $\pi/3$  (correspondant donc au déphasage minimum qu'il faut échantillonner sur tout le spectre), on remarque que la valeur minimale est obtenue pour  $\lambda=145$  nm. Ceci est dû au minimum de la courbe  $\Delta n(\lambda)/\lambda$  à cette longueur d'onde (voir Fig. 2.4). A cet endroit du spectre, une variation du déphasage de  $\pi/3$  correspond à une hauteur de  $32.5 \mu\text{m}$ .

Le second calcul dimensionnant est celui correspondant au signal basse fréquence. Le même exercice que précédemment, mais avec un déphasage de  $1.5 \times 2\pi$ , montre que la hauteur nécessaire pour observer sur tout le spectre un déphasage de  $1.5 \times 2\pi$  est de 2.18 mm. Ceci est contraint par la longueur d'onde maximale (888 nm) correspondant au maximum de la courbe  $\Delta n(\lambda)/\lambda$ .

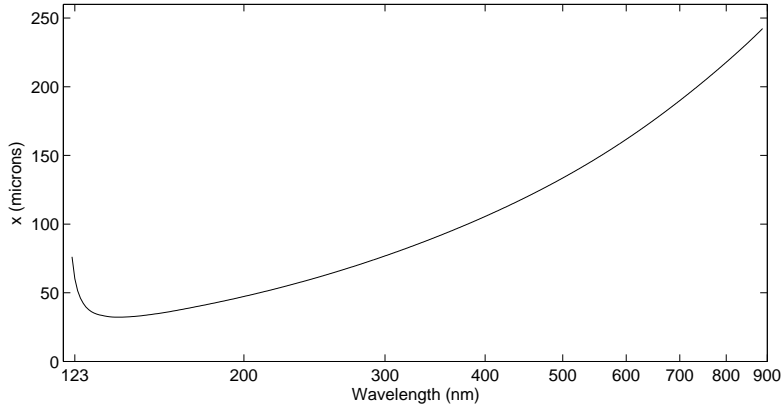


FIGURE 2.4 – Tracé de la dimension spatiale  $x$  sur tout le spectre d'Arago, pour un retard de phase donné constant. Cela correspond à l'Eq. 2.4, avec  $\xi = 1.5^\circ$  et  $\Phi = \pi/3$ .

**En conclusion, il nous faut échantillonner le signal sur 2.2 mm de hauteur avec un pas de  $32.5 \mu\text{m}$ .**

Pour Arago, la taille des pixels des détecteurs considérés est cependant de  $20 \mu\text{m}$  pour l'UV et  $15 \mu\text{m}$  pour le visible. Pour optimiser la taille des détecteurs, le spectrographe (qui suit le polarimètre dans le design optique complet de la mission) devra donc avoir un grandissement de 0.62. Ainsi, au minimum d'écartement de la modulation (à 145 nm) la composante haute-fréquence de la modulation sera bien échantillonnée. Ceci nous impose donc également une épaisseur de chaque ordre de  $2.2 \times 0.62 = 1.32$  mm.

Si on regarde de plus près le design de l'instrument pour M5 (voir Sect. 4.3.2), on remarque que 72 ordres de diffraction sont imagés sur le CCD pour la partie visible du spectre et 35 ordres de diffraction sont focalisés sur le détecteur MCP pour la partie UV du spectre. Ainsi, en rajoutant un minimum de 4 pixels noirs entre chaque ordre, on détermine la taille minimale des détecteurs dont on a besoin. Le calcul donne 99 mm pour la hauteur du détecteur visible (l'autre dimension est déterminée par la dispersion principale du spectro) et 49 mm pour la hauteur du détecteur MCP.

Ce qu'il faut retenir de ce dimensionnement est que l'adaptation théorique de cette technique à Arago est possible mais pas simple. En effet, la forte variation du rapport  $\Delta n(\lambda)/\lambda$  le long du spectre fait apparaître une modulation très serrée dans l'UV et au contraire très large dans le rouge. La conséquence directe est l'épaisseur des ordres sur les détecteurs et donc la taille de ces derniers. Les dimensions



auxquelles j'arrive restent dans le domaine du possible, mais sont très contraignantes concernant différents points. En effet, la taille des détecteurs a été ici calculée avec un polariseur simple. Imaginons la nécessité d'utiliser un design de type « dual-beam », permettant la suppression d'erreurs systématiques et évitant de diviser le flux par 2, les dimensions calculées doivent alors être multipliées par 2 ! De plus, le calcul est fait dans la limite absolue théorique, c'est-à-dire en échantillonnant exactement à la fréquence de Nyquist les hautes-fréquences dans l'UV et en mesurant à peine plus d'une période de la composante basse-fréquence dans le rouge.

Ainsi, la conclusion est que l'adaptation est possible pour Arago mais impose l'utilisation de grands détecteurs. Il faudrait sinon trouver une solution pour limiter la variation en longueur d'onde de la modulation le long du spectre.

### Efficacité

La notion d'efficacité ici est définie comme la manière dont le bruit se propage au travers de la mesure. Plus l'efficacité est élevée, plus la mesure sera précise et sensible. Du point de vue mathématique, l'article del Toro Iniesta and Collados (2000) présente de manière détaillée la théorie. Considérons qu'à une longueur d'onde donnée (une colonne de l'image), le signal de polarisation est modulé sur  $n$  différents états, avec  $n$  le nombre d'éléments résolus, autrement dit le nombre de pixels. Pour chacun de ces états (ou pixels) on calcule la matrice de Mueller globale du polarimètre et on construit la matrice de modulation  $O(\lambda)$  (matrice  $n \times 4$ ) avec les premières lignes des  $n$  matrices de Mueller. La matrice de démodulation optimale est alors construite comme suit :

$$D(\lambda) = (O(\lambda)^T \cdot O(\lambda))^{-1} \cdot O(\lambda)^T \quad (2.10)$$

A partir des coefficients  $D_{ij}$  de cette matrice, on définit finalement les efficacités d'extraction des paramètres de Stokes  $\epsilon_i$  :

$$\epsilon_i = \left( n \cdot \sum_{j=1}^n D_{ij}^2 \right)^{-1/2} \quad (2.11)$$

avec  $i = [I, Q, U, V]$  et  $n$  le nombre de pixels utilisés pour chaque longueur d'onde.

Après avoir effectué tous ces calculs à toutes les longueurs d'ondes de notre spectre, on montre que les efficacités d'extraction des 4 paramètres de Stokes sont quasi constantes sur tout le spectre, avec une petite modulation sinusoïdale d'environ 1% d'amplitude (voir un exemple Fig. 2.5). Ces simulations sont effectuées dans le cas où la modulation d'intensité est bien échantillonnée sur tout le spectre et que l'on observe au moins une période de la plus basse fréquence.

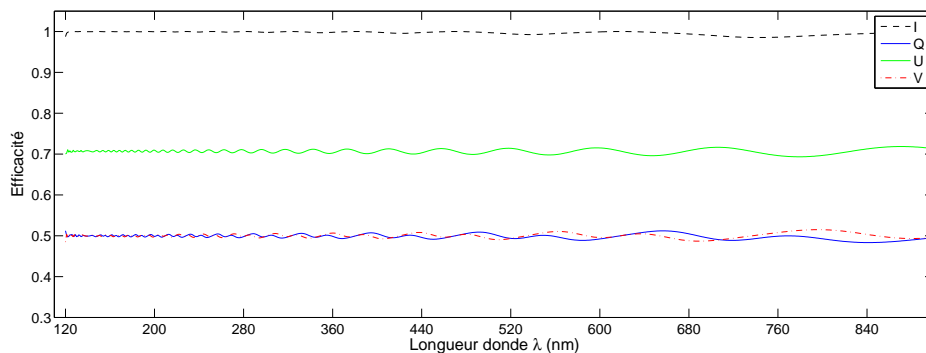


FIGURE 2.5 – Exemple d'efficacités d'extraction des paramètres de Stokes Q (en bleu), U (en vert) et V (en rouge) pour un angle de l'analyseur donné ( $45^\circ$  ici).

Un point très intéressant est que la valeur moyenne de ces efficacités dépend fortement de l'angle de l'analyseur. La Fig. 2.6 montre la variation de ces efficacités par rapport à l'angle  $\theta$  de l'analyseur. La valeur des efficacités varie entre 30% et 80% en fonction de cet angle, et en considérant un analyseur dit « dual-beam » où l'on observe les 2 polarisations orthogonales. L'utilisation d'un analyseur simple (un polariseur) implique une division par 2 des valeurs d'efficacités. Ces valeurs sont à comparer avec les efficacités obtenues sur le même spectre avec une approche plus conservatrice. En utilisant un polarimètre à modulation temporelle, où des lames optimisées tournent pour combiner différentes poses pour extraire les paramètres de Stokes, l'efficacité d'extraction des paramètres de Stokes Q, U et V varie entre 40% et 60% sur le spectre.

Pour la méthode présentée ici, la variation des efficacités d'extraction avec l'angle de l'analyseur peut être tournée à notre avantage. En effet, cet angle peut être utilisé comme paramètre libre pour optimiser la précision de mesure en fonction de la cible. Par exemple, on peut imaginer un système où l'analyseur possède 3 différentes positions : une pour la mesure de la polarisation circulaire uniquement, une pour la polarisation linéaire et une dernière position pour la mesure du vecteur de Stokes complet. Ainsi en prenant  $\theta = 16^\circ$  pour la polarisation circulaire on aurait une efficacité de 81% sur la mesure de V, avec  $\theta = 55^\circ$  pour la polarisation linéaire, l'efficacité sur la mesure de Q et U est de 66%. Enfin, pour la majorité des cas scientifiques nécessitant la mesure de Q, U et V, un angle de  $45^\circ$  offre une efficacité d'environ 50% pour Q et V et 70% pour U (voir Fig. 2.6).

Le fait de rajouter un mécanisme pour faire tourner l'analyseur ne présente ici aucun risque majeur. En effet, cela permet d'améliorer considérablement la précision de mesure selon le but scientifique mais s'il s'avère que le mécanisme tombe en panne, l'instrument fonctionnera toujours avec sa précision nominale. Cette variation de précision dans la mesure sera vérifiée expérimentalement (voir Sect. 2.2.4).

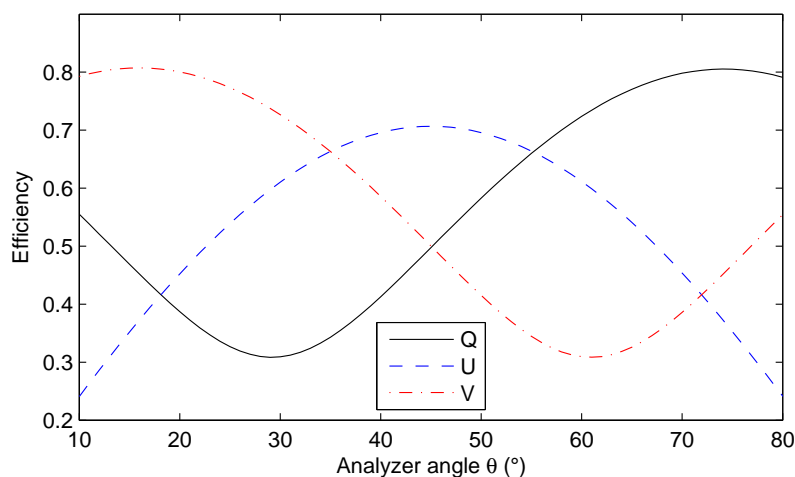


FIGURE 2.6 – Variation des efficacités d'extraction des paramètres de Stokes en fonction de l'angle de l'analyseur de polarisation.

### 2.1.3 Démodulation

Le but ici est de trouver des solutions pour démoduler l'information de polarisation. Il faut donc un code acceptant en entrée une image (simulation ou vraie image issue du banc de mesure) et donnant en sortie la valeur de l'état de polarisation de la lumière entrante.

#### Moindres carrés

La solution la plus évidente pour résoudre ce problème est d'effectuer une simple résolution par moindres carrés d'un système linéaire. En effet, s'il fallait résumer le problème à résoudre en une équation,

on pourrait écrire :

$$I_{out}(x, \lambda) = \alpha_I(x, \lambda).I(\lambda) + \alpha_Q(x, \lambda).Q(\lambda) + \alpha_U(x, \lambda).U(\lambda) + \alpha_V(x, \lambda).V(\lambda) \quad (2.12)$$

où  $\alpha_i$  sont des fonctions basées sur des fonctions trigonométriques et dépendant de la longueur d'onde et de la hauteur  $x$ . Vectoriellement parlant on peut écrire :  $I_{out} = A \cdot S$  avec  $A = (\alpha_I \ \alpha_Q \ \alpha_U \ \alpha_V)$ ,  $S$  le vecteur de Stokes que l'on cherche à déterminer et  $I_{out}$  la valeur de l'intensité de sortie (en fait la matrice correspondant à l'image obtenue par simulation ou au laboratoire).

Connaissant la valeur de la matrice  $A$  (voir Eq. 2.9 dans la Sect. 2.1.1), on peut résoudre ce système linéaire par moindres carrés.

En pratique, le code que j'ai développé accepte l'image en entrée et travaille ensuite colonne par colonne, autrement dit longueur d'onde par longueur d'onde. Il résout le système linéaire surdéterminé présenté ci-dessus à une longueur d'onde puis passe à la colonne suivante. En sortie, j'obtiens donc la valeur du vecteur de Stokes complet pour chaque longueur d'onde. A partir de ce vecteur, je peux calculer ou afficher le spectre en intensité, la valeur d'un paramètre de Stokes le long du spectre, l'ellipse de polarisation à une longueur d'onde donnée, l'angle de polarisation le long du spectre, . . . En réalité, les valeurs d'intensité dans une colonne  $n$ , ne sont pas totalement décorrélées des valeurs de la colonne  $n - 1$ . Un code plus complet ayant une vision plus globale de l'image 2D serait sans doute plus performant.

Pour vérifier sa validité, le code est testé à partir d'images issues de mes simulations (présentées ci-dessus). Il permet de retrouver parfaitement les valeurs des paramètres de Stokes entrants, même en présence de bruit dans l'image.

### Application sur un spectre d'étoile

Pour aller plus loin, l'idée est de tester le code sur des images similaires à ce que l'on pourrait observer avec une lumière stellaire en entrée. J'ai utilisé un spectre synthétique (fourni par Colin Folsom, chercheur à l'IRAP), simulant une étoile avec une température effective  $T_{eff} = 30000 \text{ K}$ , une gravité  $\log g = 4.0$ , une vitesse radiale projetée de  $50 \text{ km.s}^{-1}$ , des abondances solaires, et un champ magnétique dipolaire d'intensité  $B_{pol} = 1000 \text{ G}$  incliné de  $\beta = 90^\circ$  par rapport à l'axe de rotation. L'étoile est vue par l'observateur face à l'équateur de rotation et lorsque le pôle magnétique est orienté vers lui.

On connaît donc la valeur de l'intensité  $I$  et la valeur du paramètre de Stokes  $V$  (celui qui nous intéresse ici) de la lumière pour chaque longueur d'onde entre 400 et 1000 nm. A partir de ces valeurs on peut simuler l'image que l'on obtiendrait en utilisant ce concept de spectropolarimètre. Un extrait de l'image obtenue est présenté ci-dessous. Notons, que le spectre utilisé dans un premier temps n'a pas de bruit et donc un rapport signal à bruit (SNR) infini.

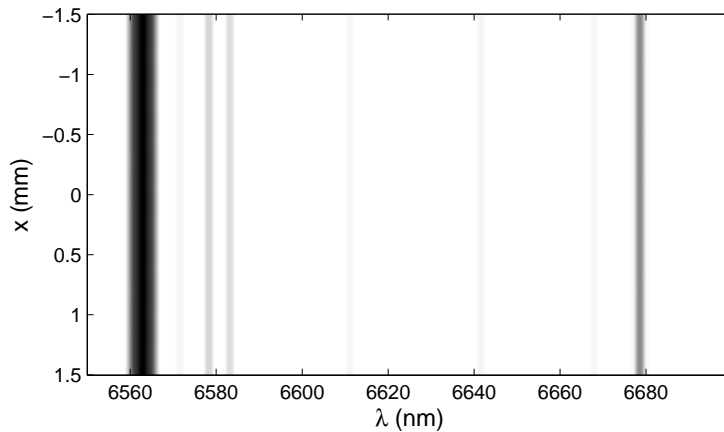


FIGURE 2.7 – Simulation d'une image obtenue avec le concept de polarimètre présenté dans ce chapitre, à partir d'un spectre synthétique d'étoile magnétique.

On observe des bandes noires, correspondant aux raies d'absorption photosphérique de l'étoile. Cependant, aucune modulation en polarisation n'est visible à l'œil nu dans la direction orthogonale au spectre. Ceci est normal car les valeurs du paramètre de Stokes  $V$  le long du spectre sont environ 1000 fois plus faibles que la valeur de l'intensité  $I$ . La modulation n'est donc pas visible à l'œil nu mais elle devrait être bien présente dans l'image.

J'utilise alors mon code de démodulation pour tenter de retrouver la valeur de  $I$  et  $V$  le long du spectre pour cette étoile. L'image obtenue par la simulation est placée en entrée du code de démodulation. Ce dernier parvient à retrouver parfaitement le spectre de  $I$  et  $V$ , comme montré sur la Fig. 2.8.

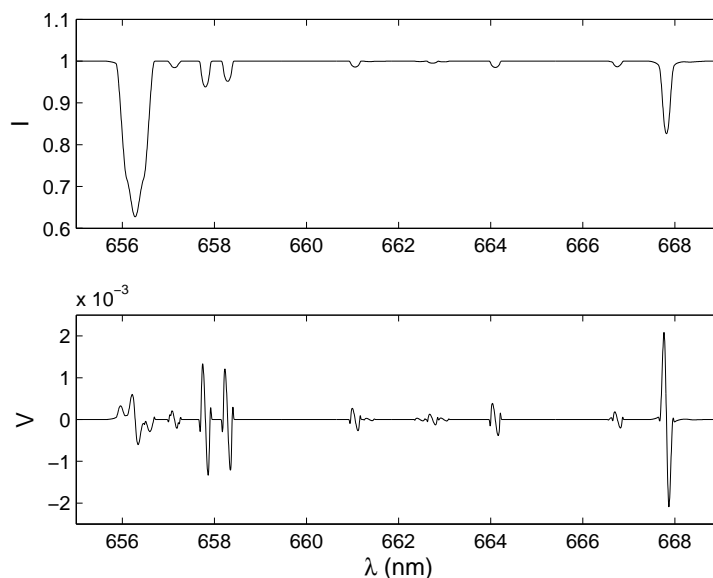


FIGURE 2.8 – Résultats du code de démodulation sur un spectre synthétique. Le spectre d'intensité fait bien apparaître les raies d'absorption (en haut), alors que le spectre en  $V$  (en bas) montre bien les signatures Zeeman caractéristiques d'un champ magnétique (SNR infini sur les données d'entrée).

Malgré la faible valeur du paramètre de Stokes  $V$  (3 ordres de grandeur inférieur à l'intensité), le code arrive à démoduler le signal à partir de l'image où aucune modulation n'était visible à l'œil nu. Pour continuer l'analyse, du bruit est ajouté au spectre de l'étoile pour obtenir un rapport SNR de 1000 en intensité. Le bruit étant du même ordre de grandeur que le paramètre de Stokes  $V$  le long du spectre, les signatures Zeeman sont totalement noyées dans le bruit. On peut noter que le code de démodulation parvient à reconstruire parfaitement le spectre du bruit. Pour retrouver un signe de présence de champ magnétique on ne peut plus regarder les raies individuelles, mais il faut appliquer la méthode LSD (voir Sect. 1.3.3). Cette méthode est systématiquement appliquée lors d'observations réelles. Elle consiste à appliquer un profil moyen de raie à un peigne de Dirac représentant la position des raies dans le spectre pour produire une seule raie moyenne avec un SNR drastiquement plus élevé. Au final, la combinaison de mon code de démodulation avec le code LSD classique permet de retrouver parfaitement la signature Zeeman du spectre bruité, comme le montre la Fig. 2.9.

Ceci valide donc l'utilisation de ce code de démodulation basé sur une résolution par moindre carrés à chaque longueur d'onde.

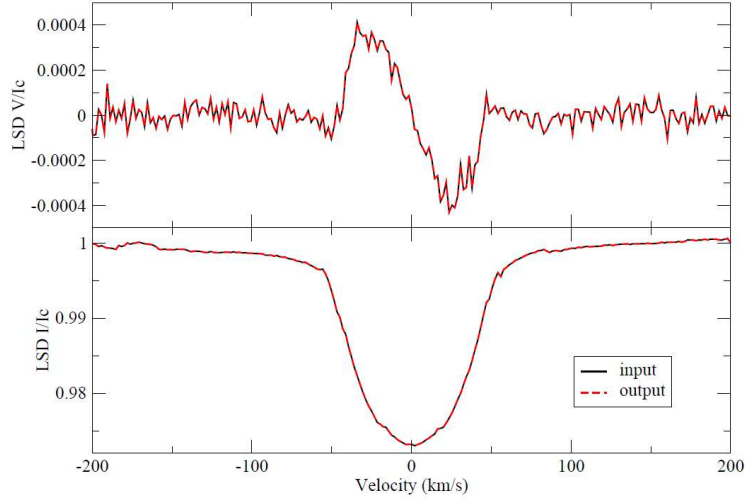


FIGURE 2.9 – Profils LSD calculés pour les paramètres de Stokes I et V à partir d’un spectre d’étoile synthétique avec un SNR=1000 (courbe noire), ainsi que pour les spectres I et V calculés à partir de mon code de démodulation (courbe rouge). Les 2 courbes sont confondues, le code de démodulation fonctionne donc parfaitement.

### Autres solutions

Plusieurs solutions, autres que par moindres carrés, pour démoduler l’information de polarisation pourraient être mises en œuvre. Parmi elles, (Lopez Ariste, 2015) a proposé d’utiliser une nouvelle méthode utilisant la propriété de parcimonie. Cette méthode consiste à créer un « dictionnaire » composé d’un très grand nombre (le plus possible) de solutions possibles et ensuite de chercher une combinaison linéaire d’un nombre minimal de ces solutions qui correspondrait exactement à l’image de modulation. Concrètement dans ce dictionnaire il faut mettre les 3 images de bases pour Stokes Q, U et V et ce pour tous les déphasages, toutes les longueurs d’ondes, ... Arturo Lopez Ariste a établi une première étude théorique sur l’application possible de cette méthode pour notre concept de spectropolarimètre. Les résultats sont encourageants, mais le code n’est pas encore optimisé.

Le gros avantage de cette méthode, par rapport à mon code utilisant les moindres carrés, est d’être souple par rapport aux conditions initiales. En effet, dans mon code je dois donner exactement les valeurs extrêmes du spectre sur le détecteur en longueur d’onde et en hauteur  $x$  pour qu’il puisse calculer les valeurs théoriques de déphasage en chaque point de l’image.

## 2.1.4 Evolutions possibles

### Prismes face à face

La problématique de flux transmis est essentielle pour la mission Arago, principalement du côté UV du spectre. Je présente donc ici une solution équivalente au design ci-dessus mais ayant l’avantage d’avoir quelques interfaces optiques en moins. Pour mesurer le vecteur de Stokes complet on a vu précédemment qu’il fallait utiliser 2 prismes, avec le second deux fois plus épais que le premier (ou son angle au sommet deux fois plus grand). Pour des raisons d’aberrations optiques et de facilité d’utilisation, les prismes ont été doublés pour obtenir 2 blocs rectangulaires. La solution que je propose ici, présentée dans la Figure 2.10, utilise donc également 2 prismes, avec une épaisseur double. Mais pour obtenir un bloc unique rectangulaire, le second prisme est tourné à  $90^\circ$  par rapport à la configuration de base et l’espace entre les 2 prismes est rempli par un morceau de matériau identique aux prismes ( $MgF_2$  dans notre cas). L’axe rapide du cristal de ce morceau est placé parallèlement à l’axe optique, afin de ne pas perturber la polarisation. Les angles des axes rapides des prismes sont choisis pour simplifier les équations tout en permettant une mesure des 4 paramètres de Stokes :  $0^\circ$  (selon l’axe  $Oy$ ) pour le premier et  $45^\circ$  pour le second.

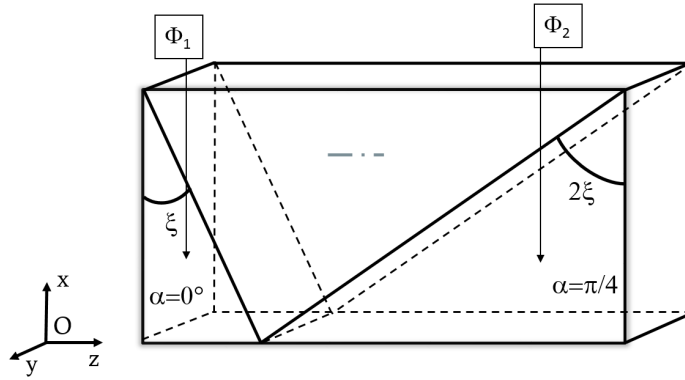


FIGURE 2.10 – Configuration de prismes biréfringents pour limiter le nombre d’interfaces optiques. Les 2 prismes d’épaisseurs et d’angles d’axe rapide différents sont placés face-à-face avec un morceau du même matériau entre les 2 pour assurer la stabilité mécanique.

### Division de pupille

Une autre possibilité d’utilisation de cette méthode a été proposée par Knitter et al. (2011). Au lieu de doubler le nombre de prismes pour obtenir une mesure complète du vecteur de Stokes, l’idée est de diviser la pupille spatialement et de placer une mosaïque de polariseur. La Fig. 2.11 présente le schéma d’un tel système.

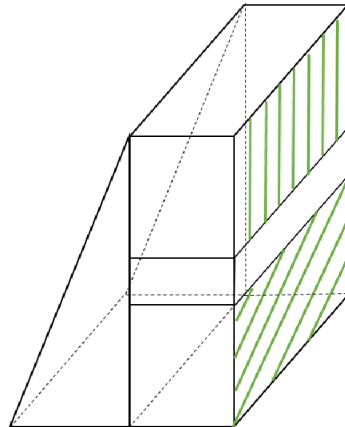


FIGURE 2.11 – Configuration utilisant un simple prisme biréfringent, suivi de deux micro-polariseurs orientés différemment. Ce système permet de mesurer tout le vecteur de Stokes, avec un seul prisme.

Un simple prisme biréfringent est utilisé, puis suivi de deux micro-polariseurs, dont leurs axes relatifs sont à  $45^\circ$  l’un de l’autre. Ceci permet d’obtenir suffisamment d’équations indépendantes pour finalement mesurer les 4 paramètres de Stokes.

Cette solution offre donc un système encore plus compact. Cependant, il n’est a priori pas possible avec un tel concept d’utiliser le principe du "dual-beam", c’est-à-dire de s’affranchir des erreurs systématiques.

## 2.2 Mise en place pratique

Pour poursuivre ce travail théorique et valider le concept complètement, j'ai mis en place un prototype de spectropolarimètre. Ce banc de test est installé au LESIA.

### 2.2.1 Phase préliminaire

La première étape pour monter ce banc est de réaliser un design optique adapté aux conditions du laboratoire et au concept que je veux démontrer. Ensuite, il faut choisir les composants adéquats en rentrant dans le budget alloué.

#### Design optique

Pour démontrer ce concept théorique de spectropolarimètre il faut arriver à créer l'image 2D représentant le spectre dans une direction et la modulation en polarisation dans l'autre. Pour cela, les éléments de base dont j'ai besoin dans mon design sont : une source de lumière polarisée, un polarimètre, un spectromètre et une caméra. La Fig. 2.12 décrit le design optique du banc.

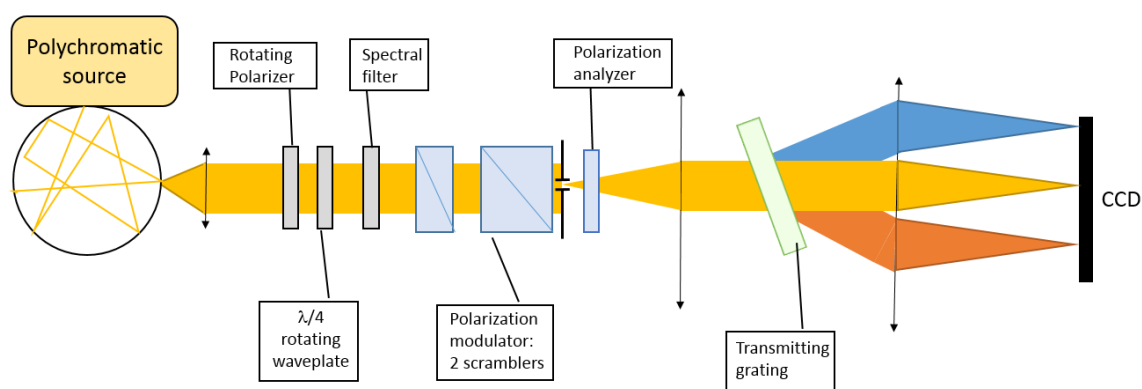


FIGURE 2.12 – Design optique initial pour le banc de test du concept de spectropolarimètre statique.

Une lentille convergente simple permet de collecter la lumière sortant d'une sphère intégrante (pour bien dépolariiser la source). Elle est suivie d'un polariseur linéaire permettant de contrôler l'angle de polarisation de la source, associé à une lame achromatique  $\lambda/4$  utilisée pour créer des états de polarisation elliptiques ou circulaires. Ceci permet de créer et contrôler la lumière polarisée d'entrée. Cette lumière polarisée traverse ensuite les prismes biréfringents, une fente et un analyseur de polarisation. Ceci constitue le bloc polarimètre et l'entrée du spectromètre (avec la fente). La lumière sortant de la fente est ensuite collimatée par un objectif pour éclairer un réseau en transmission. Enfin, l'image de la fente est réalisée par un second objectif sur un capteur CCD.

#### Choix des composants

Pour monter ce banc optique, j'ai dû choisir les composants les plus adaptés à mon besoin, tout en rentrant dans un budget donné. Voici donc les éléments qui le composent :

- Source : lampe halogène polychromatique de chez Thorlabs, haute-intensité, fibrée.
- Lentille de mise en forme : singlet de chez Melles Griot, focale 25 mm, diamètre 1"
- Polariseurs linéaires : polariseurs à grille, achromatiques, diamètre 1" de chez Thorlabs
- Lames retardatrices ( $\lambda/4$  et  $\lambda/2$ ) : lames achromatiques en  $MgF_2$  et quartz de chez Bernhard Halle Nachfolger GmbH.

- Filtres interférentiels : diverses longueurs d'onde centrales, FWHM 10 nm, constructeur : Andover
- Prismes biréfringents : les prismes en  $MgF_2$  définis dans la section théorique ci-dessus ont été réalisés en partie sur mesure par la société Karl Lambrecht aux USA.
- Réseau en transmission : 600 traits/mm, dimensions 25x25 mm<sup>2</sup> de chez Thorlabs
- Caméra : objectif photo Sigma + adaptateur monture C de chez TSOptics + caméra CCD Hamamatsu Orca R2
- Composants opto-mécaniques : Thorlabs

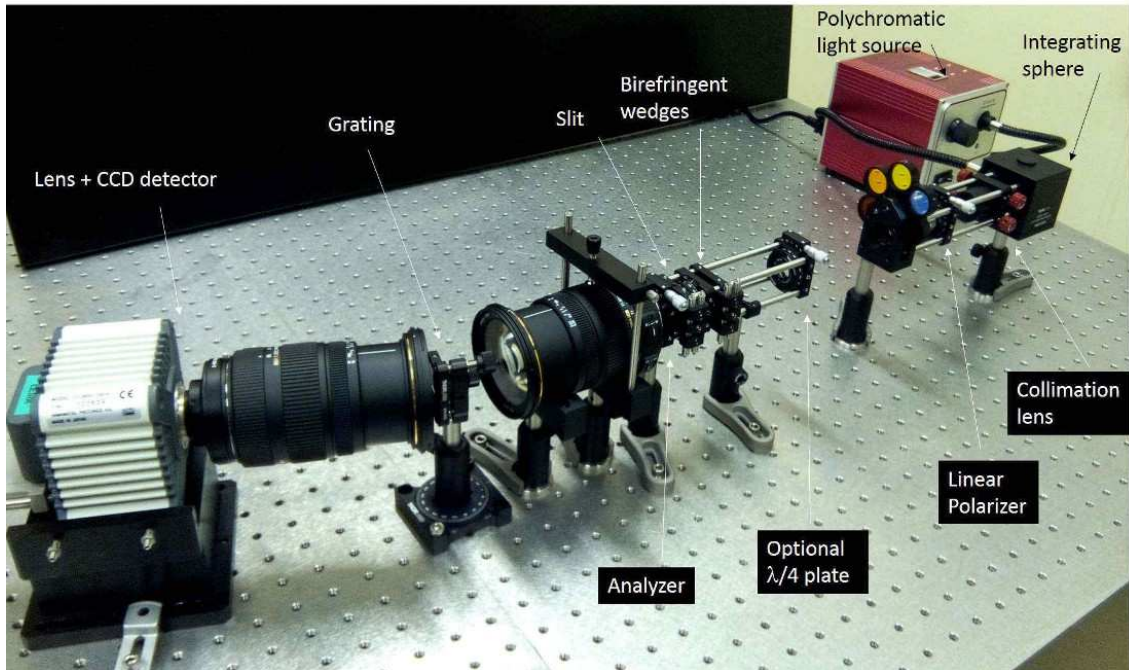


FIGURE 2.13 – Photo du banc optique en fonctionnement, pour le design statique.

## 2.2.2 Premiers résultats

Après la mise en place du banc optique (Fig. 2.13), des premiers tests ont été faits pour appréhender le concept expérimentalement, vérifier et comprendre le comportement des prismes biréfringents. Les résultats et images obtenus sont présentés dans cette section.

Après avoir allumé pour la première fois la source lumineuse, l'observation à l'œil de la modulation en intensité à travers le spectre coloré a tout de suite été possible (voir Fig. 2.14). L'installation de la caméra CCD a validé cette observation avec une image de franges dans la direction orthogonale à la dispersion spectrale. Les prismes biréfringents ont donc bien l'impact attendu sur la modulation de l'intensité de sortie du banc optique.

### Calibration spectrale

Pour effectuer des mesures correctes, la première étape est d'étalonner les images en longueur d'onde, autrement dit de calibrer le spectre. Pour cela j'utilise différents filtres interférentiels placés juste après la source pour vérifier la mise au point du système (pour avoir une bonne résolution spectrale) ainsi que pour savoir quelle colonne de pixels correspond à quelle longueur d'onde (voir Fig. 2.15).



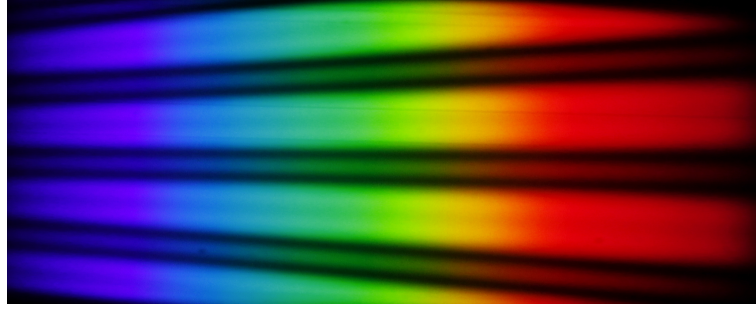


FIGURE 2.14 – Image du spectre coloré avec la modulation en intensité orthogonale au spectre.

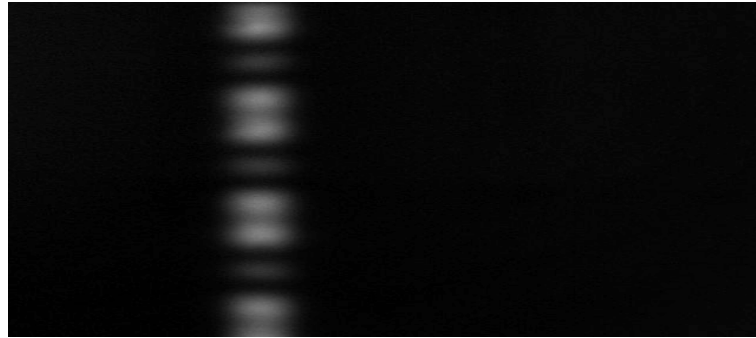


FIGURE 2.15 – Calibration spectrale. Image de sortie du banc avec un filtre interférentiel à 560 nm de longueur d’onde centrale et une FWHM de 10 nm.

### Comparaison avec les simulations

Après avoir effectué la calibration en longueur d’onde, les images obtenues pour différents états de polarisation incidents peuvent être comparées aux simulations correspondantes.

La Fig. 2.16 montre les différentes images obtenues pour une polarisation 100% linéaire Q, 100% linéaire U et 100% circulaire V. Pour ces 3 états de polarisation de base, la concordance des images obtenues paraît quasi-parfaite avec les simulations théoriques présentées à la Sect. 2.1.2.

La comparaison des images obtenues avec une simulation théorique permet également de vérifier la validité de la calibration spectrale et de donner une précision sur la calibration de la hauteur des prismes. En effet, pour démoduler ces images et obtenir une mesure des paramètres de Stokes, il me faut donner à mon code d’inversion les valeurs extrêmes des images, c’est-à-dire les longueurs d’ondes extrêmes de l’image (correspondant à la 1ère et à la dernière colonne de l’image) ainsi que les valeurs minimales et maximales de  $x$ , la hauteur des prismes. Pour cause de vignettage et de variations abruptes aux bords, la totalité de la hauteur de la fente (3 mm) placée après les prismes n’est pas utilisée. Un processus d’optimisation de la corrélation entre l’image obtenue en laboratoire et des simulations me permet de savoir quelles sont les valeurs extrêmes de la hauteur  $x$  sur mon image.

### Mesures quantitatives

A partir de ces images obtenues et bien identifiées (valeurs extrêmes connues), je peux appliquer mon code de démodulation présenté à la Sect. 2.1.3. Ce code me permet de déterminer la valeur des 4 paramètres de Stokes pour chaque longueur d’onde. A partir de cela je peux calculer et afficher le degré de polarisation le long du spectre, l’angle de polarisation linéaire, et l’ellipse de l’état de polarisation à une longueur d’onde donnée par exemple.

La Fig. 2.17 montre les résultats obtenus pour 3 états de polarisation incidents différents. Une lumière polarisée 100% linéairement avec un angle nul (100% Q) en haut, la même chose avec 45° d’angle (100% U) au centre et enfin une lumière polarisée circulaire (100% V) en bas.

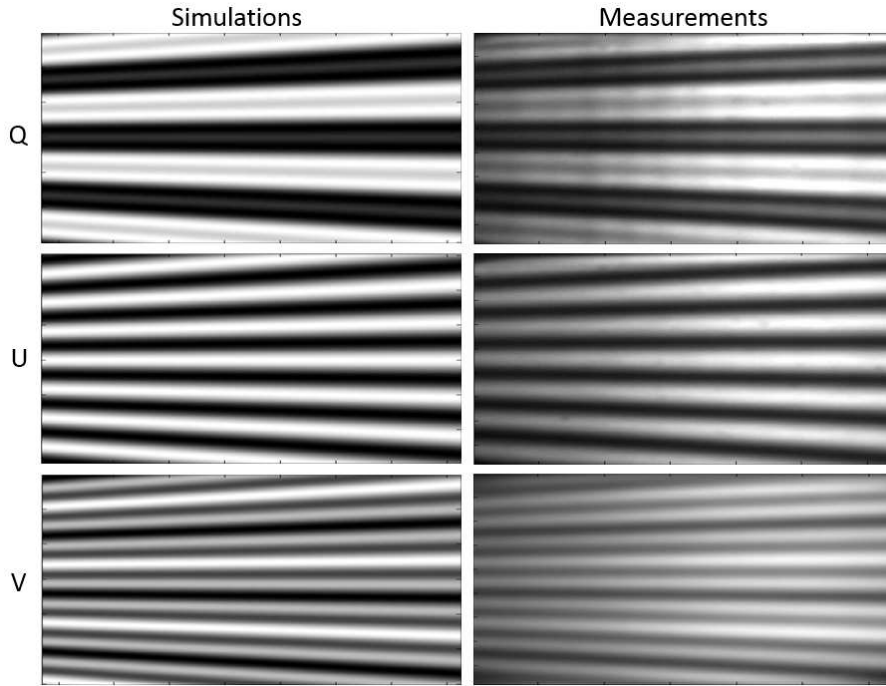


FIGURE 2.16 – Comparaison des images obtenues avec le banc optique (à droite) avec les simulations théoriques (à gauche), pour différents états de polarisation incidents (100% Q, U et V).

La valeur de l'angle de polarisation pour un état incident donné (Q dans ce cas) est présentée sur la Fig. 2.18. La valeur théorique de l'angle de polarisation est de  $0^\circ$  sur tout le spectre.

On observe que j'arrive à retrouver l'état de polarisation incident, mais pas parfaitement. La valeur du paramètre de Stokes normalisé étudié, théoriquement à 1 tandis que les autres sont à 0 pour les 3 exemples présentés ici, est inférieure à 1 et n'est pas constante sur tout le spectre. On en déduit donc qu'il y a différentes erreurs qui viennent altérer la mesure : cross-talk entre une polarisation linéaire et circulaire, une dépolarisation, de la polarisation instrumentale, . . . Une étude de tolérancement (présentée ci-après) a été menée pour vérifier si les différentes incertitudes sur les composants et l'alignement du banc peuvent induire de telles erreurs de mesures.

La mesure de l'angle de polarisation est cependant bonne, avec une précision d'environ  $\pm 1^\circ$  sur le spectre. Ceci est dû au fait que la valeur de l'erreur de rotation de la polarisation (sorte de cross-talk entre Q et U) est très faible comparée aux autres erreurs. Le rapport des composantes Q et U reste donc correct malgré des mesures non précises.

**Ces résultats sont donc encourageants dans le sens où ils valident ce concept de spectropolarimétrie. En effet, même si la précision des mesures n'est pas bonne, un simple banc optique avec de grandes incertitudes à plusieurs niveaux (principalement opto-mécaniques) permet de mesurer le vecteur de Stokes complet sur un spectre donné et sans aucun élément en rotation. Les limitations observées proviennent de la simplicité du prototype et du processus de démodulation, et non de la méthode.**

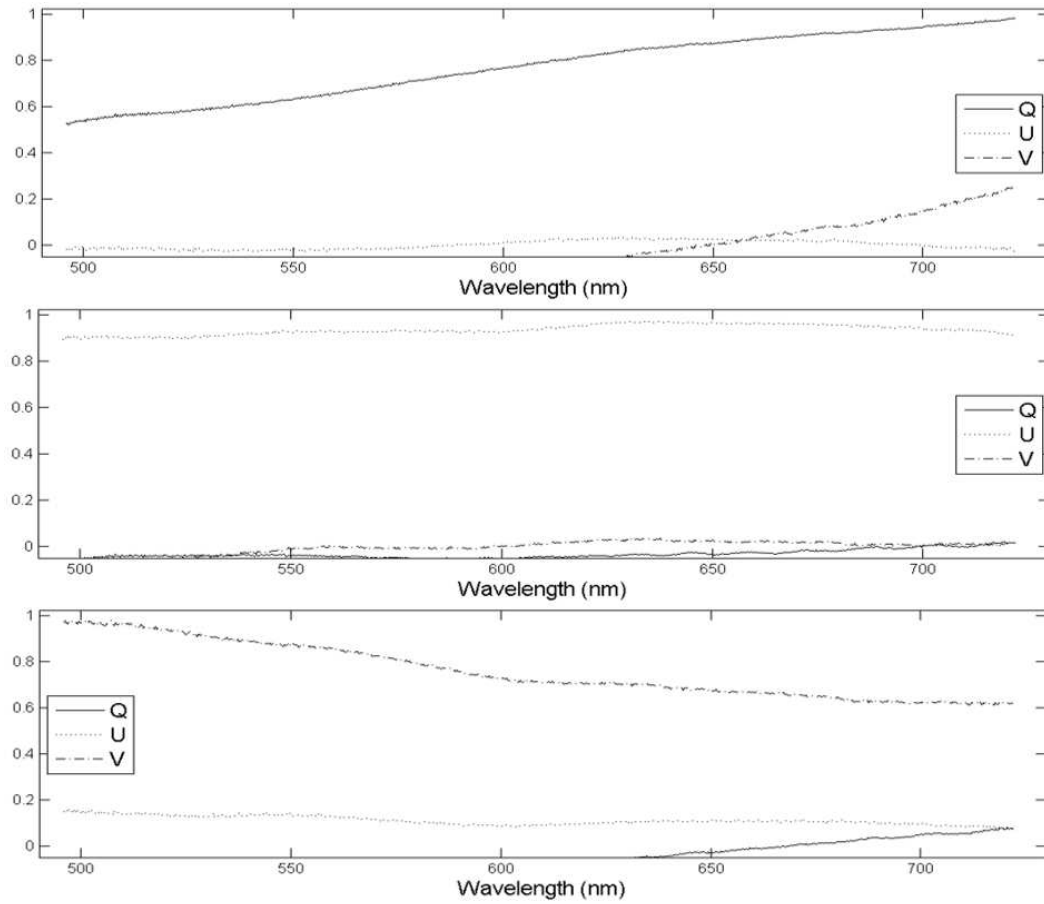


FIGURE 2.17 – Mesures effectuées pour 3 états de polarisation incident différents : Q en haut, U au milieu et V en bas. Le paramètre de Stokes "dominant" est retrouvé dans les trois cas, mais avec une très mauvaise précision.

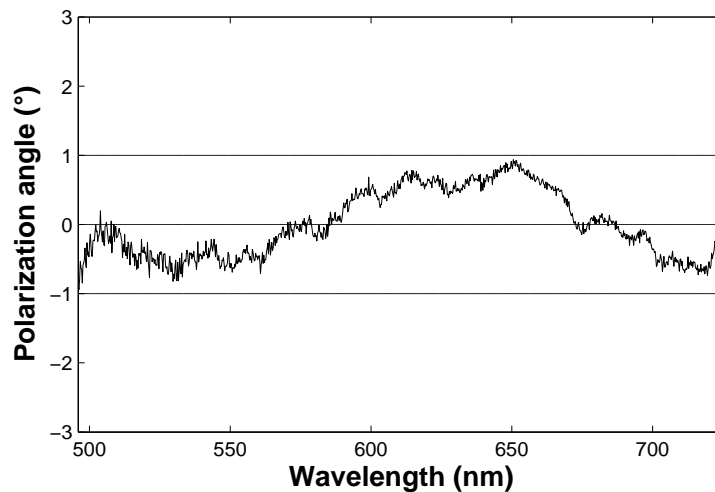


FIGURE 2.18 – Mesure de l'angle de polarisation, pour une polarisation incidente 100% Q. La valeur théorique de  $0^\circ$  est retrouvée avec une précision de  $\pm 1^\circ$ .

### 2.2.3 Tolérancement

Cette section vise à établir un tolérancement du banc de mesure, qui a été décrit dans Pertenais et al. (2015b). Plusieurs incertitudes causent très certainement une imprécision de la mesure faite, l'équation réelle du banc étant légèrement différente de celle théorique avec laquelle je démodule le signal. La matrice d'erreur de mesure de polarisation est introduite :

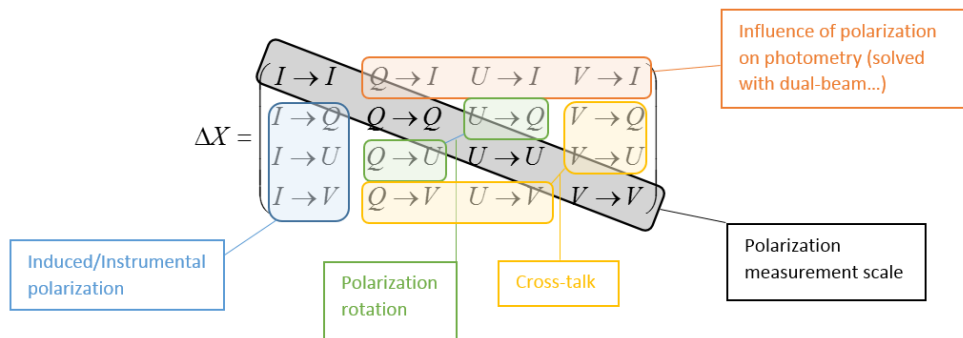


FIGURE 2.19 – Différentes composantes de la matrice d'erreur de mesure de polarisation.

Ajoutée à la matrice identité (diagonale égale à 1) elle constitue la matrice X, qui doit être multipliée à la matrice de Mueller globale du système pour prendre en compte les erreurs. Elle est dans l'idéal égale à la matrice nulle. Pour identifier les erreurs dans le système, je considère plusieurs sources possibles d'erreur ci-dessous.

Pour réaliser cette étude de tolérancement, j'ai défini pour chaque source d'erreur une plage d'incertitude. J'ai ensuite calculé aléatoirement 50 configurations dans cette incertitude, autour de la valeur théorique. Pour chacune de ces configurations, j'ai démodulé l'image obtenue avec l'équation de démodulation théorique (utilisant donc la valeur théorique du paramètre considéré, différente de la valeur réelle utilisée pour obtenir l'image).

En observant les résultats des 50 configurations, j'ai finalement pu déterminer la valeur de la matrice d'erreur associée à cette source d'erreur.

#### Positionnement des prismes

La théorie suppose que les prismes sont parfaitement alignés. En pratique, un positionnement parfait est impossible. Le problème principal dans l'alignement des prismes est leur position relative par rapport à l'axe optique dans l'axe vertical. En effet cela décale la position 0 du retard imposé par les 2 double prismes. On considère alors la situation décrite dans la Fig. 2.20.

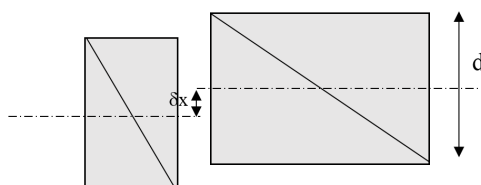


FIGURE 2.20 – Situation considérée pour étudier le décentrement relatif des prismes.

Le retard imposé par le premier bloc est inchangé par rapport à la théorie. Il en est de même pour celui imposé par le deuxième bloc isolé  $\Phi$ . On a (comme pour l'Eq. 2.3) :

$$\Phi'(x, \lambda) = 2\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot x - 2\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot (d - x) = 4\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot (2x - d) \quad (2.13)$$

A ce niveau du calcul, en théorie, on fait le changement de variable en  $x$  pour centrer  $x = 0$  sur l'axe optique. Ici il faut faire le changement de variable pour centrer le  $x = 0$  à  $\delta x$  de l'axe optique. On doit donc réaliser  $x \leftrightarrow x - \delta x + d/2$ . On obtient alors :

$$\Phi'(x, \lambda) = 8\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot \left( 2 \left( \frac{d}{2} - \delta x + x \right) - d \right) = 8\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot (x - \delta x) \quad (2.14)$$

Cependant, dans le calcul matriciel effectué pour déterminer l'équation de l'intensité de sortie, ce déphasage du  $2^{nd}$  bloc est exprimé simplement à partir de celui du  $1^{er}$  bloc avec  $\Phi' = 2\Phi$ . Dans le cas présent on va donc écrire  $\Phi' = 2\Phi - \delta\Phi$ , avec

$$\delta\Phi = 8\pi \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \tan \xi \cdot \delta x \quad (2.15)$$

Il ne reste plus qu'à remplacer les  $\sin 2\Phi$  et  $\cos 2\Phi$  par  $\sin(2\Phi - \delta\Phi)$  et  $\cos(2\Phi - \delta\Phi)$  dans l'équation de l'intensité (Eq. 2.9). Le tolérancement pour  $\delta x = 0.05$  mm est présenté dans la Fig. 2.21. Dans cette figure, je montre 50 mesures des paramètres de Stokes QUV avec des valeurs aléatoires de décentrement dans la tolérance  $\pm \delta x$ .

On remarque qu'un léger décentrement relatif des prismes apporte différentes erreurs sur la mesure :

- Un cross-talk Q→V de l'ordre de 100%, et U→V de 5%
- Un cross-talk V→Q de l'ordre de 20% et V→U de 10%
- Une dépolarisation Q→I et V→I de l'ordre de 10%
- Une dépolarisation U→I de l'ordre de 20%

On peut donc écrire la matrice d'erreur  $\Delta X$  due à la position relative des prismes :

$$\Delta X = \begin{pmatrix} - & 0.1 & 0.2 & 0.1 \\ 0 & - & 0 & 0.2 \\ 0 & 0 & - & 0.1 \\ 0 & 1 & 0.05 & - \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

## Biréfringence

Une autre erreur qui peut perturber la mesure est la valeur réelle de la biréfringence du matériau composant les prismes ( $\text{MgF}_2$ ). En effet, cette valeur est connue théoriquement mais varie d'échantillon à échantillon et en fonction de la température. On définit donc maintenant la biréfringence réelle :

$$\Delta n(\lambda) = \Delta n_{\text{théorique}}(\lambda) + \delta\Delta n(\lambda) \quad (2.17)$$

Cette valeur est alors introduite dans l'équation du déphasage utilisée pour le calcul de l'intensité de sortie (Eq. 2.4).

Par simplicité, et car cela n'apportera pas d'erreur sur l'ordre de grandeur de l'erreur induite, la valeur de l'incertitude sur la biréfringence est prise constante le long du spectre, soit  $\delta\Delta n(\lambda) = \delta\Delta n$ . Prenons cette valeur égale à 5% soit 0.0006 (car  $\Delta n = 0.0118$  sur le domaine d'étude). Dans le visible, des valeurs typiques (source : [old.lightmachinery.com](http://old.lightmachinery.com)) de variation de la biréfringence du  $\text{MgF}_2$  sont de  $0.06 \cdot 10^{-5} K^{-1}$ . Ainsi, même une variation de 20K de la température n'impliquera une variation de la biréfringence que de  $1.2 \cdot 10^{-5}$  soit à peine 1% de la valeur nominale.

En prenant donc un facteur de sécurité de 5 pour considérer les autres sources de variation de la biréfringence que la température (e.g. unicité de l'échantillon, stress mécanique), je fais varier la valeur de  $\delta\Delta n$  entre -0.0006 et +0.0006 et je fais 50 mesures des paramètres de Stokes en utilisant l'équation théorique (voir Fig. 2.22).

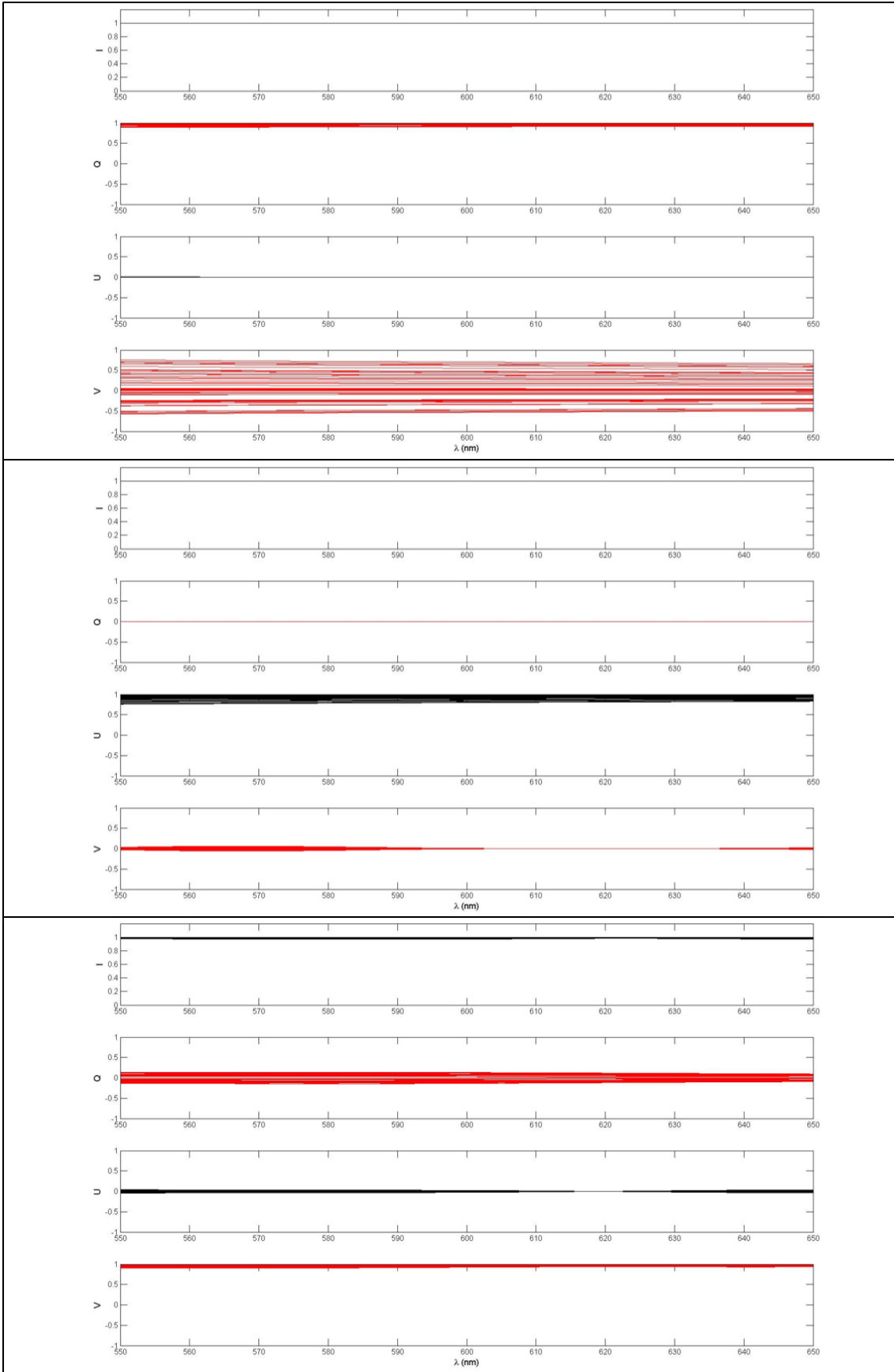


FIGURE 2.21 – Tolérancement pour 100% Q (en haut), U (au milieu) et V (en bas), pour 50 configurations avec un décentrement des prismes jusqu'à  $\pm 0.05$  mm.

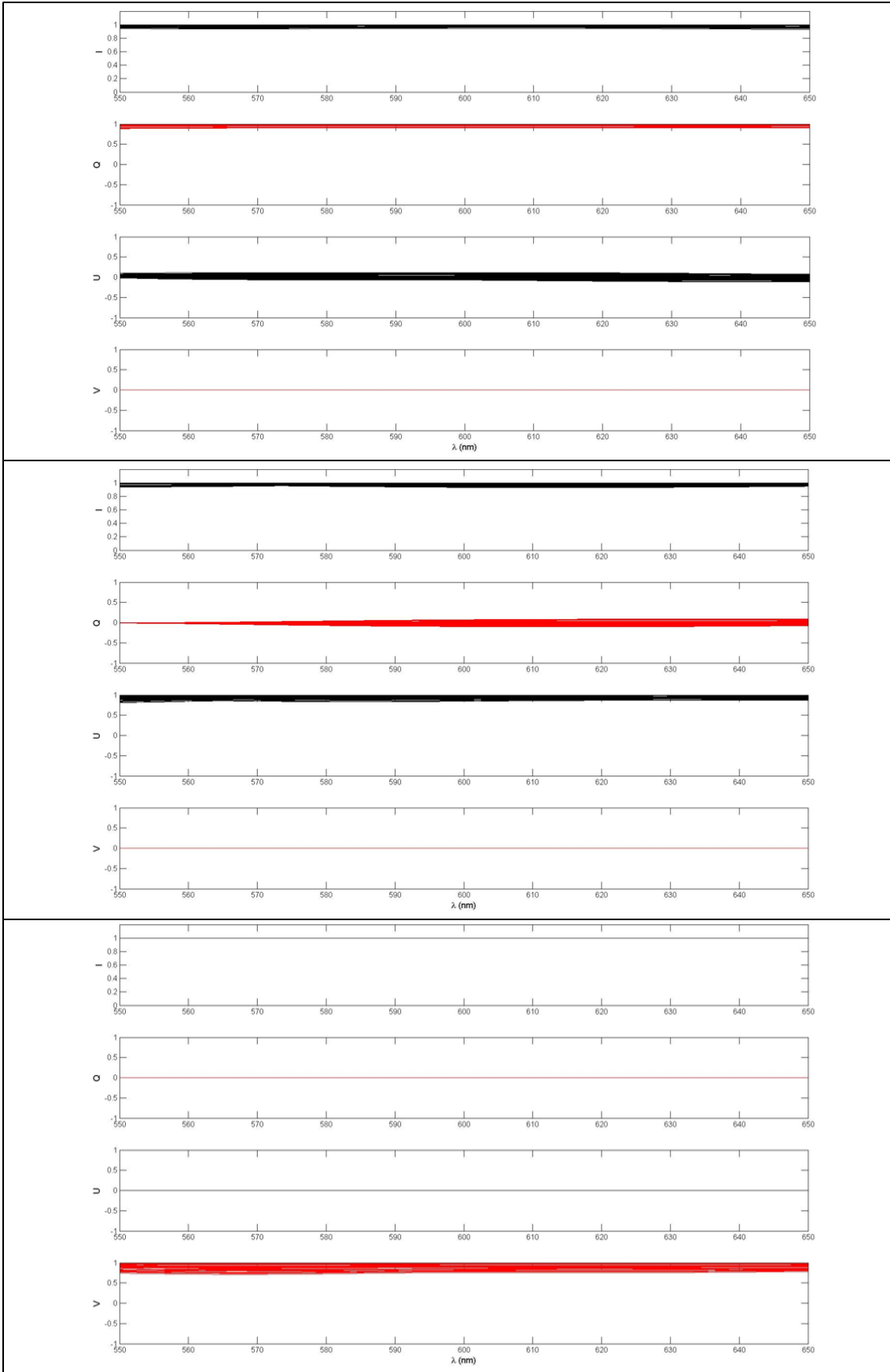


FIGURE 2.22 – Tolérancement pour 100% Q (en haut), U (au milieu) et V (en bas), pour 50 configurations avec une erreur jusqu'à 5% sur la biréfringence du matériau des prismes.

L'incertitude sur la biréfringence apporte différentes erreurs sur la mesure :

- Une rotation de la polarisation  $Q \rightarrow U$  et  $U \rightarrow Q$  de l'ordre de 10%
- Une polarisation induite (instrumentale)  $I \rightarrow Q$  et  $I \rightarrow U$  caractérisée par une diminution de l'intensité mesurée de l'ordre de 5%
- Une dépolarisation  $Q \rightarrow I$  et  $U \rightarrow I$  de l'ordre de 10%
- Une dépolarisation  $V \rightarrow I$  de l'ordre de 20%

On peut donc écrire la matrice d'erreur  $\Delta X$  due à la tolérance sur la valeur de la biréfringence :

$$\Delta X = \begin{pmatrix} - & 0.1 & 0.1 & 0.2 \\ 0.05 & - & 0.1 & 0 \\ 0.05 & 0.1 & - & 0 \\ 0 & 0 & 0 & - \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

### Valeurs des différents angles

La valeur de l'angle de l'analyseur, placé après les prismes est connue avec une incertitude, d'environ  $1^\circ$ . Pour voir apparaître des erreurs de mesures comparables avec celles présentées ici, il faut cependant faire varier cet angle  $\theta$  de  $\pm 5^\circ$  par rapport à sa valeur théorique. On peut donc considérer que l'erreur de mesure apportée par l'incertitude sur cet angle est noyée dans les autres erreurs qui sont environ un ordre de grandeur plus importantes. L'erreur sur l'angle des prismes est par contre plus importante.

De la même façon que pour la biréfringence, on introduit une erreur sur la valeur des angles au sommet des prismes :

$$\xi = \xi_{theorique} + \delta\xi \quad (2.19)$$

Cette valeur réelle de l'angle est alors introduite dans l'équation du déphasage, qui se propage ensuite dans l'équation de l'intensité. Selon la société Karl Lambrecht qui a fourni les prismes, la tolérance sur cet angle est de  $\pm 15'$ , soit  $\pm 0.25^\circ$  (Fig. 2.23).

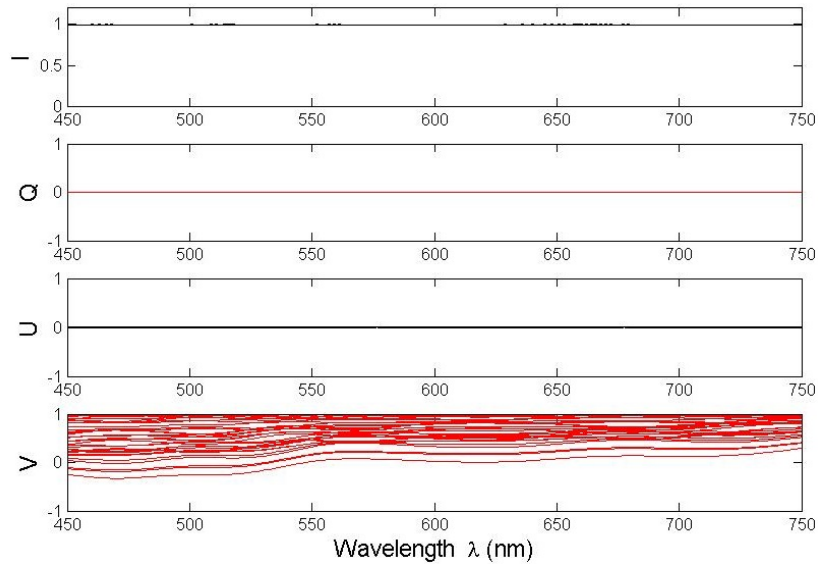


FIGURE 2.23 – Tolérancement pour 100% V, avec une erreur de  $\pm 0.25^\circ$  sur l'angle au sommet des prismes.

L'incertitude sur l'angle des prismes apporte plusieurs erreurs sur la mesure :

- Une rotation de la polarisation  $Q \rightarrow U$  et  $U \rightarrow Q$  de l'ordre de 20%
- Une polarisation induite (instrumentale)  $I \rightarrow Q$  et  $I \rightarrow U$  caractérisée par une diminution de l'intensité mesurée de l'ordre de 10%



- Une dépolarisation  $Q \rightarrow I$  de l'ordre de 40% et  $U \rightarrow I$  de l'ordre de 90%
- Une dépolarisation  $V \rightarrow I$  de l'ordre de 100%

On peut donc écrire la matrice d'erreur  $\Delta X$  due à la tolérance sur l'angle au sommet des prismes :

$$\Delta X = \begin{pmatrix} - & 0.4 & 0.9 & 1 \\ 0.1 & - & 0.1 & 0 \\ 0.1 & 0.1 & - & 0 \\ 0 & 0 & 0 & - \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

### Tolérancement global

En réalité, toutes ces incertitudes viennent fausser la mesure en même temps. Certaines vont se compenser, d'autres s'additionner.

On considère donc simultanément une incertitude sur l'angle au sommet des prismes de  $\pm 0.25^\circ$ , une erreur sur la valeur de la biréfringence de  $\pm 0.0006$  (correspond à 5%), une erreur sur l'angle du polariseur de  $\pm 1^\circ$  et enfin un décentrement relatif des prismes de  $\pm 0.05$  mm (Fig. 2.24).

Les différentes erreurs sur la mesure sont alors :

- Une dépolarisation  $Q \rightarrow I$  de l'ordre de 60% et  $U \rightarrow I$  de 100% et  $V \rightarrow I$  de 100%
- Une polarisation induite (instrumentale) de l'ordre de 10%
- Une rotation de la polarisation  $Q \rightarrow U$  et  $U \rightarrow Q$  de l'ordre de 20%
- Un cross-talk  $Q \rightarrow V$  de 100%,  $U \rightarrow V$  de 15%,  $V \rightarrow U$  de 8% et  $V \rightarrow Q$  de 25%

Enfin, la matrice d'erreur globale du système pour ces 4 types d'erreurs pris ensemble est la suivante :

$$\Delta X = \begin{pmatrix} - & 0.6 & 1 & 1 \\ 0.1 & - & 0.2 & 0.25 \\ 0.1 & 0.2 & - & 0.08 \\ 0.1 & 1 & 0.15 & - \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

### Conclusions

Cette étude permet de mieux comprendre pourquoi il est difficile d'obtenir une mesure parfaite des paramètres de Stokes en laboratoire avec un banc simple et des composants optomécaniques peu coûteux. En effet, les principaux problèmes sont le phénomène de dépolarisation (principalement dû à l'incertitude sur l'angle au sommet des prismes) et le cross-talk entre  $Q$  et  $V$  dû au placement relatif des prismes. Ces deux erreurs sont effectivement de l'ordre de 100% et faussent donc totalement la mesure.

Des solutions pour contrer ces problèmes sont cependant possibles :

- Le problème de dépolarisation (qui se caractérise en fait par l'influence de la polarisation sur la photométrie) devrait se régler simplement en utilisant un système « dual-beam », avec un prisme de Wollaston par exemple à la place de l'analyseur linéaire classique actuel.
- Pour diminuer le cross-talk entre  $Q$  et  $V$  il faudrait contrôler de manière plus précise la position relative des prismes. L'utilisation d'une unique platine horizontale pour supporter les 2 blocs de prismes est donc à envisager.

Le problème se situe en réalité dans la démodulation. Par exemple, la lumière n'est pas dépolarisée à cause d'une erreur sur l'angle des prismes. L'erreur se situe plutôt au niveau de la mesure. En démodulant avec l'équation (et donc l'angle) théorique, on « mesure » une dépolarisation, alors qu'il n'y en a pas. En termes plus concrets, le motif typique d'une polarisation  $Q$ ,  $U$  ou  $V$  reste dans tous les cas visible. Il est simplement modifié (élargi si erreur sur l'angle au sommet, décalé verticalement et tourné d'un certain angle si décentrement, . . . ) et le code de démodulation se trompe donc car il suppose un dispositif parfait.

**La solution consiste donc à calibrer le système pour utiliser l'équation réelle de démodulation au lieu de l'équation théorique.**

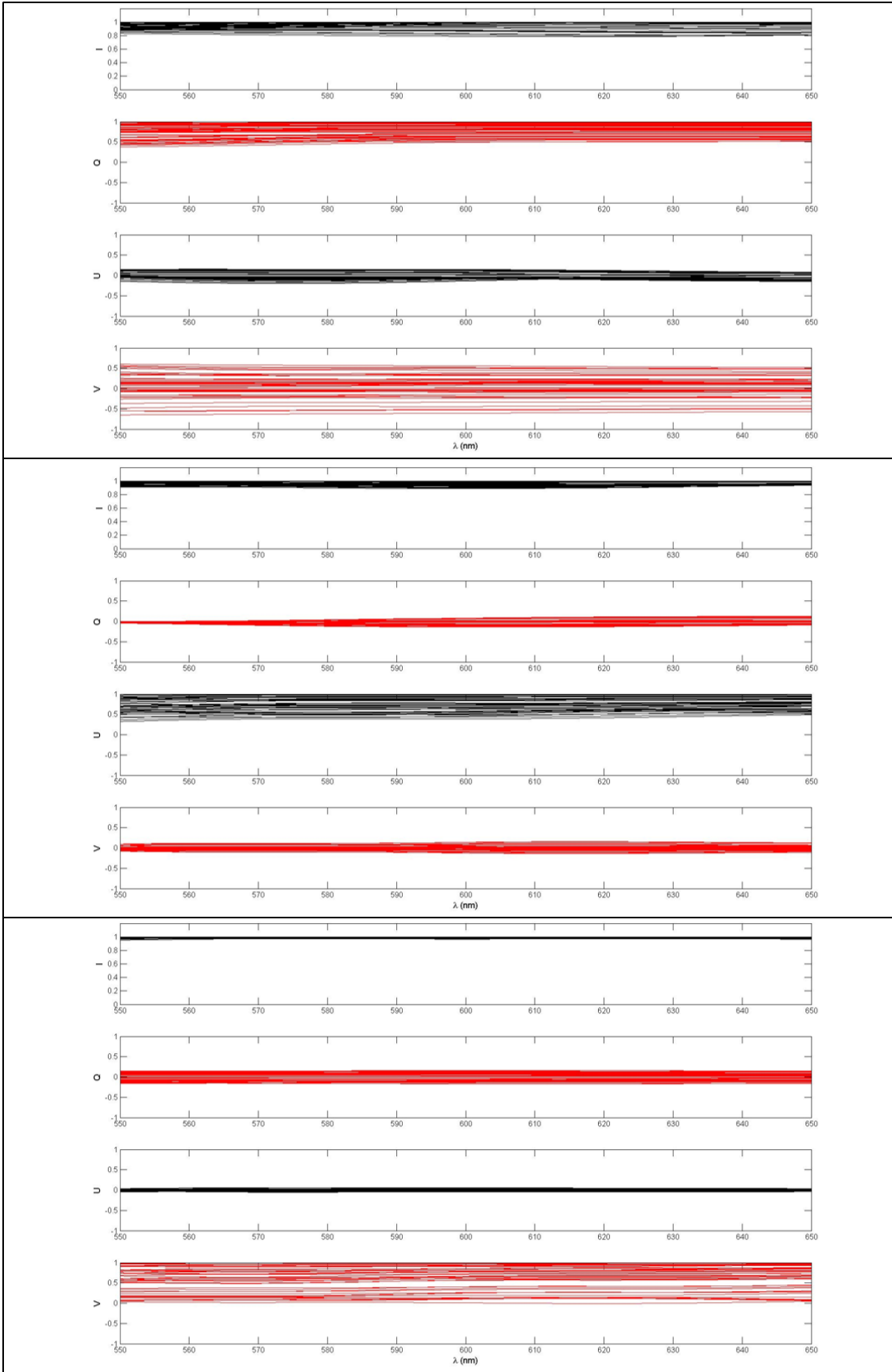


FIGURE 2.24 – Tolérancement global pour une polarisation 100 % Q en entrée (en haut), U (au centre) et V (en bas).

## 2.2.4 Calibration et résultats

Pour aller plus loin et obtenir des précisions de mesure dignes d'un instrument scientifique, il faut calibrer le banc optique en polarisation. Pour cela, je propose de déterminer la fonction de transfert réelle de l'instrument et de l'utiliser pour inverser les images obtenues à la place de l'équation théorique utilisée jusqu'alors dans le processus de démodulation par moindres carrés (voir Sect. 2.1.3).

Quatre images de calibration sont donc réalisées : une correspondant à chaque paramètre de Stokes. La première image, dite image de flat, correspond à une image avec une lumière non polarisée en entrée et ne présentant donc aucune modulation en intensité. Ensuite, une image est faite avec une polarisation 100% Q, une avec une polarisation 100% U et enfin une avec une polarisation circulaire 100% V.

Ces images sont ensuite utilisées comme coefficient devant leur paramètre de Stokes respectif dans l'équation d'intensité 2.12 présentée dans la Sect. 2.1.3. C'est avec cette équation, et non plus l'équation théorique, que l'on va maintenant démoduler les images et mesurer les paramètres de Stokes.

### Polarisation linéaire

Pour vérifier la validité de cette calibration, prenons un état de polarisation linéaire quelconque en entrée du système, ici un angle de polarisation de  $9.7^\circ \pm 0.2^\circ$  correspondant à un vecteur de Stokes théorique :  $[I \ Q \ U \ V] = [1 \ 0.9432 \pm 0.002 \ 0.3322 \pm 0.006 \ 0.0000]$ .

Les images de calibration sont utilisées pour démoduler le signal de cette image. La valeur de l'angle de polarisation mesuré varie le long du spectre autour de sa valeur théorique avec une variation d'amplitude  $\pm 0.3^\circ$  comme on peut le voir sur la Fig. 2.25.

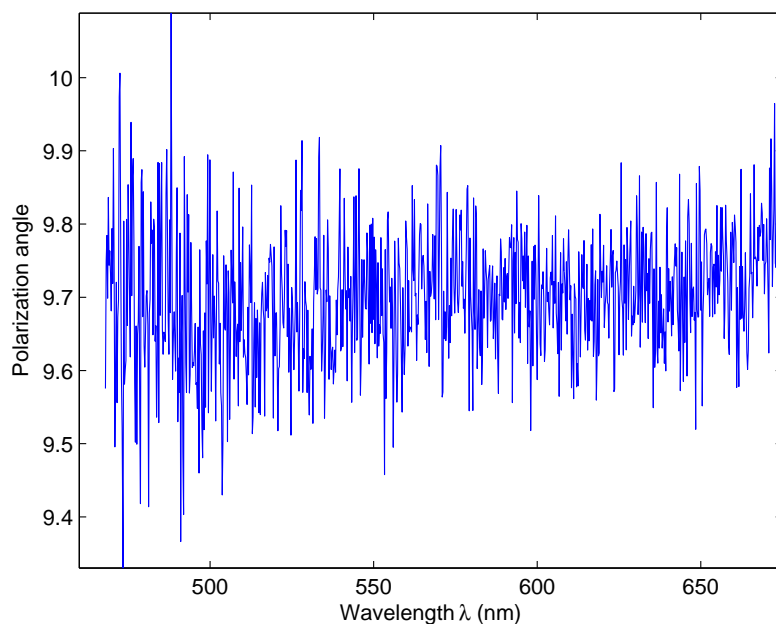


FIGURE 2.25 – Angle de polarisation mesuré le long du spectre pour un vecteur de Stokes d'entrée correspondant à une polarisation linéaire d'angle  $9.7^\circ \pm 0.2^\circ$ .

La valeur des paramètres de Stokes mesurés est la suivante :

$$Q = 0.9362 \quad U = 0.3297 \quad V = 0.0045$$

L'erreur entre la valeur moyenne mesurée et la valeur théorique des paramètres de Stokes est faible :  $7.10^{-3}$  pour Q,  $4.5.10^{-3}$  pour V. Concernant U, la valeur mesurée reste dans la barre d'incertitude due à la maîtrise de la polarisation d'entrée. On peut alors simplement conclure que la précision de mesure de U est meilleure que cette incertitude, soit  $6.10^{-3}$ .

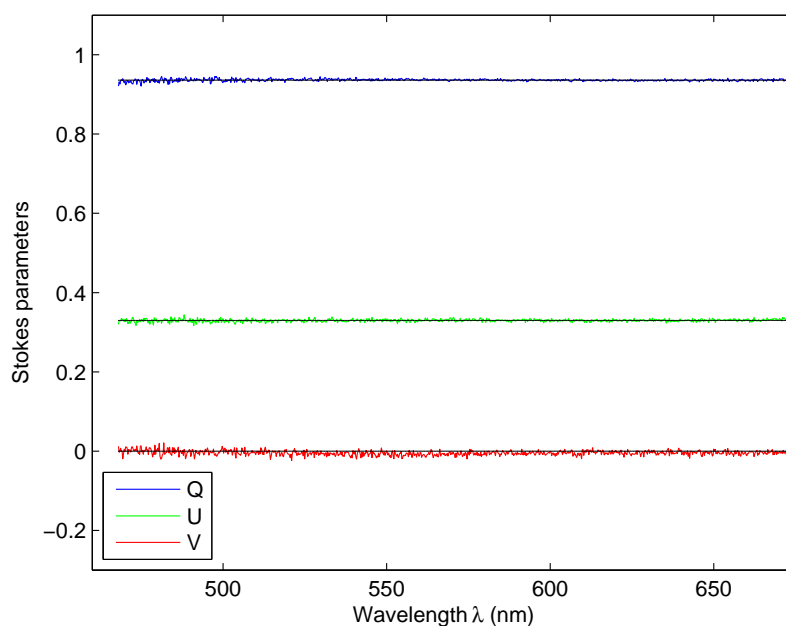


FIGURE 2.26 – Paramètres de Stokes mesurés le long du spectre pour un vecteur de Stokes d’entrée [1 0.9432 0.3322 0.0000].

La variation de la valeur mesurée en fonction de la longueur d’onde est de  $3.10^{-3}$  pour Q et U, et  $6.10^{-3}$  RMS pour V.

Dans le cas d’une mesure scientifique de l’effet Zeeman sur une étoile, la sensibilité de l’instrument en polarisation peut être définie comme le bruit de mesure sur le spectre V. On pourrait donc conclure ici que la sensibilité en polarisation de mon banc de test est de  $6.10^{-3}$ .

### Variation de l’efficacité

La Sect. 2.1.2 de cette thèse décrit théoriquement la définition des efficacités d’extraction des paramètres de Stokes. Particulièrement, l’évolution de ces efficacités avec l’angle de l’analyseur de polarisation a été étudiée.

Pour vérifier cette variation expérimentalement, j’ai donc mesuré un état de polarisation quelconque (elliptique) avec 2 angles d’analyseur différents. Par exemple, la mesure n°1 a été faite avec un angle  $\theta = 16^\circ$  et la mesure n°2 avec un angle de  $60^\circ$ . Ces angles correspondent respectivement au maximum et au minimum d’efficacité sur la mesure de V (voir Fig. 2.6). La mesure de l’état de polarisation quelconque avec ces deux mesures est la suivante :  $V=0.8552$  avec  $8.7.10^{-3}$  d’écart-type pour un angle de  $60^\circ$  et  $V=0.8595$  avec un écart-type de  $4.10^{-3}$  pour un angle de  $16^\circ$ .

On vérifie bien ici que la sensibilité de mesure du paramètre V est plus de 2 fois meilleure avec un angle de l’analyseur de  $16^\circ$  par rapport à  $60^\circ$ .

### Discussion

Les tests en laboratoire sur ce concept de spectropolarimétrie sont donc un succès. Une installation simple avec des composants pour la plupart « sur étagère » a permis d’obtenir des résultats satisfaisants. Dans un premier temps, les mesures brutes (sans calibration en polarisation) où l’équation théorique est utilisée pour démoduler, ont montré la validité du concept et la faisabilité d’un spectropolarimètre utilisant un tel polarimètre. D’un autre côté, les mesures très imprécises (quelques dizaines de pourcents d’erreur sur les mesures des paramètres de Stokes) et les conclusions de l’étude de tolérancement ont montré que le système est très sensible à différentes incertitudes, notamment au positionnement relatif

des prismes et aux valeurs des angles au sommet de ces prismes.

Pour résoudre ce problème, la calibration en polarimétrie du banc a été vraiment nécessaire et efficace. Les résultats obtenus après calibration sont excellents, comparés à ceux issus de la démodulation basée sur l'équation théorique.

**De manière générale, l'angle de polarisation est mesuré avec une précision inférieure à  $\pm 0.3^\circ$  et la valeur des paramètres de Stokes Q, U et V est retrouvée avec une précision meilleure que  $10^{-2}$  en valeur absolue et meilleure que  $3 \cdot 10^{-2}$  en variation autour de la valeur moyenne le long du spectre (avec une variation RMS de  $8 \cdot 10^{-3}$  dans le pire cas).**

Ces résultats sont très encourageants et confirment le fort potentiel de ce concept de spectropolarimétrie haute-résolution avec une excellente précision et sensibilité en polarisation.

En effet, de nombreuses améliorations de ce concept sont encore possibles, que ce soit sur les éléments optiques utilisés, la méthode de démodulation, ou la maîtrise de la polarisation d'entrée par exemple.

Il faut cependant noter que le bruit de mesure observé sur les paramètres de Stokes a tendance à augmenter quand la longueur d'onde diminue. Ceci s'observe facilement sur la Fig. 2.26, notamment sur la valeur du paramètre Q (en bleu). Il faut donc s'attendre à une sensibilité de mesure plus faible dans l'UV. Ceci est certainement dû à la qualité des éléments optiques utilisés, dont la dégradation est inversement proportionnelle à la longueur d'onde.

## 2.3 Conclusions et perspectives

Ce concept de spectropolarimétrie offre la possibilité de mesurer les 4 paramètres de Stokes en une seule acquisition et en n'utilisant que des composants statiques.

L'étude théorique présentée ici montre qu'il est possible d'utiliser cette technique pour la mission spatiale Arago ou des missions futures. Elle impose cependant quelques conditions sur l'instrument global, avec notamment une hauteur des ordres de diffraction assez importante. Ceci impacte la dispersion croisée nécessaire et donc la taille des détecteurs. De plus, l'étude de tolérancement a montré la grande sensibilité de la mesure. Le positionnement relatif des prismes a par exemple une grande influence sur l'erreur de mesure sur les paramètres de Stokes, tout comme l'angle au sommet des prismes. Ces incertitudes apportent des erreurs de cross-talk, de polarisation instrumentale ou de dépolarisation et faussent la mesure.

C'est pourquoi les mesures initiales réalisées en laboratoire sur le banc optique ne sont pas excellentes. Je parviens certes à retrouver l'état de polarisation incident, mais la précision des mesures des paramètres de Stokes n'est pas bonne. En effet, même si l'angle de polarisation linéaire est retrouvé avec une précision de  $\pm 1^\circ$ , la mesure des paramètres de Stokes souffre d'erreurs pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de pourcents.

Pour obtenir des résultats plus précis, j'utilise donc la fonction de transfert réelle du banc de mesure à la place de l'équation théorique pour démoduler le signal. Comme montré dans la dernière section de ce chapitre, ceci me permet d'atteindre une précision de mesure meilleure que  $10^{-2}$  sur tous les paramètres de Stokes et de  $\pm 0.3^\circ$  (valeur crête-à-crête) sur la mesure de l'angle de polarisation.

**Les résultats obtenus pour l'étude sur ce concept innovant de polarimétrie sont donc très encourageants. Théoriquement, les solutions sont là pour répondre à toutes les attentes d'une mission spatiale de type Arago. En pratique, les mesures montrent que la précision pouvant être obtenue avec ce concept sont compatibles avec les exigences scientifiques (spécification de 3% d'erreur sur la mesure des paramètres de Stokes pour la proposition Arago). Il reste malgré tout à trouver des solutions pour des mesures en laboratoire, pour effectuer une calibration plus précise en contrôlant mieux la stabilité de la source, du détecteur et l'état de polarisation incident notamment.**

Une étude du système dans l'UV et avec un spectrographe haute-résolution est également nécessaire pour appréhender les problèmes associés : par exemple faible transmission, possible sous-échantillonnage de la modulation, et franges d'interférences polarisées.

## Chapitre 3

# Polarimètre à modulation temporelle polychromatique

Ce chapitre présente l'étude théorique ainsi que les résultats obtenus avec un premier prototype pour le polarimètre d'Arago. Il s'agit d'un polarimètre polychromatique à modulation temporelle.

### 3.1 Etude théorique

#### 3.1.1 Concept

Le principe de cette méthode est très proche d'un polarimètre classique. En effet, il s'agit d'une modulation temporelle où l'on fait tourner le modulateur, des lames retardatrices biréfringentes, à des angles donnés pour retrouver les paramètres de Stokes. Cependant, ces lames imposent un retard à la lumière pour une valeur de longueur d'onde donnée. Pour créer des lames dites achromatiques (i.e. imposer à la lumière une valeur de retard quasi-constant sur un domaine de longueur d'onde donné), il est d'usage de combiner différents matériaux (voir Sect. 1.3.2). En raison du spectre très large dans notre projet, nous n'avons qu'un seul matériau à disposition : le  $\text{MgF}_2$ , qui est en effet le seul transparent et biréfringent sur tout notre spectre. Il est donc impossible de créer une lame à retard constant sur tout le spectre.

La solution proposée ici est d'accepter le fait que les lames imposent un retard variable en fonction de la longueur d'onde et de l'utiliser à notre avantage. Il va donc falloir définir des efficacités d'extraction des paramètres de Stokes (la précision avec laquelle on va pouvoir extraire l'information) et tenter d'achromatiser ces efficacités sur le spectre voulu. Ce concept a déjà été utilisé pour dimensionner un module polarimétrique pour l'instrument VLT/X-shooter (Snik et al., 2012).

L'idée est de fixer un certain nombre de lames biréfringentes (3 par exemple) ayant chacune une épaisseur donnée et une valeur d'angle de son axe rapide donnée. Ces lames, fixées ensemble, forment un bloc appelé modulateur. Les caractéristiques du modulateur sont ensuite utilisées en variables pour optimiser l'efficacité d'extraction des paramètres de Stokes sur tout le spectre. Ce modulateur est suivi d'un analyseur de polarisation, fixe, qui est soit un simple polariseur linéaire, soit un séparateur de polarisation (par exemple un prisme de Wollaston ou de Rochon). Un schéma de principe d'un tel polarimètre est présenté Fig. 3.1, avec un modulateur composé de 3 lames. Pour effectuer une mesure du vecteur de Stokes complet (IQUV), des mesures d'intensité de sortie sont effectuées pour  $n$  angles du modulateur différents.

#### Matrices et efficacités d'extraction

La première étape pour définir mathématiquement les efficacités d'extraction des paramètres de Stokes est de déterminer la matrice de Mueller globale du polarimètre en fonction de la position angulaire du modulateur. Pour cela, on utilise les matrices de Mueller des différents composants, définies à la Sect. 1.1.2. La matrice de Mueller du polarimètre est donc le produit de la matrice de l'analyseur de polarisation par celles des lames biréfringentes. Comme seule l'intensité de sortie (après l'analyseur de

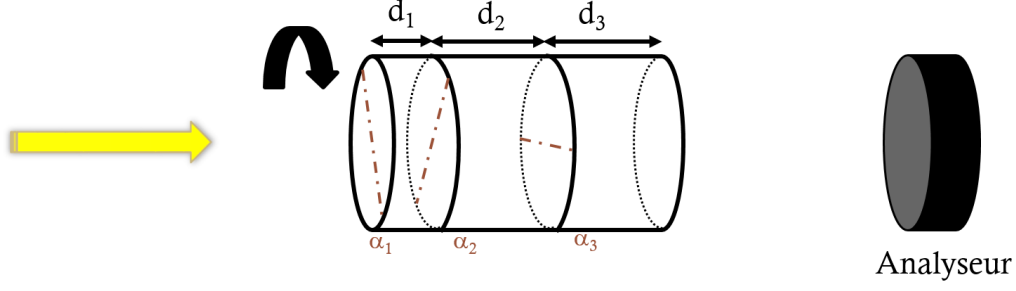


FIGURE 3.1 – Schéma de principe expliquant le concept de polarimètre polychromatique à modulation spectro-temporelle avec 3 lames.

polarisation) peut être mesurée par un détecteur, seule la première ligne de cette matrice de Mueller nous intéresse.

On peut alors construire la matrice de modulation  $O(\lambda)$  (matrice  $n \times 4$ ) avec les premières lignes des  $n$  matrices de Mueller du polarimètre (correspondant aux  $n$  positions angulaires du modulateur). En considérant le vecteur colonne  $I'$  composé des  $n$  intensités mesurées sur le détecteur pour les différentes positions angulaires du modulateur et  $S_{in}$  le vecteur de Stokes de la lumière incidente que l'on souhaite déterminer (celui d'une étoile par exemple), on a alors :

$$I' = O \cdot S_{in} \quad (3.1)$$

La matrice de démodulation optimale (pseudo inverse au sens de Moore-Penrose, voir del Toro Iniesta and Collados (2000)) est alors construite comme suit :

$$D(\lambda) = (O(\lambda)^T \cdot O(\lambda))^{-1} \cdot O(\lambda)^T \quad (3.2)$$

Multipliée par le vecteur  $I'$  des intensités mesurées, cette matrice nous donne directement la valeur des 4 paramètres de Stokes que l'on souhaite déterminer :

$$S_{in} = D \cdot I' \quad (3.3)$$

La première ligne de cette matrice ( $D$ , de taille  $4 \times n$ ) correspond à l'intensité  $I$ , la deuxième ligne à Stokes  $Q$ , la troisième à Stokes  $U$  et la dernière ligne à Stokes  $V$ . De plus, chaque colonne correspond à l'impact du polarimètre sur le vecteur de Stokes incident pour chaque position angulaire du modulateur.

A partir des valeurs composant la matrice de démodulation de notre instrument  $D$ , on peut définir l'efficacité d'extraction de chaque paramètre de Stokes le long du spectre. La notion d'efficacité ici est définie comme la manière dont le bruit se propage au travers de la mesure. Plus l'efficacité est élevée, plus la mesure sera précise et sensible.

A partir des coefficients  $D_{ij}$ , on définit finalement les efficacités d'extraction des paramètres de Stokes  $\epsilon_i$ , avec  $i = [I, Q, U, V]$  et  $j = 1$  à  $n$ , et ce pour une longueur d'onde donnée :

$$\epsilon_i = \left( n \cdot \sum_{j=1}^n D_{ij}^2 \right)^{-1/2} \quad (3.4)$$

Deux conditions mathématiques s'appliquent à ces efficacités :  $\epsilon_i^2 \leq 1$  et  $\epsilon_Q^2 + \epsilon_U^2 + \epsilon_V^2 \leq 1$ . Ces conditions montrent implicitement que l'efficacité optimale pour l'extraction de  $I$  est 1, et  $\frac{1}{\sqrt{3}} \approx 57.7\%$  pour l'extraction simultanée des paramètres  $Q$ ,  $U$ , et  $V$ .

### Variables et optimisation

Pour pouvoir dimensionner le polarimètre, il faut optimiser le modulateur pour achromatiser au maximum ces efficacités d'extraction et si possible au plus près des efficacités optimales définies ci-dessus.

L'objectif est d'optimiser ces efficacités le long du domaine spectral, pour s'assurer de pouvoir extraire les paramètres de Stokes pour chaque longueur d'onde. Pour cela nous avons à disposition un certain nombre de variables, avec les épaisseurs et les angles d'axe rapide respectifs des différentes lames retardatrices composant le modulateur. Un exemple est montré sur la Fig. 3.1 avec le cas particulier d'un modulateur à 3 lames. Les efficacités d'extraction peuvent donc être optimisées en cherchant la combinaison optimale des 6 variables (les 3 épaisseurs et les 3 angles).

Un code d'optimisation écrit sous Matlab m'a permis de trouver différentes solutions montrant une efficacité d'extraction des paramètres de Stokes quasi-constante et oscillant autour de la valeur optimale sur un spectre très large. Plus le nombre de lames utilisées est grand, plus l'optimisation est bonne. Malheureusement, pour des questions de flux transmis (notamment dans l'UV), un compromis entre une bonne efficacité d'extraction et le nombre minimal de surfaces optiques doit être trouvé. Pour trouver ces solutions, le code réalise une recherche de minimum dans une fonction à plusieurs dimensions (le nombre de dimensions est égal au nombre de variables). La fonction de mérite à minimiser,  $\Delta\epsilon$ , est définie comme la moyenne spectrale de la somme quadratique des différences entre la valeur des efficacités d'extraction et la valeur optimale :

$$\Delta\epsilon = \left\langle \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{3}} - \epsilon_Q\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - \epsilon_U\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - \epsilon_V\right)^2} \right\rangle_\lambda \quad (3.5)$$

En m'inspirant du design proposé par Frans Snik pour le module de polarisation d'X-shooter, j'ai fixé le nombre de sous-poses ( $n$ , le nombre de positions angulaires du modulateur) à 6. Les positions du modulateur sont donc  $[0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ]$ . Ainsi, il faut remplacer  $n$  par 6 dans les équations précédentes. La valeur des angles des axes rapides est une notion relative. C'est pourquoi l'angle de la première lame est défini comme étant à  $0^\circ$ . Il n'y a donc en fait que 5 variables.

### 3.1.2 Dimensionnement

Dans l'objectif de tester un premier prototype de polarimètre pour la mission Arago (voir Chap. 4), le dimensionnement d'un modulateur répondant aux spécifications a été réalisé.

#### Configuration

Pour des raisons de transmission dans l'UV, la recherche de configuration s'est limitée à un système à trois lames. La configuration optimale obtenue est la suivante :

- Lame 1 : angle d'axe rapide  $0^\circ$  avec  $13.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur
- Lame 2 : angle d'axe rapide  $44^\circ$  avec  $8.8 \mu\text{m}$  d'épaisseur
- Lame 3 : angle d'axe rapide  $22^\circ$  avec  $13.3 \mu\text{m}$  d'épaisseur

Cette configuration permet en effet d'avoir des efficacités d'extraction des paramètres de Stokes non nulles à toutes les longueurs d'ondes (ceci permet d'être sûr de pouvoir mathématiquement extraire l'information), mais surtout très proches de la valeur optimale de 57.7%. La Fig. 3.2 présente la valeur des efficacités pour tous les paramètres de Stokes entre 123 et 888 nm. La valeur de la fonction de mérite  $\Delta\epsilon$  vaut alors dans cette configuration 0.0976.

Théoriquement, ces lames répondent parfaitement au cahier des charges. Malheureusement les valeurs de leurs épaisseurs rendent leur fabrication impossible, car trop faibles. En effet, l'épaisseur minimale pour des lames de cristal comme celles-ci est de quelques centaines de micromètres. Aucune configuration de lames avec de telles épaisseurs n'a pu être trouvée par le code d'optimisation.

La solution choisie pour pallier ce problème est de créer des lames compensées. Chacune des trois lames va être dédoublée avec une lame quasi identique, dont l'axe rapide sera à  $90^\circ$  de la première lame. Ainsi, quelque soit la valeur absolue de l'épaisseur, c'est la différence d'épaisseur qui interviendra dans le calcul du retard de phase imposé. En effet, deux lames biréfringentes d'épaisseurs strictement identiques n'imposeront aucun retard de phase entre les faisceaux ordinaires et extraordinaires si leurs axes rapides sont croisés. Ainsi, le modulateur sera composé de 6 lames, ou plus exactement de 3 paires de lames dont l'épaisseur absolue n'importe pas. La différence d'épaisseur entre les lames de la première paire devra être de  $13.5 \mu\text{m}$ ,  $8.8 \mu\text{m}$  pour la deuxième paire et enfin  $13.3 \mu\text{m}$  pour la dernière paire.



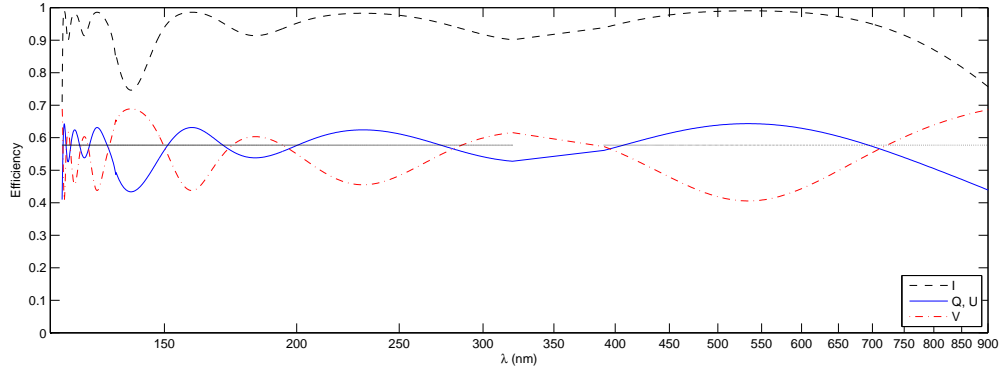


FIGURE 3.2 – Efficacités d'extraction des paramètres de Stokes  $I$  (noir pointillé),  $Q$  et  $U$  (bleu), et  $V$  (rouge) entre 120 et 900 nm.

### Matrices de modulation et de démodulation

A partir de cette configuration on peut donc expliciter les matrices de Mueller du polarimètre pour chaque position angulaire du modulateur et ainsi créer les matrices de modulation et de démodulation. Les Figs. 3.3 et 3.4 montrent les valeurs des coefficients de ces matrices en fonction de la longueur d'onde, entre 120 et 900 nm. Tout étant normalisé à l'intensité, la première ligne et la première colonne pour respectivement la matrice de démodulation et celle de modulation, sont égales à 1 sur tout le spectre et ne sont donc pas montrées.

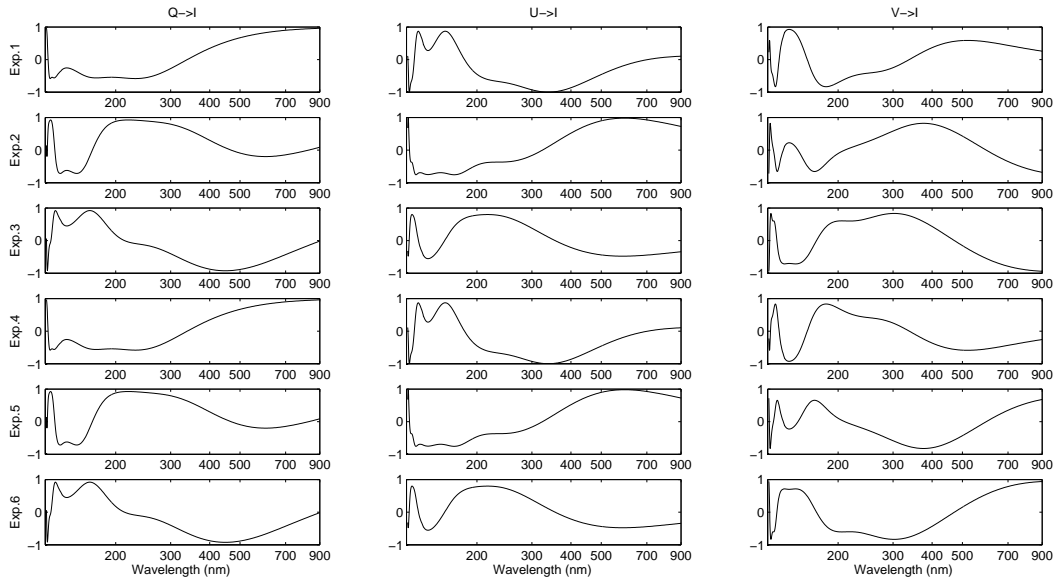


FIGURE 3.3 – Trois dernières colonnes (la première vaut 1) de la matrice de modulation entre 120 et 900 nm. Chaque colonne correspond à un paramètre de Stokes et chaque ligne à une position angulaire du modulateur de  $0^\circ$  (en haut) à  $150^\circ$  (en bas).

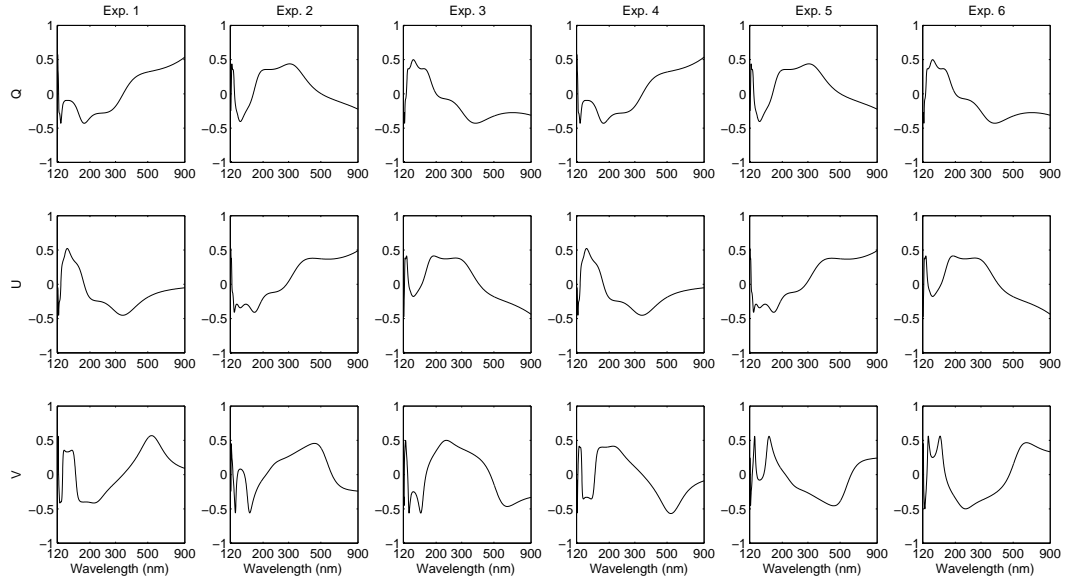


FIGURE 3.4 – Trois dernières lignes (la première vaut 1) de la matrice de démodulation entre 120 et 900 nm. Chaque colonne correspond à une position angulaire du modulateur (de  $0^\circ$  à gauche à  $150^\circ$  à droite) alors que les lignes représentent chacune un paramètre de Stokes.

### Tolérancement

Dans la perspective de faire fabriquer les lames, il faut évaluer l'influence qu'a une légère erreur sur leurs épaisseurs et sur l'angle de l'axe rapide. Pour rappel, la fonction de mérite dans l'optimisation vaut en théorie 0.0976. Les simulations montrent que si on laisse  $\pm 0.2 \mu\text{m}$  de degré de liberté aux épaisseurs des 3 lames, la valeur de la fonction de mérite n'augmente pas de plus de 0.015. C'est-à-dire que, dans le pire des cas, une tolérance de  $\pm 0.2 \mu\text{m}$  induit une perte en efficacité moyennée sur le spectre de  $\frac{0.015}{0.0976} = 15\%$  par rapport au cas idéal. Ceci est donc acceptable et cette tolérance a donc été transmise au fabricant.

En réalisant le même exercice en faisant varier la valeur des angles relatifs entre les lames, une tolérance  $\pm 2^\circ$  conduit à une augmentation similaire de la figure de mérite. Finalement, en combinant les deux erreurs simultanément, une tolérance de  $\pm 0.2 \mu\text{m}$  sur les épaisseurs et de  $\pm 1^\circ$  sur les angles relatifs des lames nous permettent de rester en dessous d'une augmentation de 0.02 de la fonction de mérite. La Fig. 3.5 ci-dessous montre le résultat de ce tolérancement sur le calcul de l'efficacité d'extraction des paramètres de Stokes pour 50 configurations aléatoires dans les incertitudes évoquées. Dans les pires des cas, on observe donc une perte en efficacité de 15%. Sauf exceptions, la perte est cependant limitée dans 80% des cas à moins de 5%.

En conclusion, on remarque donc que la contrainte principale porte sur les épaisseurs des lames. En effet, la tolérance de  $\pm 1^\circ$  sur les angles relatifs est une tolérance très large qui ne posera aucun problème de fabrication, au contraire des  $\pm 0.2 \mu\text{m}$  sur les épaisseurs. Cette valeur est cependant tout à fait crédible et réalisable par plusieurs entreprises en Europe (Fichou Optique et B. Halle notamment).

De la même manière que les positions angulaires relatives entre les lames, les 6 positions du modulateur correspondant aux 6 sous-poses doivent être connues avec une certaine précision. La même tolérance, de  $\pm 1^\circ$ , apporte une dégradation de la fonction de mérite inférieure à 0.015, ce qui est donc acceptable.

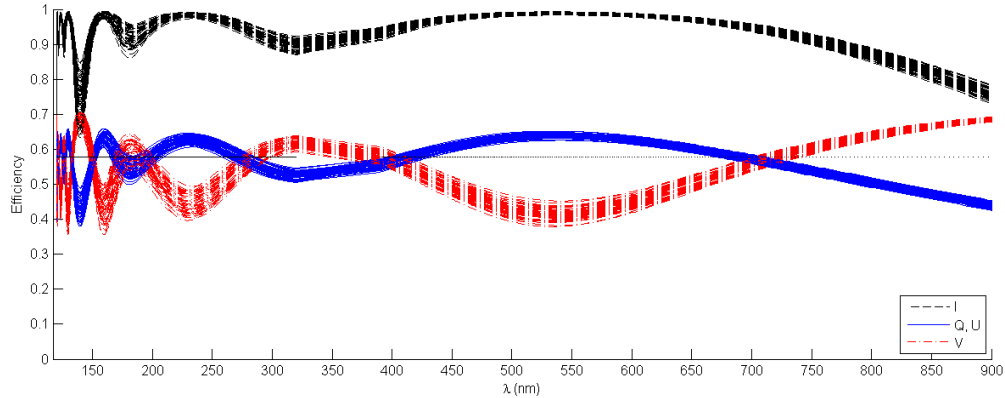


FIGURE 3.5 – Efficacité d’extraction des paramètres de Stokes pour 50 configurations dans les incertitudes sur les épaisseurs et les angles des lames ( $\pm 0.2 \mu\text{m}$  d’épaisseur et  $\pm 1^\circ$  d’angles relatifs).

## 3.2 Mise en place pratique

Afin de tester en pratique le concept théorique décrit ci-dessus, j’ai monté un prototype sur banc en laboratoire.

### 3.2.1 Phase préliminaire

La première étape pour monter ce banc est de réaliser un design optique adapté aux conditions du laboratoire et au concept que je veux démontrer. Ensuite, il faut choisir les composants adéquats en rentrant dans le budget alloué.

Pour démontrer ce concept théorique de spectropolarimètre, il faut arriver à obtenir un spectre pour différentes positions angulaires du modulateur. Pour cela, les éléments de base dont j’ai besoin dans le design sont : une source de lumière polarisée, un polarimètre, un spectromètre et une caméra. La Fig. 3.6 décrit le schéma optique du banc.

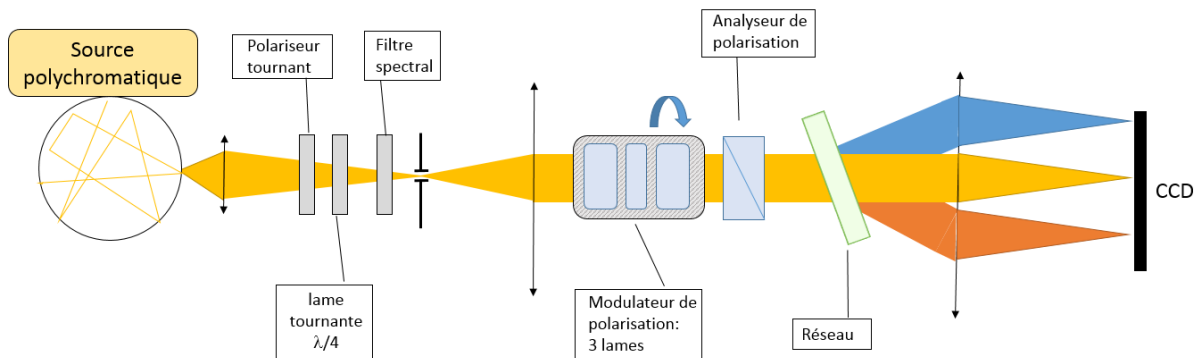


FIGURE 3.6 – Schéma optique pour le banc de test du polarimètre polychromatique à modulation temporelle.

Une lentille convergente simple permet de mettre en forme la lumière sortant d’une sphère intégrante (pour bien dépolariiser la source). Elle est suivie d’un polariseur linéaire permettant de contrôler l’angle de polarisation de la source, associé à une lame achromatique (sur le spectre visible) quart d’onde utilisée pour créer des états de polarisation elliptiques ou circulaires. Cette lumière polarisée rentre alors dans le

spectropolarimètre. Après avoir collimaté le faisceau émergent de la fente, l'analyse de la polarisation est faite par le polarimètre, constitué du modulateur et de l'analyseur. Après passage par un réseau en transmission, l'image de la fente est réalisée par un second objectif sur un capteur CCD.

Pour monter ce banc optique, j'ai dû choisir les composants les plus adaptés à mon besoin, tout en rentrant dans un budget donné. J'ai de plus re-utilisé au maximum les composants du design présenté au Chap. 2. Voici les éléments qui le composent :

- Source : lampe halogène polychromatique de chez Thorlabs, haute-intensité, fibrée.
- Lentilles de mise en forme : singlet de chez Melles Griot, focale 25 mm, diamètre 1" et singlet de chez Thorlabs de focale 250 mm.
- Polariseurs linéaires : polariseurs à grille, achromatiques, diamètre 1" de chez Thorlabs
- Lames retardatrices ( $\lambda/4$  et  $\lambda/2$ ) : lames achromatiques en  $\text{MgF}_2$  et quartz de chez Bernhard Halle Nachfolger GmbH.
- Filtres interférentiels : diverses longueurs d'onde centrales, FWHM 10 nm, constructeur : Andover
- Lames du modulateur : les 3 paires de lames en  $\text{MgF}_2$  définies dans la section théorique 3.1 ci-dessus ont été réalisées en partie sur mesure par la société Bernhard Halle Nachfolger GmbH. Deux versions du modulateur avec des fixations différentes ont été réalisées.
- Moteur pas-à-pas : Système de rotation intégré de chez Thorlabs K10CR1
- Réseau en transmission : 600 traits/mm, dimensions 25x25 mm<sup>2</sup> de chez Thorlabs
- Caméra : objectif photo Sigma + adaptateur monture C de chez TSOptics + caméra CCD Hamamatsu Orca R2
- Composants opto-mécaniques : Thorlabs

La Fig. 3.7 montre tous ces composants après montage et alignement dans le laboratoire.

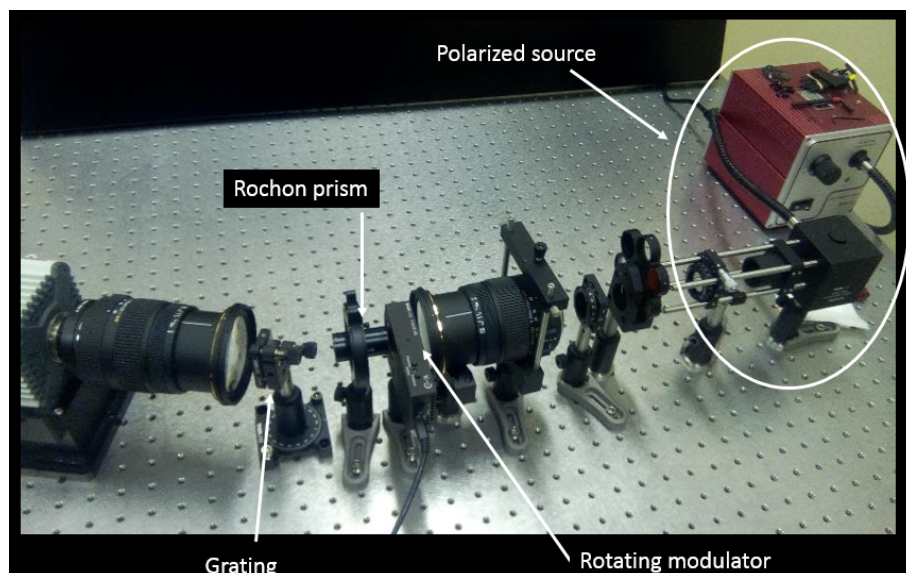


FIGURE 3.7 – Photo du banc optique en fonctionnement, pour le design avec des lames tournantes.

Concernant les lames biréfringentes faites sur-mesure, une légère modification par rapport à la théorie a été faite, pour des raisons économiques. En effet, la différence d'épaisseur de la première paire devrait être théoriquement de  $13.5 \mu\text{m} \pm 0.2 \mu\text{m}$ , alors que celle de la troisième paire de  $13.3 \mu\text{m} \pm 0.2 \mu\text{m}$ . Par chance, l'entreprise avait à disposition des lames sur étagères de  $13.4 \mu\text{m}$  de différence d'épaisseur. Après vérification des efficacités d'extraction utilisant 2 paires avec  $13.4 \mu\text{m}$  de différence d'épaisseur, ce design a été validé. Seule la troisième paire a ainsi été faite entièrement sur-mesure. Après fabrication et contre-mesure, les valeurs exactes des différences d'épaisseur sont :  $13.31 \mu\text{m}$  pour les paires 1 et 3, et  $8.86 \mu\text{m}$  pour la paire 2. La spécification de  $\pm 0.2 \mu\text{m}$  a bien été (largement) respectée et ces valeurs permettent d'affiner le modèle théorique.

### 3.2.2 Démodulation

La procédure pour obtenir les paramètres de Stokes à partir des 6 mesures d'intensité est décrite dans la Sect. 3.1. La condition pour pouvoir appliquer cette méthode est de connaître parfaitement la matrice de modulation du polarimètre, et donc celle de démodulation. Pour déterminer la matrice de modulation réelle du polarimètre, j'ai réalisé des images des spectres dans les 6 positions du modulateur et pour chaque état de polarisation orthogonal : 100%  $Q$ ,  $U$  ou  $V$ .

Les coefficients de la matrice de modulation, à une longueur d'onde donnée, correspondent en réalité aux coefficients devant les paramètres de Stokes normalisés. Par exemple, le coefficient (1,2) de la matrice de modulation ( $6 \times 4$ ) correspond au coefficient placé devant le paramètre de Stokes  $Q$  pour la première position du modulateur. On peut écrire l'équation du spectre obtenu sur le détecteur comme suit :

$$I_{out}(x, \lambda) = I_{in} + \alpha_Q(\lambda) \cdot Q_{in}(\lambda) + \alpha_U(\lambda) \cdot U_{in}(\lambda) + \alpha_V(\lambda) \cdot V_{in}(\lambda) \quad (3.6)$$

Pour chaque position angulaire du modulateur, la ligne de la matrice de modulation correspondante sera  $(1 \ \alpha_Q \ \alpha_U \ \alpha_V)$ . En injectant les états de polarisation 100%  $Q$ ,  $U$  puis  $V$ , on peut donc reconstruire cette matrice.

Pour chaque image, la méthode des différences de Crude est appliquée pour combiner les deux états de polarisations orthogonaux de chaque sous-pose. Ainsi on a, par exemple, le coefficient  $\alpha_Q$  correspondant au paramètre de Stokes normalisé  $Q$  égal à la différence des 2 spectres divisée par la somme. En effet, avec  $Q=1$ ,  $U=0$  et  $V=0$ , le spectre 1 vaut  $I_{in} + \alpha_Q$  et le spectre 2 vaut  $I_{in} - \alpha_Q$ . Pour chaque longueur d'onde on a donc le coefficient de la matrice de modulation normalisé à l'intensité qui vaut :

$$\frac{\alpha_Q}{I} = \frac{(I + \alpha_Q) - (I - \alpha_Q)}{(I + \alpha_Q) + (I - \alpha_Q)} \quad (3.7)$$

Une formule similaire s'applique pour  $U$  et  $V$ .

En utilisant les 18 poses nécessaires (6 poses par paramètre de Stokes), la matrice de modulation réelle du polarimètre a été construite et comparée à la théorique. La Fig. 3.8 montre les coefficients de la matrice théorique en rouge et ceux de la matrice réelle en bleu, en fonction de la longueur d'onde. La très légère différence entre les mesures et la théorie vient certainement de l'incertitude sur les angles relatifs et absolus des lames. La tolérance sur ces valeurs était de  $\pm 1^\circ$  et l'entreprise n'a pas pu fournir la valeur exacte obtenue après montage. De plus, il y a une incertitude non-négligeable sur le placement du modulateur dans son support mécanique qui le fait tourner.

A partir de la matrice de modulation réelle du polarimètre, il est facile de déterminer la matrice de démodulation réelle. Avec ses coefficients, on peut alors calculer l'efficacité d'extraction des paramètres de Stokes réelle et la comparer à la valeur théorique pour chaque longueur d'onde (voir Fig. 3.9). La différence observée sur les coefficients de la matrice de modulation se répercute sur l'efficacité d'extraction. Cependant, même si la courbe est légèrement différente, les valeurs restent comparables, même meilleures dans certains cas. Ceci confirme également mon étude de tolérancement puisque l'on se situe bien dans l'intervalle d'erreur que l'on pouvait observer sur la Fig. 3.5.

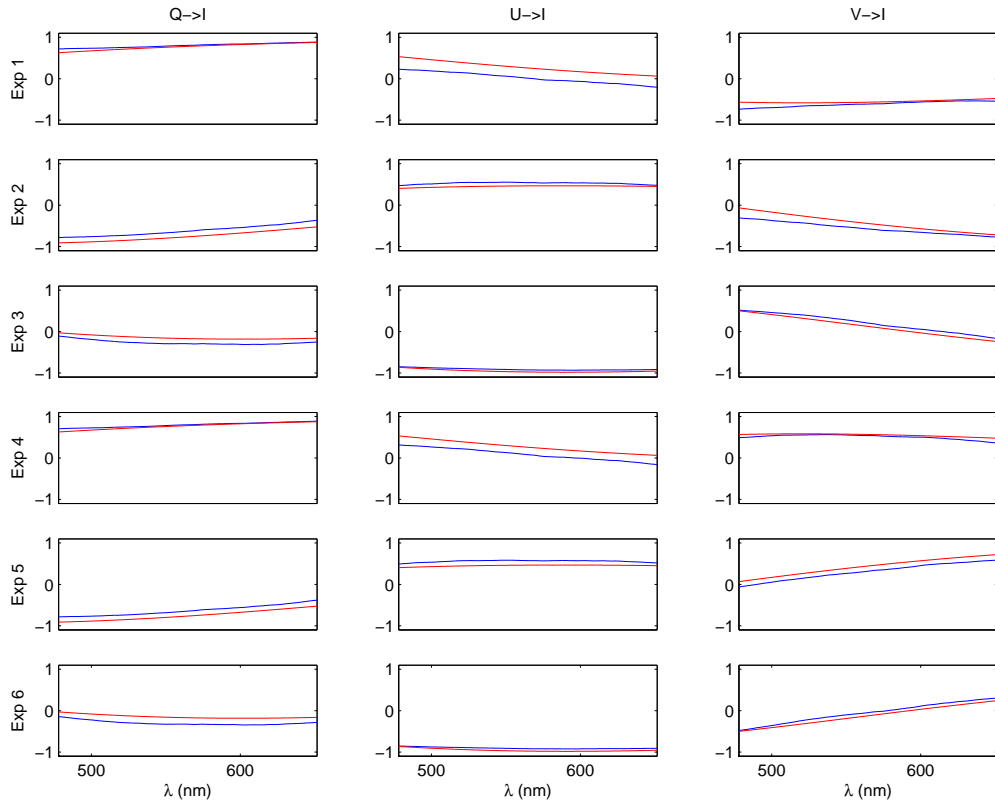


FIGURE 3.8 – Comparaison des coefficients de la matrice de modulation théorique (en rouge) avec ceux mesurés sur le banc de test (en bleu). Chaque coefficient varie avec la longueur d’onde de manière différente.

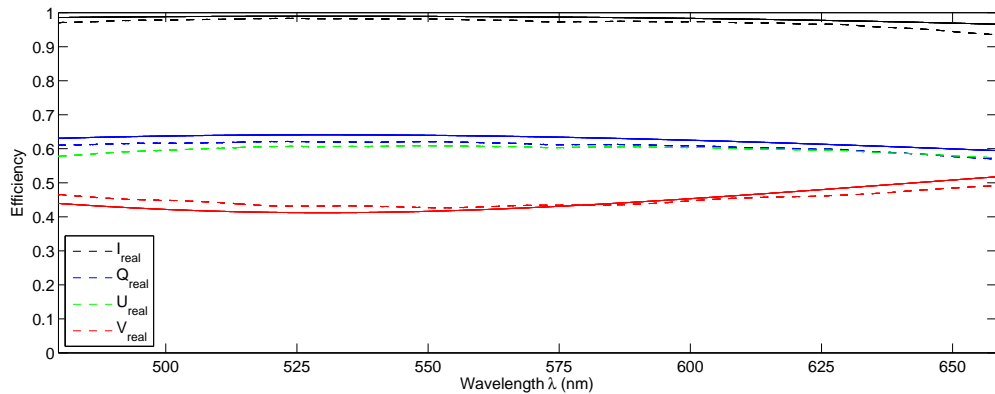


FIGURE 3.9 – Comparaison des efficacités d’extraction des paramètres de Stokes réelles (lignes pointillées) avec les théoriques (traits pleins).

La conclusion est que le modulateur a été correctement fabriqué, en accord avec le cahier des charges et les tolérances souhaitées, mais également que la méthode de démodulation fonctionne correctement.

### 3.2.3 Résultats

La matrice de démodulation réelle, déterminée à partir de la matrice de modulation mesurée (Fig. 3.8) peut être utilisée pour mesurer des paramètres de Stokes. Le polariseur linéaire et la lame quart d'onde en entrée du polarimètre permettent de contrôler l'état de polarisation. Pour chaque état de polarisation incident, je réalise donc 6 sous-poses correspondant aux 6 positions angulaires du modulateur. J'applique ensuite le même procédé de combinaison des deux états orthogonaux que présenté par l'Eq. 3.7, pour obtenir finalement les 6 spectres d'intensité mesurés. Après application de la matrice de démodulation à ces 6 spectres, j'obtiens les paramètres de Stokes incidents, que je peux comparer avec les paramètres réels d'entrée.

La Fig. 3.10 montre par exemple les paramètres de Stokes Q (en bleu), U (en vert) et V (en rouge) mesurés pour un état de polarisation initial 100% linéaire à  $45^\circ$  (c'est-à-dire  $U = 1$  et  $Q = V = 0$ ).

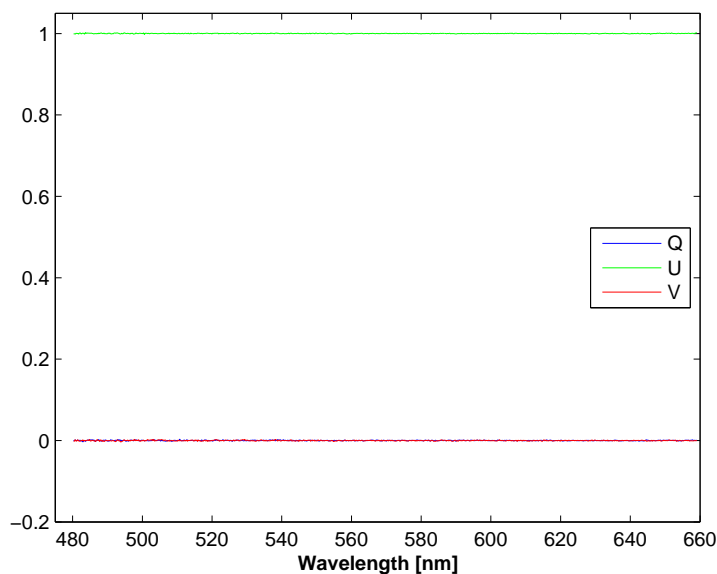


FIGURE 3.10 – Paramètres de Stokes mesurés pour un état de polarisation incident 100% linéaire à  $45^\circ$ .

Les valeurs des paramètres de Stokes mesurés avec leur écart-type  $\sigma$  sont les suivantes :

$$Q=0.0001 \quad \text{avec } \sigma = 8.10^{-4}$$

$$U=1.0002 \quad \text{avec } \sigma = 5.10^{-4}$$

$$V=0.0001 \quad \text{avec } \sigma = 9.10^{-4}$$

Ceci montre, dans ce cas particulier, une précision de la mesure (écart entre la valeur moyenne mesurée et la valeur réelle) d'environ  $10^{-4}$  et une sensibilité de la mesure (caractéristique du bruit le long du spectre et donc de la variation minimale détectable) de l'ordre de grandeur de  $10^{-3}$ .

La Fig. 3.11 montre la mesure de l'angle de polarisation en fonction de la longueur d'onde, pour la mesure précédente. Cela montre une valeur moyenne sur le spectre de  $44.997^\circ$  (au lieu de  $45^\circ$ ) avec un écart type de  $0.02^\circ$ , correspondant donc respectivement à la précision et à la sensibilité de la mesure.

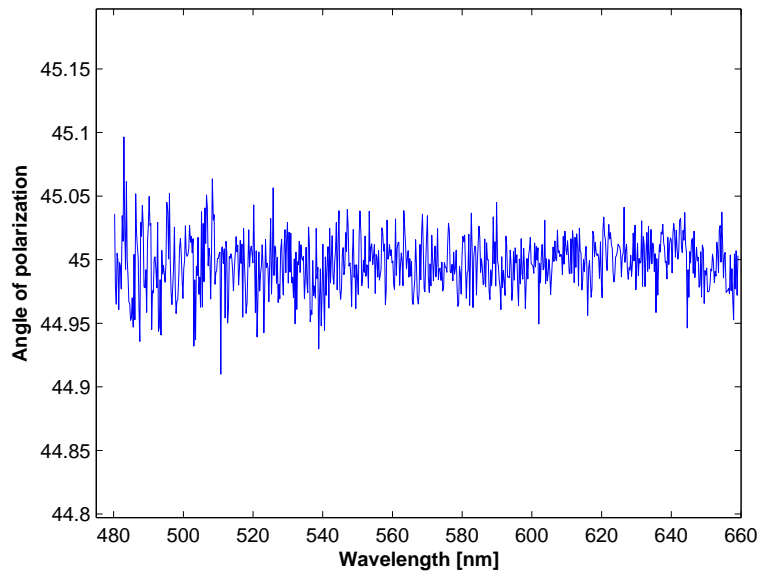


FIGURE 3.11 – Mesure de l’angle de polarisation pour une polarisation incidente linéaire à  $45^\circ$ .

De nombreux états de polarisation quelconques ont ainsi été mesurés pour déterminer la précision et la sensibilité globale du prototype. Un autre exemple de mesure est montré Fig. 3.12, avec un état de polarisation entrant 100% linéaire avec  $10^\circ$  d’angle.

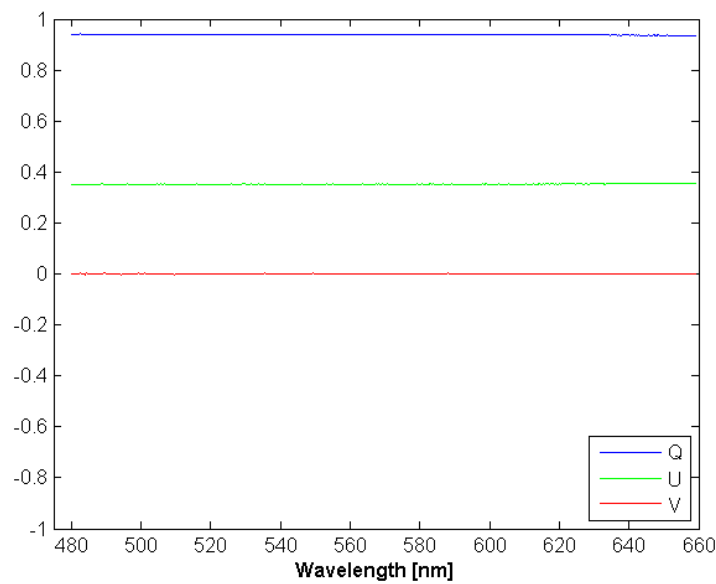


FIGURE 3.12 – Mesure des paramètres de Stokes pour un état de polarisation incident 100% linéaire avec  $10^\circ$  d’angle.

Après mesure de nombreux états de polarisation incidents, les valeurs de précision et de sensibilité évoquées plus haut sont confirmées. **On peut conclure que grâce à ce prototype de polarimètre on obtient une précision de mesure des paramètres de Stokes de  $10^{-4}$  et une sensibilité de  $10^{-3}$ , dans le domaine visible.**



### 3.3 Tests sur le ciel

Afin de se rapprocher au mieux d'une situation d'observation réelle, des tests sur le ciel ont été réalisés. Cela permet ainsi de valider complètement ce concept et de vérifier le comportement d'un tel polarimètre avec un flux stellaire, un télescope et un spectrographe haute-résolution.

#### 3.3.1 Phase de design et mise en place

Il a été décidé d'utiliser le télescope de 60 cm de l'observatoire de Meudon (T60) et le spectrographe haute-résolution Lhires III (de la société Shelyak Instruments) à disposition au LESIA. Pour des questions pratiques d'adaptation, un seul état de polarisation orthogonal sera observé. En effet, si on utilisait un prisme biréfringent séparateur (comme dans le banc de test décrit précédemment), le flux de l'un des deux états sortants serait de toute façon vignetté complètement dans le spectrographe, qui n'est dimensionné que pour un faisceau unique incident. Le modulateur sera donc simplement suivi d'un polariseur linéaire. Le modulateur utilisé pour mon prototype sur banc est utilisé ici, dans son support mécanique tournant pour pouvoir obtenir les 6 positions angulaires nécessaires par pose. Grâce au système de cage de chez Thorlabs, un polariseur à grille achromatique est fixé très proche du modulateur.

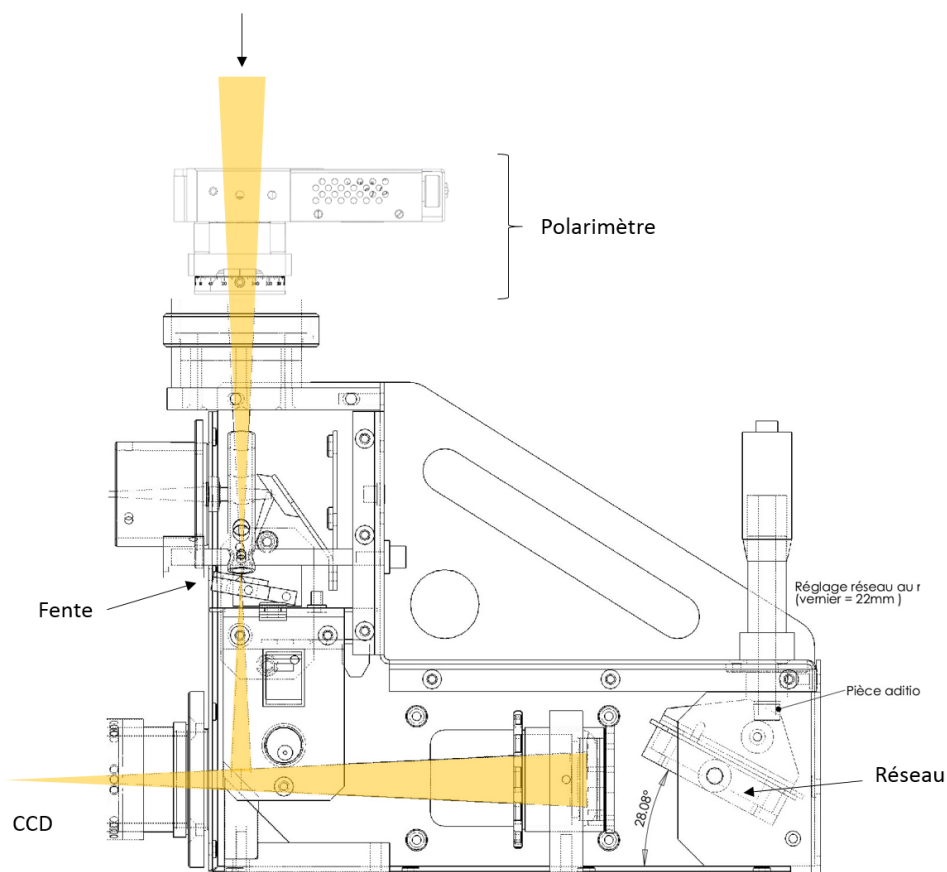


FIGURE 3.13 – Schéma optique pour adapter le polarimètre au spectrographe haute-résolution Lhires III. Le schéma mécanique du Lhires III lui-même provient de Shelyak Instruments.

Le schéma optique de l'instrument ainsi construit est montré Fig. 3.13. Le polarimètre est inséré dans le faisceau convergent émergeant du télescope (ouverture numérique de  $f/13$ ), puis est suivi d'un spectrographe haute-résolution Lhires III composé d'une fente, d'un miroir de renvoi, d'un collimateur et d'un réseau. Finalement, le spectre haute-résolution est focalisé sur une caméra CCD (non représentée sur

ce schéma). Notons qu'il s'agit ici d'un spectrographe mono-ordre, c'est-à-dire non échelle. Le domaine spectral observé sera ainsi très étroit. En choisissant le réseau et la fente, un compromis est donc à trouver entre la résolution spectrale voulue et la largeur du domaine spectral observé.

Une étude mécanique a été menée en collaboration avec le Pôle Instrumental de l'Observatoire de Paris pour concevoir un système de fixation permettant de relier le polarimètre au télescope d'un côté et au spectrographe de l'autre. Une vue du système complet est présenté Fig. 3.14.

La difficulté était de créer un support permettant d'avoir le foyer Cassegrain du télescope sur la fente du Lhires III (en utilisant le mécanisme de refocalisation du miroir M2) et de ne pas vignetter le faisceau en entrant dans le polarimètre (diamètre utile des lames : 1 cm). Le faisceau émergent du télescope étant ouvert à  $f/13$ , il ne fallait pas que l'entrée du polarimètre se situe à plus de 13 cm de la fente du spectrographe. La plage de distance possible était donc très faible.

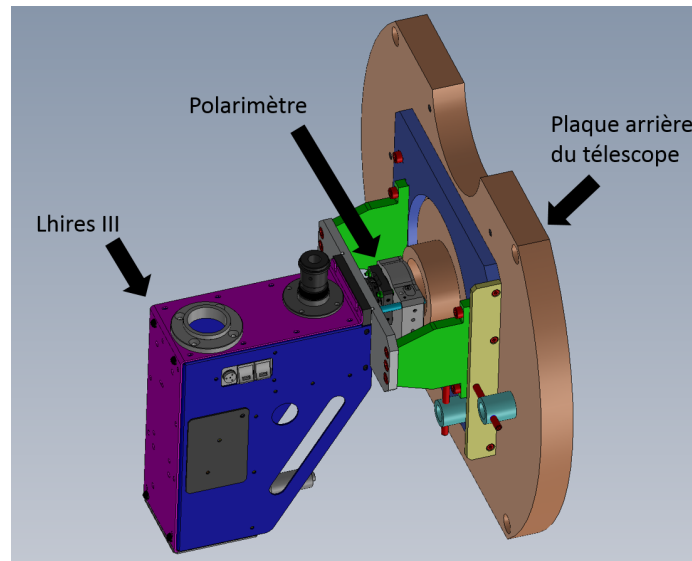


FIGURE 3.14 – Montage en 3D de l'adaptation du polarimètre au télescope et au spectrographe haute-résolution Lhires III.

La partie couleur cuivre à droite représente une plaque déjà présente à l'arrière du miroir primaire du télescope. Elle peut donc être utilisée (ainsi que les trous filetés déjà présents) pour fixer notre support. Une plaque (bleue sur le schéma) est ainsi fixée au télescope, avec des systèmes de positionnement 2 axes (en cyan et rouge sur le schéma) pour aligner notre instrument précisément avec l'axe du télescope. Par deux équerres (en vert sur le schéma), cette plaque est fixée au spectrographe sur une nouvelle plaque d'adaptation (en gris). Sur cette plaque est également fixé le polarimètre, en utilisant les trous présents sur le support mécanique du modulateur.

### 3.3.2 Calibration

Comme la configuration optique utilisée n'est pas exactement la même que lors des tests en laboratoires, une nouvelle calibration est nécessaire. Cela permet de s'assurer de la validité de la matrice de démodulation utilisée. Le banc optique a été modifié en conséquence pour simuler au mieux le schéma optique sur le télescope (voir Fig. 3.15).

Comme précédemment, un polariseur linéaire et une lame quart d'onde (non présente sur l'image) permettent de contrôler l'état de polarisation incident. Une lentille convergente permet ensuite de créer le faisceau ouvert à  $f/13$  qui va traverser le modulateur puis l'analyseur de polarisation. Enfin, la fente d'entrée du spectrographe est placée au foyer de cette lentille.

Dans un second temps, le même spectrographe et la même caméra que ceux utilisés avec le télescope sont installés sur ce banc pour être au plus proche de la configuration télescope.

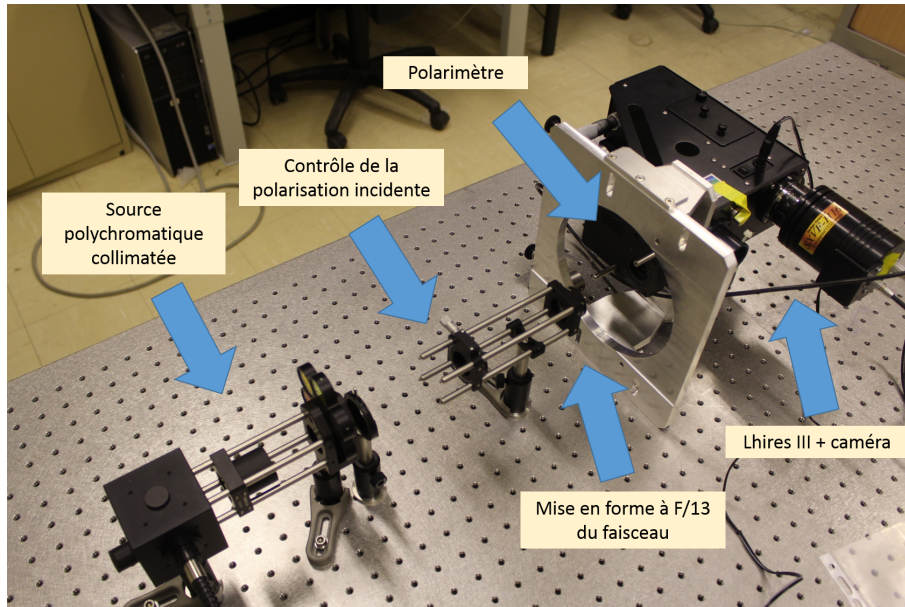


FIGURE 3.15 – Photo du banc optique pour calibrer le polarimètre (au centre) utilisé sur le télescope. Au centre, un polariseur permet de définir un état de polarisation incident, puis une lentille convergente simule le télescope en créant un faisceau convergent à  $f/13$  qui rentre dans le polarimètre et se focalise sur la fente d'entrée du spectrographe Lhires III (à droite).

### 3.3.3 Observations et résultats

Après avoir calibré le polarimètre dans une configuration identique à celle de l'observation stellaire, le spectropolarimètre est installé au foyer Cassegrain du télescope de 60 cm de l'Observatoire de Meudon. La Fig. 3.16 montre l'instrument après fixation et alignement derrière le télescope.

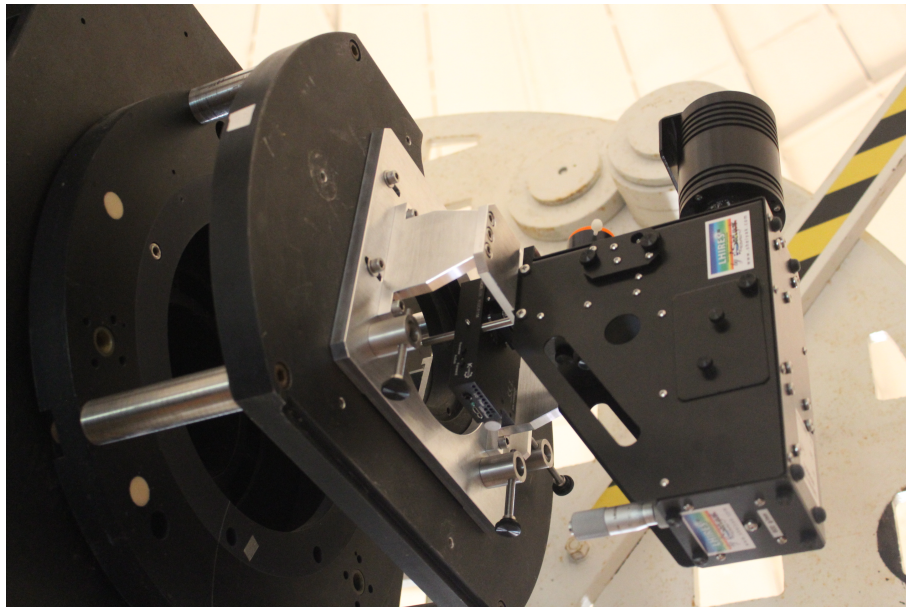


FIGURE 3.16 – Vue du prototype de spectropolarimètre au foyer Cassegrain du télescope de 60 cm de l'Observatoire de Meudon.

La cible choisie pour l'observation est  $\beta$  CrB, une étoile assez brillante pour être observée sans problème depuis Meudon, magnitude  $V=3.7$ , et également très magnétique pour être sûr de détecter une signature Zeeman. Des sous-poses de 15 min par position angulaire du polarimètre ont été réalisées, ainsi que des images d'offset et de noir. Il n'a cependant pas été possible de réaliser des flats-fields au T60. L'observation a été réalisée dans la nuit du 26 au 27 Juillet 2016, entre 22h00 et 02h30 heure locale. Après prétraitement des 6 spectres obtenus (y compris calibration en longueur d'onde) et normalisation au continu avec Iraf, la Fig. 3.17 montre les 6 spectres superposés correspondant aux 6 positions angulaires du polarimètre (un problème de suivi du télescope pendant la pose 5 nous a obligé à la refaire, ce qui explique la présence d'une 7ème sous-pose dans cette image). Dans la suite, j'utilise la pose 5 (et non pose 5 lamp). La résolution spectrale obtenue ce spectrographe est d'environ 6500, sur un spectre allant de 400 à 530 nm.

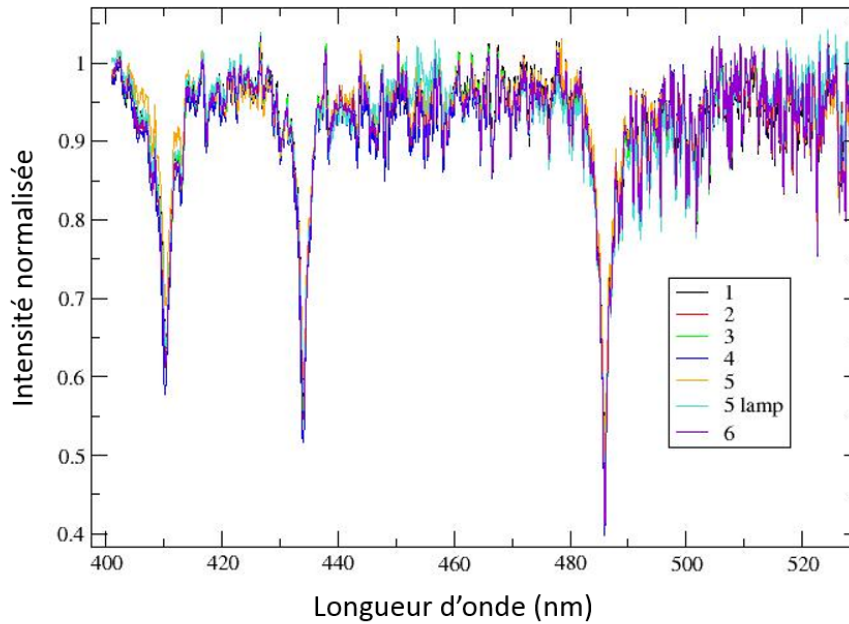


FIGURE 3.17 – Spectres d'intensité de sortie normalisés au continu obtenus avec le spectropolarimètre au T60 sur l'étoile  $\beta$  CrB.

Notons que les spectres se superposent parfaitement, montrant que les variations visibles à l'œil ne sont pas du bruit mais bien des raies spectrales d'absorption de l'étoile.

A partir de ces 6 spectres normalisés, je peux construire le vecteur  $I_{out}$  et y appliquer la matrice de démodulation  $D$  du polarimètre déterminée lors de l'étape de calibration en laboratoire. Cette opération permet de déterminer directement les paramètres de Stokes normalisés de l'étoile observée, en commençant par l'intensité  $I$  (Fig. 3.18) puis l'information de polarisation avec  $Q$ ,  $U$  et  $V$  (Fig. 3.19). Dans le spectre  $I$  on voit en particulier trois raies d'hydrogène fortes ( $H\delta$  à 410.1 nm,  $H\gamma$  à 434.0 nm et  $H\beta$  à 486.1 nm), ainsi que de nombreuses autres raies métalliques.

Des traces de signatures Zeeman sont clairement visibles pour les trois longueurs d'onde correspondant aux 3 raies d'hydrogène visible sur le spectre, tandis que la signature dans les autres raies est noyée dans le bruit. Pour obtenir une signature plus claire et obtenir une valeur du champ magnétique, il faudrait appliquer la méthode LSD à ces spectres. Des signatures sont également visibles dans les spectres  $Q$  et  $U$ , et peuvent être comparées à celles décrites dans Bagnulo et al. (2001) par exemple. Il semblerait que l'amplitude de ces signatures en  $Q$  et  $U$  soit trop élevée par rapport à celle de  $V$ , ce qui indiquerait la présence de cross-talk dans le processus de mesure.

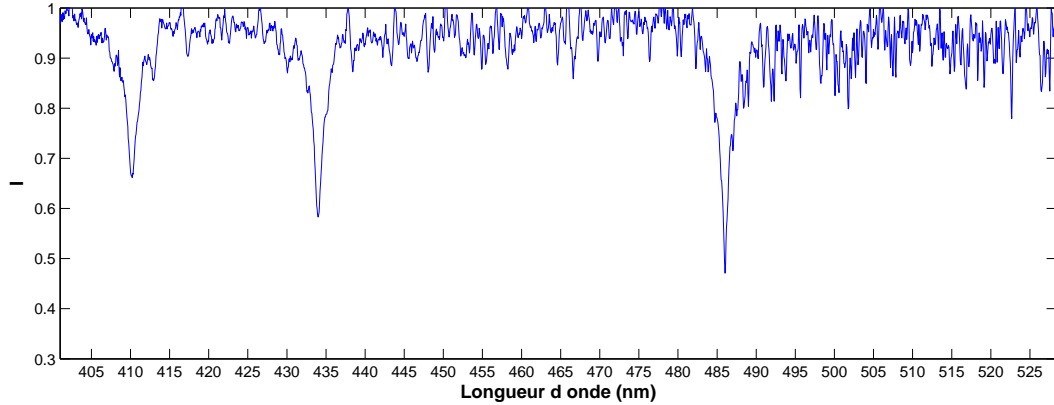


FIGURE 3.18 – Spectre d’intensité de l’étoile  $\beta$  CrB déterminé à partir des 6 poses et de mon code de démodulation associé au polarimètre.

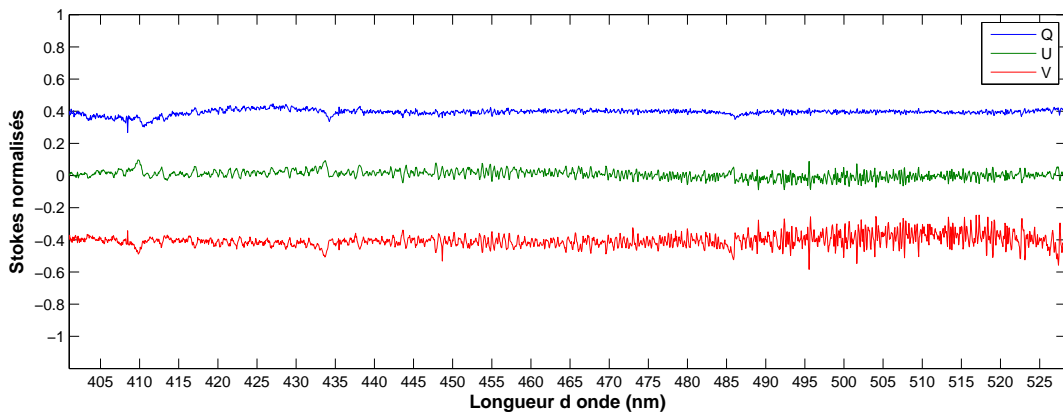


FIGURE 3.19 – Paramètres de Stokes normalisés de l’étoile  $\beta$  CrB. Les paramètres Q et V (en bleu et rouge) ont été décalés de + ou - 0.4 par rapport à 0 pour être distingués de U (en vert).

### 3.4 Conclusions et perspectives

La capacité de mesurer les 4 paramètres de Stokes avec ce concept de modulation spectro-temporelle polychromatique a été démontrée.

L’étude théorique a montré qu’il était possible de créer un polarimètre permettant une mesure aussi bonne de tous les paramètres de Stokes sur un spectre très grand. La difficulté est dans la définition mathématique des efficacités d’extraction des paramètres de Stokes et des variables d’optimisation. A partir de cette optimisation, le prédimensionnement du modulateur peut être effectué. On remarque cependant qu’en se limitant à l’utilisation du  $MgF_2$  comme matériau, ce prédimensionnement n’est pas réalisable en pratique à cause d’épaisseur de lames trop faibles. La solution trouvée a alors été de doubler chaque lame pour créer des lames compensées, avec une différence d’épaisseur égale à l’épaisseur absolue voulue initialement. Une étude de tolérancement a ensuite permis de définir les incertitudes acceptables pour la fabrication du modulateur.

Grâce au banc de test mis en place, la matrice de modulation réelle du modulateur a pu être déterminée et ainsi également les efficacités d’extraction des paramètres de Stokes. Même si ce prototype est limité au domaine visible du spectre, il a permis de démontrer la faisabilité d’un tel concept en apportant d’excellents résultats sur la mesure de paramètres de Stokes. La précision de mesure obtenue est de

l'ordre de  $10^{-4}$  alors que la sensibilité en polarisation est d'environ  $10^{-3}$ .

Finalement, pour valider complètement l'utilisation de ce polarimètre pour la mission Arago, une phase de tests sur le ciel a été mise en place. Pour cela, il a fallu créer un support mécanique au polarimètre pour pouvoir l'adapter au télescope de 60 cm de l'observatoire de Meudon et au spectrographe haute-résolution Lhires III. Des observations de l'étoile  $\beta$  CrB ont été effectuées et le spectre en intensité ainsi que des paramètres de Stokes normalisés ont pu être extraits à partir des 6 sous-poses. Des signatures typiques de champ magnétique apparaissent sur les paramètres de Stokes aux longueurs d'onde correspondant aux raies d'hydrogène.

**Cette étude a montré d'excellents résultats pour ce concept de modulation spectro-temporelle polychromatique. Théoriquement, un modulateur a été dimensionné pour obtenir une efficacité quasi constante et optimale pour l'extraction des paramètres de Stokes de 123 à 888 nm. Après fabrication de ce modulateur, il a été testé dans le domaine visible du spectre, où ces efficacités d'extraction ont été effectivement mesurées. Avec ce modulateur, la précision sur la mesure des paramètres de Stokes est de  $10^{-4}$  avec une sensibilité de  $10^{-3}$ . Ces valeurs seront considérées pour le dimensionnement final pour la mission Arago, présenté dans le chapitre suivant.**



# Chapitre 4

## ARAGO

La mission Arago a été initiée par le consortium UVMag pour développer les possibilités d’observations spectropolarimétriques dans le domaine UV. Les études sur les concepts de polarimètres polychromatiques présentés dans cette thèse rentrent dans ce cadre, ce sous-système étant un des plus critiques pour la mission. J’ai participé à cette mission en tant que responsable des WorkPackages polarimètre et spectrographe visible, ainsi que par une contribution au niveau système.

### 4.1 Contexte

#### 4.1.1 Objectifs scientifiques

Arago a pour ambition d’apporter des réponses à deux questions fondamentales :

- Quel est le cycle de la matière dans la Voie Lactée ?
- Comment les étoiles affectent la formation de leurs planètes et l’émergence de la vie ?

Cette section résume les cas scientifiques principaux visés par la mission Arago et présentés en détails dans la proposition de mission soumise à l’ESA pour M4 (Neiner, C. and the Arago Consortium, 2014).

#### Cycle de la matière

L’objectif scientifique principal d’Arago est d’étudier et de mieux comprendre le cycle de la matière dans la galaxie. La matière issue du milieu interstellaire (MIS) est accrétée dans un disque protostellaire et protoplanétaire pour ensuite former une étoile et des planètes. Au fur et à mesure que l’étoile évolue, sa composition chimique est modifiée. Enfin, la matière est réinjectée dans le milieu interstellaire pendant la vie de l’étoile et surtout lors de sa mort.

La première étape pour comprendre ce cycle est donc de caractériser le milieu interstellaire. Pour cela, la spectropolarimétrie UV apporte de précieuses informations sur le champ magnétique des gaz chauds, la distribution en taille des grains de matière, les taux de collisions ou encore les abondances chimiques. L’alignement de certains grains dans le MIS va produire une polarisation du spectre observé et ainsi fournir ses contraintes environnementales comme les champs magnétiques et de radiation, les taux de collision (Draine, 1998) et les caractéristiques des grains de matière (distribution, taille et forme par exemple). Les abondances chimiques peuvent également être mesurées grâce à la spectroscopie UV pure et les courbes d’extinction.

L’étape suivante est de comprendre le rôle du champ magnétique dans la phase d’accrétion et lors de la formation et de l’évolution des étoiles.

D’après la théorie, deux grands types de champs magnétiques stellaires se distingueraient, avec des champs magnétiques stables dits fossiles pour les étoiles chaudes et des champs magnétiques dynamiques dits dynamo pour les étoiles froides. Des phénomènes physiques différents s’appliquent alors dans ces deux cas et Arago va permettre de mieux comprendre l’origine de ces champs magnétiques et leur impact sur la vie des étoiles. Les champs magnétiques fossiles dans les étoiles chaudes proviendraient du

nuage moléculaire à partir duquel l'étoile s'est formée, éventuellement modifiés pendant la phase de Pre-Main Sequence (PMS), puis ils se seraient relaxés dans une configuration stable dans les étoiles. Leur rôle est donc essentiel dans la phase de formation de l'étoile et ils sont un traceur très intéressant pour faire le lien entre le milieu interstellaire et l'étoile formée, étant présents avant la formation de l'étoile. Concernant les étoiles froides, leur enveloppe extérieure convective (comme celle du Soleil par exemple) empêche le maintien d'un champ fossile fort, mais encourage la création d'un champ magnétique hautement dynamique au niveau photosphérique sous l'effet de la dynamo. Les influences réciproques entre la structure interne de l'étoile, sa rotation et ce champ magnétique dynamo sont donc très fortes, et justifient le grand intérêt de leur étude et caractérisation.

Les étoiles massives sont caractérisées par une perte de masse importante tout au long de leur vie, notamment via leur vent stellaire. Lorsque l'étoile est magnétique, ce vent est confiné par les lignes de champ, ce qui peut créer une magnétosphère autour d'elles. Le champ magnétique et la magnétosphère jouent un rôle primordial dans la perte de masse de l'étoile. Par exemple, grâce à ce champ magnétique externe, une partie des flux de matière éjectée par l'étoile retombe sur l'étoile, et diminue ainsi la perte globale de masse. Des observations spectropolarimétriques haute-résolution dans l'UV permettront de mesurer et cartographier très précisément ces magnétosphères et les vents stellaires associés. De plus, la composition chimique de ces objets magnétiques pourra être déterminée et permettra d'obtenir une vision globale de ces objets de la surface jusqu'à la magnétosphère et ainsi de mieux comprendre le rôle de cette magnétosphère dans l'évolution des étoiles massives et donc le cycle de vie de la matière dans la galaxie.

Les magnétosphères dans le cas général, et pas seulement pour les étoiles massives, sont un des sujets d'étude principal pour Arago. Leur cartographie 3D ainsi que le lien avec les vents stellaires pour tout type d'étoile apportera de précieuses informations sur le cycle de la matière. Un exemple particulièrement intéressant est le cas des étoiles doubles ou multiples, où les lignes de champs magnétiques respectives se reconnectent et permettent un échange de moment cinétique et de matière entre les deux étoiles (voir Fig. 4.1).

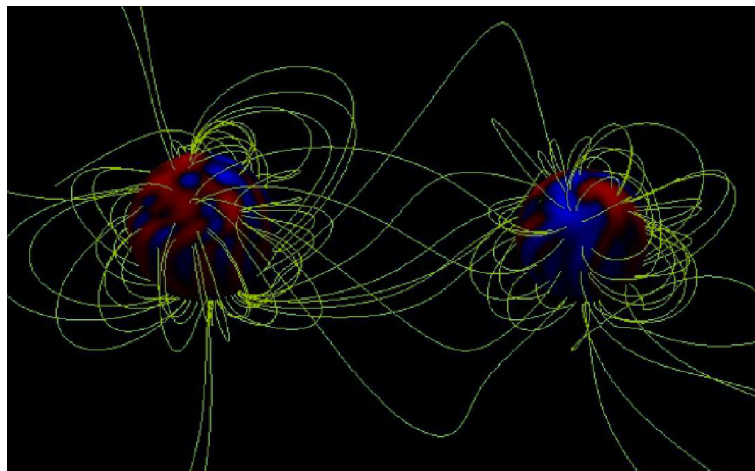


FIGURE 4.1 – Modèle de reconnection magnétosphérique et d'interaction dans une étoile double. Image : S. Gregory.

L'étude des chromosphères dans les étoiles froides est également un cas scientifique intéressant pour Arago. En effet, les champs magnétiques des étoiles froides réchauffent les couches supérieures à la photosphère et induisent dans cette région de transition de nombreuses raies en émission dans les domaines visible, UV et rayons X. Grâce au domaine spectral très large d'Arago, l'observation simultanée d'un grand nombre de ces raies d'émission va permettre de caractériser la composition, la densité et la température de ces régions de la haute-atmosphère.

Enfin, les stades tardifs de l'évolution des étoiles constitue la dernière étape vers la réinjection de



la matière dans le milieu interstellaire, par exemple lorsqu'une étoile massive devient une supernova. Là encore, le magnétisme joue un rôle primordial en influant sur les facteurs de perte de masse et en modifiant la géométrie des enveloppes circumstellaires (Huggins and Mauron, 2011). Arago permettra d'étudier l'évolution du champ magnétique au travers de la vie de l'étoile pour observer la diminution de son influence jusqu'à sa possible disparition ou au contraire son intensification.

### Système planétaire

Le second objectif scientifique principal d'Arago est d'étudier les interactions entre les planètes et leur étoile hôte. Plus précisément, Arago permettra de comprendre comment les radiations UV de l'étoile ainsi que les champs magnétiques affectent la formation et l'évolution des planètes et l'émergence de la vie.

Le vent stellaire est défini par le flux de matière qui est éjecté d'une étoile et qui s'échappe du puits de potentiel gravitationnel de l'étoile. En présence de planètes, ce flux, en partie magnétisé si l'étoile est magnétique, irradie les planètes. Dans le cas d'une planète sans magnétosphère ou avec un champ magnétique très faible, ce vent stellaire peut éroder petit à petit l'atmosphère de la planète qui n'est alors pas protégée. Au contraire, si une planète possède un fort champ magnétique, il va servir de bouclier face au vent stellaire. Dans ce cas, un choc d'étrave (bow-shock) se forme à l'endroit de l'impact entre le vent stellaire et la magnétosphère planétaire (voir Fig. 4.2). Il peut également y avoir des reconnections entre les deux systèmes magnétiques avec un échange de matière.

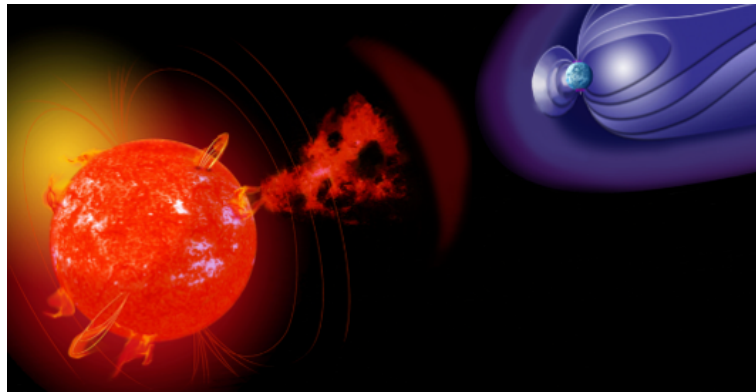


FIGURE 4.2 – Illustration d'une étoile et de sa planète magnétique, avec la présence d'un choc d'étrave. Image : S. Cnудde.

En plus de ces interactions magnétiques entre l'étoile et sa planète, des effets de marée induits par la présence de la planète peuvent être détectés dans l'étoile. Ils provoquent ainsi un réchauffement et une augmentation de l'activité stellaire (Cuntz et al., 2000). Des variations cycliques synchronisées avec l'orbite de la planète dans des raies chromosphériques peuvent être observées, majoritairement pour des planètes très proches de leur étoile hôte.

Finalement, une étude des conditions environnementales pour l'apparition de la vie sur les planètes rocheuses est prévue avec Arago. L'observation d'un spectre haute-résolution de l'étoile dans l'UV va permettre de quantifier les événements de météorologie spatiale violents sur les planètes, notamment autour de jeunes étoiles solaires. Comme expliqué ci-dessus, la présence d'un champ magnétique assez fort pour que l'atmosphère planétaire ne s'érode pas sous l'irradiation continue du vent stellaire est une condition indispensable à l'existence et à la stabilité d'une atmosphère. Les mesures du vent stellaire et de la position du potentiel choc d'étrave donne directement des indications sur l'habitabilité de la planète. De plus, l'interprétation de raies correspondants à des potentiels bio-marqueurs dans les spectres de planètes (par exemple avec le futur JWST) sous-entend une connaissance précise du flux stellaire UV, qui est notamment source de photochimie dans l'atmosphère de la planète.

## Autres

Outre les deux objectifs scientifiques principaux présentés ci-dessus, quelques cas scientifiques supplémentaires sont considérés pour Arago. On peut citer par exemple des sujets de physique atomique et moléculaire où l'observation de spectres UV à haute-résolution spectrale va apporter de nouvelles informations et confirmer ou non certains modèles jusqu'alors invérifiables. L'observation spectropolarimétrique d'objets de notre système solaire, et principalement les planètes géantes, est également un sujet très intéressant pour Arago.

### 4.1.2 Spécifications générales sur la charge utile

Les objectifs scientifiques présentés ci-dessus sont la base pour déterminer les spécifications techniques pour le développement de l'instrument. Concernant Arago, la spécification principale concerne le domaine spectral couvert par l'instrument. En effet, en plus de l'intérêt particulier de certaines raies photosphériques, le nombre total de raies observées est très important pour l'étude LSD permettant d'augmenter la sensibilité de la mesure du champ magnétique. Ainsi, le domaine spectral a été fixé de 119 à 320 nm puis de 355 à 888 nm. Concernant le bilan radiométrique, un rapport signal à bruit (SNR) de 100 est souhaité sur tous les types d'étoiles de magnitude  $V=7$  dans le visible avec 30 minutes de pose, tout comme pour les étoiles de types O, B et A dans l'UV. Cependant, pour les étoiles de types F, G ou K dans l'UV, la spécification est un SNR de 100 en 60 minutes de pose, et un SNR de 10 en 60 minutes de pose pour les raies chromosphériques des étoiles de type M et de magnitude  $V=10$ .

## Spectrographes

Les différents cas scientifiques ont permis de définir la résolution spectrale minimale nécessaire : 25000 dans la partie UV du spectre et 35000 pour le visible. La précision en vitesse radiale nécessaire est de 1 km/s en absolu. Ceci nécessite une calibration spectrale régulière en utilisant des lampes couvrant le domaine spectral observé. De plus, la vitesse radiale en relatif entre les sous-poses d'une mesure polarimétrique est encore plus critique. Une modélisation des erreurs induites a montré qu'une instabilité du spectre par rapport au détecteur de 1/15ème de pixel maximum était acceptable. Les tailles de pixels considérés pour les chaînes de détection visible et UV sont respectivement 15 et 20  $\mu\text{m}$ . La stabilité du spectre nécessaire au niveau du détecteur est donc de 1  $\mu\text{m}$  dans le visible et de 1,33  $\mu\text{m}$  dans l'UV. Ceci implique une stabilité de la ligne de visée du télescope très élevée. Pour relâcher cette contrainte à une stabilité correspondant à 30 mas (valeur faible mais possible à obtenir), une spécification sur le grandissement optique des spectrographes est créée. Pour assurer cette stabilité de 1/15ème de pixel avec une variation de la ligne de visée du télescope de 30 mas, il faut que le spectrographe visible ait un grandissement inférieur ou égal à 0.4 alors que celui du spectrographe UV doit rester inférieur à 0.52. Ainsi, cette spécification de stabilité du spectre sur le détecteur se traduit par une stabilité sur la position de la PSF au foyer du télescope de 2,5  $\mu\text{m}$ .

## Polarimètre

L'information de polarisation doit être déterminée pour chaque élément spectral entre 123 et 888 nm, via les 4 paramètres de Stokes (je rappelle qu'en-dessous de 123 nm les deux états de polarisation orthogonaux ne sont plus séparés spatialement et seule de la spectroscopie pure sera possible avec Arago). La sensibilité de la mesure pour Arago doit être de  $3 \cdot 10^{-5}$ . Cette valeur décrit le niveau minimal de polarisation détectable, ou également la variation minimale de la valeur d'un paramètre de Stokes. Autrement dit c'est le bruit de mesure d'un paramètre de Stokes le long du spectre.

Une autre valeur importante pour spécifier la qualité de mesure de l'état de polarisation est la précision. Cette valeur décrit l'erreur faite par la mesure, c'est-à-dire l'écart entre la valeur réelle et celle mesurée. Pour Arago elle est de 3%. A partir de cette valeur on peut construire une matrice d'erreur, comme définie Fig. 2.19. Les 3% correspondent aux coefficients  $I \rightarrow Q$  et  $I \rightarrow U$  de la première colonne. Le dernier coefficient de la première colonne ( $I \rightarrow V$ ) est moins sensible, V étant plus grand que Q et U (un pourcentage plus élevé de l'intensité peut donc se transformer en V pour obtenir la même erreur que sur Q ou U). Il est donc placé à 5%. La diagonale de la matrice correspond à l'échelle de mesure et n'est donc pas très sensible, on le fixe à 5%. Concernant la rotation de la polarisation  $Q \leftrightarrow U$ , une erreur de  $\pm 1^\circ$  en projection donne une valeur de 0.04. Finalement, une valeur typique de cross-talk est de 5%.

Mais comme  $V$  est largement plus grand que  $Q$  et  $U$ , le sens  $V \rightarrow Q$  et  $V \rightarrow U$  est plus sensible et placé à 1%. Ainsi, la matrice d'erreur du polarimètre d'Arago  $\Delta X$  est la suivante :

$$\Delta X = \begin{pmatrix} - & 0.1 & 0.1 & 0.1 \\ 0.03 & 0.05 & 0.04 & 0.01 \\ 0.03 & 0.04 & 0.05 & 0.01 \\ 0.05 & 0.05 & 0.05 & 0.05 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

## 4.2 Polarimètre

### 4.2.1 Dimensionnement pour M4

Les spécifications sur le domaine spectral étaient légèrement différentes pour la proposition M4 à l'ESA en 2014. Il s'étendait alors entre 117 et 870 nm. Le concept de polarimètre alors choisi a été celui à modulation temporelle polychromatique, présenté au Chapitre 3 de cette thèse.

Une solution théorique à l'optimisation pour achromatiser les efficacités d'extraction des paramètres de Stokes a été trouvée en utilisant 4 lames en  $\text{MgF}_2$ . Ce modulateur tourne d'un seul bloc pour prendre 6 positions angulaires et est suivi de deux prismes de Wollaston à 3 prismes chacun permettant de séparer suffisamment les 2 états de polarisation orthogonaux aux longueurs d'ondes les plus basses. La Fig. 4.3 montre le design optique du polarimètre.

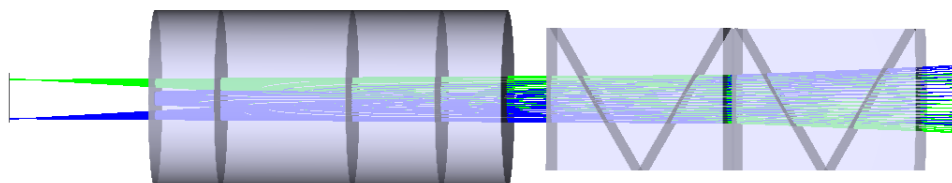


FIGURE 4.3 – Design optique de polarimètre pour la proposition Arago M4. Il est composé de 4 lames de  $\text{MgF}_2$  suivies de 2 triple prismes de Wollaston permettant d'analyser la polarisation incidente.

Cette étude s'est faite très rapidement et est restée purement théorique. Elle m'a cependant permis de développer les outils de modélisation nécessaires pour optimiser un tel design, outils qui ont été et pourront être utilisés à l'avenir, notamment pour la proposition M5.

### 4.2.2 Dimensionnement pour M5

Le dimensionnement du polarimètre pour la proposition M5 a occupé une partie importante de mon travail de thèse. Toute la partie théorique de modélisation et de simulation, ainsi que les tests en laboratoires sont détaillés dans le chapitre 3.

#### Design optique

Le design choisi pour la proposition M5 à l'ESA en 2016 est celui présenté dans la Section 3.1.2 : 3 paires de lames de  $\text{MgF}_2$  sont fixées ensemble pour former le modulateur qui tourne par incréments de  $30^\circ$ . Chaque paire de lames possède une différence d'épaisseur ainsi qu'une orientation de l'axe rapide de ses lames très précise :

- Lame 1 : angle d'axe rapide  $0^\circ$  avec  $13.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur
- Lame 2 : angle d'axe rapide  $44^\circ$  avec  $8.8 \mu\text{m}$  d'épaisseur
- Lame 3 : angle d'axe rapide  $22^\circ$  avec  $13.3 \mu\text{m}$  d'épaisseur

Ce modulateur est suivi par un prisme de Wollaston à 3 prismes, permettant de séparer correctement les deux états de polarisation orthogonaux à toutes les longueurs d'ondes. Le détail de cette séparation est présenté Sect. 4.4.2. La Fig 4.4 montre le design optique du polarimètre.

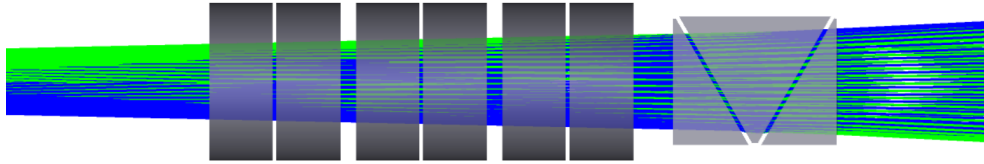


FIGURE 4.4 – Design optique du polarimètre pour Arago, tel que proposé à l'ESA pour la candidature M5.

### Transmission

Malheureusement, aucune colle optique transparente à des longueurs d'onde aussi basses n'a pu être identifiée. Les solutions pour fixer les lames du polarimètre ensemble sont donc le contact optique par adhésion moléculaire, ou une colle non transparente appliquée seulement sur les bords non utilisés des lames, ou enfin une fixation mécanique individuelle. Les deux dernières solutions impliquent des intervalles d'air (ou de vide) entre chaque lame. C'est pour cette raison que les lames sont toutes légèrement séparées les unes des autres dans le design présenté Fig. 4.4. La solution de contact optique apporte des garanties en termes de transmission car elle limite le nombre d'interfaces optiques. Cependant, il s'avère que le coefficient d'expansion thermique est très anisotrope dans le cristal, ce qui a pour conséquence d'induire une très grande sensibilité aux variations de température d'un tel montage. De l'autre côté, la solution avec des intervalles mécaniques ou de la colle est beaucoup plus stable thermiquement mais présente un grand nombre d'interfaces, faisant chuter drastiquement la transmission globale du polarimètre. De plus, la multiplication de lames parallèles fines induit la formation de franges d'interférences polarisées, très gênantes pour la mesure de la polarisation. Les deux prototypes de modulateur fabriqués pour mon prototype ont été passés au spectromètre infra-rouge pour comparer leur transmission respective et observer les franges d'interférences. La Fig. 4.5 montre le résultat.

Comme prévu, la transmission du modulateur utilisant le contact optique par adhésion moléculaire est bien meilleure que celle du modulateur avec des intervalles mécaniques. De plus les franges d'interférences sont nettement observables sur ce dernier composant. Une étude thermique précise devra être réalisée pour établir la viabilité d'un polarimètre à contact optique pour une mission spatiale. Malheureusement cette solution est aujourd'hui à TRL trop bas, et on est obligé de considérer la solution à intervalles mécaniques comme base pour M5. La transmission théorique globale du polarimètre (modulateur et Wollaston) est présentée Fig. 4.6. Notons que cette courbe ne considère pas les franges d'interférences.

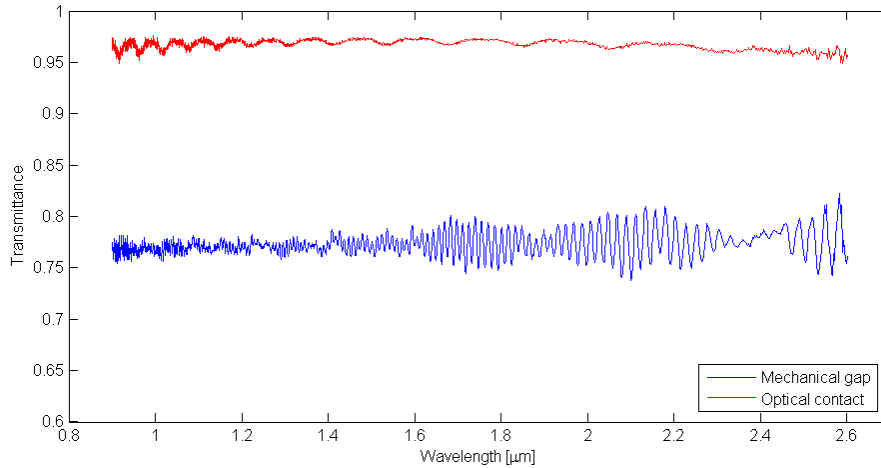


FIGURE 4.5 – Comparaison de la transmission des 2 modulateurs. En bleu, les 6 lames de  $\text{MgF}_2$  sont séparées par des intervalles d'air alors qu'en rouge, elles sont en contact optique par adhésion moléculaire.

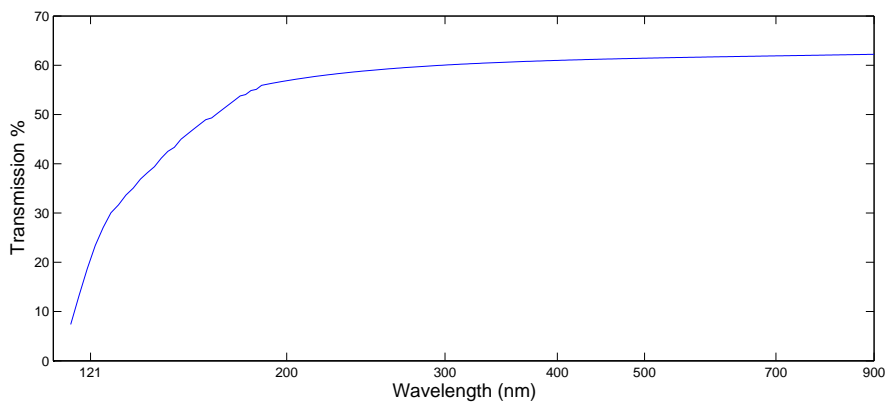


FIGURE 4.6 – Courbe de transmission théorique du polarimètre complet (modulateur et Wollaston), en considérant des intervalles d'air entre chaque lames.

### Design mécanique préliminaire

La Fig. 4.7 montre une première ébauche du concept mécanique pour le polarimètre réalisé en collaboration avec Lucile Desjonquères (stagiaire au LESIA). Les 6 lames composant le modulateur seraient fixées dans un barillet entre deux roulements à billes. Le tout est placé dans une roue dentée permettant la rotation du modulateur. L'image de gauche présente en bleu le moteur pas-à-pas et en rose et vert les engrenages permettant de transmettre la rotation au modulateur.

Enfin, une vue globale du polarimètre est présentée dans la Fig. 4.8. La lumière arrive du télescope par la droite en faisceau convergent, puis traverse le modulateur tenu mécaniquement par le système présenté au paragraphe précédent. Elle passe ensuite par le prisme de Wollaston avant d'arriver sur la lame dichroïque permettant de séparer le spectre en deux et d'alimenter les deux spectrographes. Ce bloc polarimètre est fixé sur un banc optique à l'arrière du miroir primaire du télescope.

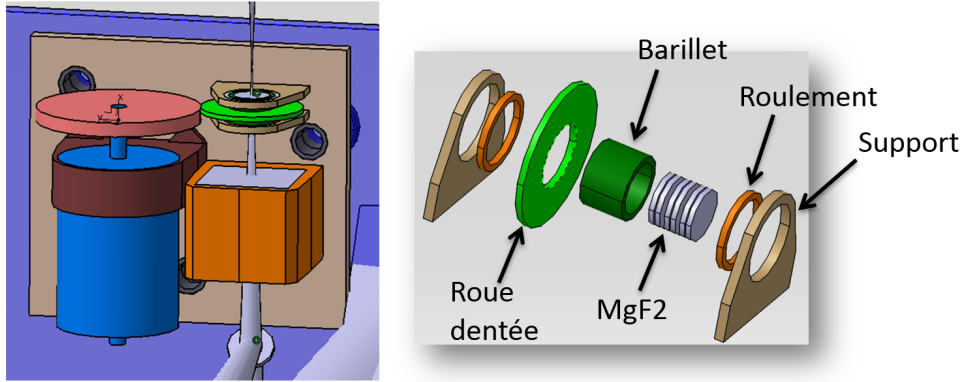


FIGURE 4.7 – Concept préliminaire du dimensionnement mécanique pour le polarimètre. Image : Lucile Desjonquères.

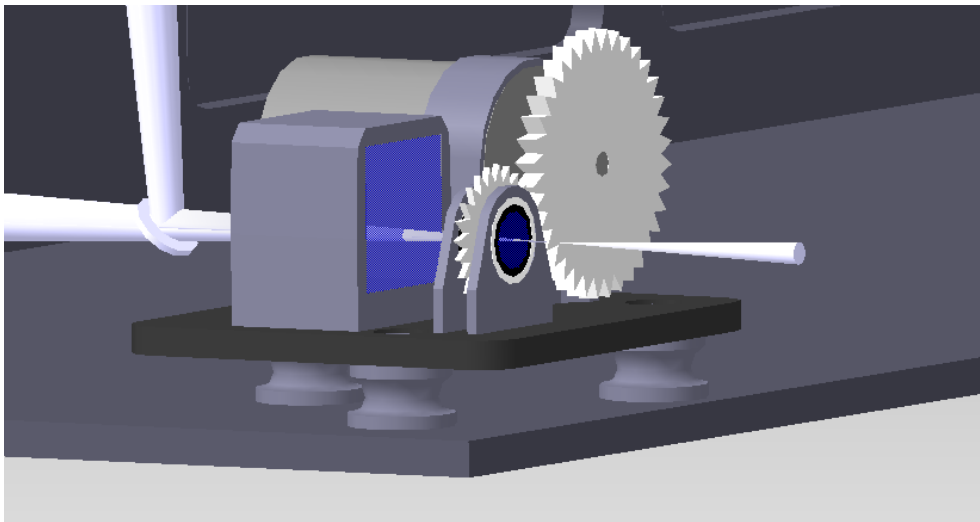


FIGURE 4.8 – Vue opto-mécanique du polarimètre. Image : Lucile Desjonquères.

## 4.3 Spectrographe(s)

### 4.3.1 Dimensionnement pour M4

Pour la proposition M4, le design optique du spectrographe a été réalisé par Laurent Parès à l'IRAP, j'ai cependant participé avec lui à son dimensionnement. L'objectif était de développer un spectrographe haute-résolution entre 117 et 870 nm, qui ne dépassait pas en volume l'arrière du miroir primaire de 1.3 m de diamètre. Le schéma optique du design final est présenté Fig. 4.9.

Il s'agit d'un design de type pupille blanche utilisant deux collimateurs identiques pour limiter les aberrations. Le réseau échelle a été choisi pour satisfaire la résolution spectrale nécessaire et limiter les angles maximums pour faciliter le dimensionnement des objectifs de chambres. Le faisceau collimaté est séparé en deux domaines spectraux après le réseau par une lame dichroïque, qui alimente les deux voies du spectrographe. La voie visible est constituée d'un prisme en LF5 pour assurer la dispersion croisée, puis d'un télescope Three-Mirror-Anastigmat (TMA) pour focaliser tous les ordres sur un capteur CCD. Pour assurer une dispersion croisée relativement constante sur le spectre, la voie UV est constituée d'un grisme en LiF puis également d'un TMA.

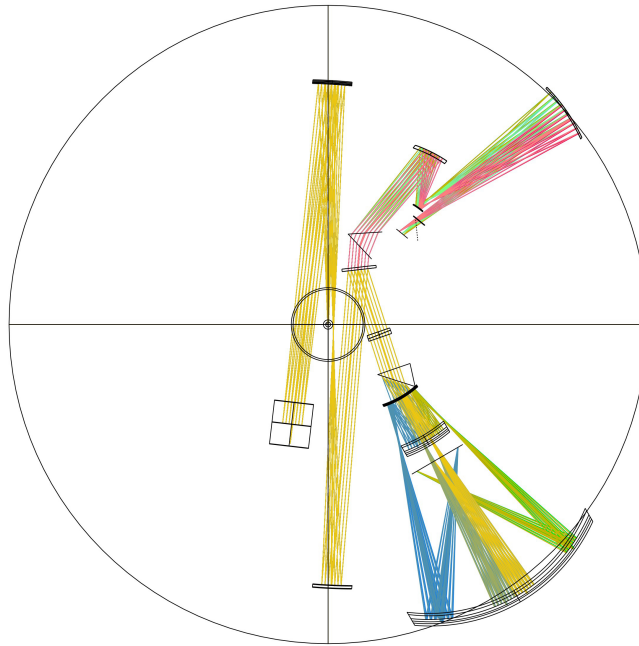


FIGURE 4.9 – Design optique du spectrographe pour Arago M4.

Ce design répond ainsi aux spécifications de volume et de résolution spectrale (les deux voies sont quasiment limitées par la diffraction). Il y a cependant un problème en terme de transmission globale de l'instrument. En effet, il y a un trop grand nombre de surfaces ou d'éléments optiques à traverser et la transmission dans la partie UV lointaine est très faible. De plus, le réseau échelle étant difficilement optimisé pour tout le domaine spectral, le nombre d'ordre dans l'UV est trop élevé résultant sur des ordres très courts (moins d'un nanomètre de long). Ceci pourra poser problèmes lors du traitement des données, si une raie est répartie sur un grand nombre d'ordres différents par exemple. De nombreuses améliorations du design sont donc possibles et nécessaires pour la préparation d'Arago pour M5.

### 4.3.2 Dimensionnement pour M5

En raison du nombre trop important d'interfaces optiques dans le spectrographe UV, le choix a été fait de séparer le domaine spectral plus en amont dans l'instrument et d'alimenter ensuite deux spectrographes : un spectrographe pour le domaine UV de 119 à 320 nm et un pour le domaine visible de 355 à 888 nm.

La responsabilité du WorkPackage (WP) pour le spectrographe UV a été donnée à l'équipe espagnole de l'Université de Madrid mais réalisé avec ma contribution. J'étais également responsable du WP du spectrographe visible et j'ai donc réalisé le dimensionnement complet de ce dernier.

#### Spectrographe UV

Les spécifications pour le spectrographe UV sont un domaine spectral de 119 à 320 nm, avec une résolution spectrale minimale de 25000 et une transmission optique maximale. Pour cela, l'équipe espagnole a dimensionné un design optique simple limitant le nombre d'éléments optiques au maximum (voir design dans la Fig. 4.10). Une parabole hors-axe permet de collimater le faisceau émergent de la lame dichroïque placée après le polarimètre, pour éclairer le réseau échelle. Il s'agit d'un réseau de type R2 (angle de blaze de  $63.4^\circ$ ) avec une densité de gravure de 270 traits/mm. Un réseau toroïdal permet ensuite de réaliser la dispersion croisée nécessaire pour séparer spatialement tous les ordres de diffraction et en même temps de focaliser les ordres sur le détecteur MCP. Dans le design proposé, le détecteur a besoin d'être courbé pour focaliser correctement les ordres. Une solution pour pouvoir utiliser

un détecteur plat est d'utiliser un réseau VLS ou d'ajouter une lentille de champ devant le détecteur. Cela a cependant pour conséquence de diminuer la transmission optique du spectrographe (sauf si cette lentille est la fenêtre du MCP).

Ma contribution pour le spectrographe UV a été de vérifier le travail effectué par l'équipe espagnole et d'échanger sur les spécifications. Pendant la phase de design, j'ai participé à la traduction des spécifications scientifiques en spécifications techniques pour la conception optique du spectrographe, puis dès qu'un design préliminaire était terminé, j'en vérifiais sa qualité et le respect des différentes spécifications. Jusqu'à satisfaction de la majorité de ces spécifications, je partageais mes commentaires et demandes de modifications avec eux.

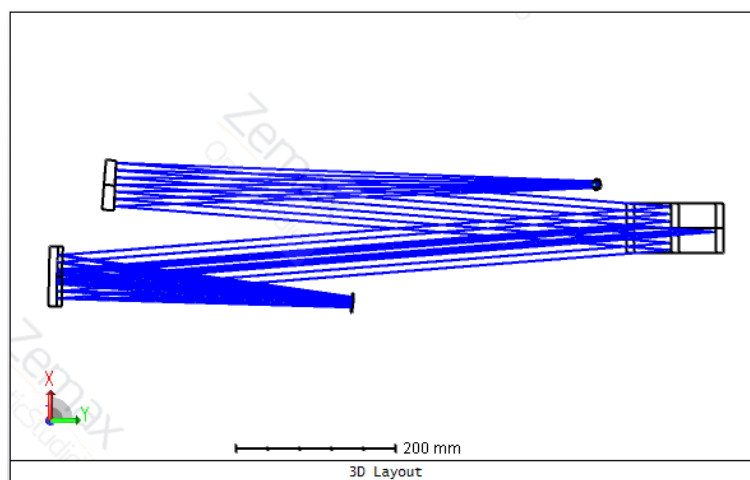


FIGURE 4.10 – Design optique du spectrographe UV pour Arago M5. Image : Ana I. Gomez de Castro.

### Spectrographe Visible

Le spectrographe visible devait quant à lui couvrir un domaine spectral allant de 355 à 888 nm, avec une résolution spectrale minimale de 35000 en considérant que chaque élément spectral est réparti sur 3 pixels. L'objectif est de parvenir à focaliser tous les ordres sur le détecteur CDD préalablement choisi par le CEA : un détecteur à transfert de trame avec une surface de détection de 30.7 par 61.4 mm avec des pixels de 15  $\mu\text{m}$  de côté. De plus, le grandissement optique du spectrographe doit être inférieur à 0.4 pour pouvoir relâcher la spécification sur la stabilité de pointage du télescope. Enfin, la longueur de chaque ordre ne doit pas si possible faire moins de 3 nm et le spectrographe doit rester d'un volume raisonnable, c'est-à-dire moins de 70 cm de côté, pour pouvoir être logé derrière le miroir M1 d'Arago.

A partir de ces spécifications, le premier travail a été de définir les caractéristiques du spectrographe : distances focales du collimateur et de l'objectif, ainsi que caractéristiques du réseau échelle. Pour ce travail j'ai bénéficié de l'aide d'Anaëlle Bouillot, que j'ai encadré en stage. Pour respecter la spécification en terme de volume, la focale du collimateur est fixée à 750 mm, ce qui fixe automatiquement la focale de l'objectif de chambre à 300 mm pour respecter le grandissement de 0.4. Sachant que chaque élément spectral doit tomber sur 3 pixels de 15  $\mu\text{m}$ , la formule de la résolution spectrale (Eq. 1.19) nous donne automatiquement la valeur minimale de l'angle de blaze que l'on peut utiliser pour respecter la spécification sur la résolution spectrale. Enfin, pour focaliser les ordres sur le détecteur donné, la valeur de la densité de traits nécessaire peut être déterminée.

Le compromis entre toutes ces spécifications nous a amené aux caractéristiques suivantes pour le dimensionnement du spectrographe visible :

- Focale du collimateur : 750 mm
- Focale de l'objectif : 300 mm
- Densité de gravure du réseau : 45 traits/mm
- Angle de blaze du réseau échelle : 73°



En appliquant l'Eq. 1.19 avec ces valeurs, on obtient une résolution spectrale aux centres des ordres de 43611. Les autres équations décrites dans la Section 1.2.2 permettent de montrer que le domaine spectral est couvert avec 72 ordres, l'ordre 119 allant de 355.64 à 358.64 nm avec une résolution spectrale variant de 39995 à 48380 entre ces deux longueurs d'ondes et l'ordre 48 allant de 876.19 à 894.64 nm avec une résolution spectrale variant de 35950 à 59440 entre ces deux longueurs d'ondes.

La longueur de l'ordre le plus long (ordre 48) sur le détecteur est alors de 42.114 mm, ce qui est bien compatible avec le détecteur choisi qui fait 61.4 mm de long. Il faut désormais dimensionner la dispersion croisée nécessaire pour séparer correctement les ordres spatialement et en même temps rentrer dans le détecteur de 30.7 mm de haut. La fente d'entrée du spectrographe fait 550  $\mu\text{m}$  de haut (voir Sect. 4.4.2), ce qui correspond à 220  $\mu\text{m}$  au niveau du détecteur. Il y a donc 72 ordres à séparer d'au minimum 220  $\mu\text{m}$ , ce qui fait au minimum 15.9 mm. Nous avons donc de la marge pour dimensionner le disperseur croisé pour faire rentrer les 72 ordres dans le détecteur de 31.4 mm.

Après avoir étudié les différentes solutions possibles, celle retenue pour le disperseur croisé est d'utiliser un prisme en double passage en LF5 suivi d'un réseau de diffraction. Ceci permet en effet d'obtenir un écart inter-ordre relativement constant entre tous les ordres et ainsi d'utiliser de manière optimale la place sur le détecteur, comme montré Fig. 4.11.

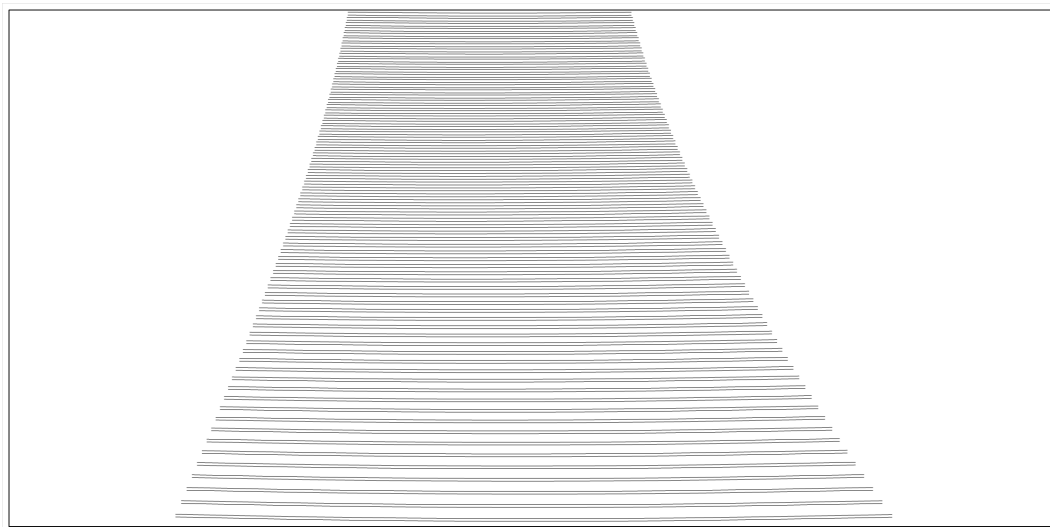


FIGURE 4.11 – Emplacement des différents ordres de diffraction sur le détecteur visible.

La dernière étape du design est le dimensionnement de l'objectif de chambre. La première solution est d'étudier un objectif à lentilles, permettant de garder un design dans le même plan et de limiter le volume total. Au vu du champ assez élevé imposé par la dispersion spectrale, il s'avère cependant qu'au moins 6 lentilles sont nécessaires. Il est alors plus simple d'optimiser un objectif à 3 miroirs, TMA, comme pour M4. Les deux solutions restent cependant envisageables et le trade-off est toujours ouvert. Un exemple de design avec un TMA est présenté Fig. 4.12.

Ce design optique permet de respecter toutes les spécifications : le spectre observé va de 355.4 à 894.64 nm, la résolution spectrale varie de 35950 à 59440, la qualité image assure une PSF dans 3 pixels, tous les ordres rentrent dans le détecteur fixé par le CEA et les ordres font au minimum 3 nm de long. Ce design est donc celui proposé pour Arago pour l'appel M5.

### Design global

Les designs des deux spectrographes ont donc été réalisés par deux équipes différentes et j'ai dû les mettre en commun pour obtenir une vision globale de l'instrument total derrière le télescope et vérifier l'encombrement. La Fig. 4.13 montre le design optique de ces deux spectrographes derrière le miroir primaire du télescope de 1.3 m de diamètre.

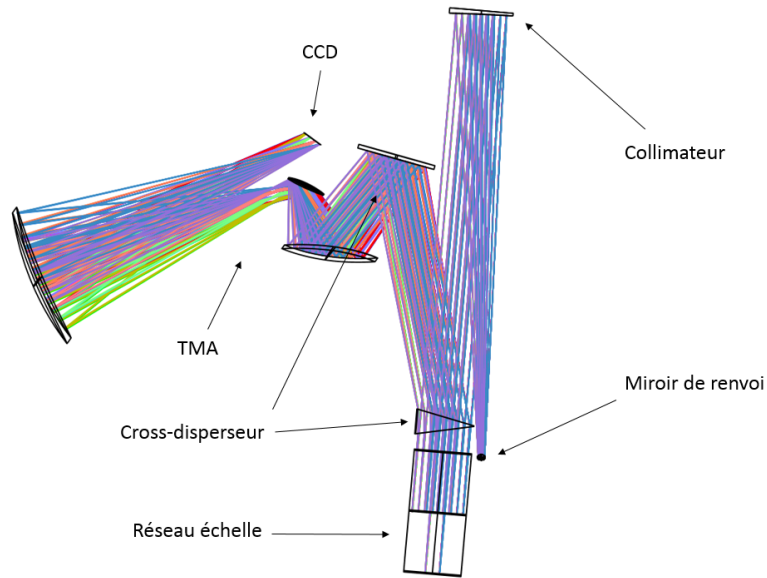


FIGURE 4.12 – Design optique du spectrographe visible.

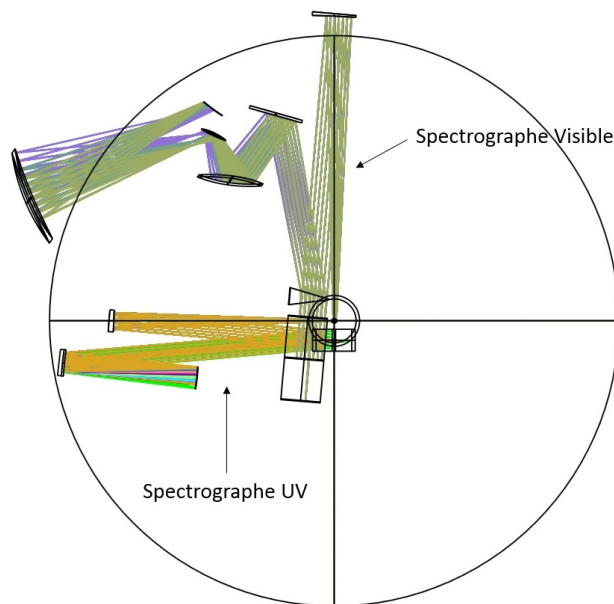


FIGURE 4.13 – Design optique des spectrographes pour Arago M5.

Comme pour le polarimètre, un design préliminaire de la mécanique supportant les optiques des spectrographes a été réalisé. La Fig. 4.14 montre une vue de ce premier design opto-mécanique.

Tous les éléments optiques sont fixés sur un banc optique parallèle au miroir primaire du télescope. Les deux spectrographes sont ensuite compartimentés pour pouvoir contrôler les interfaces thermiques notamment.

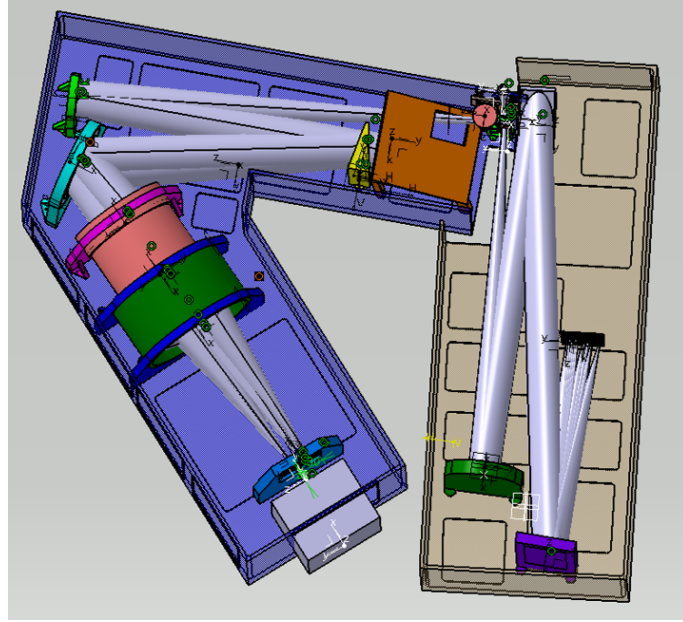


FIGURE 4.14 – Design opto-mécanique des spectrographes pour M5. Le faisceau arrive du télescope et du polarimètre dans la direction orthogonale à l’image puis alimente le spectrographe visible à gauche de l’image (ici une version antérieure du design optique, utilisant un objectif à lentilles) et le spectrographe UV à droite. Image : Lucile Desjonquères.

## 4.4 Système

### 4.4.1 Bilan radiométrique

Le bilan radiométrique permet de vérifier que les objectifs scientifiques pourront être atteints, en particulier que le SNR obtenu est suffisant.

#### Bilan préliminaire

Dans un premier temps, j’ai réalisé un bilan radiométrique simplifié pour déterminer le diamètre du télescope nécessaire. Les spécifications étaient donc d’atteindre un SNR de 100 dans le visible en 30 minutes de pose pour tous les types d’étoiles de magnitude  $V=7$ . Dans l’UV, le SNR de 100 pour des étoiles de magnitudes  $V=7$  est à atteindre en 30 minutes de pose pour les étoiles de type O, B et A et en 1 heure pour les étoiles de type F, G et K.

La première étape est de déterminer la densité spectrale de flux  $E(\lambda)$  reçu par une étoile donnée, de température  $T$  et de magnitude  $V$ . En appliquant la courbe d’un corps noir pour simuler l’étoile, les bonnes conversions en unités pour obtenir à la fin des photons/cm<sup>2</sup>/s/Å, et la conversion en magnitude, on obtient (avec BC la correction bolométrique associée à l’étoile considérée) :

$$E(\lambda) = \frac{8.48 \cdot 10^{34} \cdot 10^{-0.4(V+BC)}}{T^4 \cdot \lambda^4 \cdot [\exp(\frac{1.44 \cdot 10^8}{T \cdot \lambda}) - 1]} \quad (4.2)$$

Le nombre de photons collecté par le détecteur  $N(\lambda)$  est ensuite calculé en multipliant cette densité spectrale de flux par la surface du télescope  $S$ , la valeur d’un élément spectral  $\Delta\lambda$ , le temps de pose  $t$  et par la transmission globale de l’instrument  $\epsilon$  (transmission optique fois efficacité quantique du détecteur) :

$$N(\lambda) = E(\lambda) \cdot S \cdot \Delta\lambda \cdot \epsilon \cdot t \quad (4.3)$$

Enfin, pour obtenir une première estimation du SNR, je ne considère que le bruit de photons. Ainsi, le SNR est égal à la racine carrée du nombre de photons calculé ci-dessus. En fixant la magnitude  $V=7$ ,

un temps de pose  $t = 30$  min, un élément spectral correspondant à 35000 de résolution dans le visible et 25000 dans l'UV et une transmission dans le visible de 5% et de 0.5% dans l'UV, le calcul converge vers un diamètre de télescope de 1.3 m pour la majorité des cas étudiés. Le calcul du SNR avec un tel télescope pour différents types d'étoiles OBA est affiché dans la Fig. 4.15.

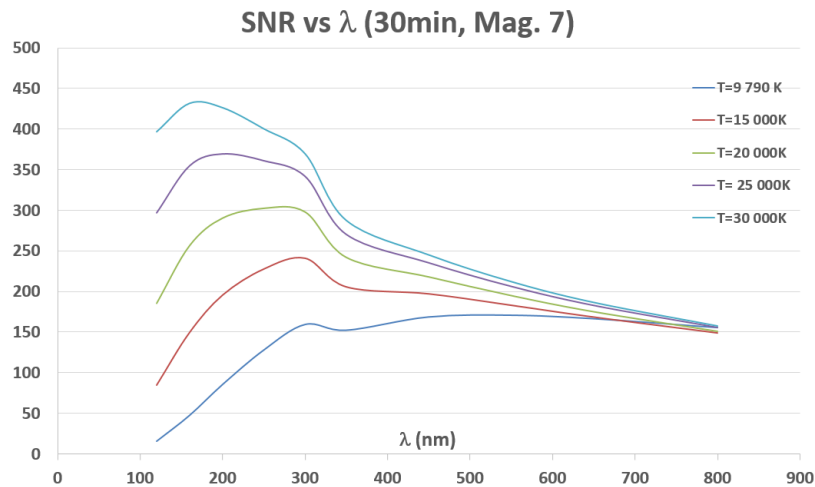


FIGURE 4.15 – Calcul de rapport signal à bruit pour différents types d'étoiles chaudes (OBA) et un télescope de 1.3 m de diamètre.

Les étoiles froides ont un flux dans le rouge supérieur aux étoiles chaudes. Par conséquent, dans le visible, quel que soit le type d'étoile considéré de magnitude  $V=7$ , le SNR est au-dessus de 100 (et même de 150), la spécification est bien respectée. En-dessous de 320 nm, la spécification est également respectée pour des étoiles avec une température supérieure à 15000 K. En-dessous, il faut augmenter le temps de pose pour obtenir un SNR de 100. Ce sera en particulier le cas pour les étoiles froides, pour lesquelles la spécification est effectivement de  $t = 60$  min au lieu de  $t = 30$  min.

### Bilan complet

Le bilan radiométrique précédent a été réalisé a priori, sans encore connaître le dimensionnement de l'instrument. Un second bilan plus détaillé a donc été réalisé après que le design des instruments ait été terminé. Ce travail a bénéficié de l'aide de Mathieu Vachey, dont j'ai co-encadré le stage.

La première étape est de déterminer la transmission globale des instruments. La transmission du télescope est calculée à partir d'une courbe de traitement de surface en  $Al+MgF_2$  similaire à celle présentée sur la Fig. 1.16. Un trou est placé proche du foyer du télescope pour assurer une résolution spectrale constante, on considère que 90.9% de la lumière passe au travers. La courbe du polarimètre présentée en annexe (Fig. B.3) est ensuite considérée, suivie de la lame dichroïque avec 50% de réflectivité dans l'UV et 80% de transmission dans le visible (voir Fig. B.2 en annexe). Les transmissions optiques des deux spectrographes sont ensuite calculées à partir des différents traitements de surface et efficacités des réseaux (Figs. B.4 et B.5). Finalement, les courbes d'efficacité quantique des détecteurs sont ajoutées au calcul (Figs. B.6 et B.7). Les Figs. 4.16 et 4.17 montrent le résultat de ce calcul, avec la transmission globale de l'instrument pour la partie UV et la partie visible du spectre.

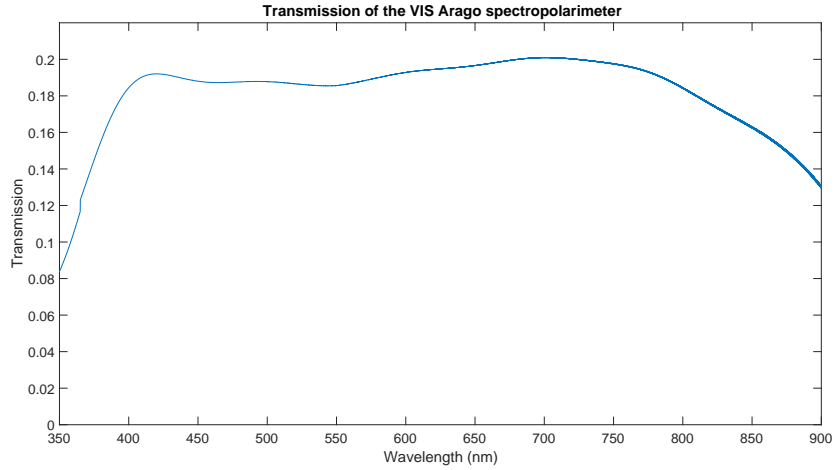


FIGURE 4.16 – Transmission de la partie visible du spectre, du télescope jusqu’à l’efficacité quantique du détecteur.

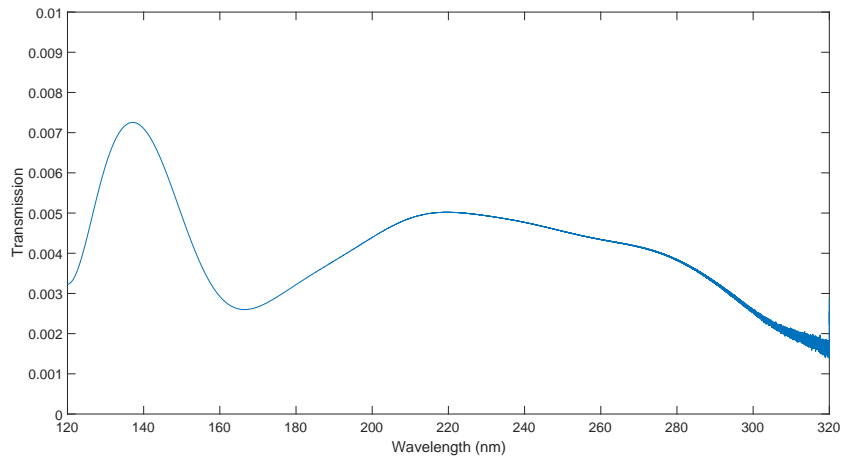


FIGURE 4.17 – Transmission de la partie UV du spectre, du télescope jusqu’à l’efficacité quantique du détecteur.

A partir de ces courbes de transmission, le SNR peut être déterminé de façon plus précise. Pour être encore plus réaliste, à la place d’utiliser des courbes de corps noir pour simuler le flux d’entrée, j’ai utilisé des spectres synthétiques pour différents types d’étoiles calculés et mis à ma disposition par Colin Folsom. Il a fallu convertir ces spectres (réalisés pour des étoiles typiques, en flux absolu) à la magnitude souhaitée, pour finalement obtenir un nombre de photons par unité de surface, par seconde et par élément spectral. Alors que pour le bilan simplifié la résolution avait été prise constante, on considère ici la résolution spectrale réelle des spectrographes qui varie fortement entre les longueurs d’ondes minimale et maximale de chaque ordre et influe sur la taille d’un élément spectral et donc sur le SNR par élément spectral. Finalement, la variation d’efficacité de diffraction du réseau échelle à l’intérieur de chaque ordre est également prise en compte. Un exemple de SNR calculé pour deux types d’étoiles différentes est présenté Figs. 4.18, 4.19, 4.20 et 4.21.

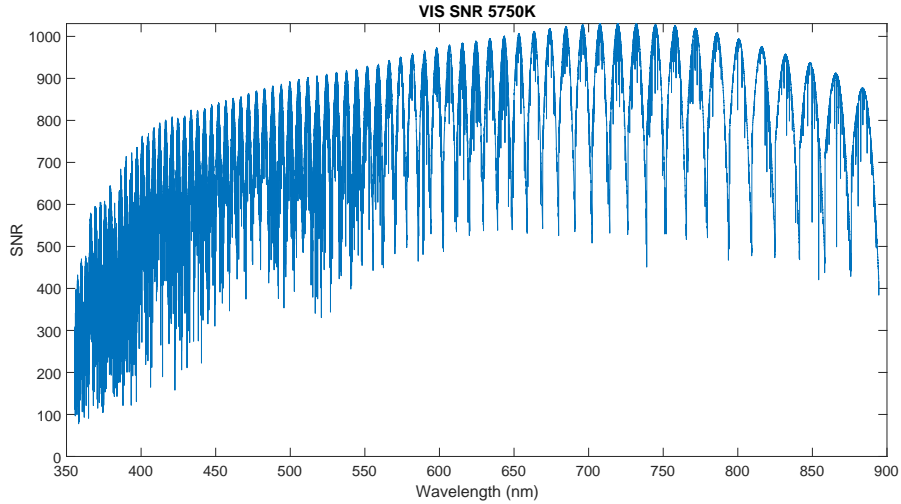


FIGURE 4.18 – Rapport signal à bruit dans la partie Visible du spectre pour une étoile de magnitude  $V = 7$  et de température  $T = 5,750$  K, en 30 min de pose.

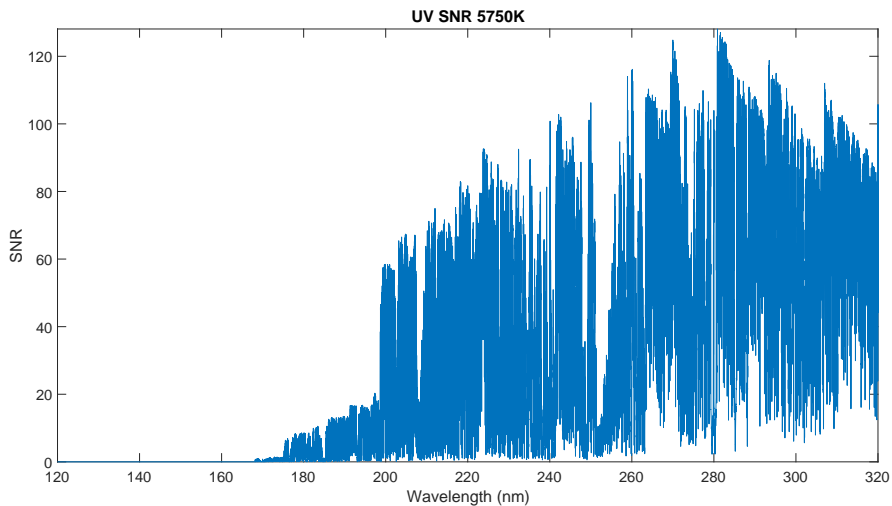


FIGURE 4.19 – Rapport signal à bruit dans la partie UV du spectre pour une étoile de magnitude  $V = 7$  et de température  $T = 5,750$  K, en 1h de pose.

Les Figs. 4.18 et 4.19 montrent le rapport signal à bruit que l'on peut espérer avec Arago pour une étoile de magnitude  $V = 7$ , de température effective  $T = 5,750$  K et de gravité  $\log g = 4$ , donc une étoile de type solaire. La spécification de SNR supérieur à 100 est parfaitement respectée dans le visible, alors que dans l'UV le SNR se maintient difficilement au-dessus de 50 au-dessus de 200 nm. La conclusion est que l'on ne pourra pas observer d'étoiles froides avec un bon SNR en-dessous de cette longueur d'onde. Il faudrait pour cela considérablement augmenter le temps de pose, ou diminuer la magnitude de l'étoile.

Pour une étoile de type B (de température effective  $T = 20,000$  K) et de magnitude  $V = 7$ , le SNR est bien meilleur, avec plus de 400 dans le visible et plus de 100 dans l'UV (voir Figs. 4.20 et 4.21). La spécification est donc bien respectée pour ce type d'étoile.

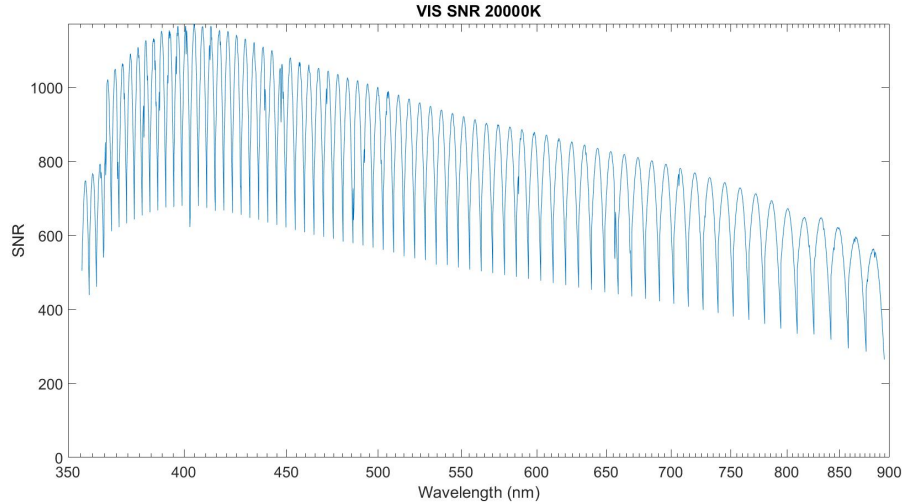


FIGURE 4.20 – Rapport signal à bruit dans la partie Visible du spectre pour une étoile de magnitude  $V = 7$  et de température  $T = 20,000$  K, en 30 min de pose.

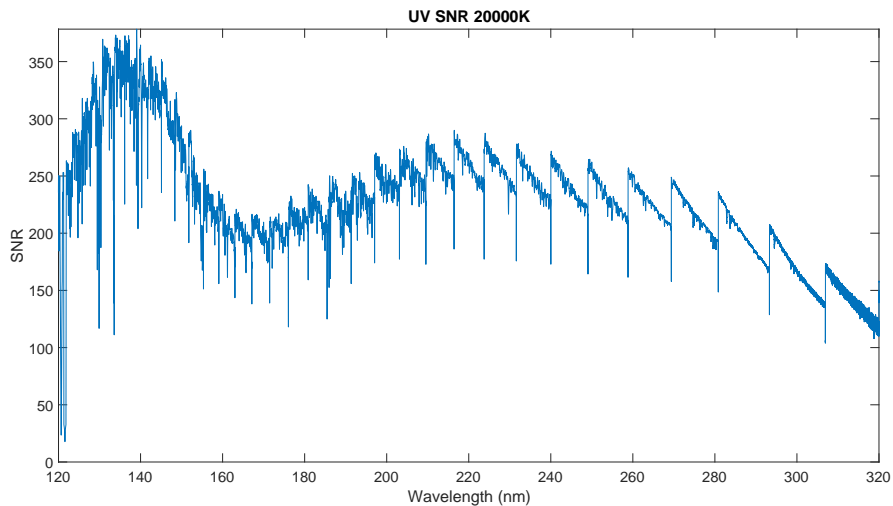


FIGURE 4.21 – Rapport signal à bruit dans la partie UV du spectre pour une étoile de magnitude  $V = 7$  et de température  $T = 20,000$  K, en 30 min de pose.

Il faut noter que le SNR dans le visible est calculé en considérant l'efficacité de diffraction du réseau échelle par ordre, sans utiliser la lumière des ordres  $n + 1$  ou  $n - 1$  pour augmenter le signal.

#### 4.4.2 Interfaces

La spécification initiale pour la longueur d'onde minimale dans l'UV était de 119 nm (pour observer la raie Lyman  $\alpha$ ). Cependant, la biréfringence du  $\text{MgF}_2$  chute très rapidement jusqu'à s'annuler à 119.5 nm puis inverser son signe (voir Fig. 1.15). Pour parvenir à séparer les états de polarisation autour de cette longueur d'onde, il faut ainsi que l'analyseur de polarisation impose une divergence très grande entre les deux faisceaux. Ceci impacte directement la taille des spectrographes, qui ont déjà une contrainte forte sur leur grandissement. J'ai montré que séparer correctement les états de polarisation orthogonaux seulement à partir de 123 nm à la place de 119 nm permettait de diminuer la taille de la fente et donc de

la dispersion croisée nécessaire par deux. Un choix au niveau système a été fait et seule de la spectroscopie pure (sans polarimétrie) sera possible entre 119 et 123 nm.

La Fig. 4.22 montre l'image de la fente (optiquement virtuelle) avec les deux états de polarisation orthogonaux (en vert et en bleu) pour différentes longueurs d'ondes. On voit par exemple que pour 123 nm, l'écart est de  $154 \mu\text{m}$ , valeur correspondant à 4 pixels sur le détecteur visible (en considérant des pixels de  $20 \mu\text{m}$  et un grandissement de 0.52. Pour des longueurs d'onde plus grandes, l'écart est considérablement plus grand.

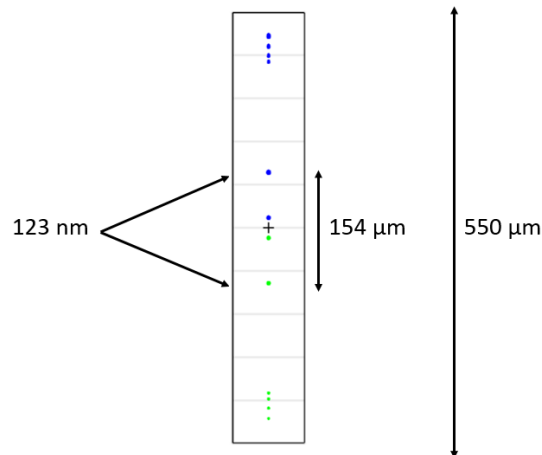


FIGURE 4.22 – Image de la fente d'entrée des spectrographes. Les deux états de polarisation sont en bleu et vert.

La courbe présentée dans la Fig. 4.23 montre la variation de l'écart entre les deux états de polarisation orthogonaux en fonction de la longueur d'onde, à l'entrée des spectrographes. Dans le visible et le proche UV, la séparation est largement suffisante (autour de  $500 \mu\text{m}$ , soit 13 pixels), mais à 123 nm elle correspond exactement à la spécification de 4 pixels de séparation entre les deux états de polarisation.

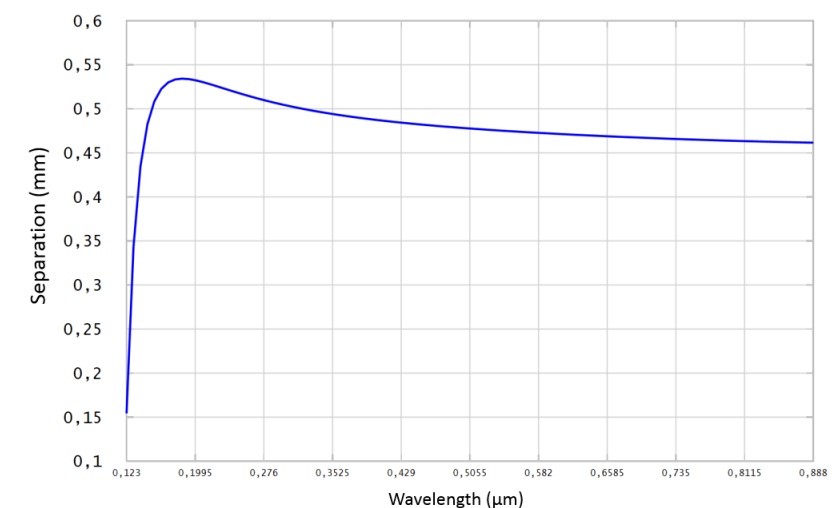


FIGURE 4.23 – Séparation spatiale entre les deux états de polarisation orthogonaux en sortie du polarimètre en fonction de la longueur d'onde.

Ce point-là est donc l'interface principale entre le polarimètre et les spectrographes. En sortie des spectrographes, l'interface se fait avec les détecteurs et principalement leur taille et la taille des pixels



nécessaires pour assurer une bonne résolution spectrale. Un échange a ainsi été fait pendant les phases de dimensionnement des spectrographes avec les équipes des détecteurs, pour s'assurer que le spectre rentrera bien dans des détecteurs existants.

#### 4.4.3 Vision globale

Dans le cadre de la phase 0 financée par le CNES pour Arago, des contrats ont été passés avec les industriels Airbus Defense and Space (ADS) et Thalès Aliena Space (TAS) pour réaliser une pré-étude. Ce travail s'est principalement orienté sur la plateforme et le télescope, qui ne sont pas réalisés par le consortium. Les questions de stabilité de pointage, de stabilité en température, d'interfaces avec la charge utile et de transmission des données sur Terre ont notamment été adressées. Ceci a permis d'avoir une vision plus globale de la mission, avec l'instrument mais également tout le satellite. Une vue du satellite proposée par ADS est présentée Fig. 4.24.

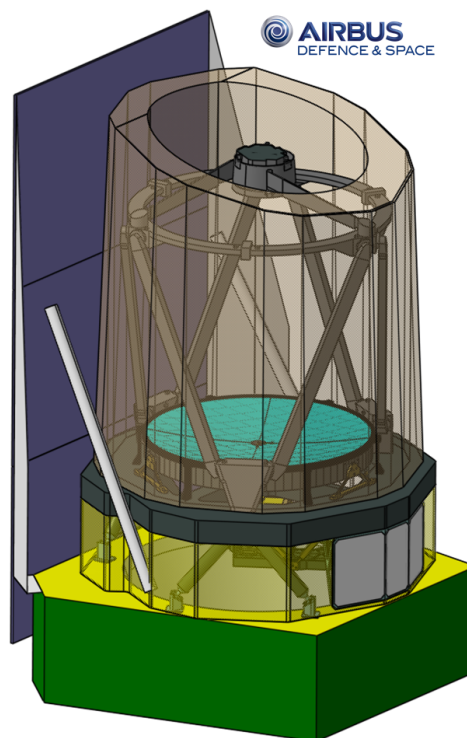


FIGURE 4.24 – Vue globale du satellite pour Arago, avec le télescope, la plateforme, les instruments et le pare Soleil. Image : ADS

La solution choisie pour Arago est un télescope de type Cassegrain sur l'axe, placé "debout" sur la plateforme. Les instruments se situent en dessous du miroir primaire, fixés sur un banc optique parallèle au miroir. Un pare Soleil est placé le long du télescope, permettant de bloquer la majeure partie de la lumière parasite et également d'assurer une bonne stabilité thermique pour toute la charge utile.

# Chapitre 5

## Conclusions et perspectives

Cette thèse est orientée sur l'instrumentation spatiale pour la spectropolarimétrie stellaire. Dans le cadre de la mission Arago, l'instrumentation pour pouvoir réaliser de la spectropolarimétrie stellaire depuis l'espace et sur un domaine spectral allant du FUV au NIR a besoin d'être définie et étudiée. Il s'est avéré que le point clé de cette instrumentation est le polarimètre, sujet traité en majorité dans mon travail de thèse.

Deux concepts de polarimètre répondant aux spécifications de la mission Arago ont été identifiés avant d'être étudiés, simulés et testés en laboratoire. Les résultats obtenus sont très encourageants et devraient motiver un travail encore plus approfondi tant au niveau théorique et de modélisation qu'en termes de moyens mis en place pour construire des prototypes réalistes dans des moyens d'essais adaptés.

### 5.1 Polarimètre à modulation spatiale

#### 5.1.1 Conclusions

Un des inconvénients des polarimètres classiques est le besoin de modulation temporelle. Ceci implique naturellement la présence d'au moins un mécanisme de rotation dans le système et oblige le séquençage d'une pose en sous-poses correspondant aux positions angulaires du modulateur. La modulation spatiale, utilisant généralement la division de pupille, est ainsi souvent proposée comme alternative. Je me suis intéressé pendant ma thèse à un cas particulier et très innovant de polarimètre à modulation spatiale, en l'occurrence la modulation par un prisme biréfringent (voir Chap.2). En utilisant la hauteur d'un prisme (dont l'épaisseur et donc le retard de phase imposé à la lumière varie linéairement en fonction de l'altitude sur la hauteur du prisme) dans la direction orthogonale au spectre pour moduler la polarisation, un polarimètre très compact et statique peut être développé. Le résultat de mes simulations et de mes dimensionnements a confirmé le potentiel de cette méthode, qui permet d'acquérir les 4 paramètres de Stokes à toutes les longueurs d'ondes avec une pose unique.

J'ai ensuite développé un banc de test pour tenter d'observer expérimentalement cette modulation d'intensité en fonction de la polarisation. Ce prototype a rapidement permis de démontrer le principe de base de ce concept, même si les mesures des paramètres de Stokes n'étaient que très peu précises. Pour comprendre cette absence de précision dans les mesures, j'ai effectué une étude de tolérancement qui m'a permis de conclure sur la grande sensibilité de la mesure, principalement au décentrement relatif des prismes et à la précision des angles au sommet. Pour obtenir des mesures avec une précision et une sensibilité acceptables, il est donc nécessaire soit de caractériser parfaitement le polarimètre ou de le calibrer expérimentalement pour ensuite utiliser la fonction de transfert réelle et non plus théorique pour démoduler les images. En utilisant cette dernière solution, les mesures des paramètres de Stokes sont devenues excellentes avec une précision meilleure que  $10^{-2}$ .

#### 5.1.2 Perspectives

L'étude réalisée dans le cadre de cette thèse concernant ce concept de polarimètre à modulation spatiale est un succès. Le potentiel d'un tel système est désormais démontré et de nombreuses études

plus approfondies sont à prévoir pour amener ce concept rapidement à maturité pour le voir peut-être dans une mission spatiale de spectropolarimétrie. Le processus de calibration et de caractérisation du système (angle au sommet des prismes, décentrement et tilt, valeur de la biréfringence, ...) est encore à perfectionner, tout comme le code de démodulation des images permettant de remonter à la valeur des paramètres de Stokes. En plus de ce travail théorique, le spectre d'étude du prototype en laboratoire doit être étendu, particulièrement du côté UV pour vérifier sa faisabilité concrète.

Du travail théorique, de traitement du signal et d'expérimentation est donc à prévoir pour amener ce concept à maturation. Il possède néanmoins toutes les caractéristiques et le potentiel pour être appliqué dans de nombreux instruments et domaines, y compris autres que l'astrophysique.

## 5.2 Polarimètre à modulation temporelle polychromatique

### 5.2.1 Conclusions

Pour dimensionner un polarimètre pour Arago, un concept avec une maturité plus élevée était nécessaire. Pour cela, je me suis inspiré du design proposé pour le module polarimétrique de l'instrument X-shooter sur le VLT. Il s'agit d'un certain nombre de lames biréfringentes (en l'occurrence trois) fixées entre elles, qui forment le modulateur de polarisation. Ce modulateur tourne autour de l'axe optique et prend 6 positions angulaires différentes. Il est enfin suivi d'un analyseur de polarisation. J'ai écrit un code d'optimisation permettant d'utiliser les épaisseurs des lames ainsi que les angles de leur axe rapide comme variables. Ce code permet de trouver une combinaison de variables pour laquelle les efficacités d'extraction des paramètres de Stokes sont optimales sur tout le spectre voulu. Le résultat théorique de l'optimisation donne malheureusement des épaisseurs de lames trop fines, impossibles à fabriquer. Pour résoudre ce problème chacune des lames doit être dédoublée par une lame dont l'axe rapide est croisé et dont l'épaisseur est égale à celle de la première plus la valeur voulue donnée par le code d'optimisation. L'impact de cette paire de lame, dont la différence d'épaisseur est égale à l'épaisseur voulue, est le même qu'une simple lame avec cette épaisseur. Le modulateur est donc composé de 3 paires de lames de  $\text{MgF}_2$ . Après avoir effectué toutes les simulations nécessaires et écrit le code de démodulation, j'ai monté un prototype sur banc optique en faisant fabriquer le modulateur sur-mesure. Le modulateur a été fabriqué en deux exemplaires pour tester deux méthodes de fixation qui s'offrent à nous : fixation individuelle induisant des intervalles d'airs entre chaque lame, et une fixation par contact optique par adhésion moléculaire. Les résultats obtenus avec ce prototype sont excellents avec une précision et une sensibilité meilleure que  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$  respectivement.

Une adaptation mécanique du prototype au télescope de 60 cm de l'observatoire de Meudon et au spectrographe Lhires III a également été réalisée pour tenter de mesurer un signal stellaire polarisé. Des spectres de l'étoile  $\beta$  CrB ont été réalisés avec ce prototype. Grâce aux 6 poses correspondant aux 6 positions angulaires du polarimètre, les paramètres de Stokes de l'étoile ont pu être déterminés sur le spectre observé. Des signatures typiques de champ magnétique apparaissent sur les paramètres de Stokes normalisés Q, U et V aux longueurs d'onde correspondant aux raies d'absorption d'hydrogène.

### 5.2.2 Perspectives

Ce concept de polarimètre est destiné à voler pour la mission Arago. De nombreuses améliorations sont encore à faire pour avoir un polarimètre parfaitement optimisé pour les spécifications données. Par exemple, un travail est à faire sur sa transmission aujourd'hui très faible dans le FUV. Pour cela, l'utilisation du modulateur avec contact optique est une solution, mais qui n'est viable que si une étude thermo-mécanique et des tests en cyclage thermique valident sa stabilité en température. De plus, le processus d'optimisation peut encore être amélioré en modifiant par exemple la valeur des positions angulaires prises par le modulateur ainsi que celle (a priori fixe) de l'analyseur de polarisation. Un compromis peut également être trouvé entre un nombre de lames faible (pour maximiser la transmission) et le nombre de positions angulaires prises par le modulateur.

Comme pour le concept à modulation spatiale, des tests sur un domaine spectral plus grand sont à prévoir, tout particulièrement dans l'UV. Après validation des tests dans l'UV, ce concept aura alors une maturité suffisante pour être utilisé dans les phases d'implémentation de la mission spatiale Arago.

### 5.3 Comparaison des deux concepts de polarimètre

Ces études théoriques et pratiques de deux concepts innovants de polarimètres ont été un succès. En effet, j'ai montré que ces deux concepts pouvaient être adaptés à une mission spatiale stellaire comme Arago et que les premiers résultats en laboratoire donnaient un bon espoir concernant le respect des spécifications scientifiques.

Le polarimètre à modulation spatiale utilisant des prismes biréfringents possède le gros avantage d'être statique, ce qui est un point important pour une mission spatiale. Par contre, l'application au spectre large d'Arago a montré que de grands détecteurs étaient nécessaires. En effet, pour pouvoir échantillonner correctement la modulation d'intensité à toutes les longueurs d'ondes chaque ordre de diffraction devra être suffisamment épais sur le détecteur. L'étude de tolérancement a également montré une grande sensibilité à des erreurs d'angles ou de décentrement, nécessitant une calibration fine pour obtenir des résultats satisfaisants.

Le concept choisi pour M5, avec une modulation temporelle polychromatique est quant à lui moins sensible et donc plus simple à fabriquer et mettre en oeuvre. Les résultats obtenus en laboratoire sont d'ailleurs de meilleure qualité avec ce prototype par rapport à celui statique. L'inconvénient principal est évidemment la nécessité d'un mécanisme de rotation, élément critique pour une mission spatiale. En plus de sa criticité en tant que point de panne unique, la modulation temporelle implique également un séquençage des poses, en 6 sous-poses, qui ajoute du bruit à la mesure et fait perdre du temps. Enfin, le nombre de lames nécessaire a un impact important sur la transmission totale de l'instrument (voir Chap. 4) et peut être un critère déterminant pour le choix du polarimètre.

Aucun des deux concepts n'est donc idéal pour Arago, mais les deux permettent d'assurer les spécifications scientifiques. Le polarimètre à modulation temporelle polychromatique est aujourd'hui à un niveau de maturité plus élevé et assure d'excellentes performances en termes de précision et de sensibilité de mesure polarimétrique. Le polarimètre à modulation spatiale offre une belle opportunité pour le futur lorsque le concept sera plus avancé, principalement grâce à son aspect statique. Des tests sur un domaine spectral plus grand et un plus grand contrôle de la polarisation incidente sont à prévoir pour permettre d'évaluer plus profondément le potentiel de ces deux concepts. Finalement, des tests en environnements thermiques notamment permettront de vérifier la stabilité des modulateurs et donc la crédibilité de ces concepts pour des missions spatiales.

### 5.4 Spectropolarimétrie stellaire spatiale

La spectropolarimétrie stellaire est aujourd'hui une discipline essentielle dans la compréhension de la vie des étoiles, et du cycle de la matière dans notre galaxie. En effet, en fonction des longueurs d'ondes observées et de l'état de polarisation de la lumière étudiée, des informations peuvent être récoltées sur le milieu interstellaire, les étoiles en formation dans un disque protoplanétaire, la surface de tous les types d'étoiles, l'environnement stellaire et notamment le vent stellaire, mais également les supernovae et la mort des étoiles de manière générale.

Grâce à la mesure du champ magnétique via les effets Zeeman (ou Hanle) à travers des observations spectropolarimétriques, son impact sur la formation d'exoplanètes peut être étudié, et tout particulièrement l'impact d'un champ magnétique sur la possible apparition de vie sur une exoplanète.

Pour accéder à de meilleures performances d'observations et principalement à un domaine spectral étendu vers l'UV, la nécessité d'aller dans l'espace est apparue comme une évidence. Ainsi, ces différents cas scientifiques étant d'actualité dans toutes les agences spatiales, de nombreux programmes de R&D ou de prospective de missions spatiales dans cette direction ont été démarrés ces dernières années partout dans le monde.

Mon travail de thèse rentre dans le cadre du Consortium UVMag, avec un financement de R&T par le CNES sur de nouveaux concepts de polarimètre et une implication forte au niveau de l'instrument pour la mission Arago proposée à l'ESA pour les appels à projet Cosmic Vision M4 et M5. Arago est composé d'un télescope de type Cassegrain, suivi d'un polarimètre polychromatique et de deux spectrographes échelle haute-résolution. Son domaine spectral d'étude s'étend de 119 à 888 nm permettant une observation simultanée de la surface des étoiles et de leur environnement proche. Différents points durs technologiques

ont été identifiés pour développer cette instrumentation : le polarimètre (problème étudié profondément et dont les conclusions sont présentés ci-après), les traitements de surface, la contamination, les détecteurs dans l'UV et la conception optique des spectrographes en prenant en compte toutes les spécifications.

Concernant les traitements de surface, de nombreuses équipes internationales travaillent sur le développement de nouveaux types de traitements et de manières de déposer les traitements pour améliorer leur efficacité en réflectivité notamment dans le FUV. Ainsi, des premiers résultats montrent des réflectivités supérieures à 80% jusqu'à 110 nm, ce qui est très encourageant et nécessaire pour le développement d'une mission UV.

La contamination est un sujet très important lorsque les longueurs d'ondes de travail diminuent et se rapprochent de la taille des particules. Cela va apporter de grandes contraintes sur les phases de tests, d'intégration et de vérification des instruments. De plus, cela doit être pris en compte dès la conception théorique des instruments et principalement du modèle thermique, pour s'assurer d'une contamination très faible sur les surfaces optiques importantes pendant le lancement et le vol.

Avec les traitements de surface, le travail sur les détecteurs UV est aujourd'hui une des priorités des agences spatiales. En effet, le paysage des détecteurs disponibles aujourd'hui offre principalement le choix entre des CCD ou des MCP. Chacune de ces deux technologies a des inconvénients majeurs et aucune n'est vraiment optimale pour les missions futures. La valeur haute de l'efficacité quantique des nouveaux détecteurs CCD est un argument fort face aux MCP. Ils sont cependant beaucoup plus sensibles à la contamination et nécessitent une enceinte sous vide lors de l'intégration et des tests. De plus, leur vitesse de lecture est plus lente et il n'est pas possible de faire de la lecture par fenêtrage. L'absence de besoin en haute-tension est cependant un avantage face aux MCP. Pour Arago, le choix s'est orienté aujourd'hui vers des détecteurs MCP, dont le TRL est plus élevé.

Enfin, la conception optique des spectrographes (voir Sect. 4.3.2) s'est avéré complexe du fait du grand nombre de spécifications parfois non-compatibles entre elles. Le challenge a donc été de concevoir un spectrographe échelle respectant la spécification principale qui est la résolution spectrale minimale associée à un domaine spectral, tout en restant dans un volume donné, en respectant un grandissement optique très faible et en focalisant tous les ordres sur une petite surface sensible.

Ces différents points clés technologiques ont été résolus avec des technologies actuelles et conservatives. Il paraît cependant évident qu'un travail de R&D approfondi, dans la majorité des cas déjà en cours, va permettre d'accroître considérablement les performances des futurs spectropolarimètres spatiaux et ainsi de pouvoir répondre aux questions astrophysiques associées.

Les traitements de surface pour améliorer les réflectivités dans l'UV (tout en gardant une réflectivité excellente dans le visible) et les détecteurs UV me paraissent être les deux axes de travail principaux nécessaires dans le futur pour assurer le succès d'une mission spatiale de spectropolarimétrie stellaire UV.

## Annexe A

# Données sur le Fluorure de Magnésium - $\text{MgF}_2$

Cette Annexe présente les différentes caractéristiques du  $\text{MgF}_2$ , unique matériau utilisable pour le polarimètre dans l'UV et le visible.

### A.1 Transmission

Le premier facteur limitant et ainsi très important pour le bilan radiométrique d'Arago est le polarimètre, à cause de la perte de flux dans l'UV due au matériau. Il est difficile de trouver des courbes de transmission du  $\text{MgF}_2$  sur tout le spectre voulu (119-888 nm), la plupart des mesures sont effectuées par des fabricants de cristaux. Les Figs. A.1 à A.4 montrent différentes courbes de transmission fournies par différents fabricants.

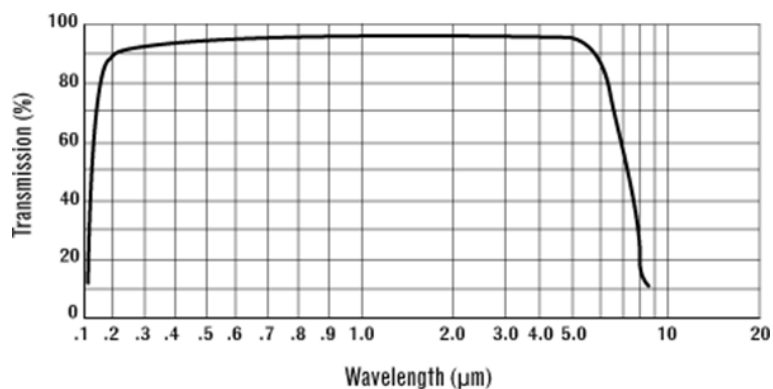


FIGURE A.1 – Transmission d'une lame de  $\text{MgF}_2$  (ZCQ Quartz, 2016) sur tout son spectre.

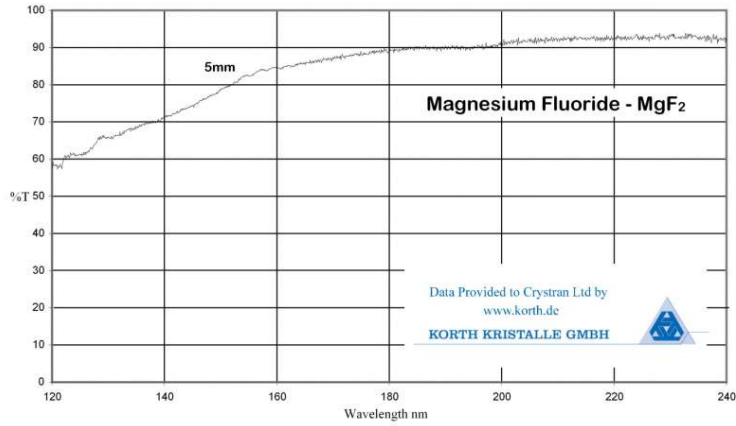


FIGURE A.2 – Transmission d’une lame de MgF<sub>2</sub> (Korth Kristalle GmbH, 2016) dans l’UV.

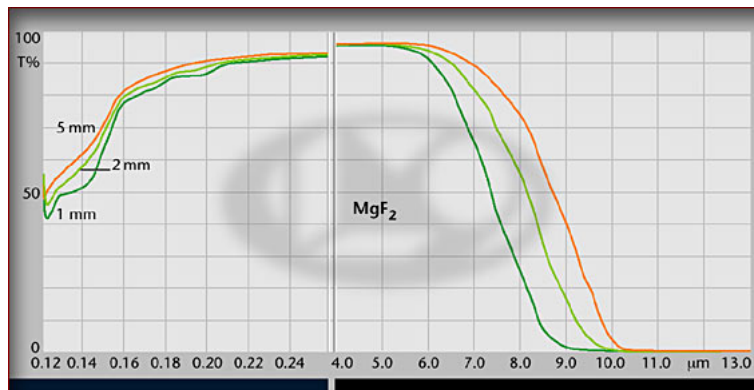


FIGURE A.3 – Transmission d’une lame de MgF<sub>2</sub> (Laser Optik, 2016) pour différentes épaisseurs.

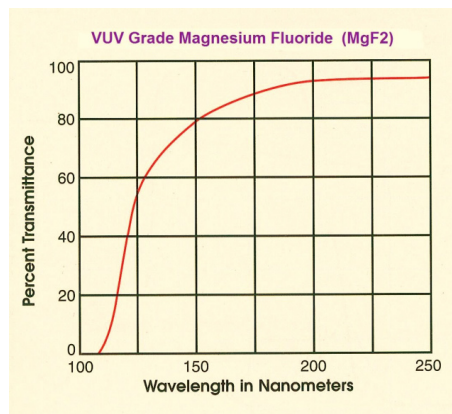


FIGURE A.4 – Transmission d’une lame de MgF<sub>2</sub> (eSource optics, 2016) dans le FUV.

Ces courbes sont cohérentes entre elles, et montrent une transmission quasi constante au-dessus de 90% de 200 nm à 5 μm puis une chute de la transmission dans le FUV jusqu’à environ 50-60% à 120 nm en passant par 80% à 150 nm.

## A.2 Biréfringence

Concernant la biréfringence, le nombre de mesure des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire jusqu'à 119 nm est très faible dans l'histoire. Les principales mesures sont celles de V. Chandrasekharan et H. Damany à la fin des années soixante et celle de M. J. Dodge en 1984. Dans le cadre de la mission de spectropolarimétrie solaire CLASP, l'équipe de R. Ishikawa a également réalisé des mesures d'indices de réfraction dans le FUV.

A partir de ces quatre papiers (Chandrasekharan and Damany, 1968, 1969; Dodge, 1984; Ishikawa et al., 2013), j'ai construit une courbe de biréfringence pour le spectre de transparence du  $\text{MgF}_2$ , présentée dans la Fig. A.5.

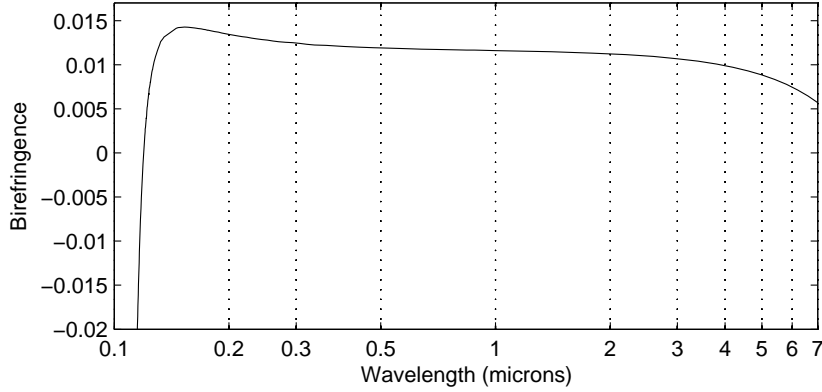


FIGURE A.5 – Courbe de biréfringence du  $\text{MgF}_2$  du FUV à l'IR.

Pour pouvoir utiliser cette courbe plus facilement, j'ai effectué une approximation polynomiale par partie sur le spectre étudié pour Arago. Ainsi, de 115 à 135 nm, l'équation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde (en nanomètres) est la suivante :

$$\Delta n(\lambda) = 2.6986132984 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^5 - 1.7347731841 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^4 + 4.4620467721 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^3 - 5.7406231101 \cdot 10^{-1} \cdot \lambda^2 + 36.945138989 \cdot \lambda - 951.61055835 \quad (\text{A.1})$$

Pour le domaine spectral suivant, de 135 à 163 nm, l'équation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde (en nanomètres) est la suivante :

$$\Delta n(\lambda) = -3.4835111796 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda^4 + 2.1966125541 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda^3 - 5.2019798334 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^2 + 5.4825025526 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda - 2.1550899642 \quad (\text{A.2})$$

Enfin, pour le domaine spectral, de 163 à 900 nm, l'équation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde (en nanomètres) est la suivante :

$$\Delta n(\lambda) = -8.910586265 \cdot 10^{-17} \cdot \lambda^5 + 2.8705713841 \cdot 10^{-13} \cdot \lambda^4 - 3.6375402188 \cdot 10^{-10} \cdot \lambda^3 + 2.2796309452 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda^2 - 7.1945365121 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda + 2.1208596742 \cdot 10^{-2} \quad (\text{A.3})$$

Une autre façon de décrire la biréfringence d'un cristal est de décrire précisément les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire sur tout le spectre, et d'en faire ensuite la différence. Pour cela, le formalisme de Sellmeier est généralement utilisé.

$$n(\lambda)^2 = 1 + \frac{A_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - l_1} + \frac{A_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - l_2} + \frac{A_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - l_3} \quad (\text{A.4})$$



Les coefficients  $A_i$  et  $l_i$  correspondant aux indices de réfraction du  $\text{MgF}_2$  sur le spectre d'Arago sont présentés dans la Table A.1.

TABLE A.1 – Coefficients de Sellmeier pour les indices de réfraction ordinaire  $n_o$  et extraordinaire  $n_e$  du  $\text{MgF}_2$  de 119 à 900 nm (Pertenais et al., 2014)

	$n_o$	$n_e$
$A_1$	0.445890386	0.473834349
$A_2$	0.443593421	0.448210181
$A_3$	0.0602750747	142330.615
$l_1$	$1.35344324 \cdot 10^{-11}$	$7.98906037 \cdot 10^{-4}$
$l_2$	$9.27979982 \cdot 10^{-3}$	$8.9949434 \cdot 10^{-3}$
$l_3$	8.49522427	15817393.2

### A.3 Dépendance thermique

Plusieurs facteurs dépendent de la température dans les cristaux, notamment les indices de réfraction et le coefficient d'expansion thermique (CTE). Ces deux caractéristiques sont importantes dans le cas d'Arago, pour la détermination de la matrice de démodulation du polarimètre concernant les indices de réfraction, et pour la stabilité thermique de ce dernier si l'on choisit une solution de fixation des lames par adhésion moléculaire.

#### A.3.1 Indices de réfraction

La société Corning Semiconductors Optics a réalisé et publié des mesures de variations des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire en fonction de la température, qui sont présentées pour deux longueurs d'ondes différentes dans la Table. A.2, avec pour unité  $10^{-5} K^{-1}$ .

La valeur absolue de la dépendance en température est plutôt faible (de l'ordre de  $10^{-6} K^{-1}$  à température ambiante) mais la différence entre les indices ordinaires et extraordinaires n'est pas négligeable, avec quasiment un facteur 2 par exemple dans le rouge à température ambiante. Ceci a pour conséquence d'avoir une variation de la biréfringence du  $\text{MgF}_2$  en fonction de la température et en fonction de la longueur d'onde.

TABLE A.2 – Dépendance thermique des indices de réfraction du  $\text{MgF}_2$ , pour deux longueurs d’ondes différentes, en  $10^{-5}K^{-1}$  (Corning Semiconductor Optics, 2016).

Temperature		Wavelength microns			
°C	K	<b>0.4579</b>		<b>0.6328</b>	
		dne/dT	dno/dT	dne/dT	dno/dT
-180	93	0.177	0.244	0.165	0.223
-160	113	0.168	0.234	0.154	0.212
-140	133	0.159	0.225	0.144	0.201
-120	153	0.151	0.215	0.133	0.190
-100	173	0.142	0.205	0.122	0.179
-80	193	0.133	0.196	0.112	0.168
-60	213	0.124	0.186	0.101	0.157
-40	233	0.116	0.176	0.090	0.146
-20	253	0.107	0.166	0.080	0.135
0	273	0.098	0.157	0.069	0.124
20	293	0.089	0.147	0.058	0.112
40	313	0.081	0.137	0.048	0.101
60	333	0.072	0.128	0.037	0.090
80	353	0.063	0.118	0.027	0.079
100	373	0.054	0.108	0.016	0.068
120	393	0.046	0.099	0.005	0.057
140	413	0.037	0.089	-0.005	0.046
160	433	0.028	0.079	-0.016	0.035
180	453	0.019	0.070	-0.027	0.024
200	473	0.011	0.060	-0.037	0.013
0 <sup>a</sup>	273	0.009	0.014	0.009	0.012

### A.3.2 CTE

La stabilité thermique du polarimètre est un point très important, le polarimètre étant l’instrument clé de la mission Arago. L’absence de colle transparente dans l’UV nous oblige à trouver une autre solution pour la fixation des lames composant le polarimètre. La solution la plus conservatrice est de les fixer individuellement mécaniquement avec des intervalles de vide entre-elles. Cette solution a cependant de nombreux inconvénients, notamment en termes de transmission et de franges spectrales polarisées. Une autre solution plus efficace serait de les fixer en contact optique, par adhésion moléculaire. Cette solution est viable à condition que les coefficients d’expansion thermique des lames ne soient pas trop différents en fonction de leur orientation.

De même que pour les indices de réfraction, la Table. A.3 présente les mesures publiées par la société Corning Semiconductors Optics des CTE du  $\text{MgF}_2$  en fonction des deux axes principaux du cristal.

On remarque ainsi que le coefficient linéaire d’expansion thermique est en moyenne deux fois plus élevé pour un axe que pour l’autre à température ambiante ou inférieure. Cela va donc effectivement poser un problème pour le polarimètre si on décide de fixer les lames par adhésion moléculaire. Une étude thermo-mécanique plus poussée devra être réalisée pour calculer précisément la variation thermique autorisée pour le cas précis du polarimètre d’Arago.

TABLE A.3 – Dépendance thermique des coefficients linéaires d'expansion thermique du  $\text{MgF}_2$ , pour les deux axes principaux du cristal, en  $10^{-6}K^{-1}$  (Corning Semiconductor Optics, 2016).

T°C	TK	Coefficient x $10^{-6}K^{-1}$	
		Perp c axis	Parallel c Axis
-180	93	0.72	2.90
-160	113	1.63	4.45
-140	133	2.65	5.95
-120	153	3.64	7.39
-100	173	4.58	8.86
-80	193	5.45	9.82
-60	213	6.23	10.86
-40	233	6.93	11.74
-20	253	7.52	12.47
0	273	8.04	13.07
20	293	8.48	13.70
40	313	8.88	14.09
60	333	9.25	14.54
80	353	9.60	14.94
100	373	9.93	15.32
120	393	10.22	15.67
140	413	10.49	16.00
160	433	10.71	16.33
180	453	10.91	16.67
200	473	11.10	17.00

## Annexe B

# Transmission des instruments

Cette Annexe présente le détail des courbes de transmission utilisées pour le calcul du SNR pour Arago M5 dans le Chap. 4.

### B.1 Miroirs

Le traitement de surface pour les miroirs qui doivent couvrir le domaine complet d'Arago est un des points clés technologiques de la mission. Le travail de M. Quijada et de son équipe à la NASA (Quijada et al., 2012) est très prometteur et offre de belles perspectives. Il est cependant préférable de ne pas être dépendant d'une technologie non-européenne dans le cadre de l'appel à projet Cosmic Vision M5. Un sous-traitant a été identifié en Europe pour réaliser de tels traitements de surface avec une réflectivité très bonne de 119 à 888 nm. Il s'agit de l'Institut Fraunhofer (IOF) à Jena, qui nous a fourni la courbe de réflectivité présentée Fig. B.1.

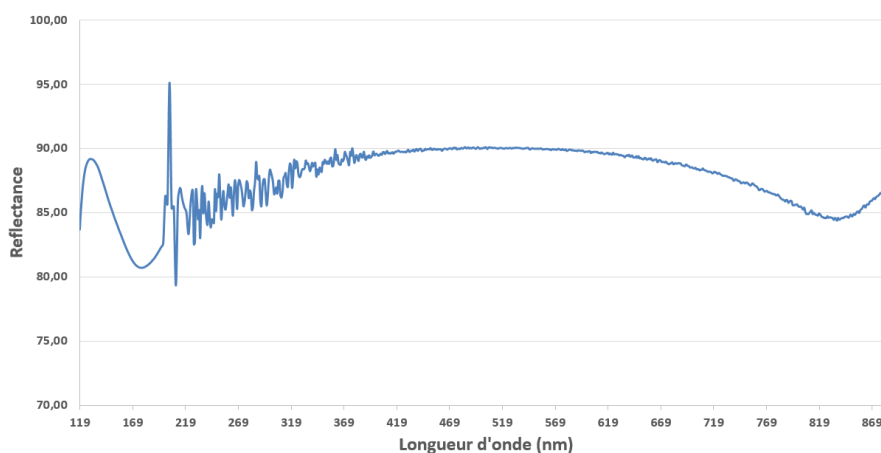


FIGURE B.1 – Réflectivité d'un miroir utilisant le traitement de surface en MgF<sub>2</sub> fournit par l'IOF.

La valeur élevée de réflectivité, particulièrement dans le FUV, va permettre de ne pas perdre trop de flux à chaque interface telle que le télescope ou le collimateur. C'est une condition essentielle à la qualité de la mission en considérant les exigences en SNR et le nombre de composants optiques nécessaires.

### B.2 Dichroïque

Un autre élément technologique clé dans le développement de l'instrumentation pour Arago est la lame dichroïque séparant les domaines UV et visible. Elle est essentielle au bon fonctionnement de l'ins-

trument et peut avoir un impact très important sur le bilan radiométrique.

REOSC a effectué une première étude théorique pour dimensionner une dichroïque ayant une réflectivité maximale dans l'UV et une transmission maximale dans le visible. Les résultats sont présentés dans la Fig. B.2.

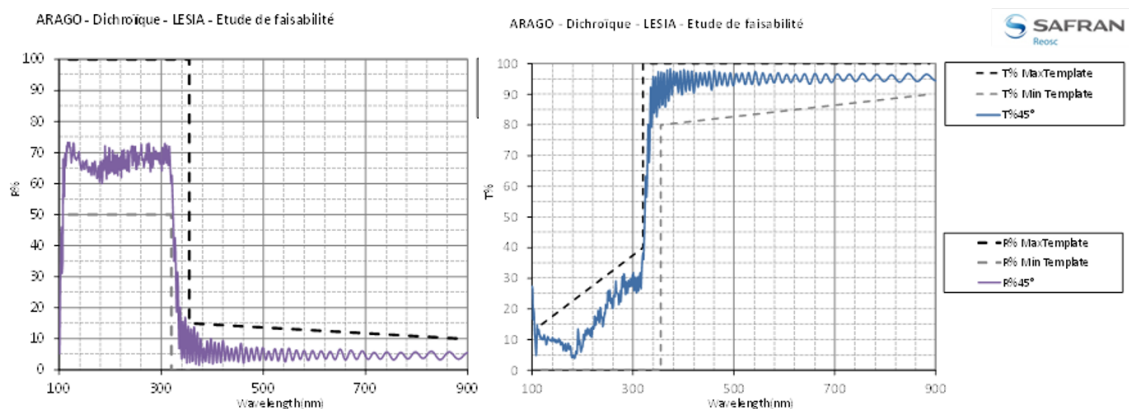


FIGURE B.2 – Design théorique de la lame dichroïque par REOSC. A gauche, la courbe de réflectance montrant une réflectivité supérieur à 50% dans l'UV, et à droite la courbe de transmission affichant plus de 80% dans le visible.

Théoriquement, ce dimensionnement montre une réflectivité entre 119 et 320 nm comprise entre 60 et 70%. On peut donc considérer en margeant ces valeurs qu'une réflectivité de 50% sur ce domaine spectral pourra être atteint. Les quelques pourcents de lumière visible qui sont également réfléchis ne poseront pas de problèmes car ces photons seront diffractés par le réseau échelle à des angles non-observés par la caméra. De plus, les détecteurs MCP sont par nature insensibles à la lumière visible. En termes de transmission, plus de 80% de la lumière entre 355 et 888 nm sera transmise. De même que pour les photons en réflexion, les quelques pourcents de lumière UV transmis ne sont pas dérangeants car ils seront diffractés à des angles non-observés et au pire absorbés par le prisme.

## B.3 Spectropolarimètre

### B.3.1 Polarimètre

Je rappelle ici la courbe de transmission du polarimètre présentée au Chap. 4 :

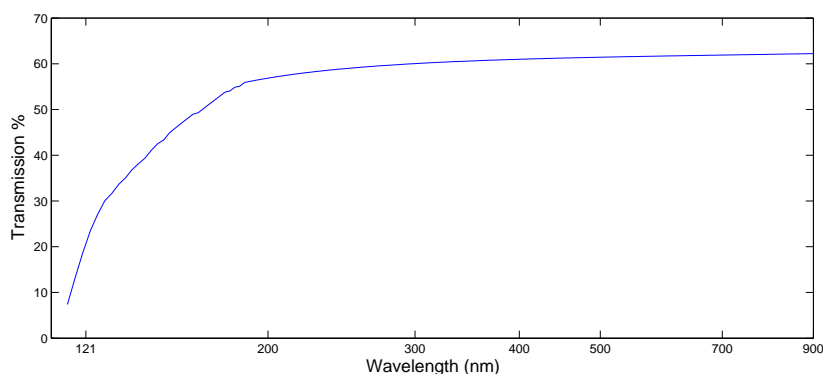


FIGURE B.3 – Courbe de transmission théorique du polarimètre complet (modulateur et Wollaston), en considérant des intervalles d'air entre chaque lame.

Il s'agit d'un des contributeurs principaux en terme de perte de photons dans tout l'instrument, principalement dans le FUV. Une solution de polarimètre à miroirs pourrait être étudiée dans le futur pour tenter d'améliorer ce facteur limitant.

### B.3.2 Réseaux échelles

Pour le calcul d'efficacité des réseaux échelle, il faut tout d'abord prendre en compte le facteur de réflectivité du traitement de surface. En plus de cela, il faut calculer la courbe d'efficacité des réseaux dans chaque ordre de diffraction donnée par la formule :

$$I(\lambda, m) = \left( \frac{\sin \left[ \frac{\pi \cdot d \cos \theta_b}{\lambda} \cdot (\sin(i - \theta_b) + \sin(\arcsin(\frac{m \cdot \lambda}{d} - \sin i) - \theta_b)) \right]}{\frac{\pi \cdot d \cos \theta_b}{\lambda} \cdot (\sin(i - \theta_b) + \sin(\arcsin(\frac{m \cdot \lambda}{d} - \sin i) - \theta_b))} \right)^2 \quad (\text{B.1})$$

avec  $i$  l'angle d'incidence,  $\theta_b$  l'angle de blaze du réseau,  $d$  le pas du réseau et  $m$  l'ordre de diffraction considéré.

#### Visible

Cette formule est appliquée ici (voir Fig. B.4) pour le réseau échelle utilisé dans le spectrographe visible d'Arago et dont les caractéristiques sont décrites Sect. 4.3.2.

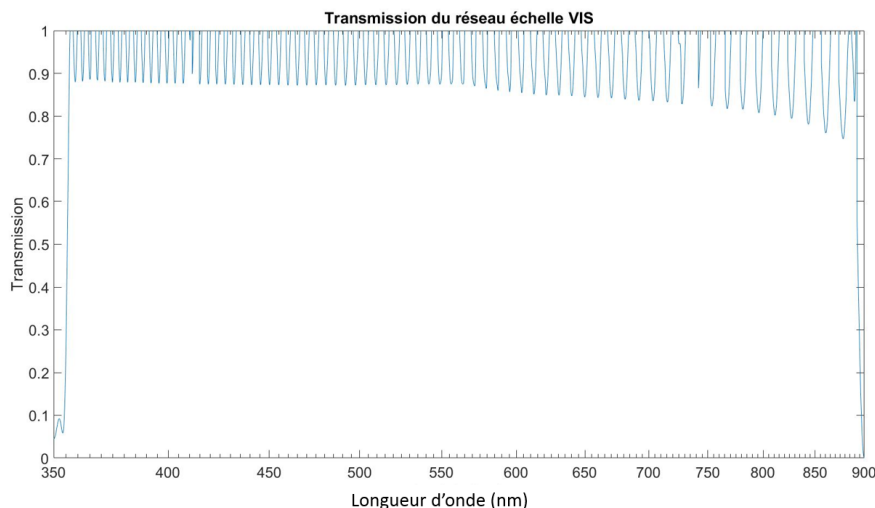


FIGURE B.4 – Courbe d'efficacité théorique du réseau échelle du spectrographe visible.

On observe bien qu'il y a un maximum d'efficacité pour les longueurs d'ondes au centre des différents ordres de diffraction. Cette efficacité diminue dès que l'on s'éloigne de cette longueur centrale (ou de blaze). Comme le spectrographe a été dimensionné pour avoir un recouvrement entre chaque ordre, la lumière correspondant à une longueur d'onde donnée des ordres  $n$  et  $n + 1$  peut être combinée, ce qui permet d'obtenir cette courbe avec des minima d'efficacité relativement élevés.

### B.3.3 Collimateurs et objectifs

#### Visible

Dans le spectrographe visible, le collimateur est une simple parabole hors-axe. Un traitement de surface encore meilleur que celui pour le télescope peut être réalisé. En effet, nous ne sommes intéressés ici que par les photons visibles et l'optimisation des couches peut donc être améliorée sur le domaine visible voulu. On considère une réflectivité du collimateur constante à 95%.

Concernant l'objectif de chambre, la transmission varie en fonction de la solution choisie entre un objectif à lentilles ou un TMA utilisant 3 miroirs. Cette dernière solution est la plus efficace radiométriquement, avec une transmission de 85% en considérant le même traitement de surface que sur le collimateur. La transmission d'un objectif à lentilles varie en fonction de nombre de lentilles utilisées et également en fonction des verres utilisés. On estime la transmission à 70%, en considérant une utilisation de verres très transparents sur le domaine spectral et un nombre de lentilles inférieur ou égal à 6. Le design actuel sélectionné pour la proposition à l'ESA M5 utilise un TMA, et la transmission considérée est donc 85%.

## UV

Dans la partie UV du spectre, le collimateur est également une parabole hors-axe. L'objectif de chambre est quant à lui confondu avec le disperseur croisé, étant un réseau toroïdal. Pour le collimateur, la réflectivité du traitement de surface pour les miroirs du télescope est à nouveau considéré. La courbe de réflectivité du réseau croisé/objectif de chambre a été fourni par l'équipe espagnole en charge du spectrographe UV et est présentée dans la Fig. B.5.

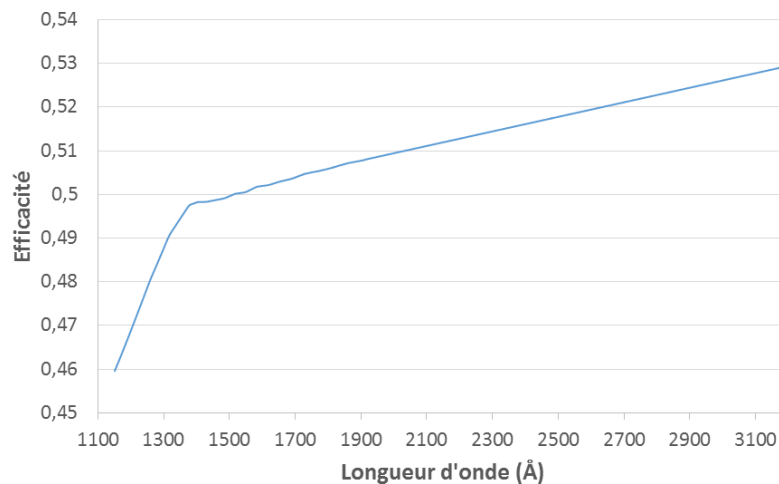


FIGURE B.5 – Courbe de transmission théorique du disperseur croisé dans le spectrographe UV, qui a également la fonction d'objectif de chambre. Image : Belén Perea Abarca.

## B.4 Détecteurs

Pour chaque spectrographe, le dernier contributeur à l'efficacité radiométrique de l'instrument est le détecteur.

### B.4.1 Visible

Le détecteur choisi par le CEA pour le spectrographe visible est un CCD de chez e2v, de référence CCD231-84 avec des pixels de  $15 \mu\text{m}$ . En fonction du traitement de surface appliqué sur le silicium, des efficacités quantiques différentes peuvent être obtenues en fonction de la longueur d'onde. La Fig. B.6 montre les différents traitements disponibles.

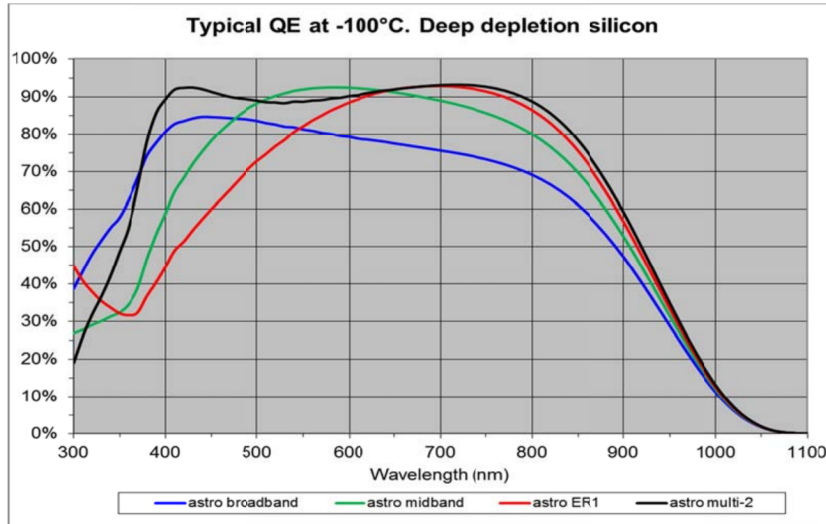


FIGURE B.6 – Courbes d'efficacités quantiques pour le CCD choisi. Le traitement de surface choisi est le "astro multi-2", correspondant à la courbe noire. Image : e2v.

Le choix pour Arago s'est porté sur le traitement dit "astro multi-2", offrant une efficacité quantique de 90% entre 400 et 800 nm et de plus de 60% sur le reste du spectre d'Arago.

#### B.4.2 UV

La notion d'efficacité quantique dans l'UV est plus complexe à cause de l'utilisation de MCP. En effet, les photons UV reçus sont convertis en électrons par une photocathode, électrons qui après avoir été amplifiés sont reconvertis en photons, visibles cette fois. Ces photons sont finalement détectés par un capteur CMOS. On considère ici l'efficacité quantique de la photocathode, qui est le facteur limitant pour l'efficacité radiométrique du MCP global. Comme nous réalisons l'image d'un spectre, il est possible d'associer un sous-domaine spectral à une zone donnée du détecteur. Ceci permet d'utiliser 2 photocathodes différentes pour le FUV et le NUV, comme montré dans la Fig. B.7.

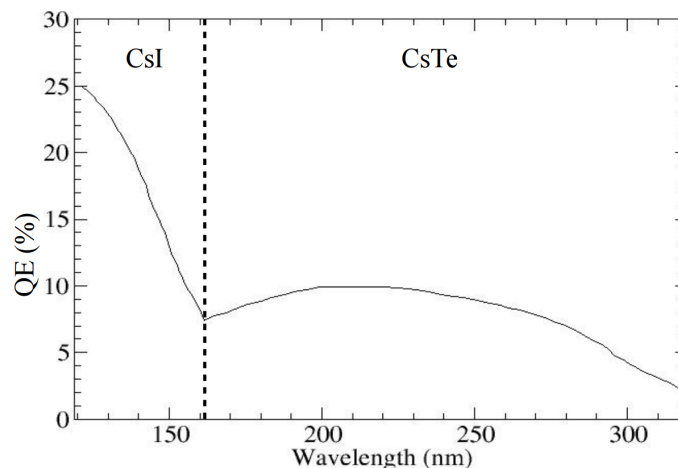


FIGURE B.7 – Courbe d'efficacité quantique pour le détecteur MCP en sortie du spectrographe UV. Ces courbes ont été fournies par le MPS à Göttingen.

Une photocathode en CsI permet d'obtenir une efficacité quantique entre 8% et 25% de 119 à 160 nm, alors qu'une photocathode en CsTe permet une efficacité quantique variant de 2 à 10% pour le domaine spectral allant de 160 à 320 nm.



# Annexe C

## Articles publiés

Cette annexe présente la liste des contributions à des comptes-rendus de conférences ainsi que l'article à comité de lecture publié en tant que premier auteur dans Applied Optics.

### C.1 Publication dans une revue à comité de lecture

Article publié en tant que premier auteur dans Applied Optics : *Static spectropolarimeter concept adapted to space conditions and wide spectrum constraints*, (Pertenais et al., 2015a). Un résumé en français est proposé ici.

Le développement de polarimètres robustes, adaptés aux conditions du spatial et efficaces sur un large domaine spectral est nécessaire à cause de la problématique des éléments en rotation dans l'espace et des instruments fonctionnant sur des spectres toujours plus larges. Dans le cadre du consortium Arago, initié pour promouvoir la spectropolarimétrie UV depuis l'espace comme la mission Arago, nous présentons un concept innovant et statique de spectropolarimètre. Nous avons étudié une méthode statique et polychromatique de spectropolarimétrie, qui peut s'appliquer à la physique stellaire. Au lieu de moduler l'information de polarisation temporellement comme dans les spectropolarimètres classiques, la modulation est réalisée dans une direction spatiale orthogonale à celle de la dispersion spectrale. Grâce à la proportionnalité entre le retard de phase imposé par un matériau biréfringent et son épaisseur, un prisme biréfringent peut être utilisé pour créer de la modulation spatiale. La lumière est ensuite dispersée spectralement dans la direction orthogonale et une mesure de tous les paramètres de Stokes à toutes les longueurs d'onde peut être fait avec une pose unique. L'utilisation de prismes en fluorure de magnésium par exemple peut permettre de créer un polarimètre compact fonctionnant de  $0.115 \mu\text{m}$  à  $7 \mu\text{m}$ . Nous présentons dans cet article la théorie et les simulations de ce concept, ainsi que la validation en laboratoire et un dimensionnement pour Arago.

### C.2 Liste des publications

Je présente ici la liste des mes publications dans la cadre de participations à des conférences.

- Proceedings of the SPIE, 91443B (2014) : *UVMag : Space UV and visible spectropolarimetry*, M. Pertenais, C. Neiner, L. Parès, P. Petit, F. Snik and G. van Harten
- 40th COSPAR Scientific Assembly (2014) : *Full-Stokes UV and visible spectropolarimeter for spatial application*, M. Pertenais, C. Neiner, P. Petit and L. Parès
- IAU Symposium 305 (2015) : *Preliminary design of the full-Stokes UV and visible spectropolarimeter for UVMag/Arago*, M. Pertenais, C. Neiner, L. Parès, P. Petit, F. Snik and G. van Harten
- Proceedings of the SPIE, 96130D (2015) : *Innovative static spectropolarimeter concept for wide spectral ranges : tolerancing study*, M. Pertenais, C. Neiner, L. Parès and P. Petit
- Proceedings of the SPIE, 99052Y (2016) : *Full-Stokes polychromatic polarimeter design for Arago*, M. Pertenais, C. Neiner and P. Petit

# Static spectropolarimeter concept adapted to space conditions and wide spectrum constraints

MARTIN PERTENAI<sup>1,2,\*</sup>, CORALIE NEINER<sup>1</sup>, PERNELLE BERNARDI<sup>1</sup>, JEAN-MICHEL REESS<sup>1</sup>, AND PASCAL PETIT<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research university, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. de Paris-Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

<sup>2</sup>Université de Toulouse; UPS-OMP; IRAP Toulouse, France

<sup>3</sup>CNRS; IRAP; 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

\*Corresponding author: martin.pertenais@irap.omp.eu

Compiled July 24, 2015

The issues related to moving elements in space and instruments working in broader wavelength ranges lead to a need for robust polarimeters, efficient on a wide spectral domain, and adapted to space conditions. As part of the UVMag consortium, created to develop spectropolarimetric UV facilities in space, such as the Arago mission project, we present an innovative concept of static spectropolarimetry. We studied a static and polychromatic method for spectropolarimetry, applicable to stellar physics. Instead of modulating the polarization information temporally, as usually done in spectropolarimeters, the modulation is performed in a spatial direction, orthogonal to the spectral one. Thanks to the proportionality between phase retardance imposed by a birefringent material and its thickness, birefringent wedges can be used to create this spatial modulation. The light is then spectrally cross-dispersed, and a full-Stokes determination of the polarization over the whole spectrum can be obtained with a single-shot measurement. The use of Magnesium Fluoride wedges, for example, could lead to a compact, static polarimeter working at wavelengths from 0.115  $\mu\text{m}$  up to 7  $\mu\text{m}$ . We present the theory and simulations of this concept, as well as laboratory validation and a practical application to Arago. © 2015 Optical Society of America

**OCIS codes:** (120.5410) Polarimetry, (260.5430) Polarization, (260.1440) Birefringence, (120.6085) Space instrumentation, (350.1260) Astronomical optics, (350.1270) Astronomy and astrophysics.

<http://dx.doi.org/10.1364/ao.XX.XXXXXX>

## 1. INTRODUCTION

### A. Context

Analysing the polarization state of the light provides crucial information in many different areas, for example in remote sensing for medical or biophysics issues, military applications, atmosphere studies, and of course astronomy [1]. The light that we receive from objects in our universe can be polarized through several physical processes. Polarized light can be observed from, e.g., the interstellar medium in our galaxy, other galaxies, quasars, or supernovae. In stellar physics, the Zeeman effect allows us to determine the polarization state of the light over the spectrum, which enables the measurement of the magnetic field of stars and provides constraints on circumstellar environments. For observations of the Sun, both the Zeeman and Hanle effects are used to determine the local magnetic field in and around the Sun.

In this work, we aim to measure and characterise magnetic

fields of stars and polarization from the stellar surroundings, e.g., the disk or stellar wind. However, it is not yet possible to resolve the surface and surroundings of stars in the same way as is done for the Sun, with the stellar target appearing only as a point source in observations. Nevertheless, analysing the polarization of the light emitted by the star in its photospheric absorption spectral lines offers an easy way to measure the strength of the longitudinal stellar magnetic field, as it is directly proportional to the intensity of the polarized light. The presence of a magnetic field manifests as characteristic Zeeman signatures in the polarized part of the light, specifically in the spectral photospheric lines. Measuring this magnetic signature as the star rotates allows us to characterise the full magnetic field at the surface of the star and, in particular, its polar strength, obliquity with respect to the rotation axis, and surface configuration. Similarly, polarization in wind-sensitive UV resonance lines, or in emission lines originating from disks or chromospheres, allows us to study the circumstellar

environment. While some science cases may be tackled by measuring circular (Stokes V) polarization only, others require linear (Stokes Q and U) polarization. However, it has been shown that 3D magnetic mapping of stars and their environment is more precise when all Stokes parameters are used simultaneously [e.g., 2, 3]. In addition, to allow a space mission to address various science objectives, it is desirable to provide measurements of both circular and linear polarization.

To characterize and quantify the polarization of light, we need to measure its polarization state all over the entire spectrum, and with a high spectral resolution. However, as common detectors are only sensitive to the intensity of the light and not to its polarization, we have to build polarimeters to encode the polarization state information into the intensity of the light. The next section describes the method to determine the polarization states of the light.

## B. Formalisms and tools

### B.1. Stokes and Mueller formalisms

To go into more details, the Stokes and Mueller formalisms are briefly introduced in this section. They are well documented in the literature, for example in the books "Polarized light" from W. A. Shurcliff [4] or "Birefringent Thin Films and Polarizing Elements" from I. J. Hodgkinson [5].

Considering a monochromatic electromagnetic wave propagating in the  $\vec{z}$  direction, the transverse components of its electric field  $\vec{E}$  are defined by:

$$\begin{cases} E_x = \zeta_x \cdot \cos(\omega t - kz) \\ E_y = \zeta_y \cdot \sin(\omega t - kz + \varphi) \end{cases} \quad (1)$$

with  $\omega$  its angular frequency,  $t$  the time, and  $k$  the wave number related to its wavelength.

The Stokes vector, giving complete information of the light (intensity and polarization state), is then defined using the amplitudes  $\zeta_x$  and  $\zeta_y$  of the electric field and the phase shift  $\varphi$  between its two components:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta_x^2 + \zeta_y^2 \\ \zeta_x^2 - \zeta_y^2 \\ 2\zeta_x \zeta_y \cos \varphi \\ 2\zeta_x \zeta_y \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (2)$$

The first Stokes parameter  $I$  defines the total intensity of the light, while the intensity of the polarized part of the light is defined by  $\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ . The ratio of these two values defines the degree of polarization of the light  $p$ :

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (3)$$

The Mueller (4x4) matrix is introduced to link the input and output Stokes vectors after an optical element. Adding several optical elements in the system corresponds to multiplying the Mueller matrices of the elements. Therefore, the input Stokes vector we want to determine is linked to the output Stokes vector we measure with our polarimeter through the total Mueller matrix of the system  $M_{tot}$ :

$$\vec{S}_{out} = M_{tot} \cdot \vec{S}_{in} \quad (4)$$

Developing a polarimeter consists in finding the optimal combination of optical elements to determine the input Stokes parameters from the measured output ones. As detectors are only sensitive to the intensity, the goal is that the Mueller matrix transfers the full input Stokes vector into the first Stokes parameter  $I$  of the output Stokes vector. Mathematically speaking, we aim at a final equation of the type  $I_{out} = x_I \cdot I_{in} + x_Q \cdot Q_{in} + x_U \cdot U_{in} + x_V \cdot V_{in}$ , with  $x_I, x_Q, x_U$  and  $x_V$  combinations of some elements of the total Mueller matrix, depending on the characteristics of the optical elements. As a consequence, a modulation of the polarization states is needed, because we have a single equation with four unknowns,  $I, Q, U$ , and  $V$ .

### B.2. Modulation of the polarization state

A typical solution is to modulate the polarization state temporally, by rotating some optical elements in the system to solve the above equation. However, in space missions, rotating or more generally moving parts should be avoided if possible in the instrument, as they are automatically considered as single point failure (i.e., risk items for the mission). Using liquid crystal switching systems could be a solution to modulate temporally the polarization state without rotating optical parts [6]. Unfortunately, liquid crystals are not efficient in wide spectral ranges and cannot be used in the far-ultraviolet (FUV) region, below 250 nm. In addition, temporal modulation provides successive rather than simultaneous measurements of the Stokes  $Q, U$  and  $V$  parameters. Instead of temporal modulation, polarization can be modulated spectrally [7] or spatially using channeled polarimetry or division of amplitude.

Our goal is to create an efficient static spectropolarimeter over a wide spectral range, which provides the full Stokes vector simultaneously. This means we need to modulate the polarization spatially, over the wavelength range. As we use a spatial dimension for the modulation, this method can only be applied to point sources, such as stars. This solution imposes a variable retardance to the beam in one spatial direction to obtain several polarization states at the same time, without moving any part of the system. Ideally, the spatial direction in which the polarization will be modulated must be orthogonal to the spectral direction, so that we obtain a 2D array containing all the polarization and spectral information of the entrance light.

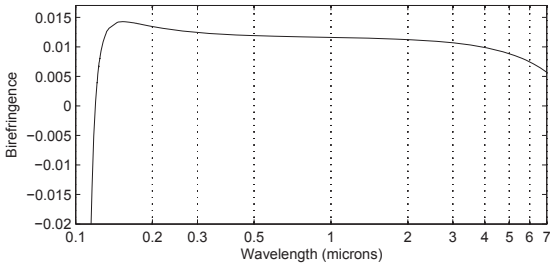
Birefringent wedges, generally known as polarization scramblers, can be used to create this spatial modulation [8]. Combined with a linear polarizer and a spectrograph, we can create a static spectropolarimeter working over a wide spectral range. The only limitations of this system are the efficiencies of the materials and the design of the spectrograph.

### B.3. Material

Materials such as quartz, sapphire, or calcite are good candidates to create a polychromatic spectropolarimeter, because of their transparency and birefringent characteristics. However, for an instrument covering a wavelength range from FUV (0.115  $\mu\text{m}$ ) to infrared (IR) (7  $\mu\text{m}$ ), the only available transparent and birefringent material is Magnesium Fluoride ( $\text{MgF}_2$ ). In this work, we thus consider  $\text{MgF}_2$  wedges.

The birefringence curve of  $\text{MgF}_2$  over the wavelength range 0.115 to 7  $\mu\text{m}$  is displayed in Fig. 1.

The measurements for this plot were obtained by Chandrasekharan in 1968 and 1969 [9, 10] and Dodge in 1984 [11]. For the space mission CLASP, aiming at solar spectropolarimetry at  $\text{Ly}\alpha$ , a short part of the birefringence curve has been measured again in 2013 [12]. The various data were combined to



**Fig. 1.** Birefringence curve of MgF<sub>2</sub> from FUV (115 nm) to IR (7 μm) [9–12].

obtain the complete plot of the birefringence of MgF<sub>2</sub> over the [0.115:7] μm spectrum (Fig. 1).

The birefringence of MgF<sub>2</sub>, Δ*n*, defined by the difference between the extraordinary refractive index *n<sub>e</sub>* and the ordinary one *n<sub>o</sub>*, only varies between 0.005 and 0.015 from 122 nm to 7 μm. It is transparent down to 115 nm, but its birefringence drops off dramatically below 140 nm, goes to zero around 119.5 nm, and inverts its sign below this wavelength. The consequence is that it is very difficult to use MgF<sub>2</sub> to measure polarization states between 119 and 120 nm, as the value of the birefringence is too low. Nevertheless, MgF<sub>2</sub> offers the best opportunity to create a polychromatic spectropolarimeter including the FUV domain.

In the next section of this paper (Sect. 2), we describe the conceptual theory, calculations, and simulations of a spectropolarimeter using spatial modulation with MgF<sub>2</sub> wedges. After applying the method for the design of an instrument for the Arago space mission project (Sect. 3), the laboratory implementation section (Sect. 4) shows the practical results and comparison with simulations.

## 2. THEORY AND SIMULATIONS

### A. Global principle

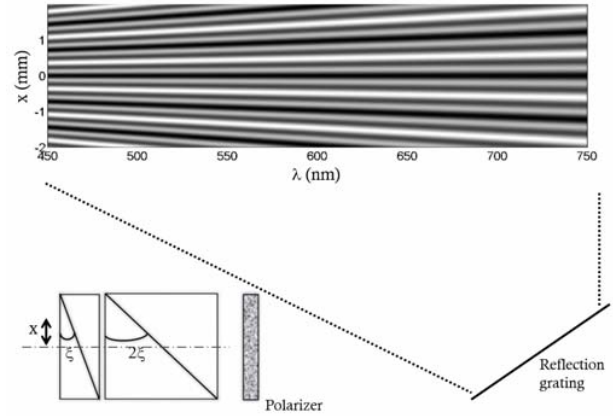
To achieve a spatial modulation of the polarization, we need to use a component that gives a variable phase retardance between the extraordinary and the ordinary part of the light. As shown in Eq. 5, the retardance of a plate is directly proportional to its thickness. If the thickness *d* of the plate varies continuously in a certain direction, the retardance Φ also varies accordingly.

$$\Phi = \frac{2\pi\Delta n}{\lambda} \cdot d \quad (5)$$

We use a birefringent wedge (polarization scrambler) of apex angle ξ and birefringence Δ*n* = *n<sub>e</sub>* - *n<sub>o</sub>*. The wedge is illuminated by a collimated beam coming from a point source. The link between the retardance and the height *x* along the vertical direction of the wedge is given in Eq. 6, with *x* = 0 at the top of the wedge:

$$\Phi(x, \lambda) = \frac{2\pi\Delta n(\lambda) \tan \xi}{\lambda} \cdot x \quad (6)$$

To ultimately create a spectropolarimeter, we then disperse the light using, for example, a grating, which causes dependence of the retardance on both the height *x* and the wavelength λ.



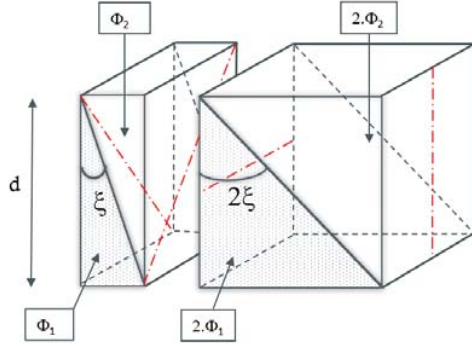
**Fig. 2.** Global principle of the measurement. The light travels through two double-wedge birefringent components, a linear polarizer, and finally a grating to create the spectrum. A 2D image is obtained with the spectral information in the horizontal direction and the polarization modulation in the vertical one.

Combining a single birefringent wedge with a linear polarizer cannot measure the full Stokes vector, but only two of the three Stokes parameters in addition to the intensity *I* (see more details in Sparks et al. (2012) [8]). To solve this problem and obtain a full Stokes determination, we need to add a second birefringent prism with a slope (or apex angle) twice as large as the one of the first wedge. In order to make a rectangular component, which is easier to handle, and to introduce a symmetry around the optical axis, the two wedges can be doubled with the same material, but with an orthogonal fast axis angle. In this case, on the optical axis, there is no birefringent effect and the retardance is zero. This configuration is shown in the bottom left part of Fig. 2, and in more detail in Fig. 3.

As detailed in the next subsection, this configuration of wedges followed by a linear polarization analyzer enables us to encode the polarization information into the output intensity. The light is then dispersed with a grating and focused onto a detector. The resulting image contains all the needed information: a classical spectrum with, for each wavelength, the full Stokes information encoded in the orthogonal direction of the spectrum (see Fig. 2).

It is possible to use a dual-beam analyzer instead of the linear polarizer. In this case, the signal-to-noise ratio (SNR) increases by a factor of √2, and some systematic errors (due to illumination inhomogeneity for instance) can be suppressed. Unfortunately, such a system would double the size of the required detectors, which is a critical issue as shown in Sect. 3.

The SNR obtained with this concept can be compared to other techniques and, in particular, to a more usual polychromatic rotating modulator. For this comparison, we consider the dual-beam option, as it is a standard technique for spectropolarimeters with rotating plates. The polychromatic rotating modulator we consider is composed of 3 quasi-zero order MgF<sub>2</sub> plates at 6 different angular positions, optimized to maximize the extraction efficiencies over the spectral range [13]. For the static spectropolarimeter presented here, the flux at each wavelength is spread along a column of pixels, while for the rotating system it is divided in several sub-exposures. The ratio



**Fig. 3.** Configuration of the birefringent wedges to obtain full Stokes measurement. The first bloc of 2 wedges has a total retardance  $\phi = \phi_1 - \phi_2$  and the second bloc has twice this retardance:  $2\phi$ . The fast axis angle values (with respect to the horizontal) for the four wedges are  $[\frac{3\pi}{4}; \frac{\pi}{4}; 0; \frac{\pi}{2}]$  from the left to the right (shown with red dashed-dotted lines).

of the SNR resulting from the two spectropolarimeters is equal to the square root of the ratio between the number of pixels used for the concept presented in this article and the number of sub-exposures for the rotating technique.

### B. Mueller matrix calculation

Using Mueller matrices applied to this system, this section presents in more detail how the polarization is modulated and encoded.

Fig. 3 defines precisely the configuration of the birefringent wedges. The fast axis angle  $\alpha_1$  of the first wedge of retardance  $\Phi_1$  is set to  $\alpha_1 = \frac{3\pi}{4}$ , and its apex angle is  $\xi$ . The fast axis angle of the second wedge of retardance  $\Phi_2$  is set to  $\frac{\pi}{4}$ . The total phase retardance of the first rectangular component is then  $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ . Because the two wedges have orthogonal fast axes, the retardance cancels for equal thicknesses, and the global retardance on the optical axis is thus  $\Phi = 0$ .

The second rectangular component is built in the same way, but with the fast axis angles of  $0^\circ$  and  $\frac{\pi}{2}$  and wedges with apex angle  $2\xi$ .

The retardance  $\Phi$  is directly calculated using Eq. 6:

$$\begin{aligned} \Phi(x, \lambda) &= 2\pi \tan \zeta \cdot \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \cdot x - 2\pi \tan \zeta \cdot \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \cdot (d - x) \\ &= 2\pi \tan \zeta \cdot \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \cdot (2x - d) \end{aligned} \quad (7)$$

The above considerations are made with  $x = 0$  at the top of the wedges. Changing the variable to have  $x = 0$  on the optical axis (as shown in Fig. 2) leads to a global retardance of:

$$\Phi(x, \lambda) = 4\pi \tan \zeta \cdot \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \cdot x \quad (8)$$

The Mueller matrix of the first rectangular component  $D_1$  is the product of the Mueller matrices of the first wedge  $D_{\frac{3\pi}{4}}$  and the second wedge  $D_{\frac{\pi}{4}}$ :  $D_1 = D_{\frac{\pi}{4}} \cdot D_{\frac{3\pi}{4}}$ .

$$\begin{aligned} D_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi_2 & 0 & -\sin \Phi_2 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \Phi_2 & 0 & \cos \Phi_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi_1 & 0 & \sin \Phi_1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \Phi_1 & 0 & \cos \Phi_1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi & 0 & \sin \Phi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \Phi & 0 & \cos \Phi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (9)$$

For the second component, the calculus is the same with  $D_2 = D_{\frac{\pi}{2}} \cdot D_0$ . The result is directly shown here:

$$D_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos 2\Phi & \sin 2\Phi \\ 0 & 0 & -\sin 2\Phi & \cos 2\Phi \end{pmatrix} \quad (10)$$

The global Mueller matrix  $D$  of the polarimeter modulator is developed in Eq. 11:

$$\begin{aligned} D &= D_2 \cdot D_1 \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi & 0 & \sin \Phi \\ 0 & -\sin \Phi \sin 2\Phi & \cos 2\Phi & \cos 2\Phi \sin 2\Phi \\ 0 & -\cos 2\Phi \sin \Phi & -\sin 2\Phi & \cos \Phi \cos 2\Phi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (11)$$

The final step to determine the equation of the resulting intensity  $I_{out}$  after passing through the polarimeter is to compute the total Mueller matrix of the polarimeter and to multiply it by the entrance Stokes vector  $(I \ Q \ U \ V)^T$ . The matrix  $D$  has to be multiplied by the first line of the Mueller matrix of the linear polarizer  $0.5 \cdot (1 \ \cos 2\theta \ \sin 2\theta \ 0)$ , where  $\theta$  is the angle of the polarizer with respect to the horizontal. The 2D output intensity, depending on the height in the wedge  $x$ , the wavelength  $\lambda$ , and the input Stokes parameters  $I, Q, U$  and  $V$ , is described with Eq. 12:

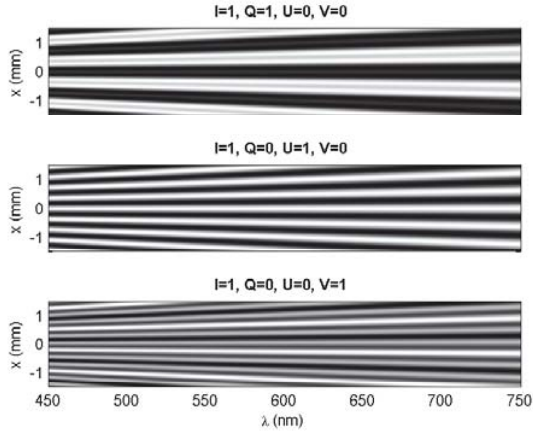
$$I_{out}(x, \lambda) = 0.5 \cdot [I + Q \cdot (\cos \Phi \cos 2\theta - \sin \Phi \sin 2\Phi \sin 2\theta) + U \cos 2\Phi \sin 2\theta + V \cdot (\cos \Phi \sin 2\Phi \sin 2\theta + \sin \Phi \cos 2\theta)] \quad (12)$$

This equation, in combination with Eq. 8, provides the starting point for simulations and to the design of our laboratory implementation.

### C. Simulations and inversion

For the simulations, MgF<sub>2</sub> birefringent wedges, with an apex angle  $\zeta = 1.5^\circ$  are used, as well as a fixed linear polarizer with angle  $\theta = 64^\circ$ . The value of this angle was chosen so that the 3 basic 2D patterns corresponding to 100% Q, 100% U and 100% V entrance polarization are different. This is not mandatory, but makes the demodulation process easier.





**Fig. 4.** Simulation of 2D images obtained by solving Eqs. 8 and 12 for given polarization states. The values of the constants used in this simulation are an apex angle of  $\zeta = 1.5^\circ$  and a linear polarizer angle of  $\theta = 64^\circ$ .

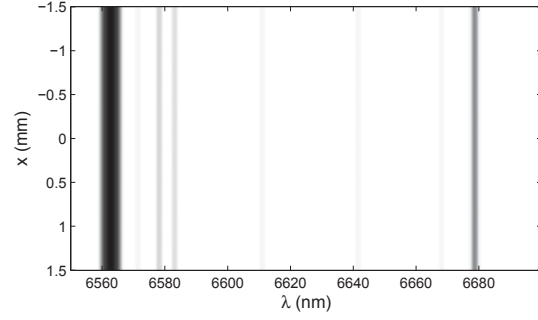
A given entrance polarization state of the light is set:  $I=1$  and  $Q=1$ ,  $U=0$ ,  $V=0$  in the first case,  $Q=0$ ,  $U=1$ ,  $V=0$  in the second case, and finally  $Q=0$ ,  $U=0$ ,  $V=1$ . The value of the birefringence plotted in Fig. 1 is used to calculate the phase retardance at each wavelength  $\lambda$  and height  $x$ , using Eq. 8. Finally, Eq. 12 is solved for a spectral range from 450 to 750 nm with wedges of 3-mm height ( $x$  varying from -1.5 to 1.5 mm). The 2D output intensities, with respect to the wavelength and the height  $x$ , are shown in Fig. 4. Three different 2D patterns are indeed obtained for the 3 cases, corresponding to 100% Q, 100% U, and 100% V polarization.

These images are compared with real data obtained in the laboratory in Sect. 4.

In practice, when real stellar observations are obtained, Eq. 12 is used the other way around. We collect an image that corresponds to a given output intensity, and need to determine the entrance polarization state ( $I$   $Q$   $U$   $V$ ) producing the image. This inversion can be performed through a classical least-squares solving method. The parameters of the systems ( $\zeta$ ,  $\theta$ ) and the variables ( $x$ ,  $\lambda$ ) have to be well known in order to achieve a precise measurement of  $I$ ,  $Q$ ,  $U$ , and  $V$  over the spectrum.

Fig. 5 shows the simulation of the image we would obtain with the polarimeter described above and a high-resolution ( $R=65000$ ) spectrometer, for a star with an effective temperature of  $T_{\text{eff}}=30000$  K, gravity of  $\log g=4.0$ , projected rotational velocity  $v \sin i$  of  $50 \text{ km s}^{-1}$ , solar abundances, a dipolar magnetic field with a strength of  $B_{\text{pol}}=1000$  G inclined by  $\beta=90^\circ$  from the rotation axis. The star is seen equator-on ( $i=90^\circ$ ) with the magnetic pole facing the observer (magnetic phase is zero). The black lines seen in Fig. 5 are absorption lines due to the photosphere of the star. As the QUV Stokes parameters of the stars are very small compared to its intensity, no polarization modulation can be seen by eye. However, the information is hidden in the intensity, following Eqs. 8 and 12, which can be summarized by:

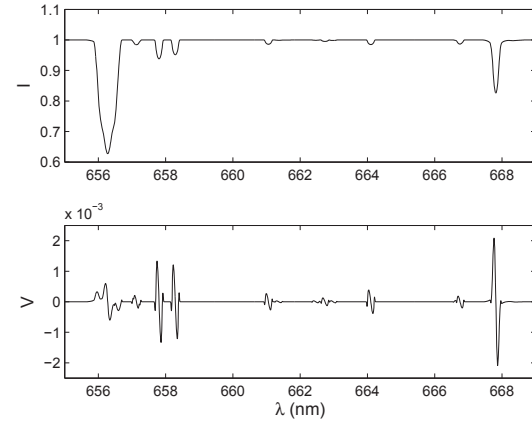
$$I_{\text{out}}(x, \lambda) = \alpha_I(x, \lambda) \cdot I(\lambda) + \alpha_Q(x, \lambda) \cdot Q(\lambda) + \alpha_U(x, \lambda) \cdot U(\lambda) + \alpha_V(x, \lambda) \cdot V(\lambda) \quad (13)$$



**Fig. 5.** Simulation of a 2D image obtained for a synthetic star, between 655 and 670 nm. Photospheric lines are observed, but the polarization modulation is not seen by eye.

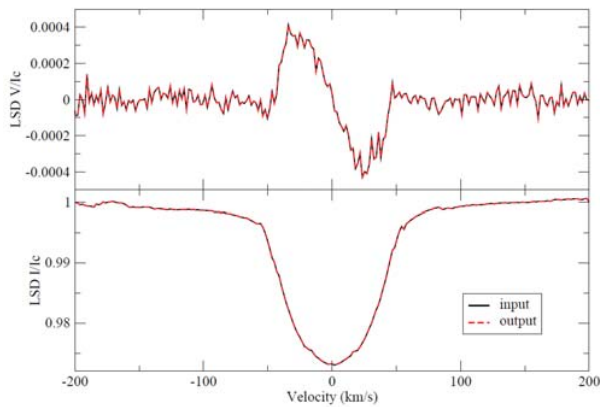
Taking the image of Fig. 5 as the observed data (corresponding to  $I_{\text{out}}(x, \lambda)$  in Eq. 14), we retrieve the Stokes parameters  $I(\lambda)$ ,  $Q(\lambda)$ ,  $U(\lambda)$ , and  $V(\lambda)$  of the star over the spectrum using the least-squares method. We solve, for each wavelength, the overdetermined linear system:  $I_{\text{out}} = A \cdot S$  with  $A = (\alpha_I \ \alpha_Q \ \alpha_U \ \alpha_V)$  and  $S$  the Stokes vector we want to determine  $(I(\lambda) \ Q(\lambda) \ U(\lambda) \ V(\lambda))^T$ .

The results for Stokes I and Stokes V are displayed in Fig. 6.



**Fig. 6.** Results of the inversion code for the image presented in Fig. 5. Stokes I (top panel) clearly shows the photospheric absorption lines and Stokes V (bottom panel) shows Zeeman signatures at the corresponding line wavelengths, proof that the star hosts a magnetic field.

The photospheric absorption lines are retrieved in the Stokes I spectrum. The star chosen for the simulation is magnetic, which means that we should find Zeeman signatures at the position of the absorption lines in the Stokes V spectrum. Zeeman signatures are a direct proof of the presence of a magnetic field: the spectral lines split in wavelength in two components, which are left and right circularly polarized. Stokes V shows the difference between these two components, and the splitting width is proportional to the magnetic field strength. Even if the strength of the Stokes V signal is 1000 times lower than the one of I, we retrieve the Zeeman signatures in Stokes V based on the image



**Fig. 7.** LSD profiles calculated for Stokes I and V for the synthetic spectrum with SNR=1000 (input, solid black line) and for the I and V spectra determined with the wedges concept and the demodulation code (output, dashed red line). They are strictly identical.

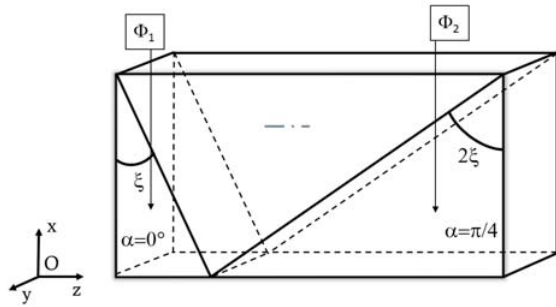
simulation of Fig. 5.

To extend the analysis further, the same simulation is performed but with noise in the initial synthetic spectrum of the star. A SNR of 1000 is used with the same star as in the previous simulation. To be able to observe the Zeeman signatures, which have a similar amplitude as the noise, the Least-Squares Deconvolution (LSD) technique is applied [14]. This technique uses a Dirac comb corresponding to all the stellar spectral lines and average the Stokes I and V signals in those lines obtaining a mean pattern of the line profile and Zeeman signature. We apply this technique for all lines from 400 to 900 nm, both directly to the synthetic spectrum and to the spectrum extracted from the 2D image. The results are plotted in Fig. 7. We retrieve a mean line profile and the mean Zeeman signal in Stokes V corresponding to the input magnetic field. Moreover, the pattern of the LSD profiles for Stokes I and Stokes V are exactly identical for the input synthetic spectrum and for the one determined by the demodulation code from the 2D simulation. This result proves the validity of the theoretical concept and of the demodulation code.

#### D. Single component solution

In some applications, in particular in astronomy, the amount of collected flux can be a crucial issue. A solution to decrease the number of photons lost through the polarimeter module is presented here.

The previous section has shown the need for two birefringent wedges with two different slopes to measure the full Stokes vector. Considering mechanical mounting issues, symmetry around the optical axis and optical aberrations, the two wedges are doubled to create compact rectangular components. The solution proposed here is to suppress one interface for a total equivalent thickness. Figure 8 shows the configuration of the wedges. The first one, with an apex angle  $\zeta$  has its fast axis along the horizontal direction  $Oy$ , while the second one has an apex angle of  $2\zeta$  and a fast axis angle of  $\frac{\pi}{4}$  with respect to the  $Oy$  axis. To complete this compact single rectangular component and avoid any refraction or aberration problem, a piece of crystal (the same as used in the 2 wedges,  $MgF_2$  in our case) is



**Fig. 8.** Configuration of the wedges to minimize the number of interfaces. The first wedge has an apex angle of  $\zeta$  and the fast axis of the crystal oriented along the  $Oy$  axis. The second wedge has twice that apex angle,  $2\zeta$ , with a fast axis angle of  $\frac{\pi}{4}$  with respect to the  $Oy$  axis. In between, we insert a piece of the same material ( $MgF_2$  in our case) but with its fast axis along the optical axis  $Oz$ , so that it does not have any birefringent effect.

placed in between. Its fast axis is aligned to the optical axis of the system  $Oz$  to suppress birefringent effects.

Using this component, the same calculations as in the previous section lead to an output intensity of:

$$I_{out}(x, \lambda) = 0.5 \cdot [I + Q \cdot \cos 2\Phi \cos 2\theta + U \cdot (\sin \Phi \sin 2\Phi \cos 2\theta + \cos \Phi \sin 2\theta) + V \cdot (\sin \Phi \sin 2\theta - \cos \Phi \sin 2\Phi \cos 2\theta)] \quad (14)$$

with a phase retardance  $\Phi$  of:

$$\Phi(x, \lambda) = 2\pi \tan \zeta \cdot \frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} \cdot |x| \quad (15)$$

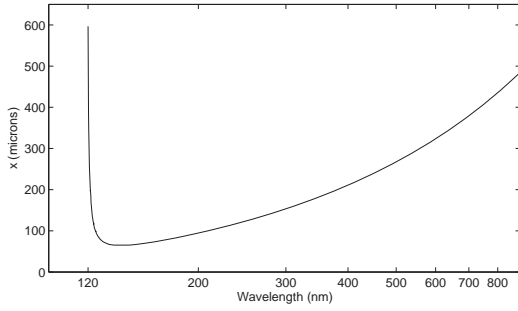
Contrary to the two double-wedge system presented in Sect. 2A, here the value of the height  $x$  is set to 0 at the top of the component, where light does not cross any birefringent material.

Using this single triple-component offers the same possibilities as the two double-wedge method detailed in Sect. 2A, but with the advantage of fewer components and only 4 interfaces, compared to 6. This could be a precious gain in cases when the flux is a crucial issue, e.g., for the observation of cool stars in the FUV. A practical application using this component is presented in Sect. 3.

### 3. APPLICATION TO UVMAG/ARAGO

#### A. Adaptation and design

In January 2015, the UVMag consortium [15] proposed a UV and visible spectropolarimetry mission, called Arago, to the European Space Agency (ESA). This space project offers a precise polarization measurement over a high-resolution spectrum from 119 to 888 nm [13]. The scientific goal of Arago is to study the entire life of stars and planets, from their formation to their death, as well as feedback into the interstellar medium. Stellar evolution is directly driven by astrophysical processes such as magnetic fields and/or stellar winds. Thanks to a high-resolution spectrograph combined with a precised full Stokes polarization measurement from FUV to near-IR, Arago aims to



**Fig. 9.** Plot of the spatial dimension  $x$  over the spectrum, for a given phase retardance. This corresponds to Eq. 15, with  $\zeta = 1.5^\circ$  and  $\Phi = \pi/3$ . As the birefringence goes to zero around 119.5 nm, the value of  $x(\lambda)$  plotted here goes to infinity in the segment [119:120] nm of the spectrum.

obtain a full picture of the 3D dynamical environment of stars and planets and their interactions [16].

Here, we present an application of the method for spectropolarimetry explained in this article to the Arago instrument, using the single component version of the polarimeter presented in Sect. 2. The system incorporates  $\text{MgF}_2$  wedges, as this is the only known transparent and birefringent material effective over the full spectral range of Arago, from FUV to NIR (see Fig. 1). The apex angle  $\zeta$  is set to  $1.5^\circ$ . Equations 14 and 15 are used as the basis for the design of the instrument.

We first determine the spatial period of the different modulation patterns that should be observed in the 2D images and will need to be sampled. A frequency analysis of Eq. 14 gives several characteristic periods of the phase retardance  $\Phi$ . As we have  $\cos \Phi$ ,  $\cos 2\Phi$  and  $\cos 3\Phi$  elements, the possible signals can have  $2\pi$ ,  $\pi$  or  $2\pi/3$  periods of retardance. We thus need to be able to measure at least one period of the longest signal ( $2\pi$ ) and respect the Nyquist frequency for the shortest signal ( $\pi/3$ ).

The derivation of Eq. 15 for a phase retardance  $\Phi = \pi/3$  is plotted in Fig. 9. The minimum of the curve at  $\lambda = 145$  nm corresponds to the maximum of the ratio  $\Delta n(\lambda)/\lambda$  using the birefringence values presented in Fig. 1. At this wavelength, the space gap corresponding to a phase retardance of  $\pi/3$  is  $65 \mu\text{m}$ . This is the minimum value that we have to sample, i.e. the maximum size of the pixels.

To find the maximum value to be sampled, i.e. the height of the wedges, we have to find the wavelength where the ratio  $\Delta n(\lambda)/\lambda$  is at a minimum. This occurs at the highest wavelength of study, 888 nm. The part of the spectrum between 119 and 120 nm is not considered as the birefringence goes to zero, as shown in Sect. 1. At  $\lambda = 888 \text{ nm}$ , the height of the wedges,  $x$ , has to be large enough to observe at least one period of the lowest frequency signal,  $2\pi$ . Replacing a  $2\pi$  retardance in Eq. 15 at 888 nm gives a minimum height of  $x = 2.9 \text{ mm}$ .

To summarize, we need to sample the height  $x$  of the wedges with at least  $65 \mu\text{m}$  precision over more than 2.9 mm. In this case we do not undersample the high-frequencies in the UV and we observe at least one period of the low-frequency in the IR part of the spectrum.

The optical design of the high-resolution spectrograph of Arago (spectral resolution of 35000 in the visible and 25000 in

the UV spectral range) can be found in Pertenais et al. (2014) [13]. It uses a unique echelle-grating for the entire spectral range, and focuses all of the orders on several detectors. A classical CCD detector with  $15 \mu\text{m}$  pixel pitch is used to image the 46 orders of the visible spectrum, while two micro-channel plate (MCP) detectors record the 178 short orders in the UV part of the spectrum. The pixel pitch of the MCP detectors is about  $20 \mu\text{m}$ . As the minimum sample we need to observe is  $65 \mu\text{m}$  in output of the polarimeter, the spectrometer needs a minimum magnification factor of  $1/3.25$ . In this way, the precision needed to sample correctly the signal corresponds to the size of a pixel. The consequence of this is that each order will be at least  $2.9/3.25 = 0.892 \text{ mm}$  thick. The value  $900 \mu\text{m}$  is adopted and is the starting point to define the dimension of the needed detectors. For the visible detector, 46 orders of  $900 \mu\text{m}$  with 2 black pixels ( $15 \mu\text{m}$  pixel pitch) between each order lead to a detector of at least 43 mm high (the other direction is defined by the main dispersion of the spectrograph). Visible detectors of this size are common. The UV part of the spectrum is spread onto two detectors, imaging 89 orders each. The same calculation gives two MCP detectors of at least 84 mm high with  $20 \mu\text{m}$  pixel pitch. This is a rather large size for MCP detectors.

This section has demonstrated that we can use the proposed method to build a static spectropolarimeter, working over a wide spectral range, providing all Stokes parameters at once, and adapted to space constraints (single static component). One of the drawbacks of the technique is the need for a large sensitive area in the UV, due to large variation of the ratio  $\Delta\lambda(\lambda)/\lambda$  over the spectrum. A possible solution is to modify the echelle grating to decrease the number of orders in the UV, but increase the length of the orders. In this case, the height of the detector needed for the UV domain decreases, and its shape becomes more square.

## B. Efficiency

To compare the efficiency of the Stokes measurement with the concept proposed here to other existing solutions, the formalism developed in del Toro Iniesta et al. (2000) [17] is used.

At a given wavelength (or given column of the image), we consider that the signal is modulated in  $n$  states, where  $n$  is the number of resolved elements or pixels. For each pixel of the column, we calculate the global Mueller matrix of the polarimeter (see Sect. 2B). The modulation matrix for this wavelength  $O(\lambda)$  is then built with the first lines of the  $n$  Mueller matrices. Finally, an optimal demodulation matrix is calculated following:

$$D(\lambda) = \left( O(\lambda)^T \cdot O(\lambda) \right)^{-1} \cdot O(\lambda)^T \quad (16)$$

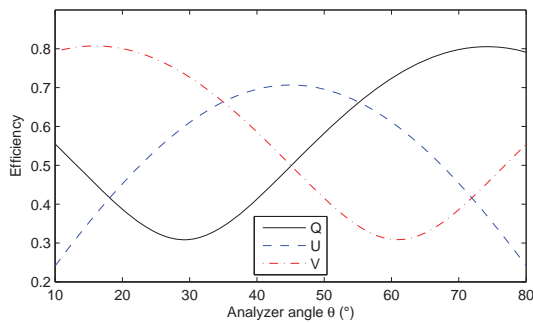
Based on the coefficients of these matrices, the value of the extraction efficiencies of the Stokes parameters can be determined for each wavelength:

$$\epsilon_i = \left( n \cdot \sum_{j=1}^n D_{ij}^2 \right)^{-1/2} \quad (17)$$

where  $i = [I \ Q \ U \ V]$  and  $n$  is the number of pixels used for each wavelength.

The calculations are performed assuming that the modulation is well sampled over the whole spectrum and that at least





**Fig. 10.** Plot of the extraction efficiencies of the Stokes parameters with different polarizer angles  $\theta$ .

one full period is recorded. We find that the efficiencies are almost constant over the spectral range with a small sinusoidal modulation of about 1%.

However, the efficiencies depend directly on the angle of the analyzer. Figure 10 shows the variation of the efficiencies with the analyzer angle  $\theta$ . Efficiencies are between 30% and 80% depending on the choice of the polarizer angle, using a dual-beam system. Using a simple linear polarizer decreases their values by a factor of 2.

Using the alternative method with rotating plates presented in Sect. 2A, we obtain efficiencies varying between 40% and 60% over the spectrum, when using a dual-beam system. Therefore, the method presented here and the polychromatic rotating modulator result in comparable efficiencies.

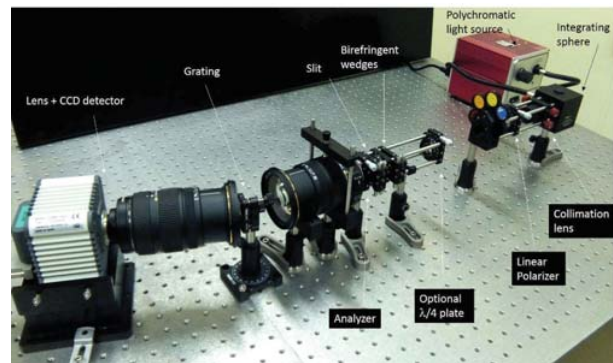
Finally, the choice of the polarizer angle is a free parameter that can be optimised depending on the science goals. For each instrument the angle can be tuned to reach the maximum efficiency for the desired Stokes parameters (see Fig. 10), e.g.  $\theta=16^\circ$  if one is interested in circular polarization only (efficiency of 81% for Stokes V) or  $\theta=55^\circ$  to optimize the instrument for linear polarization (efficiency of 66% for both Stokes Q and U).

#### 4. LABORATORY IMPLEMENTATION

This section describes the experimental work done to verify the theoretical concept described above. The theoretical and simulated results presented in Sect. 2 are compared to actual laboratory observations.

##### A. Optical design

To perform the laboratory tests, the first step is to control the entrance light source. To do so, a polychromatic halogen lamp is used in combination with an integrating sphere to ensure the use of unpolarized light. The light leaves the sphere through a pinhole, mimicking a point source, is then collimated and goes through a broadband wire grid linear polarizer to control its polarization state. An optional achromatic quarter waveplate, from the company Bernhard Halle Nachfolger GmbH, can be placed to create circular or elliptical polarization states. Finally, a filter wheel offers the possibilities to use monochromatic interferential filters or bandpass filters. The spectral region of interest for the laboratory validation is limited to a part of the visible from about 495 to 725 nm. This spectrum, although wide, is shorter than the one of Arago, for example. However, these tests are performed only to prove the validity and demonstrate a practical application of the proposed concept. As explained in



**Fig. 11.** Picture of the complete optical bench showing all the elements, from the light source (on the right side) to the detector (on the left side).

the previous section, the entire instrument can be designed to avoid undersampling at the edges of the spectrum, and permit the measurement of a much wider spectral range.

To build the polarimeter, two double wedges of  $\text{MgF}_2$  are used as described in Fig. 3. The wedges, manufactured by the Karl Lambrecht Corporation, have submit angles of  $1.5^\circ$  and  $3^\circ$ , a clear aperture of 10 mm, and fast axis angles of  $[\frac{3\pi}{4}; \frac{\pi}{4}; 0; \frac{\pi}{2}]$ . To complete the polarimetric module of the prototype, a broadband wire grid polarizer is added after the wedges to analyse the polarization state. Its angle is chosen to be  $\theta = 64^\circ$  to (1) avoid particular configurations (see end of Sect. 3B), and (2) obtain 3 different basic 2D patterns for Stokes Q, U and V. Indeed, at some positions of the polarizer, the 3 basic patterns can be mathematically orthogonal for example. By choosing  $\theta = 64^\circ$ , we consider the most general case.

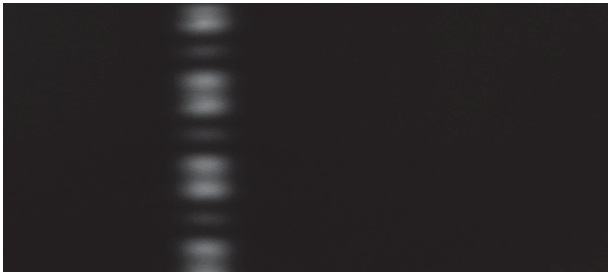
After the polarimetric module, a 50 mm focal length photographic lens collimates the light coming from a slit placed right after the birefringent wedges and illuminates a transmissive grating with 600 grooves/mm to disperse the light and create the spectrum. As we do not have any flux problem in the laboratory, the slit is illuminated with a circular collimated beam, even though most of the light is then lost. Another solution would be to place the slit at the focus of a cylindrical mirror or lens. A second 50 mm focal length photographic lens finally focuses the light onto a CCD detector (6.45  $\mu\text{m}$  pixel pitch and active area of 8.67 x 6.60  $\text{mm}^2$ ). The global view of the optical bench is shown in Fig. 11.

##### B. Results and comparison to the simulations

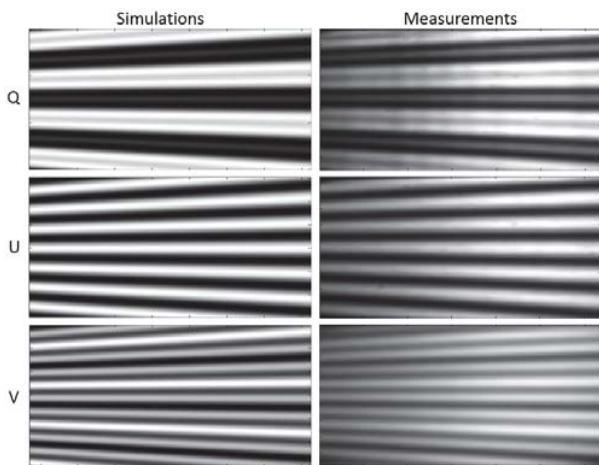
The experimental setup produces a 2D image. This 2D frame is composed of the spectrum in the dispersion direction of the grating (orthogonal to the height of the wedges) and the polarization modulation in the perpendicular direction. By rotating the linear polarizer placed after the light source, the frequencies of the intensity modulation change and we can easily recognize the modulation patterns of the simulations presented in Fig. 4.

In particular, when we input 100% (Q, U, or V) polarized light, the specific patterns are easily recognized. However, to be able to measure precisely a polarization state, the instrument must be perfectly calibrated.

Interferential filters with different bandwidths and central wavelengths are used to calibrate the position of the spectrum in wavelength on the detector. An example of an image ob-



**Fig. 12.** Image obtained with a Q entrance polarization state and a narrow-band filter with peak-wavelength at 560 nm and FWHM of  $10 \pm 2$  nm. This image is used to perform the wavelength calibration of the spectrum.



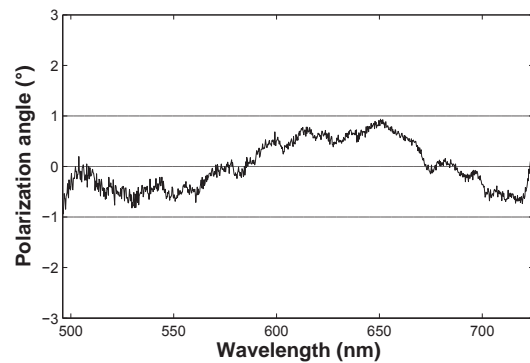
**Fig. 13.** Comparison between the theoretical simulations (left panels) described in Sect. 2 and the images obtained in practice (right panels) for an entrance polarization of 100% Q (top), 100% U (middle) and 100% V (bottom)..

tained with a narrow-band filter is shown in Fig. 12.

To calibrate the orthogonal direction of the spectrum, the height of the slit (3 mm) is used. In theory, the image on the detector corresponds to a variation of the height  $x$  from -1.5 to 1.5 in Eq. 8. For processing reasons (edge effects) and vignetting issues, we start the observation after -1.5 mm and stop before 1.5 mm. We thus cannot simply assume that the 2D frame goes from  $x = -1.5$  to  $x = 1.5$ . Instead, the frame obtained in the laboratory is compared (image subtraction and cross-correlation) with a theoretical image at given  $x_{\min}$  and  $x_{\max}$  values. The  $x_{\min}$  and  $x_{\max}$  values corresponding to maximal correlation are extracted and the full frame is calibrated with these values.

Once the setup is calibrated, the entrance polarization state is modified with the linear polarizer and the achromatic quarter waveplate, and the output images are recorded. The images we obtained are compared with the simulations and presented in Fig. 13.

The demodulation code mentioned in Sect. 2 is used to measure the Stokes parameters from the 2D images. For a linear entrance polarization we are able to measure the polarization angle with a precision of  $\pm 1^\circ$  all over the entire spectral range. A plot of the polarization angle value over the spectrum is shown



**Fig. 14.** The polarization angle measured in the laboratory is plotted for the whole spectral range for a linear polarization of 100% Q. The measured angle is  $0^\circ \pm 1^\circ$ , which corresponds to a measurement error of 1.1%.

in Fig. 14, for a 100% Q entrance polarization state (i.e., theoretically, a  $0^\circ$  polarization angle).

In a practical implementation, the final goal of such an instrument is to measure the value of the Stokes parameters over the spectral range. To compensate flat-field and illumination issues, the actual values we determine are Q/I, U/I and V/I for each wavelength of interest. The plots in Fig. 15 show the results measured with the optical bench described above.

The type of entrance polarization state is well retrieved using the demodulation code based on the least-squares method. However, the amount of polarization (100%) is not properly retrieved.

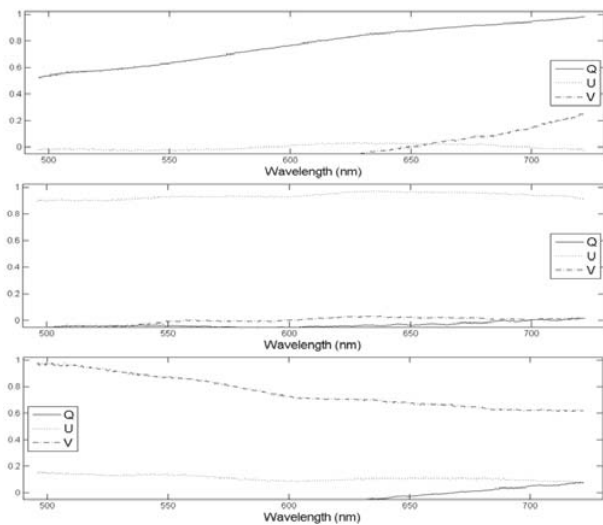
### C. Discussion

As shown in Fig. 15, the input Stokes parameters are retrieved with our laboratory setup, but not perfectly. In theory we should measure 100% Q, U, or V, over the whole spectral range.

First, the value determined is less than 1 (100%). This is not critical for polarization angle measurements defined by half of the tangent of the ratio between U and Q, but it is important for the determination of the absolute degree of polarization. This is mainly due to the fact that the amplitude of the measured intensity modulation is not maximal. Because of noise, bias, flat-field issues, and performance of the wedges (precise positioning, fabrication imperfections, or non-homogeneity) the "white" stripes of the modulation are not equal 1 and the "black" ones not equal to 0. This loss of contrast propagates in the equations and causes this offset in the absolute Stokes parameter values.

In addition, the determined values of the Stokes parameters are not constant over the spectrum. This is not due to the polarization performances of the components, since they were all chosen to be achromatic. Instead, the demodulation process introduces some errors. The analytic solution to the linear problem (Eq. 12) is used to demodulate the signal. However, some uncertainties apply and slightly modify this analytic solution: the detector is not homogeneously illuminated, the birefringence curve depends on the material sample and on temperature, the angle of the polarizer  $\theta$  is known with  $1^\circ$  precision with respect to the entrance polarization state, the apex angle of the wedges  $\zeta$  and the orientation of the fast axis in each wedge are also not perfectly known.

While the measurements are not perfect, due to the above



**Fig. 15.** Measurements of the normalized Stokes parameters  $Q/I$ ,  $U/I$  and  $V/I$  over the spectrum, corresponding to an entrance light with linear polarization state of 100% Q (top), 100% U (middle) and 100% V (bottom).

listed limitations, our experimental setup shows that the concept works and can produce usable results. The current prototype will be difficult to improve because most of the limitations depend on wavelength, time, and temperature, or are inherent to the components. However, a more precise instrument could be built for space missions following this concept.

## 5. CONCLUSIONS

The use of this concept offers many advantages that can be applied to various domains. As shown in this article, the idea to spatially modulate the polarization information makes it possible to build a spectropolarimeter without any moving parts and which provides all Stokes parameters simultaneously. Furthermore, the dependence on the wavelength is taken into account, and there is, theoretically, no limitation to the spectral range. The material used for the wedges (through its transparency and birefringence characteristics), in combination with the choice of detectors, will ultimately define the minimum and maximum wavelengths that can be observed. We find that  $MgF_2$  is best suited for a wide range from FUV to IR.

The optical bench we set up proves the validity of the theoretical concept. The observational results presented here are comparable to the computed simulations and we retrieve the values of all the Stokes parameters over a given spectral range. The angle of linear polarization is for instance determined with a  $\pm 1^\circ$  precision.

This concept has thus been demonstrated and could be used in future space missions.

The authors acknowledge support from CNES, Région Midi-Pyrénées and Observatoire de Paris.

Martin Pertenais thanks Marion Bonafous for technical support and Laurent Parès for supervision, as well as Hervé Carfantan and the SISU team in IRAP Toulouse for their help in processing issues. Coralie Neiner and Martin Pertenais also thank William Sparks, Charles Telesco, Frans Snik and Arturo Lopez

Ariste for theoretical and technical discussions, and Mary Ok-sala for language editing.

## REFERENCES

1. F. Snik, J. Craven-Jones, M. Escuti, S. Fineschi, D. Harrington, A. de Martino, D. Mawet, J. Riedi and J. S. Tyo, "An Overview of Polarimetric sensing Techniques and technology with Applications to Different Research Fields" *Proc. SPIE* **9099**, (2014).
2. O. Kochukhov and G. A. Wade, "Magnetic Doppler imaging of  $\alpha^2$  Canum Venaticorum in all four Stokes parameters. Unveiling the hidden complexity of stellar magnetic fields" *Astronomy & Astrophysics* **513**, (2010).
3. L. Rosén, O. Kochukhov and G. A. Wade, "First Zeeman Doppler Imaging of a Cool Star Using all Four Stokes Parameters" *Astrophysical Journal* **805**, (2015).
4. W. A. Shurcliff, "Polarized Light" (Harvard University Press 1962).
5. I. J. Hodgkinson and Q. H. Wu, "Birefringent Thin Films and Polarizing Elements" (World Scientific 1998).
6. A. Alvarez-Herrero, N. Uribe-Patarroyo, P. Garcia Parejo, J. Vargas, R. L. Heredero, R. Restrepo, V. Martinez-Pillet, J. C. del Toro Iniesta, A. Lopez, S. Fineschi, G. Capobianco, M. Georges, M. Lopez, G. Boer and I. Manolis, "Imaging polarimeters based on Liquid Crystal Variable Retarders: an emergent technology for space instrumentation" *Proc. SPIE* **8160**, (2011).
7. F. Snik, T. Karalidi and C. U. Keller, "Spectral modulation for full linear polarimetry," *Applied Optics* **48**, 1337-1346 (2009).
8. W. Sparks, T. A. Germer, J. W. MacKenty and F. Snik, "Compact and robust method for full Stokes spectropolarimetry" *Applied Optics* **51**, 5495–5511 (2012).
9. V. Chandrasekharan and H. Damany, "Birefringence of Sapphire and Magnesium Fluoride in the Vacuum Ultraviolet, and Retardation Plates" *Applied Optics* **7**, 939–941 (1968).
10. V. Chandrasekharan and H. Damany, "Anomalous Dispersion of Birefringence of Sapphire and Magnesium Fluoride in the Vacuum Ultraviolet," *Applied Optics* **8**, 671–676 (1969).
11. M. J. Dodge, "Refractive properties of magnesium fluoride," *Applied Optics* **23**, 1980–1985 (1984).
12. R. Ishikawa, R. Kano, T. Bando, Y. Suematsu, S. Ishikawa, M. Kubo, N. Narukage, H. Hara, S. Tsuneta, H. Watanabe, K. Ichimoto, K. Aoki, and K. Miyagawa, "Birefringence of magnesium fluoride in the vacuum ultraviolet and application to a half-waveplate," *Applied Optics* **52**, 8205–8211 (2013).
13. M. Pertenais, C. Neiner, L. Pares, P. Petit, F. Snik and G. van Harten, "Preliminary design of the full-Stokes UV and visible spectropolarimeter for UVMag/Arago," in *Proceedings of IAU Symposium 305 on Polarimetry: from the Sun to stars and stellar environments*, K.N. Nagendra, S. Bagnulo, R. Centeno and M. Martinez Gonzalez, ed. (Costa Rica, 2015), in press, arXiv:1502.00856.
14. J.-F. Donati, M. Semel, B. D. Carter, D. E. Rees and A. Collier Cameron, "Spectropolarimetric observations of active stars," *MNRAS* **291**, 658–682 (1997).
15. C. Neiner, D. Baade, A. Fullerton, C. Dry, G. Hussain, A. Lèbre, J. Morin, P. Petit, J. O. Sundqvist, A. ud-Doula, A. A. Vidotto and G. A. Wade, "UVMag: stellar formation, evolution, structure and environment with space UV and visible spectropolarimetry," *Astrophysics and Space Science* **354**, 215–227 (2014).
16. M. Pertenais, C. Neiner, L. Pares, P. Petit, F. Snik and G. van Harten, "UVMag: Space UV and visible spectropolarimetry" *Proc. SPIE* **9144**, (2014).
17. J. C. del Toro Iniesta and M. Collados, "Optimum modulation and demodulation matrices for solar polarimetry," *Applied Optics* **39**, 1637–1642 (2000).

# Références

- Alvarez-Herrero, A., P. García Parejo, H. Laguna, J. Villanueva, J. Barandiarán, L. Bastide, M. Reina, A. Sánchez, A. Gonzalo, R. Navarro, I. Vera, and M. Royo  
2015. Polarization modulators based on liquid crystal variable retarders for the Solar Orbiter mission. *Proc. SPIE*, 9613 :96130I.
- Arago, F.  
1824. *Ann. Chem. Phys*, 27 :89.
- Arago, F.  
1830. *Oeuvres Complètes*, 10(1) :231.
- Arago, F.  
1865. *Astronomie Populaire*, 2 :101.
- Aurière, M.  
2003. Stellar Polarimetry with NARVAL. In *EAS Publications Series*, J. Arnaud and N. Meunier, eds., volume 9, P. 105.
- Babcock, H. W.  
1947. Zeeman Effect in Stellar Spectra. *The Astrophysical Journal*, 105 :105.
- Bagnulo, S., G. A. Wade, J.-F. Donati, J. D. Landstreet, F. Leone, D. N. Monin, and M. J. Stift  
2001. A study of polarized spectra of magnetic CP stars : Predicted  $\checkmark$  observed Stokes IQUV profiles for beta CrB and 53 Cam. *Astronomy and Astrophysics*, 369 :889–907.
- Balsiger, H., K. Altwegg, P. Bochler, P. Eberhardt, J. Fischer, S. Graf, A. Jäckel, E. Kopp, U. Langer, M. Mildner, J. Müller, T. Riesen, M. Rubin, S. Scherer, P. Wurz, S. Wüthrich, E. Arijs, S. Delanoye, J. D. Keyser, E. Neefs, D. Nevejans, H. Rème, C. Aoustin, C. Mazelle, J.-L. Médale, J. A. Sauvaud, J.-J. Berthelier, J.-L. Bertaux, L. Duvet, J.-M. Illiano, S. A. Fuselier, A. G. Ghielmetti, T. Magoncelli, E. G. Shelley, A. Korth, K. Heerlein, H. Lauche, S. Livi, A. Loose, U. Mall, B. Wilken, F. Gliem, B. Fiethe, T. I. Gombosi, B. Block, G. R. Carignan, L. A. Fisk, J. H. Waite, D. T. Young, and H. Wollnik  
2007. Rosina – Rosetta Orbiter Spectrometer for Ion and Neutral Analysis. *Space Science Reviews*, 128 :745–801.
- Bartholin, R.  
1669. *Experimenta crystalli islandici disdiaclastici, quibus mira & insolita refractio detegitur*.
- Chandrasekharan, V. and H. Damany  
1968. Birefringence of Sapphire and Magnesium Fluoride in the Vacuum Ultraviolet, and Retardation Plates. *Applied Optics*, 7 :939–941.
- Chandrasekharan, V. and H. Damany  
1969. Anomalous Dispersion of Birefringence of Sapphire and Magnesium Fluoride in the Vacuum Ultraviolet. *Applied Optics*, 8 :671–676.
- Christian Buil  
2016. [http : //www.astrosurf.com/buil](http://www.astrosurf.com/buil).

- CNES  
2014. *Cours de technologie spatiale*.
- Corning Semiconductor Optics  
2016. <http://old.lightmachinery.com/>.
- Cuntz, M., S. H. Saar, and Z. E. Musielak  
2000. On Stellar Activity Enhancement Due to Interactions with Extrasolar Giant Planets. *The Astrophysical Journal*, 533 :L151–L154.
- del Toro Iniesta, J. C. and M. Collados  
2000. Optimum modulation and demodulation matrices for solar polarimetry. *Applied Optics*, 39 :1637–1642.
- Dodge, M. J.  
1984. Refractive properties of magnesium fluoride. *Applied Optics*, 23 :1980–1985.
- Dollfus, A.  
1957. Etude des planètes par la polarisation de leur lumière. *Suppléments aux Annales d’Astrophysique*, 4 :3–114.
- Donati, J.-F., C. Catala, J. D. Landstreet, and P. Petit  
2006. ESPaDOnS : The New Generation Stellar Spectro-Polarimeter. Performances and First Results. In *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, R. Casini and B. W. Lites, eds., volume 358, P. 362.
- Donati, J.-F., M. Semel, B. D. Carter, D. E. Rees, and A. C. Cameron  
1997. Spectropolarimetric observations of active stars. *MNRAS*, 291 :658–682.
- Dougherty, L. M. and A. Dollfus  
1989. F. D. Arago’s polarimeter and his original observation of extraterrestrial polarisation in 1811. *Journal of the British Astronomical Association*, 99 :183–186.
- Draine, B. T. et Lazarian, A.  
1998. Electric Dipole Radiation from Spinning Dust Grains. *The Astrophysical Journal*, 508 :157–179.
- eSource optics  
2016. <http://www.esourceoptics.com>.
- France, K., B. Fleming, and K. Hoadley  
2016. CHISL : The Combined High-resolution and Imaging Spectrograph for the LUVOIR Surveyor. *ArXiv e-prints*.
- Harvey, J. W.  
2015. Two centuries of Solar Polarimetry. In *Proceedings of IAU Symposium 305 on Polarimetry : from the Sun to stars and stellar environments*, K. N. Nagendra, S. Bagnulo, R. Centeno, and M. J. Martinez Gonzalez, eds., Pp. 2–11.
- Hass, G. and W. R. Hunter  
1978. Reflection polarizers for the vacuum ultraviolet using Al+MgF<sub>2</sub> mirrors and an MgF<sub>2</sub> plate. *Applied Optics*, 17 :76–82.
- Henault, F., R. Bacon, H. Dekker, B. Delabre, S. Djidel, J.-P. Dubois, N. Hubin, B. Lantz, W. Lau, M. Le Louarn, I. J. Lewis, J.-L. Lizon, J. Lynn, L. Pasquini, R. Reiss, and M. M. Roth  
2004. Muse optomechanical design and performance. volume 5492, Pp. 909–920.
- Herrera-Fernandez, J. M., J. L. Vilas, L. M. Sanchez-Brea, and E. Bernabeu  
2015. Design of superachromatic quarter-wave retarders in a broad spectral range. *Applied Optics*, 54 :9758–9762.
- Huggins, P. J. and N. Mauron  
2011. The shapes of AGB circumstellar envelopes. In *Asymmetric Planetary Nebulae 5 Conference*.

- Ishikawa, R., R. Kano, T. Bando, Y. Suematsu, S. Ishikawa, M. Kubo, N. Narukage, H. Hara, S. Tsuneta, H. Watanabe, K. Ichimoto, K. Aoki, , and K. Miyagawa  
2013. Birefringence of magnesium fluoride in the vacuum ultraviolet and application to a half-waveplate. *Applied Optics*, 52 :8205–8211.
- Kano, R., T. Bando, N. Narukage, R. Ishikawa, S. Tsuneta, Y. Katsukawa, M. Kubo, S. Ishikawa, H. Hara, T. Shimizu, Y. Suematsu, K. Ichimoto, T. Sakao, M. Goto, Y. Kato, S. Imada, K. Kobayashi, T. Holloway, A. Winebarger, J. Cirtain, B. De Pontieu, R. Casini, J. Trujillo Bueno, J. Stepán, R. Manso Sainz, L. Belluzzi, A. Asensio Ramos, F. Auchère, and M. Carlsson  
2012. Chromospheric Lyman-alpha spectro-polarimeter (clasp). volume 8443, P. 84434F.
- Knitter, S., T. Hellwig, M. Kues, and C. Fallnich  
2011. Spectrally resolving single-shot polarimeter. *Optics letters*, 36 :3048.
- Kochukhov, O., T. Lüftinger, C. Neiner, E. Alecian, and MiMeS Collaboration  
2014. Magnetic field topology of the unique chemically peculiar star CU Virginis. *Astronomy & Astrophysics*, 565 :A83.
- Korth Kristalle GmbH  
2016. <http://www.korth.de>.
- Landi degl’Innocenti, E. and M. Landolfi  
2004. *Polarization in spectral lines*.
- Laser Optik  
2016. <http://lo.de>.
- Leroy, J. L.  
1998. *La polarisation de la lumière et l’observation astronomique*.
- Lopez Ariste, A.  
2015. Pattern recognition techniques in Polarimetry. In *Proceedings of IAU Symposium 305 on Polarimetry : from the Sun to stars and stellar environments*, K. N. Nagendra, S. Bagnulo, R. Centeno, and M. J. Martinez Gonzalez, eds., Pp. 207–215.
- Mu, T., C. Zhang, C. Jia, and W. Ren  
2012. Static hyperspectral imaging polarimeter for full linear Stokes parameters. *Optics Express*, 20 :18194–18201.
- Neiner, C., D. Baade, A. Fullerton, C. Dry, G. Hussain, A. Lèbre, J. Morin, P. Petit, J. O. Sundqvist, A. ud Doula, A. A. Vidotto, and G. A. Wade  
2014. UVMag : stellar formation, evolution, structure and environment with space UV and visible spectropolarimetry. *Astrophysics and Space Science*, 354 :215–227.
- Neiner, C. and the Arago Consortium  
2014. *ARAGO, proposal for ESA M4*.
- Ossikovski, R., J. J. Gil, and I. S. José  
2013. Poincaré sphere mapping by Mueller matrices. *J. Opt. Soc. Am. A*, 30 :2291–2305.
- Paletou, F. and G. Molodij  
2001. Multi-line Spectropolarimetry at THÉMIS. In *Advanced Solar Polarimetry – Theory, Observation, and Instrumentation*, M. Sigwarth, ed., volume 236, P. 9.
- Pancharatnam, S.  
1955. Achromatic combinations of birefringent plates.
- Pertenais, M., C. Neiner, P. Bernardi, J. M. Reess, and P. Petit  
2015a. Static spectropolarimeter concept adapted to space conditions and wide spectrum constraints. *Applied Optics*, 54 :7377.

- Pertenais, M., C. Neiner, L. Pares, and P. Petit  
 2015b. Innovative static spectropolarimeter concept for wide spectral ranges : tolerancing study. *Proc. SPIE*, 9613 :96130D.
- Pertenais, M., C. Neiner, L. Pares, P. Petit, F. Snik, and G. van Harten  
 2014. UVMag : Space UV and visible spectropolarimetry. *Proc. SPIE*, 9144.
- Quijada, M. A., S. Rice, and E. Mentzell  
 2012. Enhanced MgF<sub>2</sub> and LiF Over-coated Al Mirrors for FUV Space Astronomy. *Proc. SPIE*, 8450 :84502H.
- Semel, M.  
 1989. Zeeman-Doppler imaging of active stars. I- Basic principles. *Astronomy & Astrophysics*, 225 :456–466.
- Shurcliff, W. A.  
 1962. *Polarized light*.
- Snik, F., G. van Harten, R. Navarro, P. Groot, L. Kaper, and A. de Wijn  
 2012. Design of a full-Stokes polarimeter for VLT/X-shooter. *Proc. SPIE*, 8446 :844625.
- Sparks, W., T. A. Germer, J. W. MacKenty, and F. Snik  
 2012. Compact and robust method for full Stokes spectropolarimetry. *Applied Optics*, 51 :5495–5511.
- Troeltzsch, J. R., D. C. Ebbets, H. W. Garner, A. Tuffli, R. Breyer, J. Kinsey, C. S. Peck, D. J. Lindler, and K. Feggans  
 1991. In-flight performance of the goddard high-resolution spectrograph of the hubble space telescope.
- Wade, G. A., C. Neiner, E. Alecian, J. H. Grunhut, V. Petit, B. d. Batz, D. A. Bohlender, D. H. Cohen, H. F. Henrichs, O. Kochukhov, J. D. Landstreet, N. Manset, F. Martins, S. Mathis, M. E. Oksala, S. P. Owocki, T. Rivinius, M. E. Shultz, J. O. Sundqvist, R. H. D. Townsend, A. ud-Doula, J.-C. Bouret, J. Braithwaite, M. Briquet, A. C. Carciofi, A. David-Uraz, C. P. Folsom, A. W. Fullerton, B. Leroy, W. L. F. Marcolino, A. F. J. Moffat, Y. Nazé, N. S. Louis, M. Aurière, S. Bagnulo, J. D. Bailey, R. H. Barbá, A. Blazère, T. Böhm, C. Catala, J.-F. Donati, L. Ferrario, D. Harrington, I. D. Howarth, R. Ignace, L. Kaper, T. Lüftinger, R. Prinja, J. S. Vink, W. W. Weiss, and I. Yakunin  
 2016. The MiMeS survey of magnetism in massive stars : introduction and overview. *MNRAS*, 456 :2–22.
- Westerveld, W. B., K. Becker, P. W. Zetner, J. J. Corr, and J. W. McConkey  
 1985. Production and measurement of circular polarization in the VUV. *Applied Optics*, 24 :2256–2262.
- ZCQ Quartz  
 2016. <http://zcquartz.de>.