



HAL
open science

Développement d'un polarimètre de Mueller à codage spectral utilisant une Swept-source : application à la microscopie à balayage laser

Aymeric Le Gratiet

► To cite this version:

Aymeric Le Gratiet. Développement d'un polarimètre de Mueller à codage spectral utilisant une Swept-source : application à la microscopie à balayage laser. Optique [physics.optics]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2016. Français. NNT : 2016BRES0120 . tel-01533680

HAL Id: tel-01533680

<https://theses.hal.science/tel-01533680>

Submitted on 6 Jun 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



université de bretagne
occidentale

UNIVERSITE
BRETAGNE
LOIRE

THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Sciences de la matière

Option : Optique fondamentale et milieux dilués

École Doctorale SICMA

présentée par

Aymeric LE GRATIET

Préparée au Laboratoire de Spectrométrie et
Optique Laser (EA 938)

Développement d'un polarimètre de Mueller à codage spectral utilisant une swept-source. Application à la microscopie à balayage laser.

Thèse soutenue le 14 Décembre 2016
devant le jury composé de :

François AMBLARD

Rapporteur, IBS-UNIST, Ulsan / *Professeur*

Mehdi ALOUINI

Examineur, IPR, Université de Rennes 1 / *Professeur*

Yann LE GRAND

Directeur, LSOL, Université de Bretagne Occidentale / *Professeur*

Matthieu DUBREUIL

Examineur, LSOL, Université de Bretagne Occidentale / *Maître de conférence*

Enric GARCIA-CAUREL

Rapporteur, LPICM, Ecole Polytechnique / *Ingénieur de Recherche*

LAURENT BOURDIEU

Examineur, IBENS, Ecole Normale Supérieure / *Professeur*

Sylvain RIVET

Examineur, LSOL, Université de Bretagne Occidentale / *Maître de conférence*

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse s'est déroulé au laboratoire de Spectrométrie et Optique Lasers (LSOL – EA938) à Brest, de Octobre 2013 à Décembre 2016.

Tout d'abord, je remercie l'ensemble des membres extérieurs du jury de ma soutenance de thèse qui s'est déroulée le 14 Décembre 2016 à savoir, Laurent BOURDIEU, François AMBLARD, Enric GARCIA-CAUREL et Mehdi ALOUINI. Les questions étaient très intéressantes et ont donné lieu à d'enrichissantes discussions, mais bien trop courtes pour être exhaustives.

Ensuite, je remercie mes encadrants pour leur patience et leur pédagogie. Je me rends compte aujourd'hui de l'immense quantité de travail que le doctorat impose. Le temps dont on dispose à la fin de la thèse (rédaction, préparation de soutenance, etc) est bien trop court (mais cela reste relatif si l'on supprime les nuits de sommeil).

Merci à Yann LE GRAND d'avoir aiguillé mes réflexions autour du développement du microscope polarimétrique de Mueller. Ta rigueur, ton sens du détail et ton regard extérieur ont permis de remettre en perspective cet instrument et d'enrichir la présentation des bases théoriques du codage spectral de la polarisation et l'implémentation sur un microscope commercial. Toutes les discussions que l'on a eues à la fin de la thèse vont permettre, je suis sûr, de multiplier les pistes de développement de ce microscope multimodal.

Je remercie Sylvain RIVET pour m'avoir introduit les bases théoriques du polarimètre de Mueller par codage spectral lors de la première année de thèse et pour ton aide à la fin de la fin de la thèse. Tu m'as permis de très vite passer à l'expérience, dont on a pu découvrir de nouvelles sources d'erreurs systématiques introduites par la swept-source et par le cube séparateur. Pendant plusieurs semaines, on a pu s'arracher les cheveux sur la façon dont les problèmes pouvaient être appréhendés. Cependant, ta passion, ta pédagogie et ta vision sur le long terme m'ont appris la persévérance que demande la recherche, permettant de publier dès ma première année. Les discussions à la fin de la thèse ont permis également de mettre en évidence que l'implémentation du polarimètre peut être encore plus généralisée à n'importe quel système optique, ce qui m'a apporté plus de fierté sur mes travaux.

Je remercie Matthieu DUBREUIL pour avoir pris la relève de Sylvain dès la deuxième année jusqu'à la fin de la thèse. Ta rigueur scientifique et ta pédagogie m'ont aidé à évaluer rigoureusement les erreurs systématiques et de déterminer l'ordre de grandeur des erreurs aléatoires. On a pu également se confronter ensemble à l'implémentation optique, mécanique et électronique du polarimètre sur le système de scanners. Mais avec de la persévérance, des images et une publication ont pu être obtenues. Je te remercie également pour m'avoir aidé d'un point de vue administratif sur les cours que j'ai pu dispenser lors de mes deux premières années de thèse.

Je remercie l'ensemble des membres du LSOL qui permettent de faire rayonner une ambiance chaleureuse et de créer une synergie intellectuelle. C'est donc un grand plaisir de se lever chaque jour pour aller travailler dans ces conditions. Je remercie :

- Bernard LE JEUNE, pour ta connaissance encyclopédique de la Science qui élève chaque jour notre niveau de perception sur nos travaux de recherche. Nos nombreuses discussions dans des domaines variés (administration, politique, etc) vont certainement me manquer,

-
- Guy LE BRUN, pour ta bonne humeur et tes blagues un peu douteuses (je retiendrais la dernière avec ce que l'on obtient lorsqu'on perd la chaise . . .),
 - Fabrice PELLE, pour ton écoute attentive sur des problèmes particuliers, ton humanité et pour m'avoir permis de me défouler lors des quelques séances de Karaté auxquelles j'ai pu participer,
 - Gaël LE ROUX, pour ta bonne humeur, ta passion sur les expériences scientifiques pédagogiques et pour avoir été la pierre angulaire au développement mécanique du microscope polarimétrique de Mueller (je maintiens que la pâte à fixe et le scotch sont des alternatives plutôt intéressantes pour le développement instrumental),
 - Jacqueline LE BARS, secrétaire du laboratoire, qui m'a permis d'alléger le côté administratif de mes travaux (commande de matériels, réservation d'avion, d'hôtels, etc).

Je remercie les doctorants du LSOL que j'ai pu rencontrer et avec qui j'ai pu évoluer pendant trois ans. Vous avez été d'un excellent soutien moral et intellectuel. Je remercie

- David SEVRAIN, pour m'avoir permis de découvrir les tréfonds de la fin de thèse et m'avoir introduit à l'association DAKODOC (que j'ai présidé pendant un an),
- Vincent BOGARD, pour avoir toujours remis en cause ce que j'affirmais, ce qui m'a aidé à toujours chercher les meilleurs arguments,
- Christelle ABOU-NADER, avec qui la thèse a débuté et fini la même année, pour les pauses café, les soirées mémorables et pour m'avoir fait découvrir la culture libanaise,
- Nour ALEM, pour ton soutien moral, surtout à la fin de la thèse. J'espère que je ne t'ai pas trop fait peur les dernières semaines et que toi aussi tu trouveras un doctorant qui t'aidera à passer tes nerfs.

Je remercie l'école doctorale SICMA, et plus particulièrement Christian BROSSEAU et Michelle KERLEROUX, qui permettent de donner vie et d'accompagner de nombreuses thèses jusqu'à la fin, que ce soit administratif ou humain. Sans eux, beaucoup de doctorants seraient moins sereins le jour de leurs soutenances.

Je remercie également l'ensemble des étudiants associatifs et la Fédé B (plus particulièrement les membres du bureau 2015/2016) que j'ai rencontrés. Cela m'a permis de réaliser des rencontres enrichissantes et de me donner les clés sur la façon de militer pour une cause. Grâce à vous, j'espère que le doctorant sera un peu moins vu comme un extraterrestre auprès des étudiants des formations de Licence et de Master et plus généralement, au sein de l'Université.

Je remercie aussi les nombreux doctorants et post-doctorants avec qui j'ai pu discuter et partager mes incertitudes sur la thèse. On se rend compte que les doctorants ont un langage bien à eux, mêlé de plaintes, de touches d'espoir, d'explications foireuses des travaux, etc, qu'ils sont les seuls à comprendre.

Je remercie mes amis brestois (qui se reconnaîtront), costamoricains (trop nombreux pour apparaître ici) et Rennais (Nicolas David, Thomas CALVEZ). Enfin, je remercie plus particulièrement ma famille qui m'a soutenu jusqu'au bout. Je n'ai pas toujours été facile tous les jours, surtout les dernières semaines. A la suite de ma soutenance, j'espère à présent que vous comprenez ce qui m'a fait râler pendant trois ans.

Table des matières

Introduction générale	3
Chapitre I - Aspects théoriques, expérimentaux et applications de la polarimétrie de Mueller	9
Introduction	10
1- Formalismes en polarimétrie	11
1.1- Polarisation de la lumière	11
1.2- Formalisme de Jones	13
1.3- Formalisme de Stokes-Mueller	14
2- Informations relatives à la matrice de Mueller	17
2.1- Éléments optiques simples	17
2.1.1- Diatténuateurs	17
2.1.2- Retardateurs	19
2.1.3- Dépolariseurs	22
2.2- Décompositions des matrices de Mueller	24
2.2.1- Décompositions pour les milieux non-dépolarisants	24
2.2.2- Décompositions pour les milieux dépolarisants	26
2.3- Filtrage du bruit des matrices de Mueller expérimentales	30
3- Techniques expérimentales en polarimétrie de Mueller	32
3.1- Principe de base de la polarimétrie de Mueller	32
3.2- Génération et analyse des états de polarisation	34
3.2.1- Le domaine temporel	34
3.2.2- Le domaine spectral	35
3.2.3- Le domaine spatial	36
3.3- Développements en imagerie polarimétrique de Mueller	37
3.3.1- Imagerie plein champ	38
3.3.2- Imagerie à balayage laser	41
4- Applications de l'imagerie polarimétrique de Mueller	44
4.1- Détection de cible	44
4.2- Imagerie des tissus biologiques	45

4.3- Imagerie multimodale des tissus biologiques.....	50
Conclusion	53
Chapitre II - Polarimètre de Mueller à codage spectral utilisant une swept-source ...	55
Introduction	56
1- Polarimétrie de Mueller à codage spectral	57
1.1- Le codage spectral	57
1.1.1- Considérations théoriques	57
1.1.2- Détermination de la matrice de Mueller	59
1.1.3- Choix des épaisseurs des lames	62
1.2- Montage expérimental du polarimètre de Mueller	63
1.2.1- Utilisation d'une swept-source	64
1.2.2- Lames de codage et de décodage	67
1.2.3- Numérisation des signaux optiques	67
2- Erreurs systématiques et corrections	72
2.1- Erreurs liées à l'atténuation à haute fréquence	72
2.2- Résolution des pics de Fourier	73
2.3- Réponse en longueur d'onde du milieu	74
2.4- Erreurs sur l'orientation des lames	76
2.5- Erreurs sur les épaisseurs des lames	80
2.6- Influence du fenêtrage du signal	83
3- Configuration en transmission	85
3.1- Procédure de calibration en transmission	85
3.2- Méthode d'auto-calibration	87
3.3- Validation sur des échantillons de référence	90
4- Configuration en réflexion	96
4.1- Procédure de calibration en réflexion	96
4.2- Prise en compte des éléments optiques en réflexion	99
4.2.1- Influence du cube séparateur	99
4.2.2- Influence de l'optique collectrice	102
4.3- Validation sur des échantillons de référence	103
4.4- Imagerie sur des échantillons connus	105
Conclusions	108
Chapitre III - Implémentation sur un microscope à balayage laser	111
1- Implémentation du polarimètre de Mueller	114
1.1- Implémentation opto-mécanique	115
1.2- Acquisition du signal polarimétrique	119

1.3- Procédure d'orientation du PSG et du PSA au sein du microscope	123
1.4- Caractéristiques polarimétriques du microscope sans balayage.....	125
2- Mise en œuvre du microscope polarimétrique de Mueller à balayage.....	128
2.1- Procédure de calibration	128
2.2- Validation et estimation des incertitudes	131
3- Applications à des milieux spatialement inhomogènes.....	135
3.1- Adhésif de cellophane	135
3.2- Coupes de roches	135
3.3- Échantillons d'intérêt biomédical	141
Conclusion	145
Conclusions et perspectives	147
Annexes	153
Bibliographie	165
Publications et communications	177

Introduction générale

Les méthodes d'investigation des milieux basées sur l'analyse des modifications des paramètres associés à l'onde lumineuse (intensité, fréquence, phase, polarisation et direction) par un milieu d'étude possèdent de multiples avantages. En effet, elle permet de sonder la matière à distance, à l'échelle microscopique et de manière non destructive.

La lumière peut être décrite comme une onde électromagnétique, composée d'un champ électrique \vec{E} et d'un champ magnétique \vec{B} vibrant en phase dans des plans perpendiculaires entre eux et à la direction de propagation [1]. Pendant longtemps, on s'est intéressé uniquement à trois paramètres la décrivant : l'intensité, la fréquence, la phase, sans tenir compte de l'aspect vectoriel de l'onde optique. Mais, au début du *XIX*^e siècle, Young et Fresnel ont montré qu'un quatrième paramètre, la polarisation, fournit aussi des informations pertinentes. Cette tardive prise de conscience s'explique simplement par le fait que l'œil humain n'est sensible qu'aux variations d'intensité et de longueur d'onde, cependant certaines espèces animales (comme l'abeille par exemple) se repèrent dans l'espace grâce à la polarisation de la lumière.

L'imagerie polarimétrique permet de révéler des contrastes supplémentaires par rapport l'imagerie classique basée sur l'absorption du rayonnement lumineux. Cette méthode de caractérisation s'applique à de multiples domaines de recherche tels que la microélectronique, le diagnostic biomédical, la détection de cible ou encore l'astrophysique.

Il existe deux familles de polarimètres : les polarimètres de Stokes (qui mesurent les états de polarisation) et les polarimètres de Mueller (qui mesurent les propriétés polarimétriques du milieu). Le principe de ces derniers dispositifs consiste à éclairer un milieu par une lumière codée en polarisation et d'analyser sa modification après interaction avec celui-ci. En comparant les paramètres en entrée et en sortie du milieu, il est possible de remonter à la signature polarimétrique complète du milieu. Un grand nombre de configurations expérimentales ont vu le jour depuis quelques années utilisant différentes approches pour coder les états de polarisation. Il y a trois philosophies :

- temporelle, basée sur le codage séquentiel des états de polarisation,
- spectrale, qui attribue un état de polarisation par longueur d'onde,
- spatiale, qui permet de séparer spatialement les états de polarisation.

L'imagerie à balayage laser consiste à scanner un milieu dans un plan perpendiculaire au faisceau incident. Les temps de résidence par pixel sont relativement courts, de l'ordre de la μs , ce qui nécessite d'être capable de coder et de décoder les états de polarisation dans ces délais. On comprend alors que le codage spectral de la polarisation est la seule approche compatible avec ce mode d'imagerie, qui grâce à la parallélisation du codage polarimétrique dans le domaine spectral, permet d'obtenir les données dans des temps très courts.

Avant ce travail de thèse, M. Dubreuil a développé au LSOL un polarimètre de Mueller basé sur le codage spectral de la polarisation en utilisant une diode superluminescente et un spectromètre. Ces travaux ont permis de démontrer la rapidité d'acquisition en des temps de l'ordre de la μs . Les applications de ce dispositif se sont tournées vers la caractérisation de dynamiques temporelles rapides de cristaux liquides. Lors de ces travaux, le spectromètre utilisé

était composé d'un réseau et d'une caméra CCD dont la cadence de répétition, de l'ordre du kHz, était incompatible avec l'imagerie à balayage laser. Bien qu'il existe des détecteurs CCD ou CMOS possédant des cadences de répétition plus élevées ($\geq 100\text{kHz}$), notre choix s'est tourné vers le développement d'un dispositif pouvant facilement s'intégrer dans un microscope à balayage en configuration de transmission. Cette configuration impose l'emploi d'un détecteur ayant une surface suffisamment large afin de collecter le faisceau balayé, ce qui n'est *a priori* pas possible avec un spectromètre dont la fente d'entrée opère une sélection spatiale importante. Durant ces trois années de travail de thèse, nous avons alors proposé un nouveau polarimètre de Mueller en remplaçant la diode superluminescente par une source à balayage en longueur d'onde à 100 kHz (*swept-source*) et le spectromètre par une simple un détecteur monocal (photodiode ou photomultiplicateur). Ce nouveau système a ensuite été implémenté au sein d'un microscope à balayage commercial de type confocal *Olympus* qui est utilisé au laboratoire pour de la microscopie non linéaire. A terme, il est ainsi envisagé de développer un microscope à balayage multimodal permettant de coupler les informations polarimétriques de Mueller et non linéaires en temps réel, sur un même dispositif d'imagerie. Ces différentes étapes de ce travail de thèse qui ont permis la mise en œuvre d'un microscope polarimétrique de Mueller à balayage ont fait l'objet de 2 publications [2, 3].

Ce manuscrit de thèse est divisé en 3 chapitres.

Le **Chapitre I** traite les différents formalismes permettant de décrire les modifications de la polarisation d'une onde électromagnétique après interaction avec des milieux anisotropes et/ou diffusants. Nous nous intéressons en particulier au formalisme de Stokes-Mueller qui permet d'appréhender le phénomène de dépolarisation, fréquemment rencontré dans le cas de milieux complexes. Nous discutons des moyens d'interpréter les matrices de Mueller afin d'extraire les informations permettant de remonter aux phénomènes physiques engendrés par l'interaction de l'onde lumineuse avec la matière. Un état de l'art sur la polarimétrie de Mueller est ensuite dressé. Dans un premier temps, on s'intéresse aux différents principes pour coder/décoder la polarisation d'une onde optique, à savoir de manière temporelle, spatiale ou spectrale. Puis, on se focalise sur la présentation de quelques dispositifs d'imagerie de Mueller (imagerie par balayage et imagerie plein champ). Enfin, on présente quelques applications de l'imagerie de Mueller, en particulier les applications liées à l'imagerie des tissus biologiques.

Le **Chapitre II** décrit la mise en œuvre du polarimètre de Mueller à codage spectral utilisant une *swept source* à 100 kHz. Le principe du codage spectral est traité en détail. En particulier, on pointe dans cette partie l'ensemble des erreurs systématiques qui entachent la mesure de la réponse polarimétrique, ainsi que les corrections apportées pour les prendre en compte. Ce système est alors validé par des mesures sur des échantillons connus (polariseur linéaire, lame biréfringente) à travers 2 configurations expérimentales, une en transmission et l'autre en réflexion. L'introduction d'un cube séparateur dans cette dernière configuration a imposé le développement d'une méthode de calibration particulière qui sera détaillée dans ce chapitre.

Le **Chapitre III** présente l'implémentation de ce polarimètre de Mueller au sein d'un microscope optique à balayage de type confocal. Dans un premier temps, nous présentons l'intégration opto-mécanique du polarimètre dans le microscope, puis nous décrivons la stratégie d'acquisition

des signaux polarimétriques nécessaires à la construction d'une image de Mueller. Dans un second temps, nous pointons les difficultés nouvelles engendrées par la mesure polarimétrique à travers un microscope à balayage et nous proposons des méthodes permettant d'obtenir des résultats fiables (validation sur des échantillons connus et estimation des erreurs). Enfin, nous présentons les premières images de Mueller dont l'acquisition se fait en temps réel sur un microscope à balayage laser. Il s'agit de deux types d'échantillons : coupes de roche constituées de différents minéraux et coupes histologiques de foie fibrosé. Dans ce dernier cas, une comparaison avec des images SHG est effectuée en vue de la microscopie multimodale Mueller/SHG.

Chapitre I

Aspects théoriques, expérimentaux et applications de la polarimétrie de Mueller

Introduction

La polarisation décrit l'orientation des vibrations de l'onde électromagnétique et plus précisément celle de son champ électrique \vec{E} : si sa direction change aléatoirement pendant le temps de mesure, l'onde est dite non-polarisée, sinon elle est complètement ou partiellement polarisée. De plus, lorsque la lumière traverse un milieu matériel, sa polarisation peut être modifiée ; ainsi, en comparant les polarisations d'entrée et de sortie du milieu d'étude, il est possible de remonter à certaines caractéristiques de celui-ci (orientation et/ou structure). C'est dans ce cadre qu'intervient la polarimétrie développée depuis les années 1980, dont les premiers systèmes imageurs ont vu le jour dans les années 1990. Depuis, ce domaine est en évolution croissante avec de multiples applications allant de la caractérisation de matériaux à celle des tissus biologiques. Plus particulièrement, ce travail de thèse s'est orienté en vue d'applications en microscopie optique. En effet, la polarimétrie peut être utilisée pour révéler des contrastes associés aux propriétés polarimétriques des échantillons en particulier des effets d'anisotropie et être un complément intéressant à l'imagerie classique basée sur l'absorption du rayonnement lumineux.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la description générale de la polarisation d'une onde lumineuse. Les formalismes matriciels qui traitent de ces modifications sont ensuite présentés. Il s'agit des formalismes de Jones qui permet d'étudier des ondes totalement polarisées et de Stokes-Mueller qui permet, en plus, de considérer des ondes partiellement polarisées. Ce dernier a donc la capacité d'appréhender le phénomène de dépolarisation souvent rencontré lorsqu'il y a interaction avec un milieu complexe (milieu biologique par exemple).

Dans une seconde partie, on se focalise sur l'interprétation d'une matrice de Mueller grâce à laquelle on décrit n'importe quel élément optique qui modifie la polarisation d'une onde lumineuse. Cet outil mathématique regroupe l'ensemble des effets polarimétriques mis en jeu tels que le dichroïsme, la biréfringence et la dépolarisation. Pour remonter à une description fidèle du milieu d'étude, des méthodes de décomposition ont été développées, en particulier pour les milieux non-dépolarisants et pour les milieux dépolarisants. On discute également des méthodes de filtrage du bruit qui peuvent être appliquées dans certaines situations expérimentales.

Dans une troisième partie, on présente le principe général de la polarimétrie de Mueller. Cette technique consiste à coder une lumière en polarisation et à décoder sa modification après interaction avec un milieu. Nous décrivons les différentes approches qui peuvent être envisagées, à savoir temporelle, spectrale ou spatiale, ainsi que les technologies associées à chacune d'entre elles. Il est possible ensuite d'acquérir une image de Mueller représentant la matrice en fonction des coordonnées spatiales sur le champ imagé d'un échantillon en passant à des modalités d'imagerie plein champ ou à balayage laser.

Dans une quatrième partie, un état de l'art sur des applications de l'imagerie polarimétrique de Mueller est dressé. Les problématiques à différentes échelles d'imagerie montrent que l'enjeu de cette technique est de révéler des contrastes supplémentaires. En particulier, des travaux récents proposent de coupler l'analyse polarimétrique avec d'autres techniques d'imagerie dans le cadre de l'imagerie multimodale.

1- Formalismes en polarimétrie

1.1- Polarisation de la lumière

La polarisation de la lumière est l'évolution temporelle de la direction du vecteur champ électrique \vec{E} d'une onde lumineuse qui se propage.

Considérons une onde plane monochromatique progressive dans le vide, de vecteur d'onde \vec{k} et de pulsation ω . Le champ électrique de cette onde est exprimé dans un repère cartésien O_{xyz} et s'écrit, dans le cas d'une onde se propageant suivant l'axe O_z , sous la forme :

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \\ E_z(z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot z + \phi_x) \\ E_{0y} \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot z + \phi_y) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.1})$$

où

- E_{0x} et E_{0y} sont les amplitudes réelles positives des composantes du champ électrique,
- \vec{k} est le vecteur d'onde (tel que $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$), où λ est la longueur d'onde,
- ϕ_x et ϕ_y sont des phases définies à 2π près.

Dans le plan $z = 0$, la combinaison des deux composantes du champ E_x et E_y , ainsi que l'élimination de la variable temporelle, conduit à l'équation

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \phi = \sin^2 \phi \quad \text{avec } \phi = \phi_y - \phi_x \quad (\text{I.2})$$

qui est celle d'une ellipse, dont une représentation dans le plan O_{xy} est donnée Figure I.1. Précisons que dans le cas considéré, les grandeurs E_{0x} , E_{0y} et ϕ sont indépendantes du temps, ce qui correspond à une onde totalement polarisée. Ainsi, dans le cas le plus général, l'état de polarisation d'une onde lumineuse totalement polarisée est elliptique. Cet état est complètement caractérisé par les grandeurs E_{0x} , E_{0y} et ϕ .

Pour décrire l'ellipse, on introduit les paramètres suivants :

- les dimensions du grand axe et petit axe de l'ellipse a et b respectivement,
- l'azimut α ($0 \leq \alpha \leq \pi$),
- l'ellipticité ϵ ($-\pi/4 \leq \epsilon \leq \pi/4$),
- l'angle diagonal ν ($0 \leq \nu \leq \pi/2$),

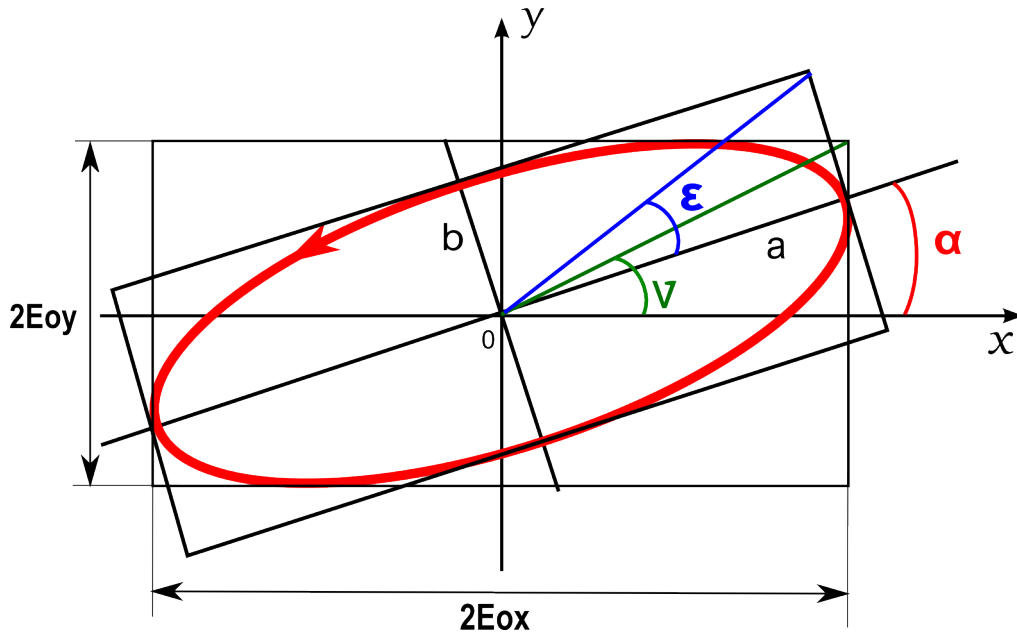


FIGURE I.1 – Ellipse de polarisation

Les relations entre ces différentes grandeurs et les amplitudes E_{0x} et E_{0y} sont données par

$$\begin{aligned} \tan \nu &= \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \\ \tan 2\alpha &= \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \phi \\ \sin 2\epsilon &= \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin \phi \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

On peut également établir les relations suivantes,

$$\begin{aligned} \cos 2\epsilon \cos 2\alpha &= \cos 2\nu \\ \cos 2\epsilon \sin 2\alpha &= \sin 2\nu \cos \phi \\ \sin 2\epsilon &= \sin 2\nu \sin \phi \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

Pour des valeurs particulières des amplitudes E_{0x} , E_{0y} et du déphasage ϕ , l'ellipse peut se décliner sous des formes particulières conduisant à des états de polarisation spécifiques. Par exemple dans le cas où $\phi = 0$, les deux composantes du champ électrique sont en phase et ce dernier oscille dans une direction fixe, on parlera de polarisation linéaire (ou rectiligne). Si $\phi \pm \pi/2$ et $E_{0x} = E_{0y}$, il s'agira d'une polarisation circulaire (droite ou gauche suivant le signe de ϕ). Quelques états de polarisation particuliers sont représentés Figure I.2.

On dit que l'onde est complètement polarisée si les grandeurs la caractérisant, E_{0x} , E_{0y} et ϕ , sont indépendantes du temps. *A contrario*, si ces grandeurs évoluent de manière aléatoire (ou de façon complètement non-déterministe) comme la lumière naturelle, on parle d'une onde non polarisée. Une onde polarisée de manière quelconque (ou partiellement polarisée) peut être décrite comme une combinaison linéaire d'une onde non polarisée et d'une onde complètement polarisée.

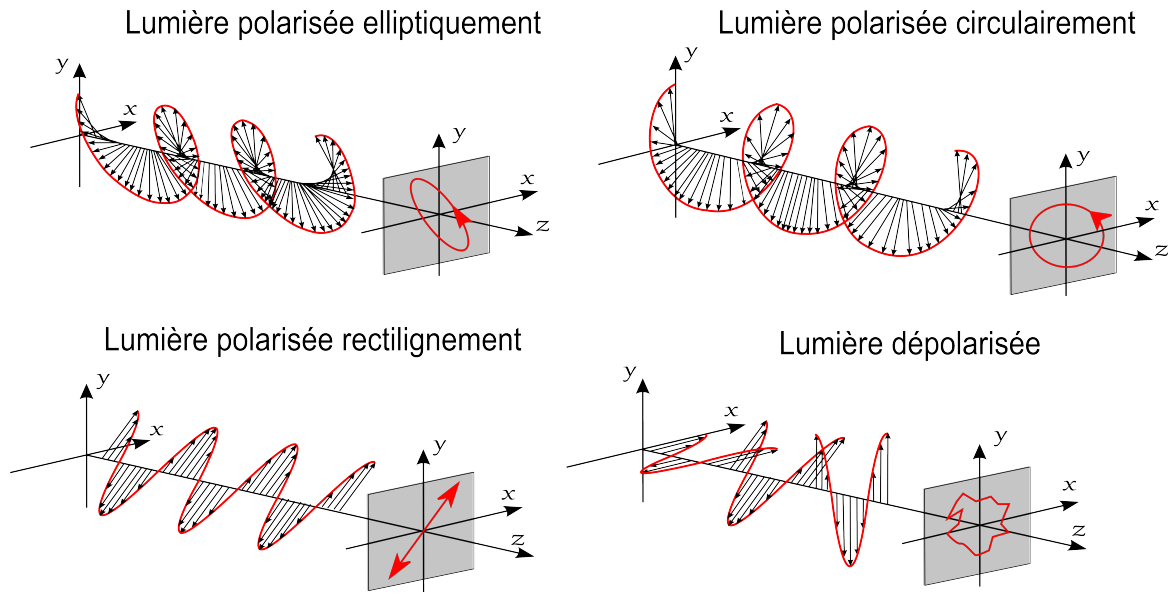


FIGURE I.2 – Représentation des différents états de polarisation

Nous introduisons à présent un formalisme matriciel permettant de décrire les états de polarisation pour des ondes complètement polarisées, ainsi que leur modification après la traversée d'un milieu.

1.2- Formalisme de Jones

Dans une série d'articles parue entre 1941 et 1947, Jones a introduit un formalisme qui permet d'appréhender les modifications de la lumière polarisée après interaction avec un milieu [4]. Il proposa d'introduire un vecteur de dimension 2×1 à coefficients complexes entièrement défini à partir des quantités E_{0x} , E_{0y} et ϕ de la manière suivante :

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{j\phi_x} \\ E_{0y} e^{j\phi_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{j\phi} \end{bmatrix} \quad (\text{I.5})$$

où j est le nombre complexe tel que $j^2 = -1$. Le plus souvent, ce vecteur est représenté sous sa forme normalisée

$$\vec{J} = \frac{1}{\sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{j\phi} \end{bmatrix} \quad (\text{I.6})$$

On peut aussi écrire ce vecteur en fonction des paramètres α et ϵ de l'ellipse de polarisation

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha)\cos(\epsilon) - j\sin(\alpha)\sin(\epsilon) \\ \sin(\alpha)\cos(\epsilon) + j\cos(\alpha)\sin(\epsilon) \end{bmatrix} \quad (\text{I.7})$$

Quelques exemples de vecteurs de Jones associés à des états de polarisation particuliers sont donnés en Annexe 1 de ce manuscrit.

Grâce à cet outil, on a la possibilité de prédire l'état de polarisation de l'onde en sortie, défini par le vecteur de Jones \vec{J}_s connaissant le vecteur de Jones à l'entrée \vec{J}_e et la matrice de Jones de l'élément optique (composé d'un ou de plusieurs éléments). Cette matrice de dimension 2×2 , notée $[T]$, est composée de quatre coefficients généralement complexes. L'interaction est modélisée simplement de la façon suivante

$$\vec{J}_s = [T] \cdot \vec{J}_e \quad (\text{I.8})$$

Des exemples de matrices de Jones d'éléments de référence sont consultables en Annexes 2 et 4.

L'intérêt majeur de ce formalisme est sa capacité à traiter l'interaction d'une onde totalement polarisée avec un système optique composé de n-éléments en cascade, comme représenté Figure I.3.

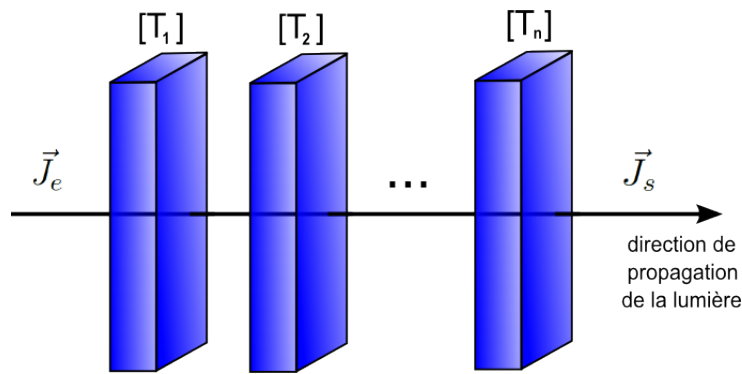


FIGURE I.3 – Propagation de la lumière à travers une succession d'éléments optiques, modificateurs de la polarisation

Pour cela, il suffit simplement de faire le produit des n-matrices de Jones décrivant chacun des éléments optiques tel que

$$\vec{J}_s = [T_n] \dots [T_2] \cdot [T_1] \vec{J}_e \quad (\text{I.9})$$

Cependant, ce formalisme est limité à la description des ondes complètement polarisées ; il n'est donc pas adapté pour traiter des ondes partiellement polarisées ou non polarisées.

1.3- Formalisme de Stokes-Mueller

En 1852, Stokes a introduit un formalisme mathématique décrivant la polarisation d'une onde optique à partir de la mesure d'intensités lumineuses [5]. La polarisation de la lumière est entièrement représentée sous la forme d'un seul vecteur \vec{S} de dimension 4×1 à coefficients réels appelé vecteur de Stokes, tel que

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle \\ \langle E_{0x}^2 \rangle - \langle E_{0y}^2 \rangle \\ 2 \langle E_{0x} E_{0y} \cos(\phi) \rangle \\ 2 \langle E_{0x} E_{0y} \sin(\phi) \rangle \end{bmatrix} \quad (\text{I.10})$$

Le symbole " $\langle \rangle$ " désigne la moyenne spatiale et temporelle sur le détecteur. Cette façon de noter les paramètres de Stokes a été omise volontairement par la suite pour alléger la notation. Les composantes du vecteur de Stokes pour une onde totalement polarisée vérifient la relation

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (\text{I.11})$$

Les quatre composantes du vecteur de Stokes sont homogènes à des intensités lumineuses et peuvent être écrites de la manière suivante pour une onde complètement polarisée

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_D - I_G \end{bmatrix} \quad (\text{I.12})$$

avec,

- I_0 , l'intensité totale du faisceau lumineux,
- $I_x - I_y$, la différence d'intensité pour les polarisations linéaires horizontale et verticale,
- $I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ}$, la différence d'intensité pour les polarisations linéaires à $+45^\circ$ et à -45° ,
- $I_D - I_G$, la différence d'intensité pour les polarisations circulaires droite et gauche.

On constate que les paramètres de Stokes S_0 , S_1 , S_2 et S_3 ont des significations physiques bien précises. Pour une onde complètement polarisée, le vecteur de Stokes normalisé par S_0 peut aussi s'écrire en fonction des paramètres de l'ellipse de polarisation de la façon suivante

$$\vec{S} = S_0 \begin{bmatrix} 1 \\ S_1/S_0 \\ S_2/S_0 \\ S_3/S_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\epsilon \cos 2\alpha \\ \cos 2\epsilon \sin 2\alpha \\ \sin 2\epsilon \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\nu \\ \sin 2\nu \cos \phi \\ \sin 2\nu \sin \phi \end{bmatrix} \quad (\text{I.13})$$

Comme pour la partie précédente, quelques exemples de vecteur de Stokes correspondant à des états de polarisation particuliers sont aussi donnés en Annexe 1.

Si l'onde est complètement non polarisée, le vecteur de Stokes normalisé par rapport S_0 devient

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.14})$$

Mais si l'onde est partiellement polarisée, on peut décomposer son vecteur de Stokes comme la somme d'une onde complètement polarisée et d'une onde complètement non polarisée

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} S_0 - \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.15})$$

Dans ce cas, l'équation **I.11** devient l'inégalité

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (\text{I.16})$$

Partant des deux cas extrêmes d'état de polarisation (complètement polarisé et non polarisé), on peut alors définir le degré de polarisation DOP (*Degree Of Polarization*) d'une onde optique comme

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (\text{I.17})$$

Cette quantité peut varier de 1 pour une onde totalement polarisée à 0 pour une onde non polarisée.

Mueller a introduit une relation linéaire entre le vecteur de Stokes à l'entrée d'un système optique, \vec{S}_e , avec celui de sortie, \vec{S}_s donnée par [6]

$$\vec{S}_s = [M] \cdot \vec{S}_e \quad (\text{I.18})$$

où $[M]$ est la matrice de Mueller de dimension 4×4 . Elle est composée de 16 coefficients réels, notés m_{ij} ($i, j = 0, \dots, 3$), tels que

$$[M] = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{I.19})$$

Des exemples de matrices de Mueller d'éléments de référence sont consultables en Annexes 3 et 5.

Comme pour le formalisme de Jones, on peut décrire l'évolution de la polarisation d'une onde à travers un système optique pouvant être composé d'éléments placés en cascade, comme représentés Figure I.3. Mathématiquement, cela se traduit simplement par le produit des matrices associées à chaque élément, disposées séquentiellement dans le sens inverse de propagation de l'onde lumineuse, tel que

$$\vec{S}_s = [M_n] \dots [M_2] \cdot [M_1] \cdot \vec{S}_e \quad (\text{I.20})$$

Ce formalisme permet d'appréhender de manière complète les propriétés polarimétriques d'un système optique ; il est donc tout à fait adapté à la caractérisation d'un milieu quelconque.

Remarque : Il existe d'autres types de représentation des états de polarisation et de leur modification, tels que la sphère de Poincaré [7] et la matrice de cohérence [8].

2- Informations relatives à la matrice de Mueller

2.1- Éléments optiques simples

La polarisation de l'onde lumineuse incidente peut être modifiée suite à l'interaction (en transmission et/ou en réflexion) avec un élément optique par l'intermédiaire de trois effets physiques :

- le dichroïsme (effet d'amplitude),
- la biréfringence (effet de phase),
- la dépolarisation (effet de moyennage spatial, temporel et/ou spectral).

Les éléments optiques simples permettant de représenter ces effets seront respectivement des diatténuateurs, des retardateurs et des dépolariseurs.

Cette partie sera consacrée à la description de ces éléments et aux matrices de Mueller associées.

Remarque : Les éléments optiques décrits dans la suite sont supposés homogènes, c'est-à-dire que leurs deux états propres de polarisation (états transmis sans altération) sont orthogonaux [9].

2.1.1- Diatténuateurs

Un élément diatténuateur (ou dichroïque) possède une anisotropie d'absorption, c'est-à-dire que l'intensité du faisceau émergent dépend de l'état de polarisation de l'onde incidente. La diatténuation scalaire peut être définie comme

$$D = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max} + T_{min}} \quad \text{avec } 0 \leq D \leq 1 \quad (\text{I.21})$$

où T_{max} et T_{min} sont respectivement les transmittances en énergie maximum et minimum.

On peut écrire la transmittance énergétique pour une onde non polarisée sous la forme

$$T_0 = \frac{1}{2}(T_{max} + T_{min}) \quad (\text{I.22})$$

On distingue des valeurs particulières qui permettent de qualifier le diatténuateur qui sont :

- $D = 0$ si la transmittance en intensité de cet élément ne dépend pas de l'état de polarisation incident,
- $0 < D < 1$ si le diatténuateur est partiel,
- $D = 1$ s'il correspond à un polariseur parfait.

Un élément diatténuateur peut polariser l'onde incidente linéairement, circulairement ou elliptiquement mais le cas le plus général est celui d'un polariseur elliptique partiel. L'atténuation de chaque composante du champ étant dépendante de la direction de polarisation de l'onde incidente, on définit le vecteur diatténuation \vec{D} par

$$\vec{D} = \begin{bmatrix} D_H \\ D_{45^\circ} \\ D_C \end{bmatrix} \quad (\text{I.23})$$

où

— D_H est la diatténuation linéaire horizontale, avec $-1 \leq D_H \leq 1$.

— D_{45° est la diatténuation linéaire à $+45^\circ$ avec $-1 \leq D_{45^\circ} \leq 1$.

— D_C la diatténuation circulaire, avec $-1 \leq D_C \leq 1$.

Un élément diatténuateur est dit linéaire s'il ne présente pas de diatténuation circulaire ($D_C = 0$).

On peut aussi écrire ce vecteur avec les composantes d'azimut α_D et d'ellipticité ϵ_D de l'état propre correspondant à la transmittance maximale, de la façon suivante

$$\vec{D} = D \begin{bmatrix} \cos(2\epsilon_D)\cos(2\alpha_D) \\ \cos(2\epsilon_D)\sin(2\alpha_D) \\ \sin(2\epsilon_D) \end{bmatrix} \quad (\text{I.24})$$

Un élément diatténuateur est donc totalement caractérisé par \vec{D} et T_0 . Lu et Chipman ont redéfini l'écriture d'un tel élément sous forme matricielle [10], avec

$$[M_D] = \begin{bmatrix} m_{D00} & m_{D01} & m_{D02} & m_{D03} \\ m_{D10} & m_{D11} & m_{D12} & m_{D13} \\ m_{D20} & m_{D21} & m_{D22} & m_{D23} \\ m_{D30} & m_{D31} & m_{D32} & m_{D33} \end{bmatrix} = T_0 \begin{bmatrix} 1 & \vec{D}^T \\ \vec{D} & [m_D] \end{bmatrix} \quad (\text{I.25})$$

avec $[m_D]$ la matrice réduite 3×3 de diatténuation s'écrivant sous la forme

$$[m_D] = \sqrt{1 - D^2}[I_3] + (1 - \sqrt{1 - D^2})\hat{D}\hat{D}^T \quad (\text{I.26})$$

\hat{D} , le vecteur unité représentant la direction de l'état propre correspondant à la transmittance maximale appelé couramment "axe du dichroïque" et I_3 la matrice identité 3×3 . On peut lier les autres grandeurs, définies précédemment, aux éléments $m_{D_{ij}}$ par les relations suivantes

$$T_0 = m_{D00} \quad (\text{I.27})$$

$$\vec{D} = D\hat{D} = \frac{1}{m_{D00}} \begin{bmatrix} m_{D01} \\ m_{D02} \\ m_{R03} \end{bmatrix} \quad (\text{I.28})$$

$$D = \frac{\sqrt{m_{D01}^2 + m_{D02}^2 + m_{D03}^2}}{m_{D00}} \quad (\text{I.29})$$

Quelques éléments diatténuateurs représentés en matrices de Jones et de Mueller sont exposés en Annexes 2 et 3.

Remarque : Dans certaines situations, on peut être amené à définir la diatténuation linéaire, à l'aide de la relation

$$D_L = \sqrt{D_H^2 + D_{45^\circ}^2} = \frac{\sqrt{M_{D01}^2 + M_{D02}^2}}{M_{D00}} \quad (\text{I.30})$$

Il est possible de produire du dichroïsme en faisant traverser la lumière dans un réseau de grille absorbant les composantes du champ électrique parallèlement à l'orientation de ces dernières. C'est par exemple le cas pour des polariseurs linéaires dichroïques. L'inconvénient de ces systèmes optiques est leur sensibilité en longueur d'onde.

Une simple lame de verre à face parallèle, inclinée à l'angle de Brewster, permet de séparer un faisceau incident en deux, le faisceau transmis ayant tendance à se polariser de manière rectiligne.

Enfin, en exploitant la biréfringence linéaire de certains matériaux comme le quartz, il est possible de produire un faisceau polarisé. Par exemple, un prisme de Glan Taylor est composé de deux matériaux biréfringents identiques taillés en prisme séparés par une fine couche d'air. On engendre alors deux faisceaux de polarisations rectilignes orthogonales dont les directions sont le long des deux axes propres du biréfringent (axe rapide ou lent). A l'interface prisme/air, l'un des faisceaux sera totalement réfléchi permettant de produire à la sortie de ce système optique un faisceau polarisé rectilignement de haute qualité.

Un exemple de l'action d'un polariseur linéaire parfait sur une lumière non polarisée est schématisé Figure I.4.

2.1.2- Retardateurs

Un élément retardateur (ou "biréfringent" ou "déphaseur") modifie la phase du champ électrique incident sans en altérer l'amplitude. Il peut s'agir par exemple d'un milieu uniaxe qui possède deux indices de réfraction différents notés n_1 et $n_2 \neq n_1$. Cela aura pour conséquence d'engendrer un retard de phase entre les deux états propres associés à ces deux indices.

On caractérise un élément biréfringent d'épaisseur e par sa retardance global (ou déphasage)

$$R = |\phi_2 - \phi_1| = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n e \quad \text{avec } 0^\circ \leq R \leq 180^\circ \quad (\text{I.31})$$

où ϕ_2 et ϕ_1 sont les déphasages associés aux états propres orthogonaux du biréfringent, $\Delta n = |n_2 - n_1|$ est la biréfringence du milieu.

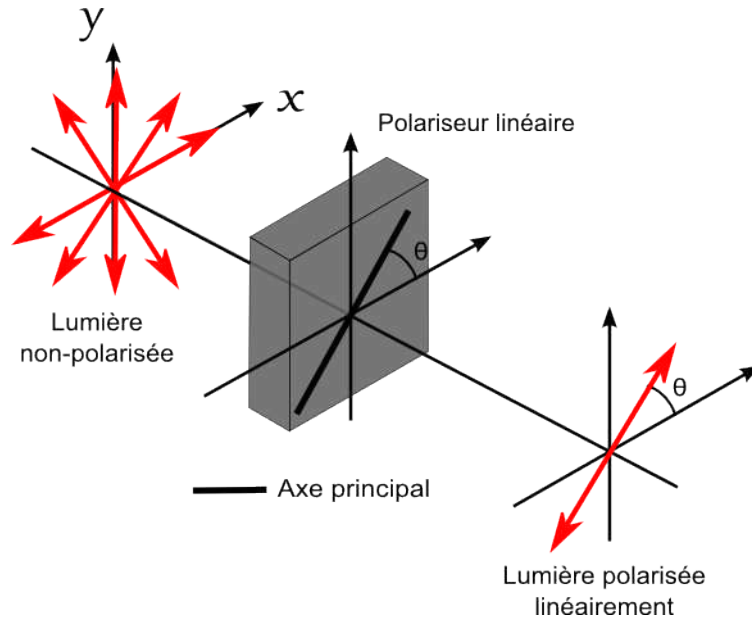


FIGURE I.4 – Action d'un polariseur linéaire sur une lumière non polarisée

Remarque : Cette relation est valable pour des éléments biréfringents dont l'axe optique est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde.

Comme pour l'élément dichroïque, chaque composante du champ électrique incident se comportera différemment en traversant le milieu déphaseur suivant la direction de ses axes propres, d'où l'introduction du vecteur retardance

$$\vec{R} = R \begin{bmatrix} R_H \\ R_{45^\circ} \\ R_C \end{bmatrix} \quad (\text{I.32})$$

où

- R_H est la retardance linéaire horizontale, avec $-180^\circ \leq R_H \leq 180^\circ$,
- R_{45° est la retardance linéaire à $+45^\circ$, avec $-180^\circ \leq R_{45^\circ} \leq 180^\circ$
- R_C la retardance circulaire, avec $-180^\circ \leq R_C \leq 180^\circ$.

A partir de ces derniers paramètres, la retardance linéaire peut se retrouver avec la relation

$$R_L = \sqrt{R_H^2 + R_{45^\circ}^2} \quad \text{avec } 0^\circ \leq R_L \leq 180^\circ \quad (\text{I.33})$$

Un élément retardateur est dit linéaire s'il ne présente pas de retardance circulaire ($R_C = 0$). On peut réécrire le vecteur \vec{R} avec les composantes d'orientation α_R et d'ellipticité ϵ_R de l'état propre possédant l'indice de réfraction le plus faible (axe rapide) de la façon suivante

$$\vec{R} = R \begin{bmatrix} \cos(2\epsilon_R)\cos(2\alpha_R) \\ \cos(2\epsilon_R)\sin(2\alpha_R) \\ \sin(2\epsilon_R) \end{bmatrix} \quad (\text{I.34})$$

Lu et Chipman ont proposé de réécrire cet élément dans le formalisme de Mueller en passant par la matrice réduite 3×3 de retardance, notée $[m_R]$,

$$[M_R] = \begin{bmatrix} m_{R00} & m_{R01} & m_{R02} & m_{R03} \\ m_{R10} & m_{R11} & m_{R12} & m_{R13} \\ m_{R20} & m_{R21} & m_{R22} & m_{R23} \\ m_{R30} & m_{R31} & m_{R32} & m_{R33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & [m_R] \end{bmatrix} \quad (\text{I.35})$$

$$\text{avec } [m_R]_{ij} = \delta_{ij}\cos(R) + R_i R_j (1 - \cos(R)) \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{ijk} R_k \sin(R) \quad (\text{I.36})$$

où $\vec{0}$ est le vecteur nul, δ_{ij} est l'opérateur de Kronecker et ε_{ijk} est l'opérateur de permutation de Levi-Civita et m_{Rij} , avec $i, j = 1, 2, 3$, sont les éléments de la matrice réduite de retardance.

Remarque : La matrice de Mueller d'un retardateur est une matrice unitaire (déterminant égal à 1) orthogonale, d'où la relation ci-dessous

$$[M_R]^{-1} = [M_R] \quad (\text{I.37})$$

Les éléments m_{Rij} sont reliés aux paramètres de la retardance par

$$R = \cos^{-1}\left(\frac{\text{Tr}([M_R])}{2} - 1\right) \quad (\text{I.38})$$

$$\vec{R} = \frac{R}{2\sin(R)} \begin{bmatrix} m_{R23} - m_{R32} \\ m_{R31} - m_{R13} \\ m_{R12} - m_{R21} \end{bmatrix} \quad (\text{I.39})$$

Des exemples d'éléments optiques retardateurs représentés en matrices de Jones et de Mueller sont exposés en Annexes 4 et 5.

Certains matériaux naturels présentent de la biréfringence linéaire, tels que les cristaux de calcite ou de mica, souvent utilisés pour fabriquer des lames de phase. Par exemple, on peut citer des lames demi-onde lorsque le déphasage est égal à π et des lames quart-d'onde lorsqu'il est égal à $\pi/2$.

Des éléments biréfringents dont le retard peut être induit par application d'un champ électrique (des cristaux liquides ou les cellules de Pockels) ou d'une contrainte mécanique (modulateurs photo-élastique), sont essentiels en polarimétrie pour commuter de manière rapide entre différents états de polarisation.

Par ailleurs, certains tissus biologiques se comportent comme des biréfringents linéaires, tels que le collagène fibrillaire de type I, ce qui est illustré par les applications du microscope de Mueller à balayage décrit dans le chapitre III.

L'action d'un biréfringent linéaire est représentée Figure I.5.

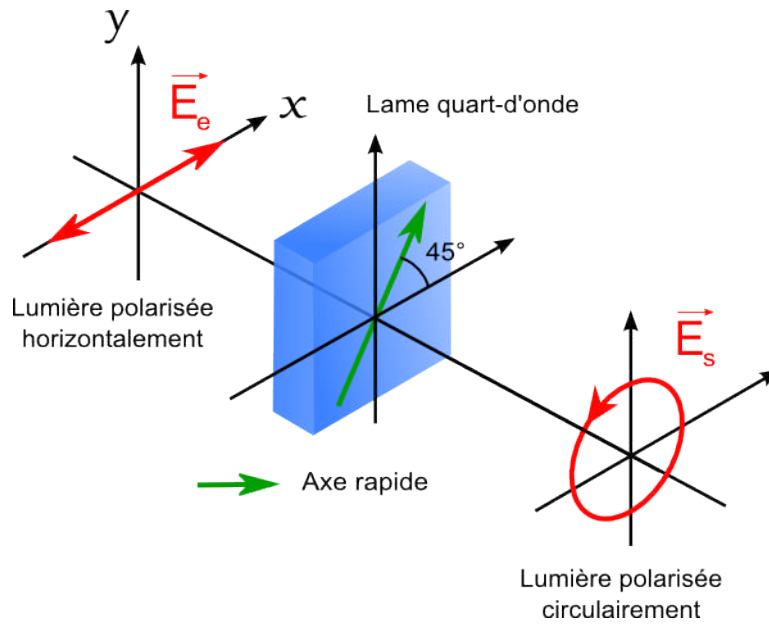


FIGURE I.5 – Action d'une lame quart d'onde, dont l'axe rapide est orienté à 45° , sur une lumière polarisée linéairement.

2.1.3- Dépolariseurs

Contrairement aux éléments optiques précédents, un dépolariseur transforme un état totalement polarisé en un état partiellement polarisé; on dit alors que le milieu induit de la dépolarisation. Ce phénomène apparaît dès qu'un moyennage spatial, temporel ou spectral des propriétés polarimétriques a lieu au niveau de la détection. La dépolarisation engendrée par un milieu provient essentiellement du phénomène de diffusion de la lumière et dépend fortement de la géométrie de détection utilisée lors de la mesure.

Un milieu qui dépolarise peut être modélisé, dans le formalisme de Stokes-Mueller, par un dépolariseur dont la forme la plus générale est la suivante

$$[M_\Delta] = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & [m_\Delta] \end{bmatrix} \quad (\text{I.40})$$

avec $[m_\Delta]$, la matrice réduite 3×3 . Le cas le plus simple est celui d'un dépolariseur total, où un vecteur de Stokes quelconque est transformé en un autre vecteur de Stokes décrivant une lumière totalement non polarisée. La matrice de Mueller associée est alors

$$[M_{\Delta total}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.41})$$

Si la dépolarisation induite est partielle et que le milieu dépolarise de la même manière tous les états de polarisation incidents (dépolarisation isotrope), la matrice de Mueller de l'élément s'écrit sous la forme

$$[M_{\Delta partial}^{iso}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a \end{bmatrix} \quad \text{avec } 0 \leq a \leq 1 \quad (\text{I.42})$$

Si la dépolarisation est différente pour chaque type d'état de polarisation incident (dépolariation anisotrope), la matrice associée devient

$$[M_{\Delta_{partiel}}^{ani}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c \end{bmatrix} \text{ avec } 0 \leq (|a|, |b|, |c|) \leq 1 \quad (\text{I.43})$$

Pour quantifier ce phénomène, on utilise le facteur de dépolarisation moyen qui correspond à la moyenne des facteurs principaux de $[m_{\Delta}]$

$$\Delta = 1 - \frac{|a| + |b| + |c|}{3} \text{ avec } 0 \leq \Delta \leq 1 \quad (\text{I.44})$$

On peut distinguer 3 cas de figures :

- $\Delta = 0$, l'élément n'est pas dépolariant.
- $0 < \Delta < 1$, l'élément est un dépolariateur partiel.
- $\Delta = 1$, l'élément est un dépolariateur total.

Le phénomène de dépolarisation peut être engendré après interaction de la lumière avec des éléments naturels ou manufacturés comme le lait, le papier blanc ou le métal [11]. Plus généralement, tout milieu hétérogène pour l'onde optique va engendrer de la dépolarisation [12].

L'action d'un élément dépolariant sur une lumière incidente polarisée linéairement est représentée Figure I.6.

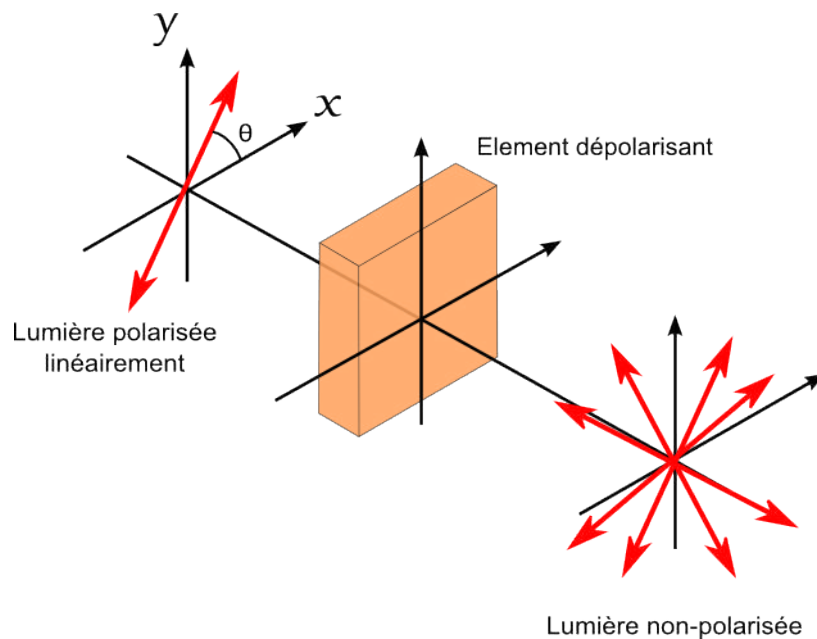


FIGURE I.6 – Action d'un élément dépolariant, sur une onde incidente polarisée rectilignement.

2.2- Décompositions des matrices de Mueller

Une matrice de Mueller composée de 16 éléments indépendants contient toute la réponse polarimétrique d'un échantillon. A partir de celle-ci, on est capable d'extraire des paramètres donnant des informations sur les processus physiques mis en jeu lors de l'interaction lumière/matière. Lorsque les trois effets polarimétriques cités précédemment sont susceptibles d'intervenir, il est alors difficile, à première vue, de les séparer et donc d'interpréter physiquement la mesure. Pour extraire spécifiquement chaque paramètre polarimétrique de la matrice mesurée, un certain nombre d'outils ont été développés faisant appel à des méthodes de décomposition. Nous verrons dans cette section que la plupart de ces méthodes demandent une connaissance *a priori* du milieu étudié mais débutent toutes par la distinction entre l'absence ou la présence de dépolarisation. Étant donné que les algorithmes de ces décompositions ont déjà fait l'objet d'études largement décrites dans la littérature, nous nous focaliserons uniquement sur une description des outils utilisés durant cette thèse.

2.2.1- Décompositions pour les milieux non-dépolarisants

Dans ce premier cas, on considère que seuls les effets de dichroïsme et de biréfringence sont présents dans le milieu, décrit alors par une matrice de Jones $[T]$, à laquelle on peut associer une matrice de Mueller-Jones non-dépolarisante $[M_J]$. La relation permettant de passer d'une matrice de Jones à une matrice Mueller-Jones est donnée par

$$[M_J] = A \cdot ([T] \otimes [T]^*) \cdot [A]^{-1} \quad \text{avec } [A]^{-1} = \frac{1}{2}[A]^\dagger \quad (\text{I.45})$$

où \otimes est le produit tensoriel, $*$ est l'opérateur conjugué complexe et $[A]$ la matrice suivante

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.46})$$

Notons que la réciproque n'est possible que si la matrice de Mueller ne présente pas de dépolarisation; en effet, une matrice de Jones est composée de 7 éléments indépendants (4 éléments complexes de la matrice 2×2 , auxquels on soustrait la phase absolue traduisant la propagation dans le milieu) et une matrice de Mueller quelconque $[M]$ en contient 16. Les conditions pour qu'une matrice de Mueller soit une Mueller-Jones ont fait l'objet de nombreux travaux [13, 14, 15]. Une condition nécessaire et suffisante a été proposée par Anderson et Barakat [13], consistant à construire une matrice de passage $[F]$ à partir de $[M]$ de la façon suivante

$$[F] = [A]^{-1} \cdot [M] \cdot [A] \quad (\text{I.47})$$

On définit une matrice $[N]$ à partir des coefficients de $[F]$ de dimension 4×4 , telle que

$$N_{ij,kl} = F_{ik,jl} \quad \text{avec } i, j, k, l = 1, 2 \quad (\text{I.48})$$

Cette matrice $[N]$, hermitienne est présentée en Annexe 6. $[N]$ est diagonalisable et possède 4 valeurs propres réelles λ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) associées à 4 matrices $[N_i]$ telle que

$$[N] = \lambda_0[N_0] + \lambda_1[N_1] + \lambda_2[N_2] + \lambda_3[N_3] \quad \text{avec } |\lambda_0| \geq |\lambda_1| \geq |\lambda_2| \geq |\lambda_3| \quad (\text{I.49})$$

Les matrices $[N_i]$ sont construites à partir de vecteurs propres colonnes \vec{W}_i orthogonaux entre eux telles que

$$[N_i] = \vec{W}_i \vec{W}_i^+ \quad (\text{I.50})$$

Pour que $[M]$ soit une matrice de Mueller-Jones, la relation suivante doit être vérifiée

$$[N]^2 = Tr([N]) \cdot [N] \quad (\text{I.51})$$

Cette dernière équation est satisfaite seulement si et seulement si $[N]$ possède une valeur propre non-nulle, les autres étant strictement nulles, c'est-à-dire

$$\lambda_0 = 2m_{00} \quad \text{et} \quad \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0 \quad (\text{I.52})$$

Parmi les nombreuses méthodes de décomposition d'une matrice de Mueller-Jones, citons la décomposition polaire introduite par Whitney [16]. Elle démontre que toute matrice de Jones peut se décomposer en un produit de matrices représentant des éléments simples (retardateur et diatténuateur). Plus tard, Gil et Bernabeu [17] ont repris cette décomposition polaire pour des matrices de Mueller non-dépolarisantes (ou matrice de Mueller-Jones), telle que

$$[M_J] = [M_R] \cdot [M_D] \quad (\text{I.53})$$

où $[M_D]$ correspond à la matrice de Mueller d'un diatténuateur elliptique partiel et $[M_R]$ à celle d'un retardateur elliptique. Cette matrice de Mueller-Jones peut être développée en utilisant les expressions I.25 et I.35 sous la forme

$$[M_J] = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & [m_R] \end{bmatrix} \cdot T_0 \begin{bmatrix} 1 & \vec{D}^T \\ \vec{D} & [m_D] \end{bmatrix} = T_0 \begin{bmatrix} 1 & \vec{D}^T \\ [m_R]\vec{D} & [m_R][m_D] \end{bmatrix} \quad (\text{I.54})$$

La détermination de chacune des matrices se fait en deux temps. Tout d'abord, la transmittance T_0 et le vecteur diatténuation \vec{D} s'obtiennent directement de la matrice de Mueller-Jones via les relations

$$T_0 = M_{J_{00}} \quad (\text{I.55})$$

$$\vec{D} = \frac{1}{M_{J_{00}}} \begin{bmatrix} M_{J_{01}} \\ M_{J_{02}} \\ M_{J_{03}} \end{bmatrix} \quad (\text{I.56})$$

Puis, la diatténuation est déterminée par la norme du vecteur \vec{D} , via la relation I.26. Enfin, par une simple inversion de la matrice I.53, on isole la matrice de retardance

$$[M_R] = [M_J] \cdot [M_D]^{-1} \quad (\text{I.57})$$

La valeur de la retardance et son vecteur associé \vec{R} sont données par les relations **I.38** et **I.39**.

Remarque : Il est possible d'inverser l'ordre des matrices du diatténuateur et du retardateur sous la forme

$$[M_J] = [M'_D] \cdot [M'_R] = T_0 \begin{bmatrix} 1 & \vec{D}'^T [m_R] \\ \vec{D}' & [m'_D][m'_R] \end{bmatrix} \quad (\text{I.58})$$

Étant donné que la matrice d'un retardateur est orthogonale ($[M_R] \cdot [M_R]^T = 1$), par identification de l'équation **I.54** avec **I.58**, on trouve que

$$[M'_R] = [M_R] \quad (\text{I.59})$$

$$[M'_D] = [M_R] \cdot [M_D] \cdot [M_R]^T \quad (\text{I.60})$$

On remarque la matrice du retardateur $[M'_R]$ reste inchangée, contrairement à la matrice de diatténuation $[M'_D]$, déterminée par une autre expression du vecteur diatténuation \vec{D} , telle que

$$\vec{D}' = \frac{1}{M_{J_{00}}} \begin{bmatrix} M_{J_{10}} \\ M_{J_{20}} \\ M_{J_{30}} \end{bmatrix} \quad (\text{I.61})$$

Selon le choix de l'une ou l'autre des décompositions, les valeurs de D et R restent inchangées, ainsi que les valeurs de α_R et ϵ_R . Par contre, les valeurs de α_D et ϵ_D changent d'une décomposition à l'autre. Cependant, on ne peut pas dire quelle est la plus adaptée à la situation expérimentale réelle sans une connaissance *a priori* du milieu.

2.2.2- Décompositions pour les milieux dépolarisants

Décomposition de Lu et Chipman

Dans le cas le plus général où un milieu présente simultanément tous les différents effets polarimétriques, la décomposition la plus connue est celle introduite par Lu et Chipman en 1996 [10]. Elle permet de décomposer une matrice de Mueller $[M]$ en un produit de trois matrices de Mueller associées aux trois effets explicités précédemment

$$[M] = [M_\Delta] \cdot [M_R] \cdot [M_D] \quad (\text{I.62})$$

où $[M_D]$ la matrice de Mueller d'un diatténuateur (**I.25**), $[M_R]$ celle d'un retardateur (**I.35**) et $[M_\Delta]$ celle d'un dépolariseur, qui diffère de celle donnée en **I.40**, telle que

$$[M_\Delta] = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{P}_\Delta & [m_\Delta] \end{bmatrix} \quad (\text{I.63})$$

avec \vec{P}_Δ est le vecteur polarisation du dépolariseur. Ce terme est introduit afin de satisfaire au nombre degré de liberté associé à la dépolarisation. En effet, chaque matrice de Mueller est composée de 16 éléments indépendants. Or le diattenuateur est décrit par 4 paramètres (T_0 , D , α_D , ϵ_D), le retardateur par 3 paramètres (R , α_R , ϵ_R) et le dépolariseur par 6 paramètres (Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 et les trois axes associés). Donc une description cohérente des 16 paramètres de Mueller ne peut être satisfaite qu'en rajoutant 3 degrés de liberté au dépolariseur d'où l'introduction de ce vecteur polarisation.

Le produit des trois matrices donne

$$[M] = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{P}_\Delta & [m_\Delta] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & [m_R] \end{bmatrix} \cdot T_0 \begin{bmatrix} 1 & \vec{D}^T \\ \vec{D} & [m_D] \end{bmatrix} \quad (\text{I.64})$$

et la matrice finale prend la forme

$$[M] = T_0 \begin{bmatrix} 1 & \vec{D}^T \\ \vec{P} & [m] \end{bmatrix} \quad (\text{I.65})$$

où \vec{P} est le vecteur polarisation de la matrice $[M]$, \vec{D} le vecteur diatténuation et $[m]$ la matrice de Mueller réduite 3×3

$$[m] = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{I.66})$$

En partant de l'équation **I.64**, l'algorithme de décomposition de Lu et Chipman détermine d'abord M_D , puis M_Δ et finalement M_R .

La transmittance non polarisée et le vecteur de diatténuation \vec{D} sont directement accessibles à partir de la matrice $[M]$ par

$$T_0 = m_{00} \quad (\text{I.67})$$

$$\vec{D} = \frac{1}{m_{00}} \begin{bmatrix} m_{01} \\ m_{02} \\ m_{03} \end{bmatrix} \quad (\text{I.68})$$

Par analogie avec la relation **I.28**, la connaissance de ce vecteur nous donne donc accès à la valeur de diatténuation D de l'équation **I.29**, ainsi qu'à sa matrice réduite avec la relation **I.26**. On peut donc reconstruire la matrice $[M_D]$ de la relation **I.25**.

Ensuite, connaissant $[M_D]$, on calcule une matrice $[M']$, telle que

$$[M'] = [M] \cdot [M_D]^{-1} = [M_\Delta] \cdot [M_R] \quad (\text{I.69})$$

La matrice $[M']$ est donc dépourvue de diatténuation mais possède une polarisation non-nulle et prend la forme suivante

$$[M'] = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{P}_\Delta & [m'] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{P}_\Delta & [m_\Delta] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & [m_R] \end{bmatrix} \quad (\text{I.70})$$

L'expression du vecteur polarisation \vec{P}_Δ est donc directement extraite de $[M']$

$$\vec{P}_\Delta = \begin{bmatrix} m'_{10} \\ m'_{20} \\ m'_{30} \end{bmatrix} = \frac{\vec{P} - [m]\vec{D}}{1 - D^2} \text{ avec } \vec{P} = \frac{1}{m_{00}} \begin{bmatrix} m_{10} \\ m_{20} \\ m_{30} \end{bmatrix} \quad (\text{I.71})$$

L'équation **I.70** fournit la matrice 3×3 définie par le produit de matrice

$$[m'] = [m_\Delta] \cdot [m_R] \quad (\text{I.72})$$

Étant donné que $[m_R]$ est orthogonale, $[m_R]^{-1} = [m_R]^T$, ce qui permet de former la sous-matrice

$$[m'] \cdot [m']^T = [m_\Delta] \cdot [m_R] ([m_\Delta] \cdot [m_R])^T = [m_\Delta]^2 \quad (\text{I.73})$$

On nomme ζ_1 , ζ_2 et ζ_3 , les valeurs propres de la sous-matrice $[m'] \cdot [m']^T$; en appliquant le théorème de Cayley-Hamilton, on forme la relation

$$[m_\Delta] = \pm \left[[m'] \cdot [m']^T + \left(\sqrt{\zeta_1 \zeta_2} + \sqrt{\zeta_2 \zeta_3} + \sqrt{\zeta_1 \zeta_3} \right) [I_3] \right]^{-1} \\ \times \left[\left(\sqrt{\zeta_1} + \sqrt{\zeta_2} + \sqrt{\zeta_3} \right) [m'] \cdot [m']^T + \sqrt{\zeta_1 \zeta_2 \zeta_3} [I_3] \right] \quad (\text{I.74})$$

où le signe \pm correspond au signe du déterminant de la matrice $[m']$ et $[I_3]$ est la matrice identité 3×3 .

Les relations **I.71** et **I.74** permettent de déterminer entièrement la matrice de dépolarisation $[M_\Delta]$. Par une simple inversion de matrice, on remonte directement à la matrice du retardateur

$$[M_R] = [M_\Delta]^{-1} \cdot [M'] \quad (\text{I.75})$$

En conclusion, cette méthode de décomposition permet de remonter à l'ensemble des propriétés polarimétriques du milieu d'étude, décrit comme un élément optique complexe, en faisant la distinction entre les effets de dichroïsme, de biréfringence et de dépolarisation.

Pour évaluer la dépolarisation, on a introduit le facteur Δ défini à l'équation **I.44** à partir de la matrice du dépolariseur $[m_\Delta]$. Cependant, la quantification de ce phénomène peut devenir complexe, par exemple si le dépolariseur est anisotrope car le degré de polarisation de l'onde transmise varie avec l'état de polarisation incident. Il nous faut donc une mesure moyenne du pouvoir dépolarisant d'un tel système optique. Au cours de cette thèse, on utilise plutôt l'indice de dépolarisation P_D qui est directement accessible à partir de la matrice $[M]$ "brute" expérimentale (donc sans passer par l'étape de décomposition de celle-ci), définit de la façon suivante

$$P_D = \sqrt{\frac{\sum_{i,j=0}^3 m_{ij}^2 - m_{00}^2}{3m_{00}^2}} \quad \text{avec } 0 \leq P_D \leq 1 \quad (\text{I.76})$$

On peut distinguer trois situations selon la valeur de P_D :

- $P_D = 0$, l'élément est un dépolariseur total.
- $0 \leq P_D \leq 1$, l'élément est un dépolariseur partiel.
- $P_D = 1$, l'élément n'est pas dépolarisant.

Autres méthodes de décomposition

En se penchant plus en détail sur la décomposition de Lu et Chipman, on peut se demander si l'ordre des termes dans le produit de matrices a une importance : J. Morio et F. Goudail ont démontré que ce produit ne correspond pas toujours à une situation physiquement réalisable [18]. En effet, l'équation I.62 suppose que la lumière rencontre les trois effets polarimétriques séquentiellement dans un ordre bien défini. Il a donc été imaginé d'autres types d'arrangement susceptibles de correspondre aux différents types de situations expérimentales.

Parmi ces méthodes de décomposition, on peut citer par exemple les décompositions de types "forward" et "reverse" construisant 6 arrangements en deux familles. La famille $F_{\Delta D}$ où le diattenuateur précède le dépolariseur et la famille $F_{D\Delta}$ où le diattenuateur suit le dépolariseur, dont le détail est présenté ci-dessous

$$[M] = [M_{\Delta 1}] \cdot [M_{R1}] \cdot [M_{D1}] \quad (\text{I.77})$$

$$[M] = [M_{\Delta 2}] \cdot [M_{D2}] \cdot [M_{R2}] \quad (\text{I.78})$$

$$[M] = [M_{R3}] \cdot [M_{\Delta 3}] \cdot [M_{D3}] \quad (\text{I.79})$$

$$[M] = [M_{D4}] \cdot [M_{R4}] \cdot [M_{\Delta 4}] \quad (\text{I.80})$$

$$[M] = [M_{R5}] \cdot [M_{D5}] \cdot [M_{\Delta 5}] \quad (\text{I.81})$$

$$[M] = [M_{D6}] \cdot [M_{\Delta 6}] \cdot [M_{R6}] \quad (\text{I.82})$$

Les valeurs de R, D et de Δ diffèrent d'une famille à l'autre mais sont identiques au sein de chacune d'entre elle. On se rend donc compte que le choix d'une décomposition va être crucial dans la description de ce qui se passe réellement au sein du milieu. En particulier, il a été montré [18] que la famille $F_{\Delta D}$ donne toujours un triplet de matrices physiques et singulières, contrairement à la seconde, notamment si le milieu possède une forte diatténuation et une fort pouvoir dépolarisant. Pour parer à ce problème, R. Ossikovski a introduit une décomposition appelée "décomposition inverse" re-précisant les formes du diattenuateur et du dépolariseur pour ces décompositions de famille $F_{D\Delta}$ [19].

Il est donc recommandé d'utiliser la décomposition qui est le plus fidèle à la situation expérimentale nécessitant une connaissance "à priori" de la réponse du milieu.

Finalement, on peut aussi citer d'autres types de décomposition de la matrice de Mueller dont certaines ont fait l'objet d'une discussion plus poussée [20] :

- La décomposition symétrique, permet de travailler avec la matrice diagonale d'un dépolariseur vu à l'équation I.43, à partir d'un produit de cinq matrices [21]. Cette méthode a été validée expérimentalement [22] et semble prometteuse pour l'étude en réflexion diffuse des milieux biologiques.
- La décomposition logarithmique, qui considère que les effets polarimétriques n'interviennent pas de manière séquentielle mais simultanément dans l'échantillon [23].
- La décomposition en somme, consistant à décomposer la matrice expérimentale $[M]$ en somme de sous-matrices non-dépolarisantes [24]. Grâce aux valeurs propres associées à $[M]$, chacune de ces sous-matrices peut-être décomposées suivant les paramètres de diatténuation ou de retardance par la décomposition polaire.

2.3- Filtrage du bruit des matrices de Mueller expérimentales

La mesure d'une matrice de Mueller expérimentale est entachée d'erreurs. La conséquence est une propagation de cette erreur sur les paramètres physiques issus de la décomposition. Pour filtrer l'information non-physique associée au bruit, une méthode de filtrage proposée par S.R. Cloude [24] se base sur une décomposition d'une matrice quelconque $[M]$ en somme de matrices non-dépolarisantes $[M_i]$, de la façon suivante

$$[M] = \frac{1}{2}(\lambda_0[M_0] + \lambda_1[M_1] + \lambda_2[M_2] + \lambda_3[M_3]) \quad (\text{I.83})$$

où les coefficients λ_0 , λ_1 , λ_2 et λ_3 correspondent aux valeurs propres de la matrice $[N]$ de l'équation I.49. Dans le cas de la mesure d'une matrice de Mueller associée à un milieu non-dépolarisant, le bruit de mesure conduit à des valeurs propres $\lambda_1 \approx 0$, $\lambda_2 \approx 0$ et $\lambda_3 \approx 0$. De plus, elles peuvent être négatives, ce qui conduit à des résultats non-physiques. En fixant $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0$, la matrice de Mueller peut se résumer alors sous la forme d'une matrice de Mueller-Jones :

$$[M_J] = \frac{\lambda_0}{2}[M_0] \quad (\text{I.84})$$

Cette approche permet alors de filtrer une partie du bruit expérimental. Une décomposition polaire permet ensuite d'extraire les valeurs de diatténuation et de retardance. Cependant, il faut faire attention à ne pas employer cette méthode pour les milieux dépolarisants car les matrices $[M_1]$, $[M_2]$ et $[M_3]$ contiennent l'information de dépolarisation.

Pour discriminer le bruit de mesure de l'effet de dépolarisation, on peut citer un algorithme développé par F. Le Roy-Brehonnet [25], repris dans la thèse de F. Boulvert [26]. Tout d'abord, on évalue une matrice d'écart-type $[S]$ caractérisant les incertitudes sur les coefficients m_{ij} de la matrice de Mueller expérimentale $[M]$. Ensuite, on introduit la norme de Frobenius d'une matrice quelconque $[X]$ de dimension $n \times n$ avec l'expression

$$\|X\|_F = \sqrt{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{n-1} |X_{ij}|^2} = \sqrt{\text{Tr}([X]^\dagger [X])} \quad (\mathbf{I.85})$$

Cette dernière relation nous permet de calculer alors les normes de Frobenius $\|S\|_F$ et $\|\Delta M\|_F$ où

$$\|\Delta M\|_F = \|M - M_J\|_F \quad (\mathbf{I.86})$$

avec M est la matrice expérimentale et M_J est la matrice de Mueller-Jones obtenue par l'équation **I.84**.

En comparant $\|S\|_F$ et $\|\Delta M\|_F$, on met en évidence deux situations :

- Si $\|\Delta M\|_F \leq \|S\|_F$: la différence entre M et M_J est uniquement due aux erreurs expérimentales. Le milieu étudié est donc non-dépolarisant.
- Si $\|\Delta M\|_F \geq \|S\|_F$: soit la mesure est erronée et ne correspond pas à un système optique physiquement réalisable, soit le milieu est dépolarisant.

3- Techniques expérimentales en polarimétrie de Mueller

Au cours des dernières années, un certain nombre de techniques de polarimétrie ont été mises en œuvre permettant d'engendrer deux principales familles :

- la polarimétrie de Stokes, basée sur la mesure de la polarisation d'une onde,
- la polarimétrie de Mueller, basée sur la signature polarimétrique d'un milieu.

Dans cette partie, on présente le principe de la polarimétrie de Mueller ainsi que les différents moyens existants pour générer et analyser les états de polarisation. En effet, en vue du développement expérimental envisagé dans cette thèse, il est important de situer les choix dans la configuration expérimentale retenue du polarimètre. Enfin, quelques exemples de systèmes imageurs polarimétriques de Mueller sont présentés.

3.1- Principe de base de la polarimétrie de Mueller

Depuis des années, une multitude de polarimètres de Mueller a vu le jour mais tous sont basés sur le même principe de base, schématisé Figure I.7.

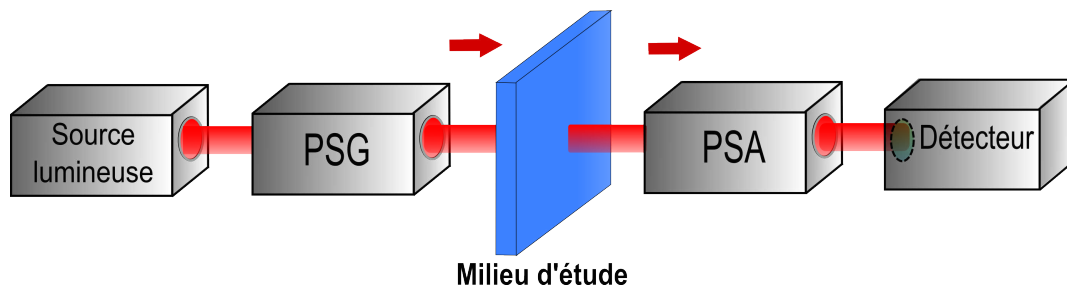


FIGURE I.7 – Principe de base d'un polarimètre de Mueller (en configuration transmission).

Le polarimètre est dit "complet" s'il mesure les 16 coefficients de la matrice de Mueller et incomplet dans le cas contraire. S'il est complet, un générateur d'états de polarisation, noté PSG (*Polarization State Generator*), met en forme au moins 4 états de polarisation différents. Après interaction avec le milieu d'étude, la modification de chacun de ces états va être analysée à travers au moins 4 configurations différentes d'un analyseur d'états de polarisation, noté PSA (*Polarization State Analyzer*). Ainsi, on obtient un système d'équations (16 au minimum) qui permet de remonter aux 16 coefficients de la matrice. Bien évidemment, on peut produire plus de 16 états de polarisation ce qui nous amène à surdéterminer le système.

Pour calculer la matrice de Mueller $[M]$ du milieu d'étude, on définit les matrices associées au système :

- $[W]$ est la matrice de modulation, dont les colonnes sont les vecteurs de Stokes des états de polarisation engendrés par le PSG.

- $[A]$ est la matrice d'analyse, dont les lignes sont les vecteurs de Stokes des états de polarisation formés par le PSA.
- $[B]$ est la matrice dont les coefficients correspondent aux intensités mesurées par le détecteur.

La relation entre les différentes matrices définies au dessus est

$$[B] = [A].[M].[W] \quad (\mathbf{I.87})$$

En inversant le système, on retrouve donc la matrice de Mueller de l'échantillon

$$[M] = [A]^{-1}.[B].[W]^{-1} \quad (\mathbf{I.88})$$

Cette dernière relation suppose que les matrices $[W]$ et $[A]$ soient inversibles (c'est-à-dire non-singulières). Il existe un nombre important de combinaisons d'états de polarisation permettant de générer des matrices $[W]$ et $[A]$ inversibles mais elles ne sont pas forcément optimisées face au bruit expérimental. Pour que les matrices $[W]$ et $[A]$ soient bien "conditionnées" (c'est-à-dire les plus différentes de matrices non-inversibles), des outils sur l'évaluation de la propagation des erreurs ont été développés dans le cadre de la polarimétrie. On peut citer les plus couramment utilisés :

- Le nombre de conditionnement $C([M])$ [27, 28], appliqué à une matrice $[M]$ (où $C([M]) \geq 1$). Ce nombre vaut 1, pour les matrices singulières et $+\infty$ pour les matrices idéalement conditionnées. Ce critère évalue donc la singularité d'une matrice et donne accès à sa capacité à propager les erreurs. Mais il ne prend pas en compte la redondance des équations [29].
- Le critère EWV [30] évalue la propagation globale du bruit expérimental à travers le système. Plus le nombre EWV est petit, plus l'effet du bruit est faible. Contrairement au précédent critère, celui-ci permet d'appréhender la redondance des équations dans la détermination des coefficients de Mueller.

Les imperfections inhérentes au PSG et aux PSA sont sources d'erreurs systématiques, dont il est essentiel d'évaluer l'influence sur la mesure de la matrice de Mueller de l'échantillon ; cela passe alors par une étape de calibration. Étant donné son importance, cette étape a fait l'objet de nombreuses études [31, 32, 33, 34], proposant différentes solutions pour calibrer un polarimètre. Une des solutions consiste à modéliser de façon détaillée chaque élément composant le PSG et le PSA, ainsi que les sources d'erreurs [35, 36, 37, 38].

Cependant, lorsque la description de ces éléments est trop complexe, une méthode consiste à considérer le polarimètre comme une "boite noire" et à déterminer les matrices de génération $[W]$ et d'analyse $[A]$ des états de polarisation grâce à des mesures sur des échantillons connus (polariseur, lame de phase) [39].

Dans le cadre de cette thèse, les éléments composants le PSG et le PSA (polariseurs et lames de

phase) étant relativement simples à simuler, une modélisation détaillée sera envisagée.

Nous allons voir maintenant les différentes méthodes utilisées pour la génération et à l'analyse des états de polarisation.

3.2- Génération et analyse des états de polarisation

Pour mettre en forme la polarisation de l'onde lumineuse, les PSG et PSA sont composés de polariseurs linéaires, suivis de un ou plusieurs déphaseurs. Ces derniers éléments optiques possèdent des orientations et/ou des déphasages qui peuvent être fixes ou contrôlés à l'aide de commandes mécaniques ou électriques.

Dans la section suivante, nous allons distinguer trois domaines permettant d'effectuer une modulation de la polarisation de la lumière, à savoir :

- le domaine temporel,
- le domaine spectral,
- le domaine spatial.

3.2.1- Le domaine temporel

La méthode séquentielle de génération et d'analyse d'états de polarisation a connu depuis plusieurs années un développement important et est actuellement la plus répandue. La méthode consiste à acquérir séquentiellement au moins 16 intensités correspondant à 16 combinaisons différentes d'états de polarisation en génération et en analyse. La Figure I.8 représente le principe d'un montage type en polarimétrie de Mueller séquentielle.

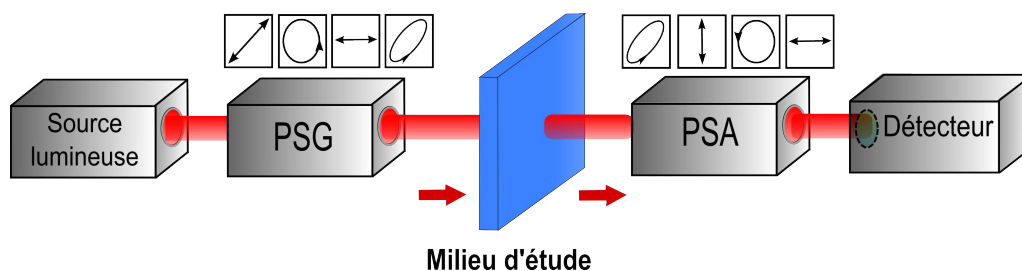


FIGURE I.8 – Principe d'un polarimètre de Mueller séquentiel

Pour réaliser un codage séquentiel, des lames de phases tournantes montées sur des moteurs de rotation pas-à-pas ou continus peuvent être employées [33] [40, 41, 42]. L'avantage de ce type d'approche est l'utilisation d'éléments optiques homogènes et peu sensibles à l'angle d'incidence mais reste relativement lent (les fréquences de modulation et d'analyse sont de l'ordre de quelques Hz).

En utilisant des modulateurs photoélastiques [43, 44, 45, 46], les fréquences de modulation peuvent atteindre plusieurs dizaines de kHz mais demandent une régulation en température précise.

Les modulateurs électro-optiques, comme les cellules de Pockels [47], permettent de contrôler électriquement le déphasage avec des fréquences de modulation de plusieurs dizaines de MHz. Cependant, ils possèdent aussi une grande sensibilité à la température, une fenêtre spectrale plus étroite que les modulateurs photoélastiques et nécessitent des tensions de commande élevées (jusqu'à plusieurs kV).

Les polarimètres de Mueller les plus répandus utilisent principalement des modulateurs à base de cristaux liquides [28] [48, 49, 50, 51]. Ces éléments présentent de nombreux avantages tels que leurs faibles coûts, leurs fréquences de modulation importantes (de quelques dizaines de Hz à quelques dizaines de kHz) et ils nécessitent de faibles tensions de commande (quelques volts). Parmi les cellules à cristaux liquides les plus couramment employées, il en existe deux types :

- les cristaux liquides nématiques agissent comme des lames de phase avec une orientation fixe des lignes neutres mais où le retard de phase linéaire varie en fonction de la tension de commande. Les temps de réponse sont de l'ordre de plusieurs millisecondes.
- les cristaux liquides ferroélectriques agissent comme des lames de retard avec un retard fixe mais dont l'orientation des lignes neutres bascule entre deux positions, séparées de 45°. La principale différence avec les cristaux nématiques est un temps de réponse bien inférieur, de l'ordre de quelques centaines de microsecondes.

Étant donné le temps nécessaire pour coder et décoder l'ensemble des états de polarisation indispensables à la détermination d'une matrice de Mueller, la limite fondamentale du codage temporel est la stabilité temporelle du milieu d'étude pendant la durée de mesure.

3.2.2- Le domaine spectral

En 1999, Oka a été le premier à exploiter le domaine spectral en développant un polarimètre de Stokes (ou encore "*channeled spectropolarimeter*") [52] capable de mesurer les 4 paramètres de Stokes d'une lumière incidente à partir d'un seul spectre $I(\lambda)$. Un des avantages de ce système est qu'il ne nécessite aucun élément actif (les lames de phase sont fixes pendant la mesure) contrairement au domaine temporel. Ensuite en 2007, Hagen [53, 54] a proposé l'idée d'un polarimètre de Mueller complet de type "*snapshot*" pour des applications en spectropolarimétrie (appelé "*Snapshot Mueller Matrix Spectropolarimeter*" ou *SMMSP*). En parallèle, le LSOL (Brest) a développé la première version expérimentale d'un polarimètre de Mueller "*instantané*" utilisant le codage spectral (appelé "*Snapshot Mueller Matrix Polarimeter*" ou *SMMP*) [55, 56].

Le principe de base consiste à attribuer à chaque longueur d'onde un état de polarisation particulier grâce à une source large bande et des lames de phase d'ordre élevé. Le PSG et le PSA sont fixes pendant la mesure et sont constitués de polariseurs linéaires et de lames de phase dont les épaisseurs et les orientations sont choisies judicieusement pour engendrer un nombre suffisant d'états de polarisation. Ce polarimètre permet alors l'acquisition de toute l'information polarimétrique du milieu grâce à l'analyse d'un seul spectre cannelé dont on exploite la composition "spectrale". L'amplitude et la phase des différentes fréquences du spectre sont liées aux coefficients de Mueller car le spectre cannelé est en effet modulé par la signature polarimétrique de l'échantillon. La Figure I.9 illustre le principe de la mesure d'une matrice de Mueller avec ce

type de polarimètre.

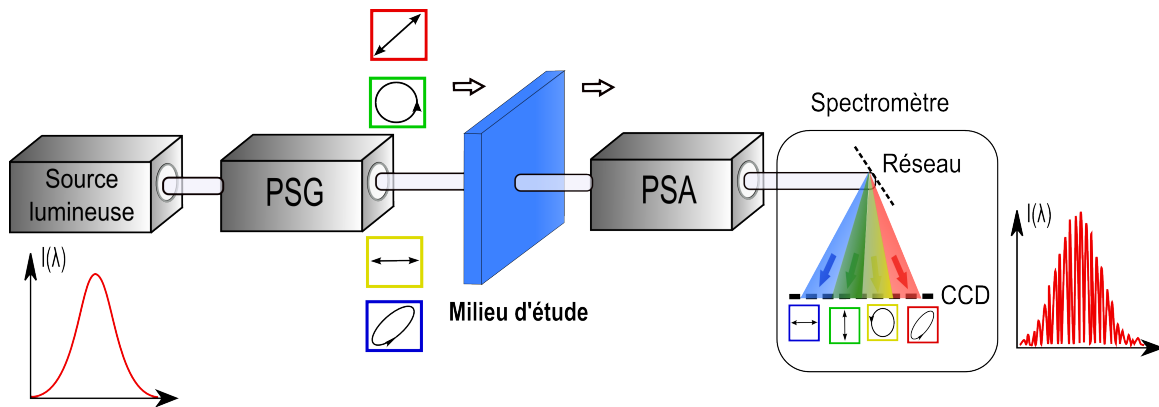


FIGURE I.9 – Schéma de principe d'un polarimètre de Mueller par codage spectral.

Le fait que ces blocs de codage et de décodage soient passifs apporte un avantage majeur en terme de robustesse et surtout de rapidité d'acquisition, uniquement limitée par le détecteur. A l'heure actuelle, avec cette approche il est possible d'atteindre des temps d'acquisition pour mesurer la réponse polarimétrique du milieu de quelques microsecondes. La limitation fondamentale de cette technique est que la signature polarimétrique du milieu ne doit pas trop évoluer en longueur d'onde dans la fenêtre d'analyse spectrale considérée.

3.2.3- Le domaine spatial

Il existe plusieurs possibilités pour exploiter le domaine spatial en polarimétrie et plus spécialement en imagerie polarimétrique. L'idée est de paralléliser au maximum l'information dans le domaine spatial afin de réduire le temps de mesure. On peut citer par exemple les polarimètres :

- "division of amplitude" (DoA ou DoAM) qui utilisent plusieurs détecteurs et des cubes séparateurs afin de paralléliser la génération et/ou l'analyse des états de polarisation [57, 58]. Cela donne naissance en général à des systèmes dont l'encombrement est important.
- "division of aperture" (DoAP) qui n'utilisent qu'un seul détecteur associé à un système imageur permettant d'obtenir de manière parallèle plusieurs images sur le même détecteur correspondant à des états de polarisation différents [59]. Cette méthode, plus compacte que la précédente, souffre néanmoins d'une perte de résolution spatiale pour l'imagerie.
- "division of focal-plane array" (DoF) qui intègrent directement au niveau de la caméra des microgrilles de polariseurs [60] permettant l'analyse simultanée, via des "super-pixels", d'une partie des propriétés polarimétriques de l'onde incidente [61]. Une perte de résolution spatiale est également engendrée par ce principe.

Cependant, aucune de ces méthodes ne permet d'obtenir la matrice de Mueller complète d'un échantillon. Plus récemment, un nouveau principe a été proposé par M.W. Kudenov [62, 63]

afin d'utiliser le domaine spatial pour obtenir une image polarimétrique de Mueller. Il s'agit de générer des interférences à partir de plusieurs faisceaux polarisés que l'on a séparés spatialement grâce à des réseaux de polarisation (*polarization gratings*). Ces réseaux permettent en effet de diffracter dans les ordres +1 et -1 deux ondes polarisées circulairement droite et gauche respectivement. En recombinaison des différents faisceaux ayant des séparations spatiales bien déterminées, on peut générer des interférences au niveau de l'échantillon, qui sont ensuite analysées et ré-imagées au niveau d'une caméra. Les franges d'interférence sont de cette manière modulées par la signature polarimétrique de l'échantillon. Afin de remonter à tous les coefficients de la matrice de Mueller, il faut générer au moins 16 fréquences spatiales et analyser leur amplitude et phase dans l'espace de Fourier spatial 2D. Cette méthode est en fait le pendant spatial de la polarimétrie de Mueller par codage spectral décrite dans le paragraphe précédent.

L'avantage principal de cette technique est qu'elle permet la mesure instantanée (1 seule acquisition) de l'image de Mueller d'un échantillon. Elle souffre malgré tout d'une perte intrinsèque de résolution spatiale. En effet, la signature polarimétrique de l'échantillon doit évoluer lentement par rapport à la période spatiale des franges d'interférences, afin d'éviter un recouvrement des différents canaux. De plus, le dispositif possède une complexité importante ce qui le rend difficilement intégrable dans un système d'imagerie microscopique commercial.

3.3- Développements en imagerie polarimétrique de Mueller

Nous venons de présenter les différentes approches pour coder/décoder les états de la polarisation (temporelle, spectrale et spatiale). Ces différentes approches peuvent être plus ou moins adaptées en fonction de l'information recherchée. En effet, il est parfois souhaitable de connaître les variations des coefficients de Mueller en fonction du temps, de la longueur d'onde ou des coordonnées spatiales (imagerie). Par exemple, il y aura une limitation à l'étude de la dynamique temporelle des coefficients de Mueller si on utilise un codage séquentiel de la polarisation pour mesurer ces coefficients.

Le but de la thèse est de développer un polarimètre de Mueller pouvant être intégré sur un microscope à balayage afin de réaliser de l'imagerie multimodale linéaire (Mueller) et non linéaire (SHG/TPEF). Ainsi, on s'intéressera uniquement aux polarimètres de Mueller imageurs existants dans la littérature, afin de pointer leur incapacité à être intégrés sur un microscope à balayage pour réaliser de l'imagerie multimodale en temps réel. Il existe 2 philosophies pour réaliser de l'imagerie de Mueller :

- l'imagerie plein champ,
- l'imagerie à balayage.

Le codage séquentiel est bien adapté à l'imagerie plein champ. Cela nécessite l'acquisition séquentielle de plusieurs images afin de reconstruire une image de Mueller. A l'heure actuelle, les dispositifs les plus rapides permettent de générer une image de Mueller en moins d'une seconde. L'approche séquentielle peut aussi s'envisager pour de l'imagerie à balayage mais nécessite la mesure d'images successives rallongeant considérablement le temps de mesure. En effet, le temps de mesure d'une matrice de Mueller dans cette philosophie est en général bien

supérieur au temps de résidence par pixel de l'imagerie à balayage.

Le codage spatial n'est adapté qu'à l'imagerie plein champ car il est basé sur la démodulation de franges d'interférences qui se forment sur une caméra. Le gros avantage est qu'une seule mesure est nécessaire pour obtenir une image de Mueller au détriment d'une perte de résolution spatiale, ce qui l'empêche d'être un bon candidat pour la microscopie.

Le codage spectral, sous une forme qui utilise un spectromètre, n'est pas envisageable pour de l'imagerie plein champ à cause de l'analyse spectrale. Il est par contre *a priori* adapté pour l'imagerie à balayage, sous réserve d'utiliser un spectromètre ayant une cadence d'acquisition compatible avec la vitesse de balayage des scanners.

Nous allons maintenant présenter quelques configurations de polarimètres de Mueller imageurs et les technologies associées.

3.3.1- Imagerie plein champ

L'imagerie plein champ consiste à former l'image de l'échantillon sur un détecteur pixellisé (caméra CCD ou CMOS). Ainsi, on obtient les caractéristiques polarimétriques d'un échantillon en tout point de l'image.

B. Laude-Boulesteix a repris le polarimètre de Mueller à cristaux liquides nématiques développé par A. De Martino en 2003 [64] pour l'amener en configuration d'imagerie en 2004 [65], illustrée Figure I.10.

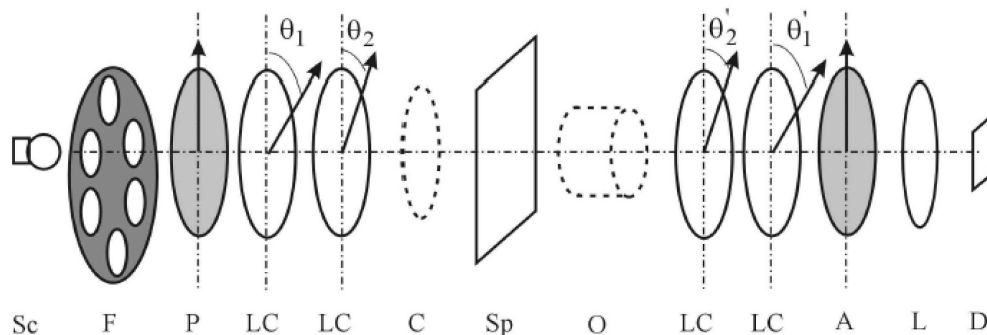


FIGURE I.10 – Schéma expérimental du polarimètre imageur à base de cristaux liquides développé par B. Laude-Boulesteix [65]. SC : source lumineuse. F : filtre interférentiel (500 nm, 550 nm, 600 nm, 650 nm et 700 nm). P : polariseur linéaire. LCs : cristaux liquides à retards variables. Sp : échantillon. A : polariseur linéaire (analyseur). L : lentille. D : caméra CCD. C : Condenseur. O : objectif de microscope.

Une image pour chaque état de polarisation est acquise et est moyennée 15 fois pour atteindre un rapport signal sur bruit satisfaisant. Grâce à la rapidité de commutation des cristaux liquides composant le PSG et le PSA (de l'ordre de 60 ms), une image de Mueller peut être obtenue en quelques secondes.

Dans le but de réduire les temps de codage des états de polarisation par rapport à des nématiques, P.G. Ellingsen a proposé un polarimètre de Mueller à cristaux liquides ferro-électriques en 2010 [66]. Cette technique, permettant de mesurer des matrices de Mueller en 8

ms, a été déclinée en configuration d'imagerie en 2011 [67] dont le dispositif expérimental est présenté Figure I.11.

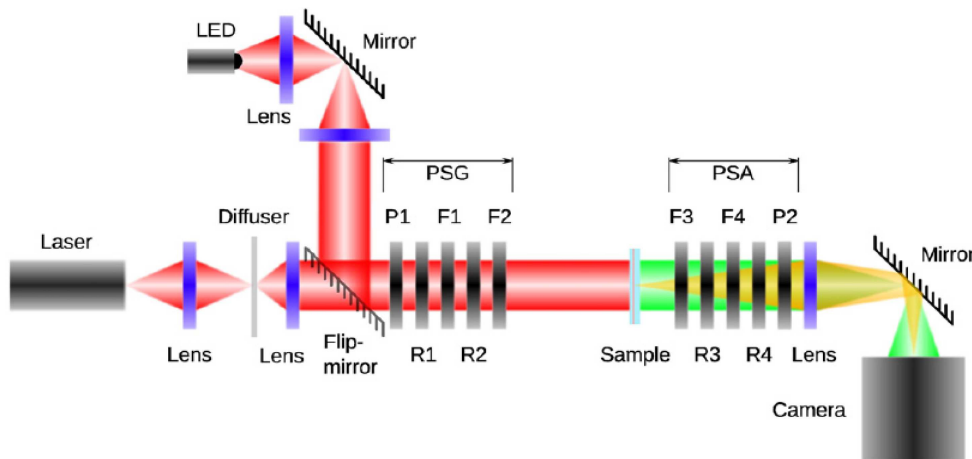


FIGURE I.11 – Schéma expérimental du polarimètre imageur à base de cristaux ferro-électriques développé par P.G. Ellingsen [67]. R1, R2, R3, R4 : lames quart-d'onde d'ordre 0, à 465 nm (R1/R4) et à 510 nm (R2/R3). P1 et P2 : polariseurs linéaires. F1, F2, F3 et F4 : cristaux ferro-électriques, à 510 nm (F1/F4) et à 1020 nm (F2/F3).

Les deux exemples précédents présentent des systèmes imageurs en transmission mais il en existe également dans la configuration en réflexion comme décrit les travaux de M. Anastasiadou en 2007 [68], dont le schéma de son dispositif expérimental est présenté Figure I.12.

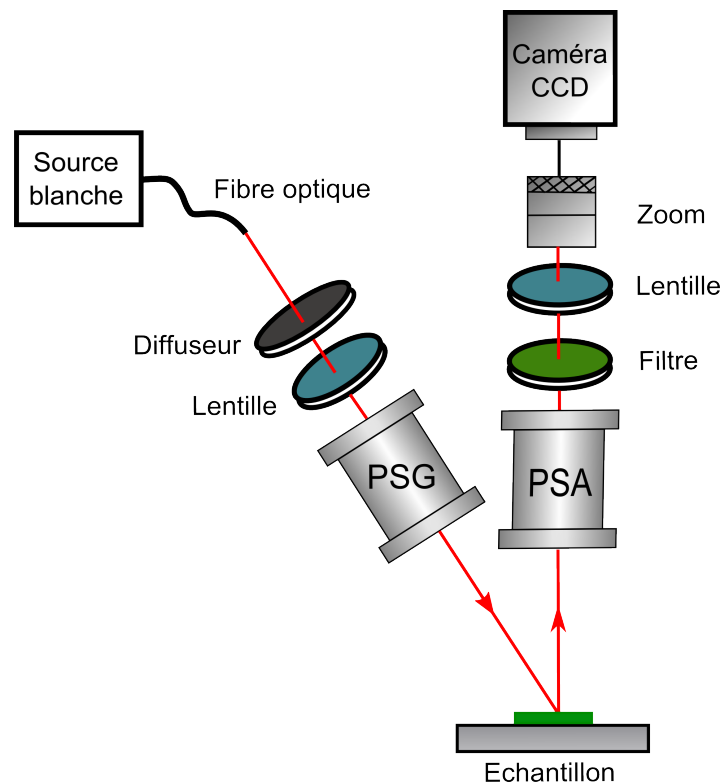


FIGURE I.12 – Schéma expérimental du polarimètre imageur en réflexion développé par M. Anastasiadou [68].

Chaque image est moyennée 7 fois, ce qui donne lieu à la génération d'une image de

Mueller de définition 256×256 en 11 s. Des filtres interférentiels sont placés après le PSA dans le but de réaliser des images de Mueller à différentes longueurs d'onde, de 500 nm à 700 nm.

En 2013, M. Mujat [69] a aussi décrit le développement d'un microscope polarimétrique utilisant des cristaux liquides en configuration transmission et réflexion, dont la modélisation (en Zemax@) et les photos du dispositif sont présentées Figure I.13.

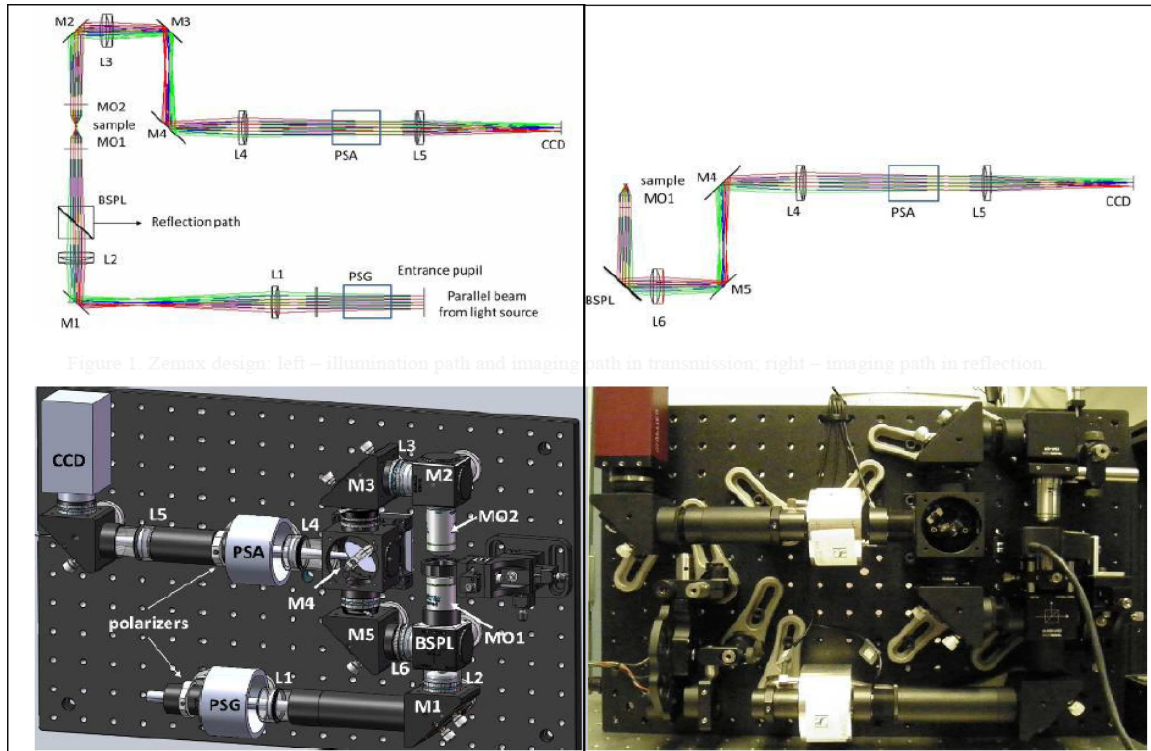


FIGURE I.13 – Modélisation opto-mécanique en Zemax@ et photo du dispositif expérimental proposé par M. Mujat [69] en configuration de transmission (à gauche) et en réflexion (à droite). M_i ($i = [1,5]$) : miroir réfléchissant. L_i ($i = [1,6]$) : lentille. BSPL (Non-Polarized Beam Splitter) : cube séparateur. MO_i ($i = [1,2]$) : objectif. DAQ (Data Acquisition) : carte d'acquisition. CCD : caméra.

Par une simple commutation d'un miroir plan après l'échantillon, son système est capable de passer simplement d'une configuration à l'autre. Une image de Mueller nécessite aussi 16 images d'intensité mais son intérêt vient de sa compacité ($30\text{cm} \times 46\text{cm}$) et qu'il est complètement automatisé.

En 2014, O. Arteaga a développé un microscope polarimétrique de Mueller par codage séquentiel, présenté Figure I.14. Les images d'intensité sont acquises par une caméra CMOS pendant que deux lames de phases tournantes modulent les états de polarisation continûment, technique qui s'inspire des travaux de R.M.A. Azzam en 1978 [70]. Pour chaque pixel, le signal modulé temporellement est analysé dans l'espace de Fourier afin de remonter aux coefficients de Mueller. Une photo du dispositif, ainsi qu'un schéma détaillé sont présentés Figure I.14.

Ce système permet d'obtenir une image de Mueller en 72 s avec une résolution axiale d'environ $1 - 2\mu\text{m}$ en utilisant un objectif 50X. Il a été implémenté ensuite sur un microscope commercial [71].

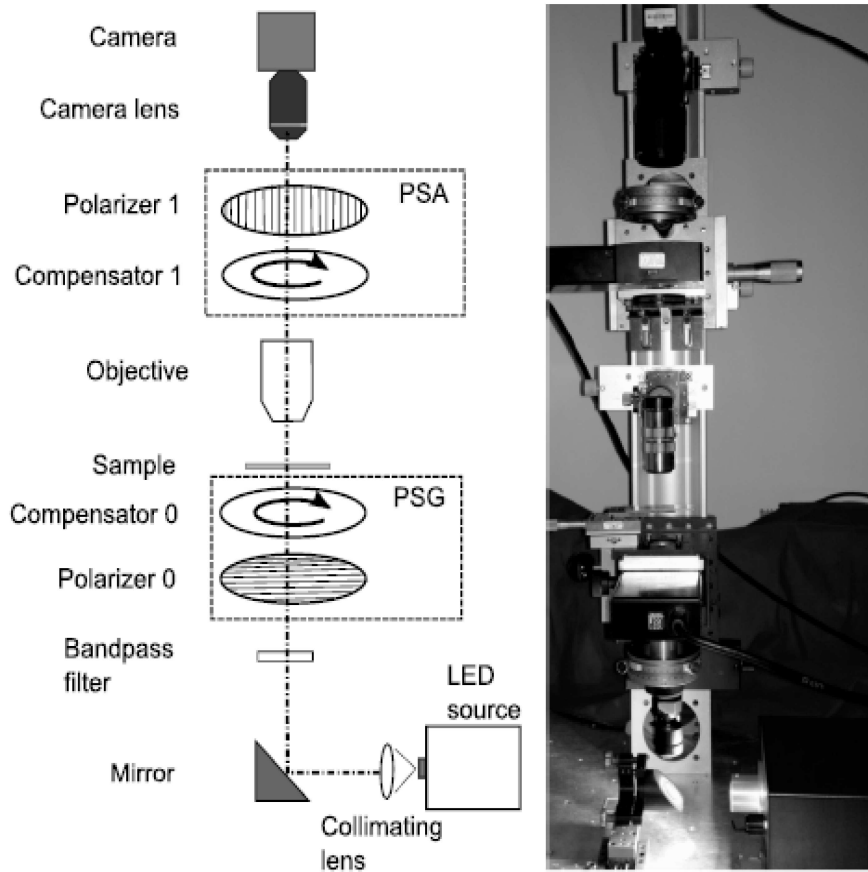


FIGURE I.14 – Montage expérimental et photo du microscope de Mueller, développé par O. Artega [71].

3.3.2- Imagerie à balayage laser

L'imagerie à balayage laser consiste à construire une image point par point par balayage du faisceau laser sur l'échantillon à des cadences relativement élevées (plusieurs centaines de kHz).

Les premiers polarimètres de Mueller imageurs associés à des miroirs galvanométriques ont été développés dans le but de proposer des alternatives aux techniques déjà existantes en ophtalmologie, notamment l'OCT (ou *Optical Coherent Tomography*). On peut citer les travaux de J.M. Bueno et P. Artal en 1999 [49] qui ont développé un polarimètre à balayage pour l'étude de la rétine *in vivo* utilisant des cristaux liquides à retard variable pour le codage de la polarisation.

Leurs études se sont poursuivies en 2000 [73] afin de comprendre l'influence de la variation de la taille de la pupille de l'œil sur la biréfringence.

En 2002, J.M. Bueno a proposé un polarimètre de Mueller imageur à balayage laser en réflexion [72], dont le principe est présenté Figure I.15. Il s'agit dans un premier temps de mesurer la matrice de Mueller du milieu à partir de 16 images d'intensité acquises de manière successive, ce qui peut prendre un temps relativement long. Ensuite, un algorithme permet de calculer les états de polarisation optimaux en codage et décodage permettant d'obtenir le meilleur rapport signal à bruit sur l'image [74]. Une image d'intensité optimale peut ainsi être générée en temps réel avec une connaissance *a priori* du milieu d'étude.

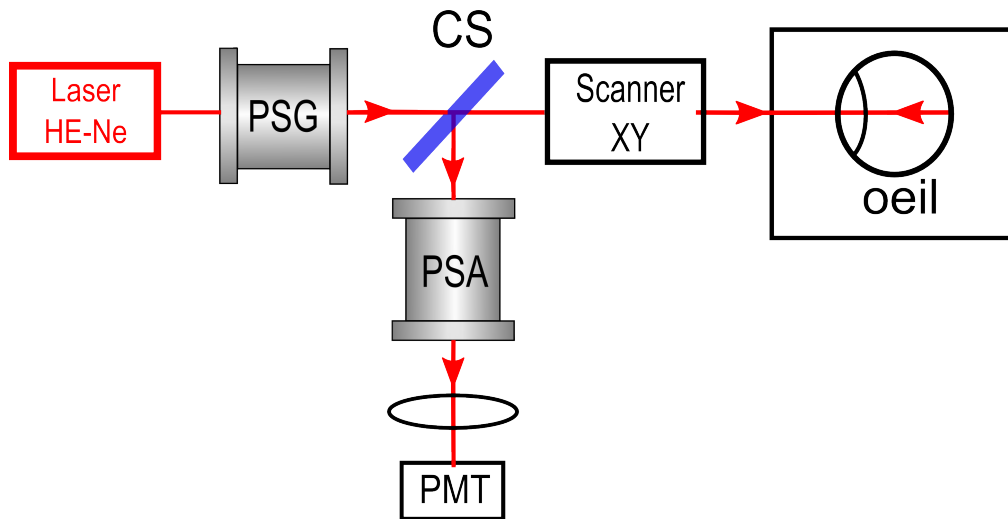


FIGURE I.15 – *Microscope polarimétrique de Mueller à balayage laser pour des applications en ophtalmologie mis en place dans les travaux de J.M. Bueno [72]. (CS) Cube Séparateur*

Au cours de sa thèse, D. Lara [75] a proposé en 2005 un polarimètre de Mueller dans une configuration de microscopie confocale. Afin de diminuer le temps de mesure d'une matrice de Mueller, il a envisagé de paralléliser l'analyse de la polarisation en utilisant la méthode de "division of amplitude". Son système est schématisé Figure I.16.

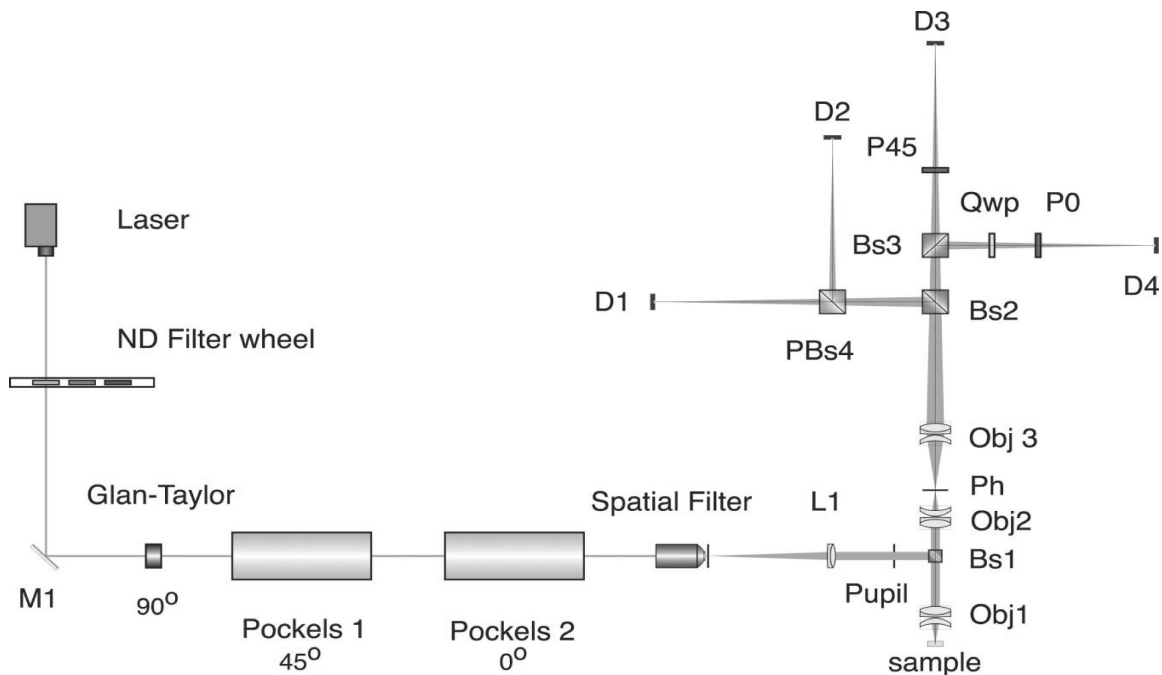


FIGURE I.16 – *Schéma du montage expérimental du polarimètre de Mueller imageur confocal, développé par D. Lara [75]. ND : densité optique (Neutral density). M1 : miroir. L1, lentille de collimation. Obj1–Obj3 : objectif. D1–D4, photodétecteurs. Bs1–Bs3 : cube séparateur non-polarisant. PBs4 : séparateur polarisant. Ph : pinhole. Qwp : lame quart d'onde. P0, P45 : polariseurs linéaire à 0° et à 45°.*

Ce dispositif permet la mesure de 16 états de polarisation indépendamment en utilisant un ensemble de séparateurs et de canaux de détection. Ainsi, le temps de mesure d'une matrice de Mueller est de l'ordre de 50 ms. La philosophie confocale lui permet d'atteindre une résolution

axiale de $30\mu m$. En 2006, les applications de son système se sont tournées vers l'ophtalmologie [76]. Cette configuration souffre d'un encombrement important et d'une mise en œuvre assez lourde et n'a d'ailleurs pas donné naissance à un système imageur opérationnel.

En 2008, K.M. Twietmeyer [77] a proposé de modifier un polarimètre commercial à balayage laser (nommé *GDx*) dans le but d'améliorer la détection de glaucome. Ce système commercial permet de remonter à la biréfringence linéaire mais pas à la diatténuation ni à la dépolarisation. Son système amélioré (nommée alors *GDx-MM*) utilise des cristaux liquides pour coder la polarisation dont le schéma expérimental est présenté Figure I.17.

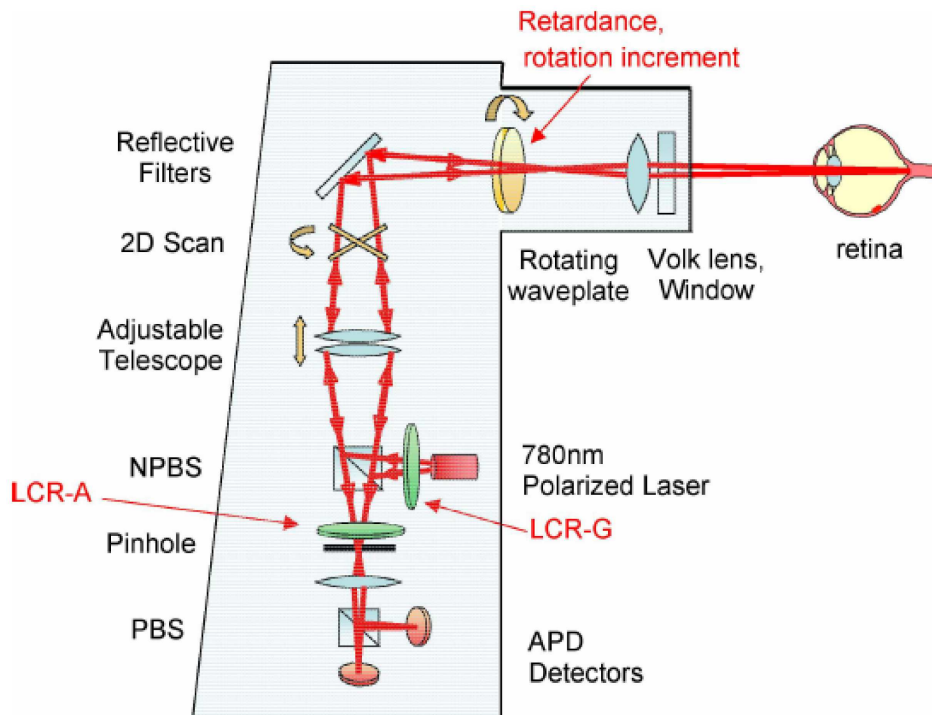


FIGURE I.17 – Schéma du montage expérimental du microscope polarimétrique de Mueller, développé par K.M. Twietmeyer [77]. NPBS : cube séparateur non-polarisant. PBS : cube séparateur polarisant. APD : photodiode à avalanche. LCR : cristaux liquides.

Ce polarimètre de Mueller imageur complètement automatisé enregistre 72 images de polarisation en 4 s avec une résolution latérale de $20\mu m$. L'inconvénient de la technique est intrinsèquement lié à l'approche séquentielle. En effet, si la durée de la mesure d'une matrice de Mueller est supérieure au temps de résidence par pixel (plusieurs μs), il n'est pas possible d'obtenir une image de Mueller en un seul balayage du faisceau laser sur l'échantillon.

4- Applications de l'imagerie polarimétrique de Mueller

Il existe aujourd'hui un large champ d'applications en polarimétrie de Mueller expliquant que le nombre de travaux dans ce domaine est de plus en plus important comme en témoigne les références [78, 79]. Les technologies de plus en plus avancées ont permis à la polarimétrie de Mueller de bénéficier d'un large choix de combinaisons source/détecteur avec des techniques pour générer et analyser les états de polarisation rapidement.

Au cours des dernières décennies, de nombreux domaines d'étude se sont tournés vers l'imagerie polarimétrique de Mueller complète ou incomplète qui fournit des informations supplémentaires sur un milieu, inaccessibles avec des méthodes plus conventionnelles.

4.1- Détection de cible

Les techniques de polarimétrie de Mueller ont récemment montré qu'il était possible de différencier une cible particulière du fond où elle se situe grâce à un codage en polarisation adapté à la nature du milieu éclairé. Cette application impose la mise en place d'un dispositif en configuration de réflexion diffuse dont le principe expérimental est schématisé Figure I.18.

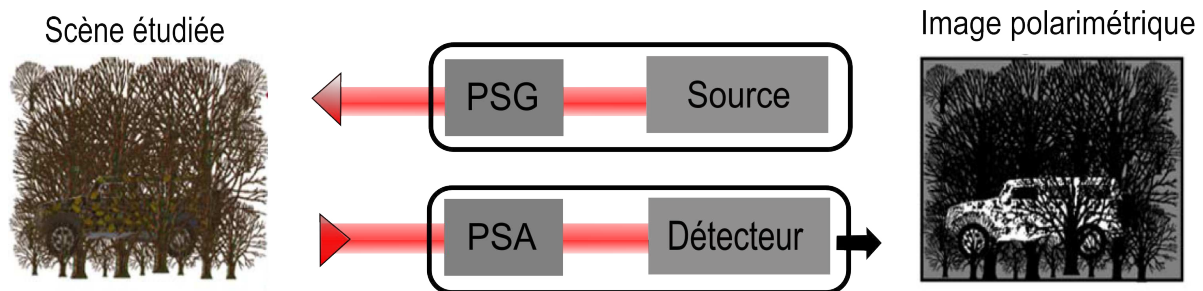


FIGURE I.18 – Principe de la polarimétrie de Mueller pour des applications de détection de cible en réflexion diffuse, présenté dans l'article de N. Vannier [80].

En 1999, S. Breugnot et P. Clémenceau [81] proposèrent un polarimètre de Mueller imageur couplé avec un télescope pour détecter des objets éloignés de plusieurs dizaines de mètres. La technique pour coder la polarisation, introduite par R.M.A Azzam en 1997 [82], utilise des lames de phases tournantes. L'étude a permis de montrer que pour différents types de cible (en métal, en bois ou encore en papier), la matrice de Mueller était principalement diagonale ciblant un effet prépondérant de dépolariation. Il est alors pas nécessaire de mesurer 16 intensités pour déterminer la matrice de Mueller.

Ensuite, d'autres applications ont permis d'étudier la maximisation du contraste entre une cible et son environnement à partir d'états de polarisation optimaux, comme les travaux menés par F. Goudail en 2009 [74] et G. Anna en 2011 [83] et 2012 [84]. Cette technique nécessite néanmoins la détermination au préalable de la l'image de Mueller de la scène, indispensable à la détermination de ces états de polarisation optimaux.

Enfin, plus récemment, les travaux de N. Vannier en 2015 [80] et en 2016 [85] ont consisté à mettre en place un polarimètre de Mueller utilisant des cristaux liquides pour coder les états de polarisation dans le but de révéler la présence de matériaux métalliques "camouflés" dans un environnement naturel (feuillage, boue, etc).

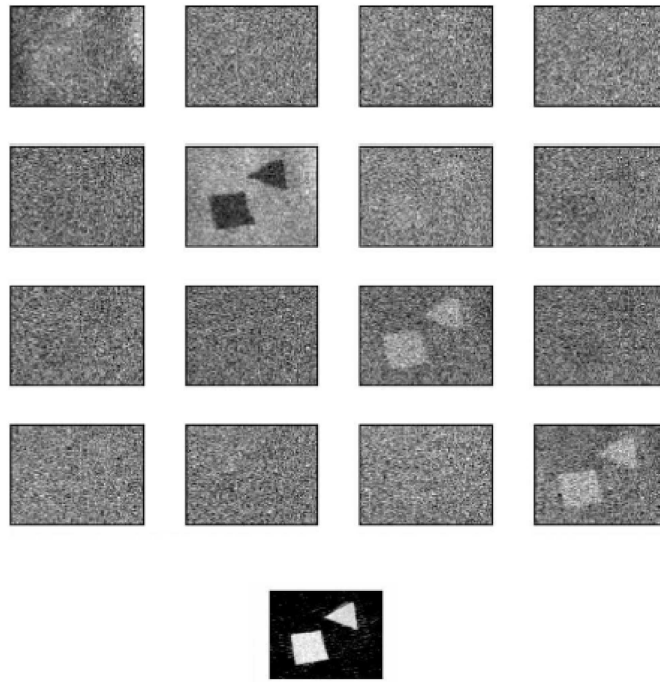


FIGURE I.19 – (en haut) Images de la matrice de Mueller d'une scène composée de morceaux de papier recouverts d'une peinture, présentés dans le travaux de G. Anna [84]. (en bas) Image optimisée avec des états de polarisation pour accentuer le contraste.

Cependant, certains paramètres de contraste doivent être redéfinis et demandent des traitements d'image plus approfondis pour tenir compte de différentes conditions expérimentales. En effet, l'homogénéité de l'éclairage de la scène est un facteur important dans la détermination du contraste. De plus, le fond dans lequel est plongé le milieu d'intérêt peut présenter des différences de réflexion suivant sa nature.

4.2- Imagerie des tissus biologiques

Au cours des dernières années, la polarimétrie de Mueller s'est tournée vers l'analyse des tissus biologiques (peau, foie, oeil, ...), notamment en vue de proposer des outils de diagnostic médical [86, 87, 88, 89]. Ces techniques d'imagerie polarimétrique pourraient être complémentaires à celles déjà utilisées dans le domaine médical.

Les travaux de J.S. Baba en 2002 [90] se sont tournés vers le diagnostic du cancer de la peau. Ce dispositif a été validé en configuration de réflexion diffuse et a permis de conclure qualitativement que lors d'une altération ou une dénaturation des tissus biologiques provoquée par l'apparition d'une pathologie, les paramètres de retardance et de dépolarisation sont les plus susceptibles d'être modifiés.

En 2004, B. Laude-Boulesteix a proposé un polarimètre en transmission pour étudier la diatténuation et la retardance à plusieurs longueurs d'onde sur des échantillons de foie fibrosé marqués au rouge Sirius (colorant qui exalte la biréfringence des fibres de collagène) et d'artères de rat marqués [65]. Il a été montré que pour ce type d'échantillon, la retardance n'est pas le

seul paramètre pertinent que l'on peut avoir (effet classiquement attribué à l'application du rouge Sirius) mais la diatténuation et la dépolarisation contiennent également une information intéressante.

En 2007, J. Chung s'est intéressé à la signature polarimétrique à différents stades pré-cancéreux qui engendrent une altération de l'épithélium [91]. Cette étude sur des coupes de la cavité buccale de hamsters comportant des dysplasies a permis de mettre en évidence que les phénomènes de dépolarisation sont plus importants dans les tissus sains que dans les lésions pré-cancéreuses.

La même année, S. Guyot [92] a observé également la modification des paramètres polarimétriques dans le cadre de l'apparition de mélanomes et de l'irradiation cutanée.

En 2008, le polarimètre développé par K.M. Twietmeyer, décrit Figure I.17, a été utilisé pour l'amélioration dans la détection de glaucome. Il en a conclu que le développement de cette pathologie peut être associé à une augmentation de la diatténuation sur la rétine, plus importante que la retardance.

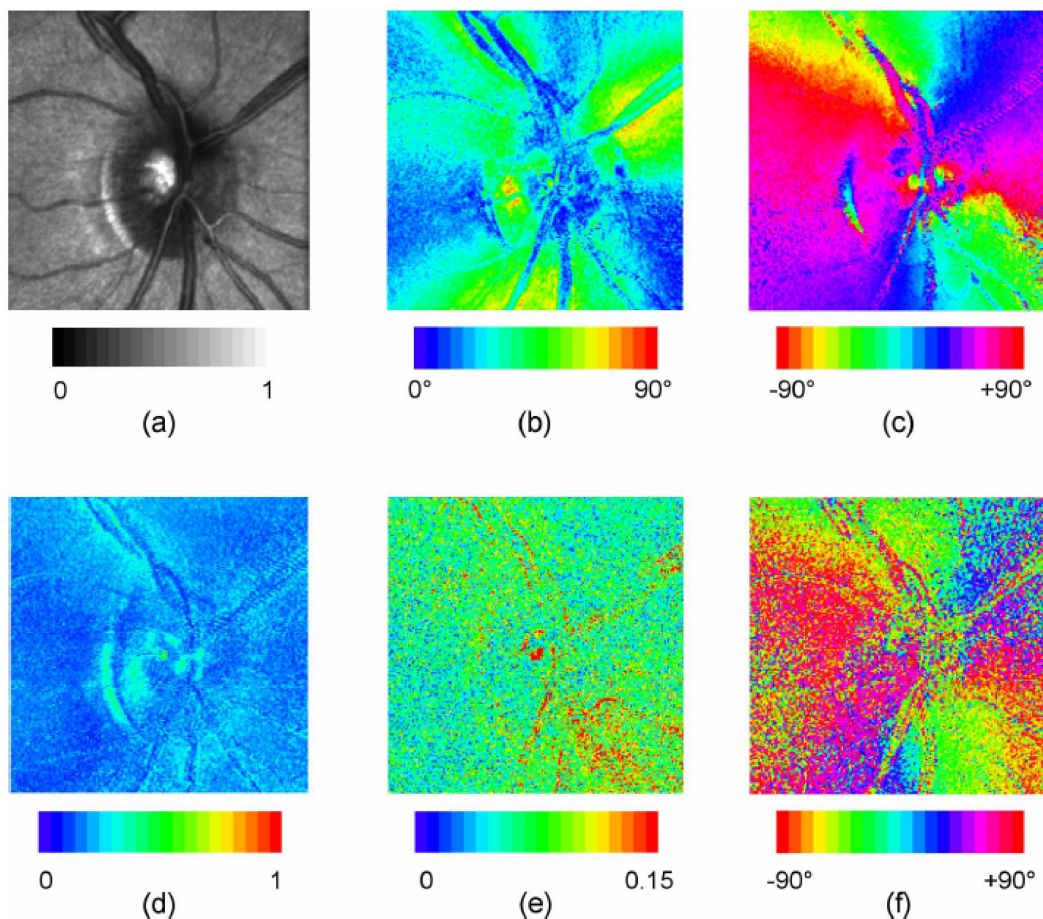


FIGURE I.20 – Images des paramètres polarimétriques après décomposition du nerf optique, obtenues avec les travaux de K.M. Twietmeyer [77]. (a) Image en intensité moyenne. (b) Image en retardance linéaire. (c) Image de l'orientation de la retardance. (d) Image de l'indice de dépolarisation. (e) Image de la diatténuation linéaire. (f) Image de l'orientation de la diatténuation.

En 2010, M.R. Antonelli a mis en évidence la réponse de colons humains présentant des zones tumorales à l'aide d'un polarimètre de Mueller en réflexion [93]. Un exemple de cette étude Figure I.21 montre que les matrices de Mueller mesurées sont essentiellement diagonales témoignant de l'absence de diatténuation et de retardance. Les tissus du colon se comportent donc comme des dépolariseurs partiels. De plus, il a été montré que les zones tumorales dépolarisent moins que les zones saines dans les premiers stades de la maladie.

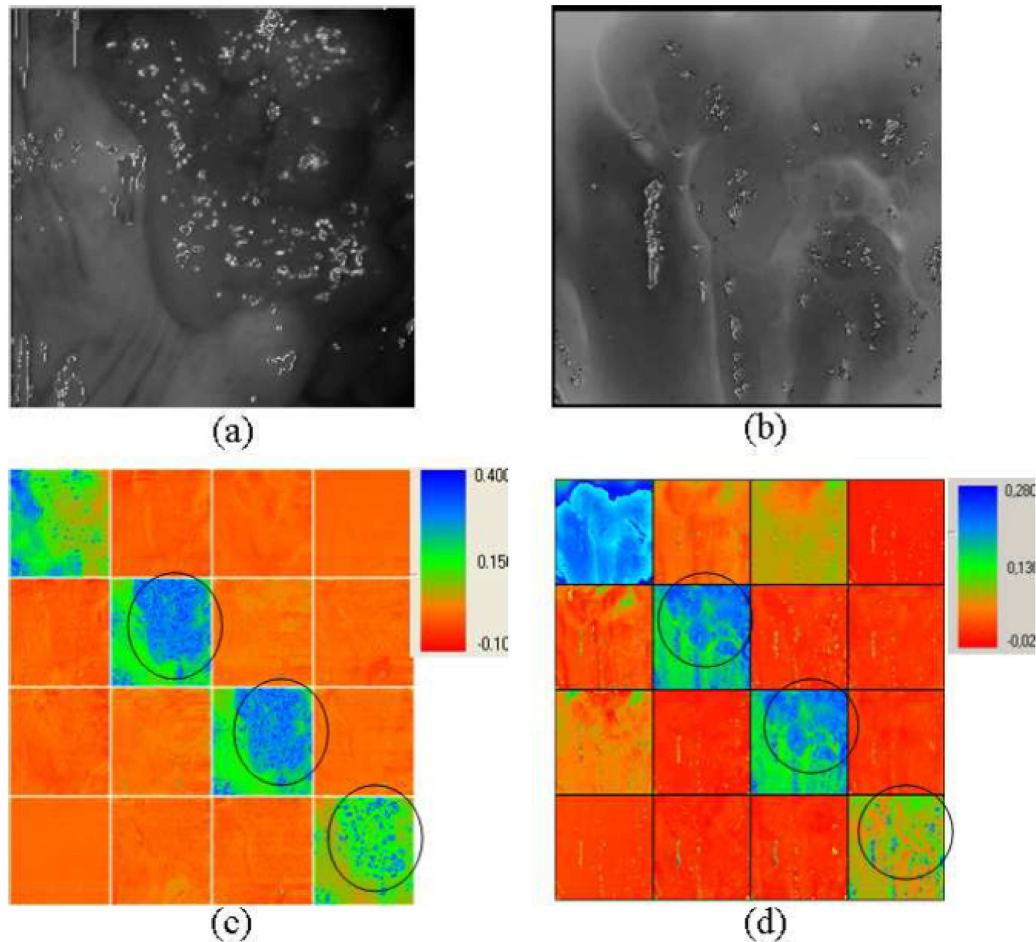


FIGURE I.21 – Images d'intensité et de Mueller d'un échantillon de colon, d'un champ de vue de $5\text{cm} \times 5\text{cm}$, obtenues dans les travaux de M.R. Antonelli [93]. (a) Image en intensité, prise à 600 nm. (b) Image d'un autre échantillon, prise à 700 nm. (c) Image de Mueller normalisée de l'échantillon en (a). (d) Image de Mueller normalisée de l'échantillon en (b). Les échelles sont indiquées sur la droite des images de Mueller. Les zones tumorales sont entourées en noir.

De 2011 à 2013, A. Pierangelo a proposé un ensemble d'études sur différents types de cancers (associés au colon [94], à l'utérus [95], etc) comparée à l'analyse de coupes histologiques observées en imagerie par absorption. En réflexion diffuse, il a comparé des échantillons à différents stades d'avancement de la pathologie et mis en évidence les lésions pré-cancéreuses par rapport aux régions saines par l'analyse des paramètres de dépolarisation et de retardance [96], dont un résultat est présenté Figure I.22.

A travers une série d'applications en 2014 et 2015 [97, 98], le dispositif développé par O. Arteaga, décrit Figure I.14, a permis l'imagerie de différents milieux inhomogènes (biologiques

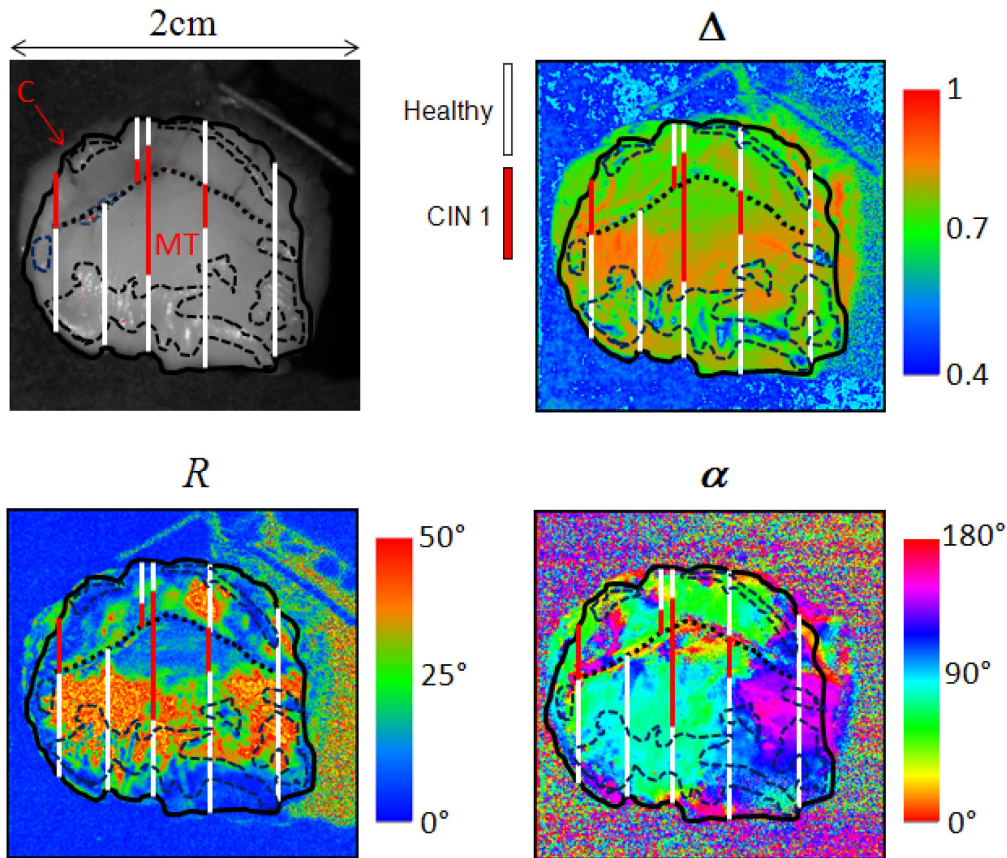


FIGURE I.22 – Images d'intensité, de dépolarisation (Δ), de retardance (R) et d'orientation de l'axe de la biréfringence (α) sur une coupe de cancer utérin dans les travaux de A. Pierangelo [95]. Le contour en noir indique la limite de la biopsie, les zones hachurées en blanc correspondent aux zones saines et celles en hachures rouges aux zones pathologiques.

et manufacturés) dont un exemple de caractérisation d'aile de papillon est illustré Figure I.23.

Certains travaux en polarimétrie de Mueller explorent la possibilité d'emprunter une voie endoscopique, composée d'une fibre optique, pour avoir accès aux tissus et organes internes afin d'envisager de l'imagerie *in vivo* et *in situ*.

Quelques équipes ont déjà proposé des solutions avec des études de faisabilité. Le premier polarimètre de Mueller endoscopique a été développé en 2015 par S. Manhas [99], dont les travaux ont été poursuivis au cours de la thèse de J. Vizet [100]. Ce polarimètre utilisant des cristaux liquides comme modulateur d'états de polarisation permet d'obtenir des matrices de Mueller en 70 ms par point. L'échantillon est placé sur une platine de translation XY et la réponse est mesurée point par point à l'aide d'une photodiode. Afin de séparer la réponse de la fibre de celle du milieu, un micro-miroir commutable est utilisé. La mesure se fait alors en deux temps : lorsque le miroir est en position ON, la réponse de la fibre seule est mesurée. Puis en position OFF, ce sont les réponses de celle-ci et du milieu qui sont mesurées. Par une simple inversion de matrice, on arrive alors à isoler la réponse du milieu seul. Cette technique souffre d'une faible rapidité d'acquisition d'image de Mueller, incompatible avec les demandes en temps réel pour la routine clinique. De plus, la mesure de la réponse de la fibre et du milieu ne se fait pas de manière instantanée, ce qui pose problème dans la correction des mouvements lors de la mesure. Afin de réaliser des mesures qui permettent de compenser la réponse de la fibre

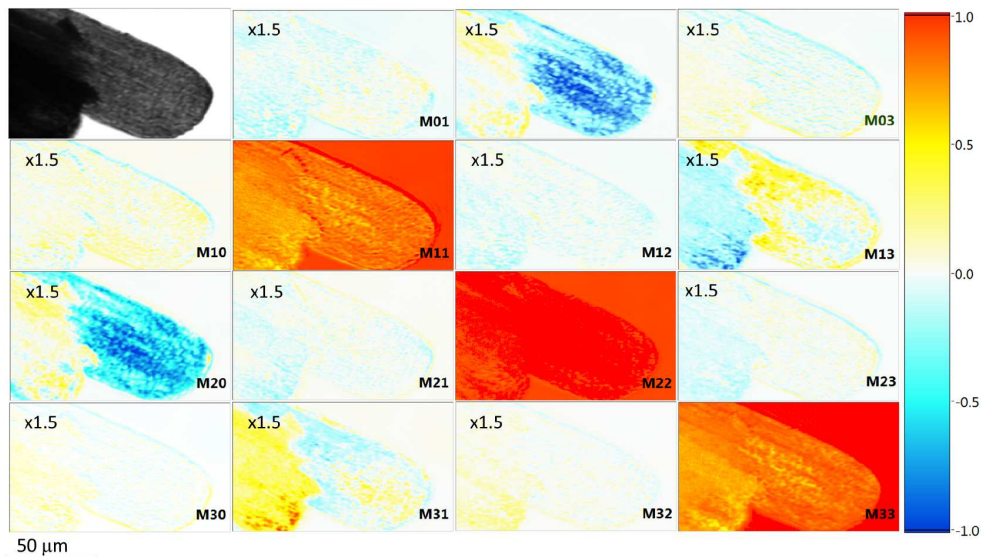


FIGURE I.23 – Images de Mueller d’une aile de papillon obtenues dans les travaux de O. Arteaga [98]. Les coefficients hors diagonaux ont été multipliés par un facteur indiqué sur l’image afin d’accentuer le contraste pour ces éléments.

en temps réel, une méthode alternative a consisté à utiliser deux longueurs d’onde différentes ; une pour la fibre et l’autre pour le milieu, via un dichroïque entre la fibre et le milieu [101]. Ce développement expérimental permet de gagner en temps de mesure car il n’y a plus de système actif en dehors des blocs de PSG et de PSA, mais reste encore trop lent pour de l’imagerie en temps réel.

En 2015 et 2016, S. Rivet [102] a poursuivi les travaux de M. Dubreuil concernant la polarimétrie de Mueller à codage spectral de la polarisation pour développer un système endoscopique. Il a montré que les informations polarimétriques de la fibre et du milieu sont obtenues sous la forme d’un seul spectre en une seule acquisition. Les cadences d’acquisition de 70 kHz en un point permettent d’envisager de l’imagerie à balayage *in vivo* en quasi-temps réel, avec une compensation instantanée des effets dus à la fibre.

En 2016, J. Qi a développé un endoscope rigide pour la polarimétrie de Mueller [103], en imagerie plein champ. Le PSG et le PSA ont été directement placés dans une tête endoscopique commerciale, et permettent la mesure d’une image polarimétrique de Mueller en 15 s. Ces applications se sont tournées vers l’évaluation des paramètres de diatténuation, de retardance et de leurs orientations sur une vessie de porc, comme illustré Figure I.24. Les images présentées ici possèdent un champ de $7,8 \times 7,8 \text{ cm}^2$.

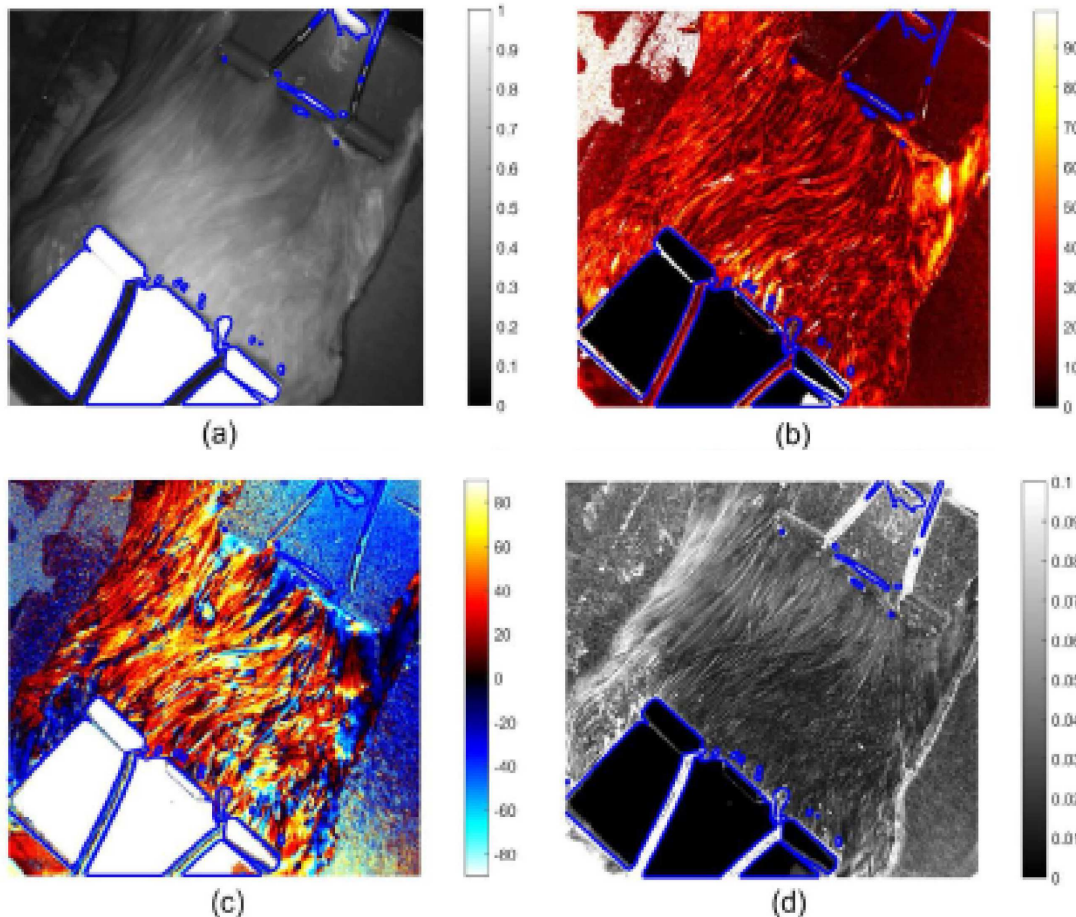


FIGURE I.24 – Imagerie sur une vessie de porc, décrit dans les travaux de J. Qi [103], par l’intermédiaire d’un polarimètre de Mueller fibré. (a) Images en intensité (non-polarisée). (b) Images de Mueller en retardance. (c) Images de Mueller de l’orientation de la retardance. (d) Image de Mueller en diatténuation.

4.3- Imagerie multimodale des tissus biologiques

Certaines équipes ont commencé à s’intéresser à l’association du contraste polarimétrique avec des contrastes issus de la microscopie non linéaire (en particulier la SHG). Cependant, dans ces études, la comparaison des images n’est pas directe car elles sont obtenues à partir de 2 dispositifs différents : un dispositif d’imagerie plein champ pour le Mueller et un dispositif de microscopie à balayage pour le non-linéaire.

P.G. Ellingsen a effectué en 2011 des études comparatives entre la microscopie polarimétrique de Mueller (avec le même système présenté la même année [67]) et l’imagerie multiphotonique [104], pour proposer des pistes de diagnostic de pathologies associées au cartilage articulaire.

En 2012, M. Dubreuil [105] a proposé des pistes sur la discrimination entre le collagène ”pathologique” et le collagène ”naturel” d’échantillons de foie fibrosé. Cette discrimination se base sur l’exploitation de la dépolariation ; en effet, il a été montré qu’elle est plus forte autour des vaisseaux sanguins que dans les autres zones de la matrice extra-cellulaire, comme démontré Figure I.26.

L’association de ces deux modalités d’imagerie polarimétrie/multiphotonique a également fait l’objet de travaux par S. Bancelin en 2014 [106]. L’étude a permis également de mettre en

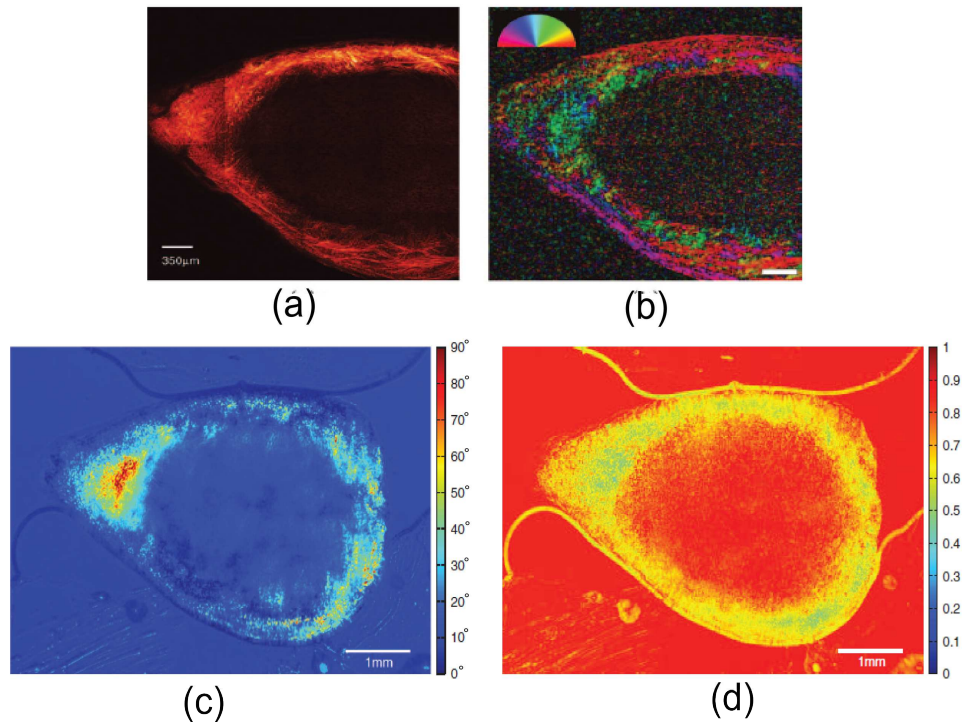


FIGURE I.25 – Étude comparative entre l'imagerie en SHG et en polarimétrie de Mueller sur une section transverse d'un échantillon de cartilage de poule, décrite dans les travaux de P.G. Elligsen [104]. (a) Images en SHG et (b) d'orientation . (c) Images de Mueller codées en retardance et (d) et codées en indice de dépolarisation.

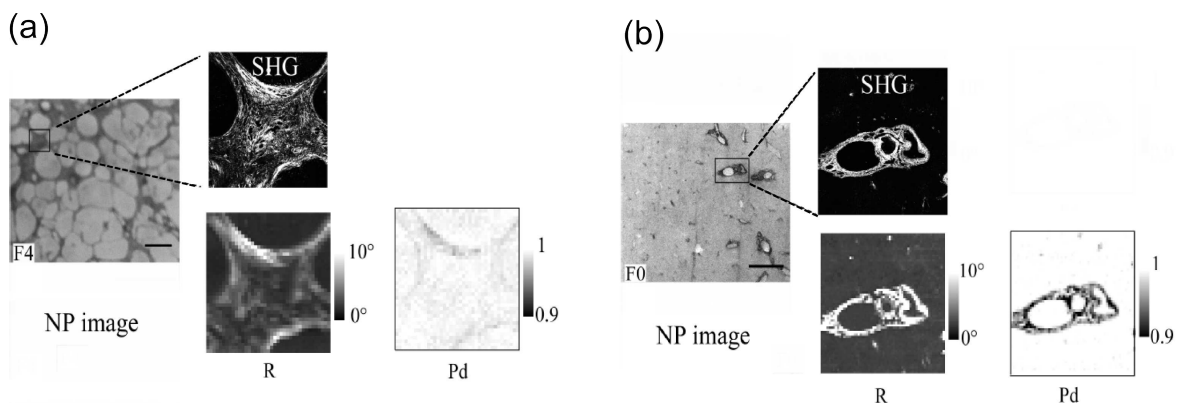


FIGURE I.26 – Images d'intensité (notées NP) et images de Mueller en fonction des paramètres polarimétriques, de retardance (R) et de dépolarisation (Pd), dans le cadre de l'étude de M. Dubreuil sur la fibrose hépatique [105]. (a) La série d'image (notée F4) représentent les fibres de collagène. (b) La série d'image (notée F0) représentent le collagène présent naturellement dans les vaisseaux sanguins.

évidence la biréfringence des fibres de collagène des tissus de l'utérus marqués au rouge Sirius et de corrélés leurs orientations avec celles des fibres déduites des images de SHG, comme présenté sur la Figure I.27.

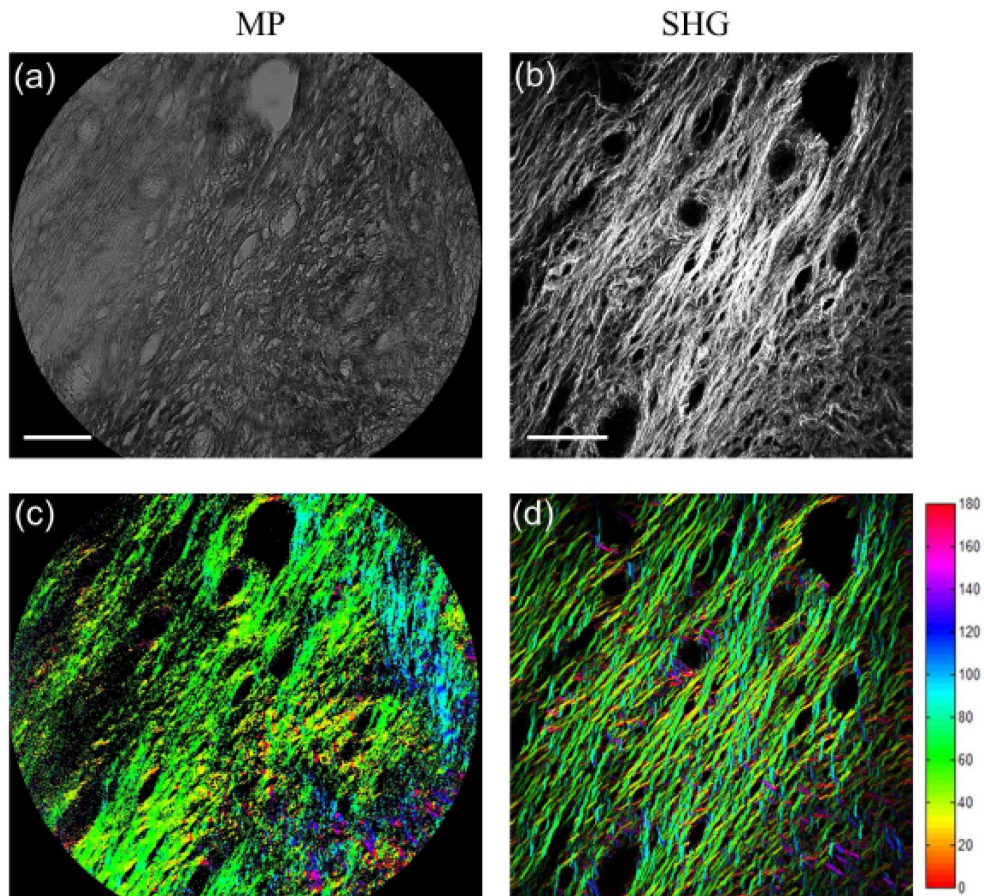


FIGURE I.27 – Imagerie en polarimétrie de Mueller et en SHG sur des fibres de collagène, décrite dans l'étude de S. Bancelin [106]. (a) Image en transmission (terme m_{00} de la matrice de Mueller). (b) Image de SHG. (c) Image en orientation obtenue de la matrice de Mueller. (d) Image en orientation des fibres, obtenue en SHG.

Conclusion

Lors de ce premier chapitre, nous avons introduit les bases théoriques de la polarisation de la lumière. L'interaction d'une onde lumineuse avec un milieu peut être décrit simplement grâce à des outils d'algèbre linéaire comme le formalisme de Jones. Cependant, cette description ne se limite qu'aux milieux non-dépolarisants, ce qui ne permet pas de traiter des phénomènes de dépolarisation. Pour cela, le formalisme de Stokes-Mueller a été introduit et permet de contenir entièrement la signature polarimétrique d'un milieu dans une unique matrice de Mueller 4×4 composée de 16 coefficients réels.

Les effets polarimétriques élémentaires ont été décrits et correspondent au dichroïsme, à la biréfringence et la dépolarisation. De façon générale, ces trois effets sont mélangés et il est alors crucial de pouvoir les séparer. Pour cela, des outils ont été développés pour modéliser un milieu quelconque en éléments optiques simples basés sur la décomposition de la matrice de Mueller (polaire, Lu et Chipman) nécessitant une connaissance *à priori* du milieu. D'autre part, ces outils sont intéressants pour minimiser la propagation du bruit expérimental mais également pour décrire le milieu d'étude de la manière la plus réaliste.

Pour déterminer expérimentalement la matrice de Mueller, le polarimètre de Mueller code la source lumineuse en polarisation et décode ses modifications après interaction un milieu.

Dans le domaine temporel, la polarisation est codée et décodée séquentiellement et nécessite des éléments actifs (lames de phase tournantes, cristaux liquides ou modulateurs photo-élastiques) pendant la durée de la mesure. Ainsi, à partir d'au moins 16 mesures d'intensité, une matrice de Mueller peut-être déterminée en quelques *ms*. En utilisant le codage spectral, les éléments du PSG et du PSA sont fixes et la matrice de Mueller est obtenue par l'analyse d'un seul spectre $I(\lambda)$ réduisant le temps d'acquisition à quelques μs .

Couplés avec l'une des deux philosophies d'imagerie (plein champ ou à balayage), il est possible de développer des polarimètres de Mueller imageurs dont le vaste champ d'application a pu être apprécié par un état de l'art en dernière partie de ce chapitre.

L'objectif de ces travaux de thèse est d'implémenter un polarimètre de Mueller imageur au sein d'un système commercial de microscopie à balayage de type confocal. Or, on remarque que les dispositifs expérimentaux actuels sont essentiellement basés sur le codage séquentiel de la polarisation et ne permettraient pas de générer une image de Mueller à partir d'un seul balayage du faisceau laser et donc d'envisager de l'imagerie de Mueller par balayage en temps réel.

C'est pour cela que l'on propose, dans le chapitre suivant, un polarimètre de Mueller inédit utilisant le codage spectral de la polarisation. Ce dispositif utilisant une source à balayage rapide en longueur d'onde à 100 kHz (ou *swept-source*) couplée avec un détecteur monocanal permet de mesurer toute la matrice de Mueller à partir d'un spectre cannelé (quelques μs), dans des temps compatibles avec l'imagerie à balayage. De plus, ce système ne nécessite aucun élément actif et compact permet d'envisager son implémentation au sein d'un microscope à balayage de type confocal.

Chapitre II

Polarimètre de Mueller par codage spectral utilisant une swept-source

Introduction

Dans le cadre de sa thèse en 2010, M. Dubreuil a développé un polarimètre de Mueller non-imageur à codage spectral de la polarisation utilisant une diode super-luminescente et un spectromètre [107]. Ce système inédit, de type "snapshot", permet de mesurer toute la réponse polarimétrique du milieu sous la forme d'un spectre cannelé $I(\lambda)$. Cependant, cette configuration est *a priori* peu adaptée pour l'imagerie par balayage laser en transmission dû au déplacement du faisceau laser sur la surface d'entrée du spectromètre.

On propose alors un autre prototype de polarimètre de Mueller en remplaçant la diode super-luminescente par une source à balayage en longueur d'onde rapide à 100 kHz (ou *swept-source*) et le spectromètre par un détecteur monocal dont la surface est compatible avec l'imagerie à balayage en transmission. Ce nouveau dispositif est proposé en configuration de transmission et de réflexion en vue d'explorer les difficultés associées à ces deux configurations.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation du codage spectral qui consiste à déterminer la matrice de Mueller à partir d'un spectre cannelé dont on applique un traitement mathématique spécifique dans l'espace de Fourier. Le développement de ce nouveau polarimètre de Mueller avec les différents éléments qui le constituent (swept-source, lames de phase et détecteur) y est décrit.

Dans la seconde partie, nous nous intéressons aux erreurs systématiques associées, entre autres, au générateur (PSG) et à l'analyseur (PSA) d'états de polarisation qui sont constitués de lames de phases d'épaisseurs et d'orientations spécifiques. Une procédure de calibration est détaillée afin de corriger numériquement les erreurs systématiques. Elle consiste à exploiter les spectres cannelés obtenus à l'aide d'échantillons connus (milieux étalons), préalablement à la mesure d'une matrice de Mueller d'un milieu inconnu.

La troisième partie présente la validation de la mesure de la matrice de Mueller en transmission. Le protocole de calibration utilise le vide et un polariseur linéaire comme milieux étalons. Les erreurs d'ordre aléatoire sont évaluées grâce à des mesures successives répétées, ainsi que celles d'ordre systématique par comparaison avec les valeurs attendues pour des milieux connus.

La quatrième partie présente la validation de la mesure de la matrice de Mueller en réflexion. Le protocole de calibration est adapté à la prise en compte d'erreurs systématiques liées aux éléments du montage expérimental tels que le cube séparateur, indispensable dans cette configuration. Ce protocole est ensuite validé par la mesure sur les mêmes échantillons connus que dans la configuration précédente.

Dans une cinquième partie, le polarimètre de Mueller à 100 kHz est utilisé pour former l'image de Mueller par déplacement de cette dernière avec une platine de translation XY, le faisceau laser étant fixe. Cette étude permet de montrer l'importance de la prise en compte des erreurs systématiques lors de la formation d'une image de Mueller.

1- Polarimétrie de Mueller à codage spectral

1.1- Le codage spectral

1.1.1- Considérations théoriques

On considère une lame de phase d'épaisseur e et de biréfringence Δn , éclairée par une source large bande (polychromatique) de longueur d'onde centrale λ_0 . L'expression de son retard est

$$\phi = \frac{2\pi\Delta n(\lambda)e}{\lambda} \quad (\text{II.1})$$

Le développement de Taylor à l'ordre 1 autour de λ_0 de cette expression permet d'obtenir

$$\phi = \phi(\lambda_0) + \left. \frac{\partial\phi}{\partial\lambda} \right|_{\lambda_0} (\lambda - \lambda_0)$$

ce qui peut se simplifier par

$$\phi = \phi_0 + 2\pi f_0 \lambda \quad (\text{II.2})$$

avec

$$\phi_0 = \phi(\lambda_0) - \left. \frac{\partial\phi}{\partial\lambda} \right|_{\lambda_0} \lambda_0$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \left. \frac{\partial\phi}{\partial\lambda} \right|_{\lambda_0}$$

ϕ_0 correspond à la phase constante associée à l'ordre 0 donnant la position du signal dans la fenêtre d'analyse et f_0 à la fréquence fondamentale associée à l'ordre 1 obtenue pour cette lame de phase d'épaisseur e . Ces deux paramètres dépendent tous les deux des caractéristiques de la lame (nature et épaisseur) et de la longueur d'onde centrale λ_0 . La fréquence f_0 n'est pas une fréquence temporelle mais la composante spectrale d'un signal périodique en longueur d'onde ; elle est donc homogène à l'inverse d'un chemin optique.

Avec l'expression **II.2**, on en déduit qu'à chaque longueur d'onde sera associée un déphasage propre donc un état de polarisation spécifique. En effet, considérons un système optique éclairé par une source large bande et composé d'une lame de phase placée entre polariseurs croisés, dont l'axe rapide est à 45° par rapport à l'orientation de celui d'entrée comme illustré Figure II.1.

L'intensité $I(\lambda)$ mesurée à l'aide d'un spectromètre est périodique dont l'expression est

$$I(\lambda) = \frac{1}{4} [1 - \cos(\phi_0 + 2\pi f_0 \lambda)] \quad (\text{II.3})$$

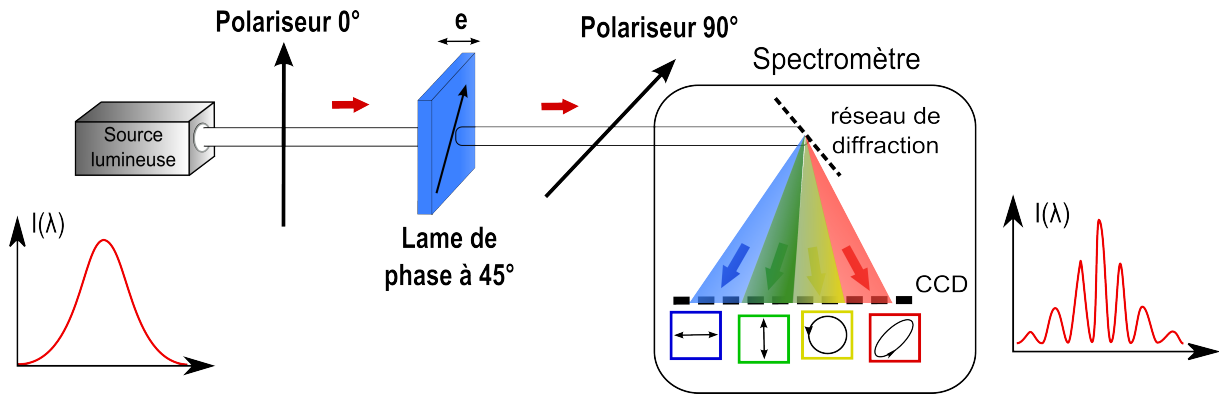


FIGURE II.1 – *Lame de phase d'épaisseur e placée entre polariseur et analyseur croisés, dont l'axe rapide fait un angle de 45° avec l'axe du polariseur d'entrée. Ce système est éclairé par une source large bande dont le signal, après interaction avec le milieu, est analysé à l'aide d'un spectromètre.*

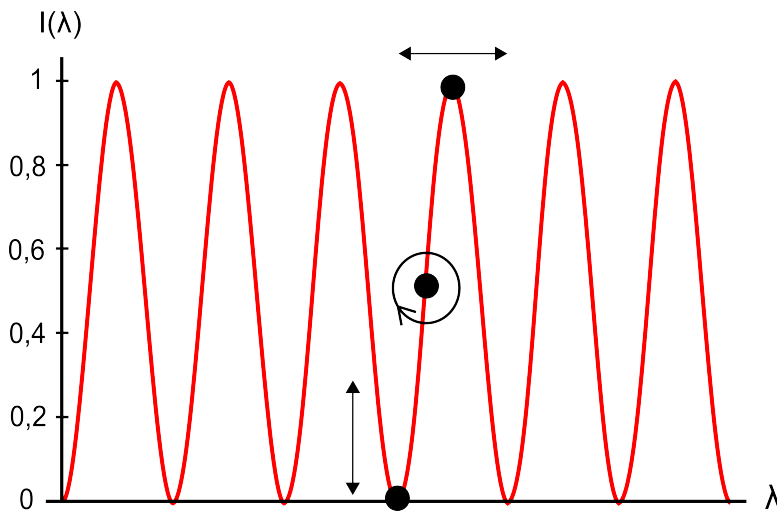


FIGURE II.2 – *Spectre cannelé normalisé de fréquence f_0 , obtenu pour une lame de phase d'épaisseur e placée entre polariseur et analyseur croisés. 3 états de polarisations ont été représentés pour 3 longueurs d'onde particulières.*

Il s'agit d'un spectre cannelé dont l'intensité lumineuse est fonction de la longueur d'onde, comme représentée Figure II.2. Dans notre exemple, le choix d'une épaisseur particulière e de lame permet de générer 6 cannelures dans notre fenêtre d'analyse.

Si on interprète la Figure II.2 en terme d'états de polarisation, on voit que les longueurs d'onde dont les intensités lumineuses sont nulles correspondent à des états de polarisation incidents au polariseur de sortie, parallèles au polariseur d'entrée. Inversement, lorsque les intensités sont maximales, ces longueurs d'onde ont des états de polarisation linéaires, perpendiculaires au polariseur d'entrée. Entre les deux, les intensités lumineuses sont à moitié transmises pour les états de polarisation circulaires. Cette illustration met en évidence notre capacité à générer un grand nombre d'états de polarisation simultanément en les codant spectralement par le biais d'un système complètement passif.

La transformée de Fourier de ce signal $I(\lambda)$ se caractérise par un pic à la fréquence f_0 comme illustré Figure II.3 dont la valeur absolue de la transformée de Fourier du spectre $I(\lambda)$ est écrite comme $|F\{I(\lambda)\}|$

Afin de générer et analyser les états de polarisation nécessaires à la mesure d'une matrice de

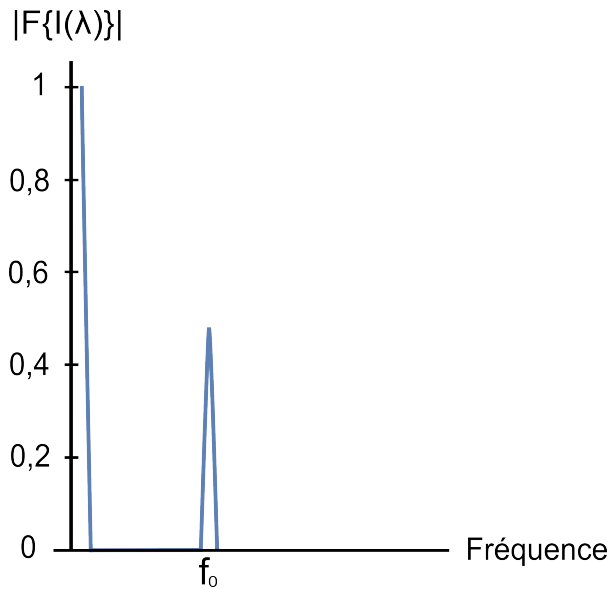


FIGURE II.3 – Représentation de la valeur absolue de la transformée de Fourier du signal $I(\lambda)$, normalisée par le pic de composante continue.

Mueller, on propose une configuration où le PSG et le PSA sont constitués de plusieurs lames de phase, d'épaisseurs et d'orientations spécifiques.

1.1.2- Détermination de la matrice de Mueller

La mesure de la réponse polarimétrique complète d'un milieu est effectuée à l'aide d'une configuration particulière représentée en transmission sur la Figure II.4.

Une source large bande éclaire tout d'abord un bloc de codage constitué d'un polariseur linéaire orienté à 0° (référence d'orientation du système), suivi de deux lames de phase d'épaisseur e dont les axes rapides sont orientés à 45° et à 0° . La modification des états de polarisation après interaction avec le milieu d'étude est analysée par un bloc de décodage composé de deux lames de phases d'épaisseur $5e$ dont les axes rapides sont orientés à 0° et à 45° et d'un polariseur linéaire à 90° . Cette configuration d'épaisseur de lames est donc appelée $(e,e,5e,5e)$.

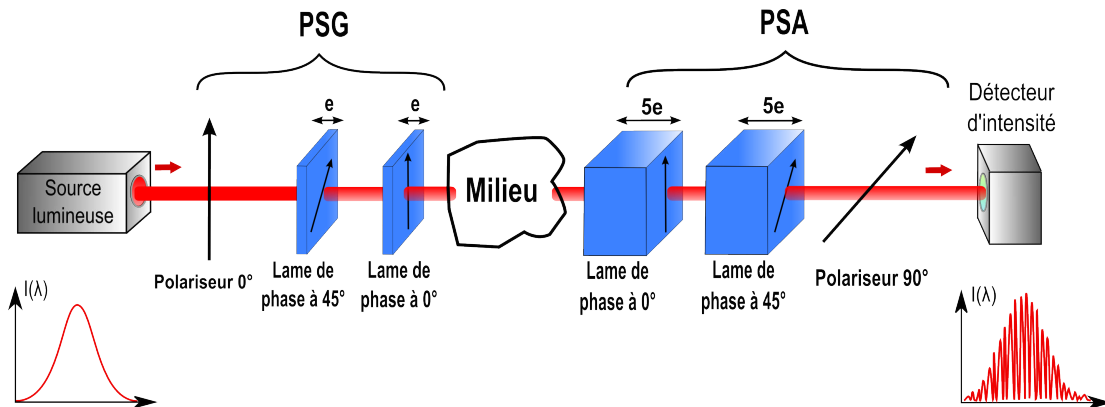


FIGURE II.4 – Schéma du polarimètre de Mueller à codage spectral, dans la configuration $(e,e,5e,5e)$.

Le formalisme de Mueller nous permet de déterminer simplement le vecteur de Stokes en sortie d'un tel système, noté \vec{S}_s , à partir de celui décrivant une lumière incidente \vec{S}_i de la façon suivante

$$\vec{S}_s = [P(90^\circ)] \cdot [R(5\phi, 45^\circ)] \cdot [R(5\phi, 0^\circ)] \cdot [M] \cdot [R(\phi, 0^\circ)] \cdot [R(\phi, 45^\circ)] \cdot [P(0^\circ)] \cdot \vec{S}_i \quad (\text{II.4})$$

avec

- $[P(\theta)]$, la matrice de Mueller d'un polariseur linéaire orienté d'un angle θ ,
- $[R(\phi, \theta)]$, la matrice d'un biréfringent linéaire de retard ϕ dont l'axe rapide fait un angle θ avec l'axe du polariseur d'entrée (axe de référence),
- $[M]$, la matrice de Mueller du milieu d'étude, composée de 16 coefficients m_{ij} ($i, j = 0, \dots, 3$).

L'intensité lumineuse détectée, qui est le premier paramètre S_0 du vecteur de Stokes \vec{S}_s à la sortie du système, s'écrit

$$\begin{aligned} 32I(\lambda) = & 8m_{00} + 4m_{02} - 4m_{20} - 2m_{22} + (8m_{01} - 4m_{21})\cos(2\pi f_0\lambda) \\ & - (4m_{02} - 2m_{22})\cos(2 \times 2\pi f_0\lambda) + 2m_{12}\cos(3 \times 2\pi f_0\lambda) - 4m_{11}\cos(4 \times 2\pi f_0\lambda) \\ & - (8m_{10} - 4m_{12})\cos(5 \times 2\pi f_0\lambda) - 4m_{11}\cos(6 \times 2\pi f_0\lambda) + 2m_{12}\cos(7 \times 2\pi f_0\lambda) \\ & - (m_{22} - m_{33})\cos(8 \times 2\pi f_0\lambda) + 2m_{21}\cos(9 \times 2\pi f_0\lambda) + (4m_{20} + 2m_{22})\cos(10 \times 2\pi f_0\lambda) \\ & + 2m_{21}\cos(11 \times 2\pi f_0\lambda) - (m_{22} + m_{33})\cos(12 \times 2\pi f_0\lambda) - (4m_{03} - 2m_{23})\sin(2 \times 2\pi f_0\lambda) \\ & - 2m_{13}\sin(3 \times 2\pi f_0\lambda) + 2m_{13}\sin(7 \times 2\pi f_0\lambda) + (m_{23} + m_{32})\sin(8 \times 2\pi f_0\lambda) \\ & - 2m_{13}\sin(9 \times 2\pi f_0\lambda) - (4m_{30} + 2m_{32})\sin(10 \times 2\pi f_0\lambda) - 2m_{31}\sin(11 \times 2\pi f_0\lambda) \\ & - (m_{23} - m_{32})\sin(12 \times 2\pi f_0\lambda) \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

Cette expression peut s'écrire aussi sous sa forme simplifiée

$$I(\lambda) = Re \left[V_0^{Re} + \sum_{n=1}^{12} (V_n^{Re} - jV_n^{Im}) \cdot e^{jn(2\pi f_0\lambda)} \right] \quad (\text{II.6})$$

où V_n^{Re} et V_n^{Im} sont des combinaisons linéaires des m_{ij} . L'intensité lumineuse $I(\lambda)$ est un signal périodique composé de plusieurs fréquences, multiples de la fréquence fondamentale f_0 . Dans notre choix de configuration (e,e,5e,5e), on génère 13 fréquences, multiples de f_0 , de 0 à $12 f_0$.

D'après l'expression de l'intensité lumineuse, on remarque qu'il existe un ensemble de combinaisons linéaires entre les coefficients m_{ij} et les amplitudes complexes des pics de Fourier en partie réelle (avec les cosinus) et en partie imaginaire (avec les sinus). Ces relations sont résumées dans le Tableau II.1 pour le cas idéal où l'on a bien (e,e,5e,5e).

Ces relations peuvent être résumées dans un système d'équation, écrit sous forme matricielle :

$$\vec{V} = [P] \cdot \vec{X} \quad (\text{II.7})$$

où

Fréquence	$V^{Re}(\times 64)$	$V^{Im}(\times 64)$
0	$16m_{00} + 8m_{02} - 8m_{20} - 4m_{22}$	0
f_0	$16m_{01} - 8m_{21}$	0
$2f_0$	$-8m_{02} + 4m_{22}$	$-8m_{03} + 4m_{23}$
$3f_0$	$4m_{12}$	$-4m_{13}$
$4f_0$	$-8m_{11}$	0
$5f_0$	$-16m_{10} - 8m_{12}$	0
$6f_0$	$-8m_{11}$	0
$7f_0$	$4m_{12}$	$4m_{13}$
$8f_0$	$-2m_{22} + 2m_{33}$	$2m_{23} + 2m_{32}$
$9f_0$	$4m_{21}$	$-4m_{31}$
$10f_0$	$8m_{20} + 4m_{22}$	$-8m_{30} - 4m_{32}$
$11f_0$	$4m_{21}$	$-4m_{31}$
$12f_0$	$-2m_{22} - 2m_{33}$	$-2m_{23} + 2m_{32}$

Tableau II.1 – Relation entre amplitudes complexes des pics de la transformée de Fourier (en parties réelles et imaginaires) et les coefficients m_{ij} , dans la configuration idéale (e,e,5e,5e) avec $\phi_0 = 0$.

- \vec{V} est un vecteur colonne constitué de l'amplitude des pics de Fourier en partie réelle et imaginaire de la forme $\vec{V} = [V_0^{Re} V_1^{Re} V_2^{Re} \dots V_{12}^{Re} V_1^{Im} V_2^{Im} \dots V_{12}^{Im}]^T$.
- \vec{X} est un vecteur constitué des coefficients de la matrice de Mueller de l'échantillon, de la forme $\vec{X} = [m_{00} m_{01} m_{02} m_{03} \dots m_{30} m_{31} m_{32} m_{33}]^T$.
- $[P]$ est la matrice de passage de dimension 25×16 reliant ces deux vecteurs, détaillée en Annexe 7.

En pratique, on note $TF[I(\lambda)]$ la transformée de Fourier du signal $I(\lambda)$ à la fréquence nf_0 telle que

$$TF[I(\lambda)](nf_0) = \tilde{I}_{nf_0} \quad (\text{II.8})$$

La détermination des composantes des vecteurs \vec{V}^{Re} et \vec{V}^{Im} passe par la lecture des amplitudes complexes dans l'espace de Fourier grâce aux relations suivantes

$$\vec{V}_n^{Re} = |\tilde{I}_{nf_0}| \cdot \cos[\text{Arg}(\tilde{I}_{nf_0})] \quad (\text{II.9})$$

$$\vec{V}_n^{Im} = |\tilde{I}_{nf_0}| \cdot \sin[\text{Arg}(\tilde{I}_{nf_0})] \quad (\text{II.10})$$

Ensuite, par une simple mesure des pics de Fourier, on peut remonter aux 16 coefficients de Mueller à l'aide de la pseudo-inversion de l'équation II.7, telle que

$$\vec{X} = ([P]^T \cdot [P])^{-1} \cdot [P]^T \cdot \vec{V} \quad (\text{II.11})$$

Ces dernières relations permettent de remonter à la détermination des 16 coefficients de la matrice de Mueller à la longueur d'onde centrale λ_0 , à la condition que [P] soit inversible. Cette matrice de passage ne dépend que du choix des épaisseurs des lames de phase du PSG et du PSA.

L'intérêt de cette approche par codage spectral est que tous les éléments d'un tel système sont passifs et le temps de mesure pour une matrice est uniquement limité par le détecteur.

La transformée de Fourier du signal d'un milieu fera apparaître des fréquences de modulation particulières, en fonction de sa nature et de son orientation. La Figure II.5 présente la forme théorique d'un spectre $I(\lambda)$ avec sa transformée de Fourier, pour différents milieux tels que le vide (absence d'échantillon), un polariseur linéaire orienté à 45° et une lame quart d'onde dont l'axe rapide est orienté à 45° .

1.1.3- Choix des épaisseurs des lames

Le polarimètre de Mueller développé dans cette thèse emploie une configuration d'épaisseur de lames du PSG et du PSA notée (e,e,5e,5e). Il faut cependant avoir à l'esprit que la valeur de l'épaisseur de base e doit être judicieusement choisie. En effet,

- Si l'épaisseur e est trop grande, la valeur de la fréquence de modulation fondamentale f_0 augmente également. On veillera à générer des pics dans un domaine de fréquence étroit afin d'éviter une atténuation des pics à haute fréquence. De plus, les périodes risquent d'être sous-échantillonnées (non respect du critère de Nyquist).
- Si l'épaisseur e est trop petite, le pic correspondant à la fréquence f_0 dans l'espace de Fourier est altéré par le pic continu (fréquence nulle).

Le choix de la configuration (e,e,5e,5e) n'est pas exclusif et il existe un nombre considérable de configurations qui permettent de réaliser un polarimètre de Mueller. Le choix de la configuration peut se baser sur le critère *EWV* (Equally-Weighted-Variance) [30] [29] servant notamment à connaître la performance du système à propager le bruit expérimental. Les simulations numériques de la thèse de M. Dubreuil ont permis de mettre en évidence 4 configurations d'épaisseurs :

- (e,e,5e,5e), faisant intervenir 26 équations, avec des fréquences allant de 0 à $12f_0$.
- (e,4e,2e,9e), faisant intervenir 27 équations, avec des fréquences allant de 0 à $16f_0$.

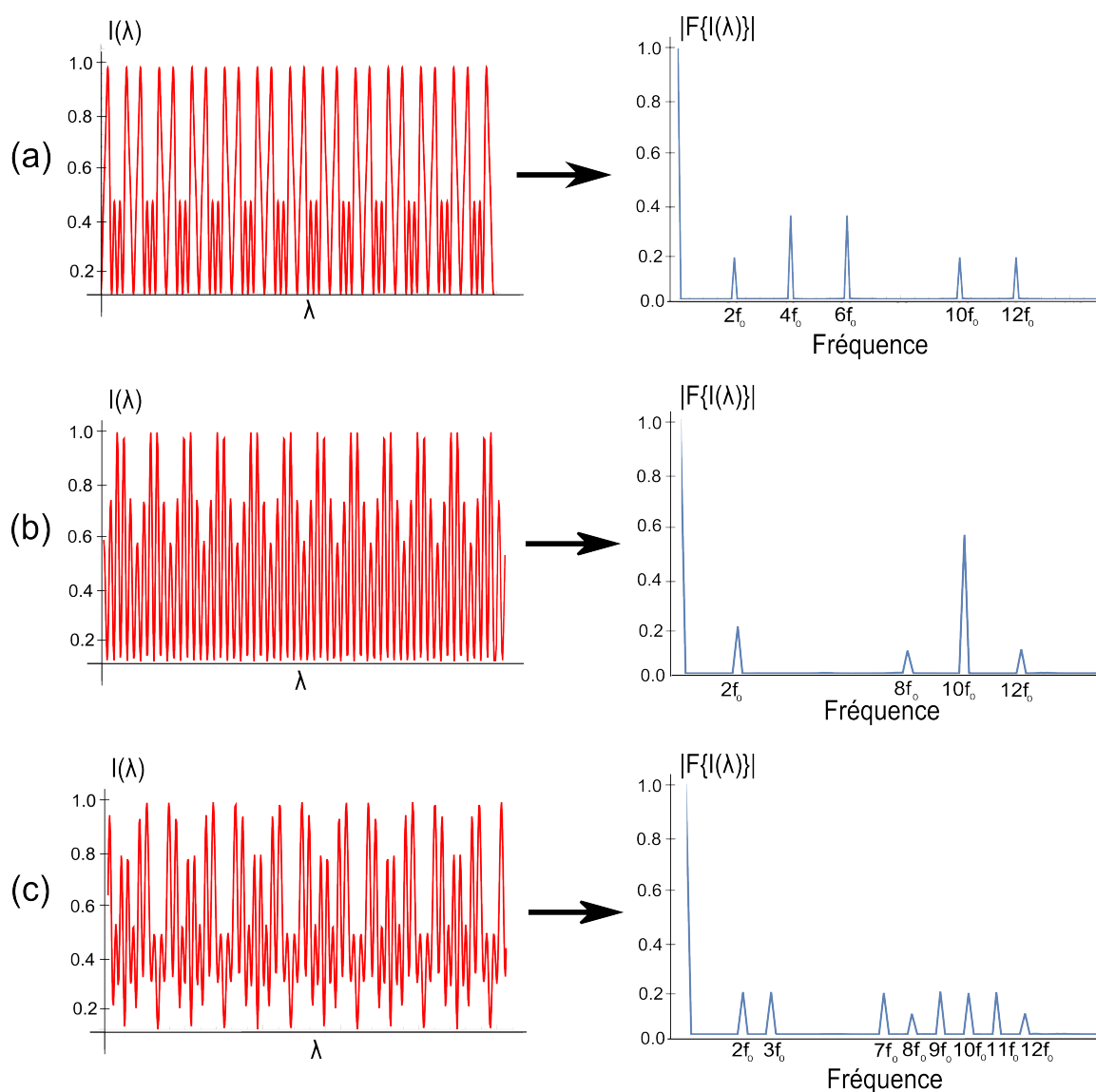


FIGURE II.5 – Spectres théoriques et les transformées de Fourier associées, (a) pour le vide, (b) pour un polariseur linéaire orienté à 45° et (c) pour une lame quart d'onde dont l'axe rapide est orienté à 45° .

— (2e,e,7e,14e), faisant intervenir 45 équations, avec des fréquences allant de 0 à $24f_0$.

— (3e,2e,e,8e), faisant intervenir 28 équations, avec des fréquences allant de 0 à $14f_0$.

Un compromis doit être alors fait entre la combinaison d'épaisseur apportant le plus d'équations, aux fréquences les moins élevées et dont le critère EWV est le plus petit. Le rapport (e,e,5e,5e) a alors été retenu car il fournit des fréquences relativement basses.

1.2- Montage expérimental du polarimètre de Mueller

Le but de ce travail de thèse est de développer un polarimètre de Mueller utilisant le codage spectral de la polarisation pour l'insérer dans un microscope à balayage de type confocal commercial (*Olympus*) sur lequel ont déjà été implémentés les contrastes multiphotoniques *SHG* et *TPEF*. On est donc amené à mettre en œuvre un unique système d'imagerie à balayage

laser multimodal linéaire et non-linéaire dont le but serait d'acquérir, avec la même résolution, des images révélant des contrastes polarimétriques couplées avec celles obtenues en imagerie multiphotonique.

Nous proposons alors un nouveau genre de polarimètre de Mueller imageur utilisant une swept-source et un simple photodétecteur mono-canal. Étant donné que les vitesses de balayage des scanners permettent des temps de résidence par pixel (ou *pixel-dwell time*) de l'ordre de $10\mu s$, une swept-source possédant une cadence de balayage en longueur d'onde de 100 kHz est un bon candidat.

Avant de monter le microscope de Mueller à balayage, une validation du polarimètre avec une source à balayage en longueur d'onde est nécessaire. Dans ce chapitre, deux configurations sont étudiées, une en transmission et l'autre en réflexion, dont les schémas des dispositifs expérimentaux sont représentés Figure II.6.

Nous allons maintenant détailler le rôle de chaque élément composant ce polarimètre, à savoir la swept-source, le détecteur et les lames de phases composant les blocs de codage et de décodage.

1.2.1- Utilisation d'une swept-source

La source à balayage laser rapide en longueur d'onde utilisée est une swept source (*Axsun Tech. Inc. @ SSOCT-1060*), couramment utilisée pour les techniques de *SS-OCT (Swept-Source Optical Coherent Tomography)* [108]. La composition électronique du boîtier de la swept-source est présentée en détail Figure II.7.

Le principe de ce type de source est de balayer un spectre en longueur d'onde par un système interférentiel Fabry-Perot placé dans la cavité laser. Un premier miroir, qui se translate sur l'axe optique, modifie l'ordre d'interférence et un second miroir, fixe, permet de laisser passer des longueurs d'onde particulières. En effet, seules les longueurs d'onde associées à l'ordre k (où k est un entier), notées λ_k , sont transmises par le Fabry-Perot et s'écrivent sous la forme

$$\lambda_k = \frac{2L}{k} \quad (\text{II.12})$$

où L est la distance séparant les deux miroirs composant le Fabry-Perot. À noter que le système en sortie du Fabry-Perot est doté d'un filtre qui permet de s'assurer qu'il n'y a émission que d'un seul ordre k à chaque balayage du spectre. Si le Fabry-Perot reste suffisamment longtemps à la même position, les modes de la cavité laser correspondant à la bande spectrale sélectionnée par le Fabry-Perot vont être ré-amplifiés par le milieu à gain (SOA ou *Semiconductor Optical Amplifier*) formant une raie laser intense de 55 pm de large (soit une longueur de cohérence de 13,5 mm à -6 dB). Ainsi, à chaque nouvelle position du Fabry-Perot, une raie laser unique à chaque longueur d'onde est observée, comme illustré Figure II.8.

La principale différence de la swept-source comparée à la diode super-luminescente est que toute la puissance optique est disponible pour chaque longueur d'onde d'un large spectre.

La swept-source utilisée balaye un spectre centré à $\lambda_0 = 1060nm$ sur une largeur de $110nm$, à une cadence de 100 kHz (correspondant à un balayage du spectre aller-retour en $10\mu s$) [109] et possède une puissance optique de 14 mW. Le système d'émission laser passe par une fibre

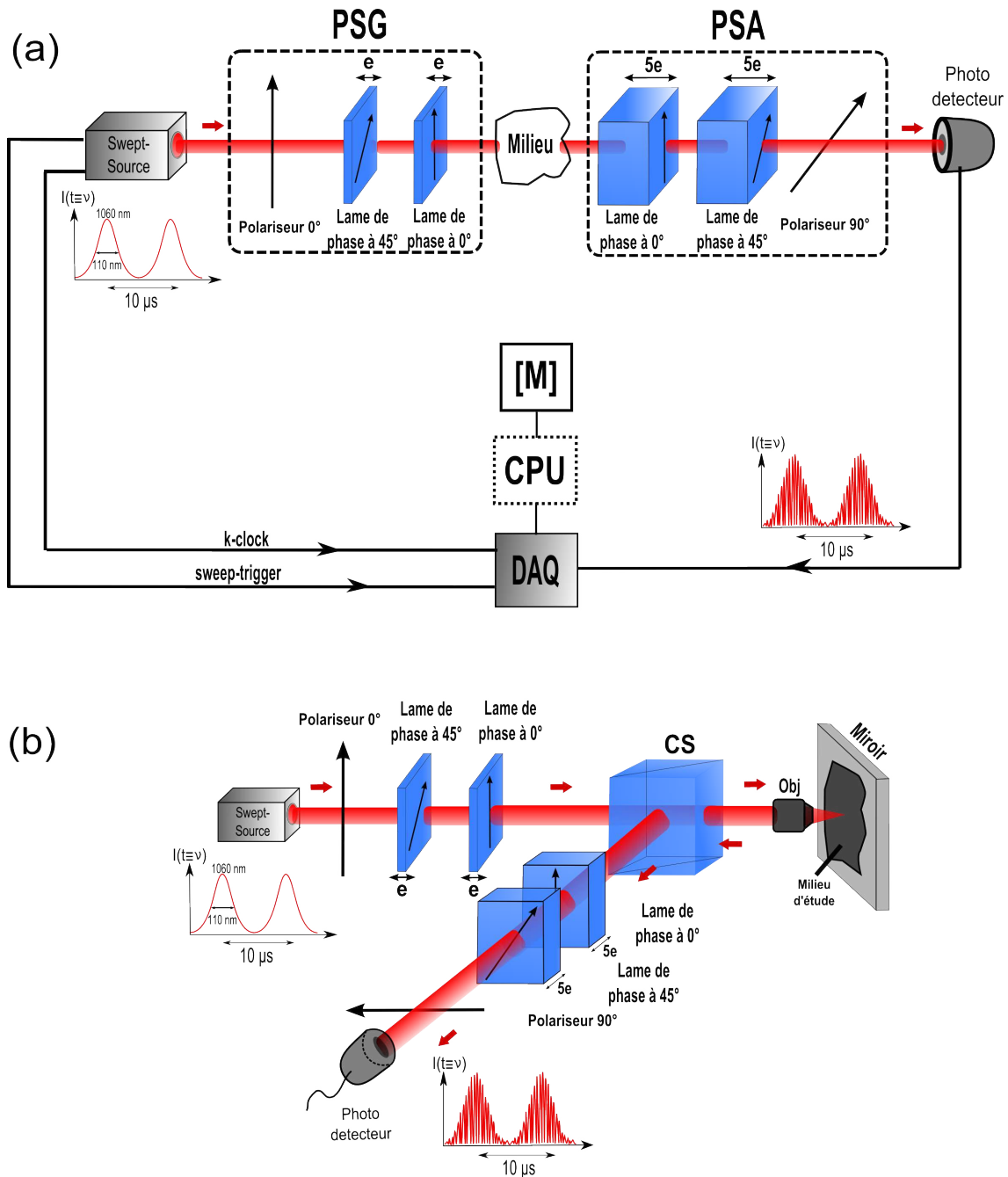


FIGURE II.6 – Schéma du polarimètre de Mueller utilisant une swept-source a) en configuration de transmission et b) en configuration de réflexion. e : épaisseur. DAQ (Data Acquisition Board) : Carte d'acquisition. PSG (Polarization States Generator) : Générateur d'états de polarisation. PSA (Polarization States Analyzer) : Analyseur d'états de polarisation. [M] : matrice de Mueller du milieu. CPU : Processeur pour le calcul de la matrice de Mueller, à partir des spectres enregistrés par la DAQ. CS : Cube séparateur. Obj : Objectif 4X/0,16.

optique monomode *SMJ-3A3A-1060-6/125-3-2* avec deux connecteurs FC/APC (2 m de longueur, 1060 nm, de diamètre de cœur $6\mu\text{m}$ et de gaine $125\mu\text{m}$) couplée à une lentille de sortie, qui nous permet de jouer sur la collimation du faisceau. La taille du faisceau est de 3 mm. Pour connaître le début du balayage en longueur d'onde de la swept-source, un signal spécifique est émis tous les $10\mu\text{s}$, appelé *sweep-trigger*.

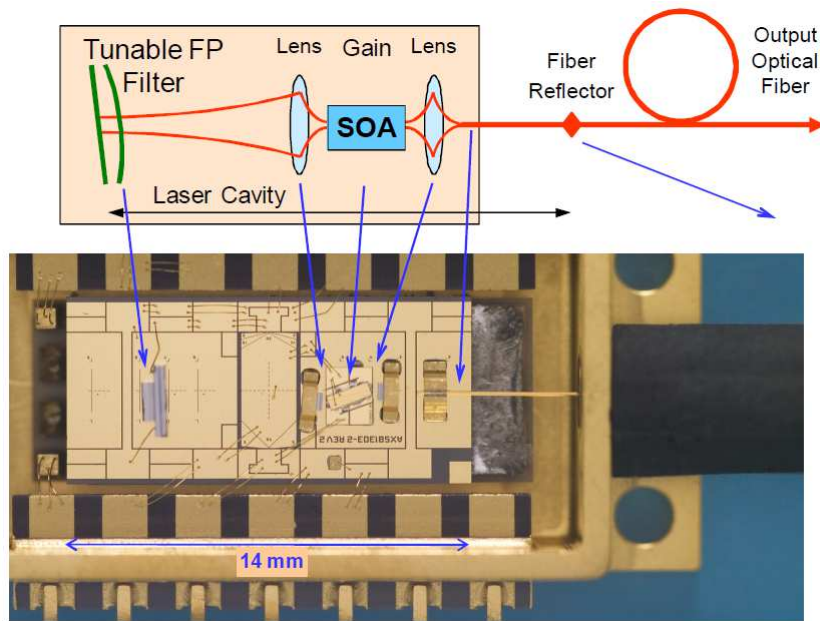


FIGURE II.7 – Détail du montage de la swept source. SOA (Semiconductor Optical Amplifier) : semi-conducteur (milieu amplificateur).

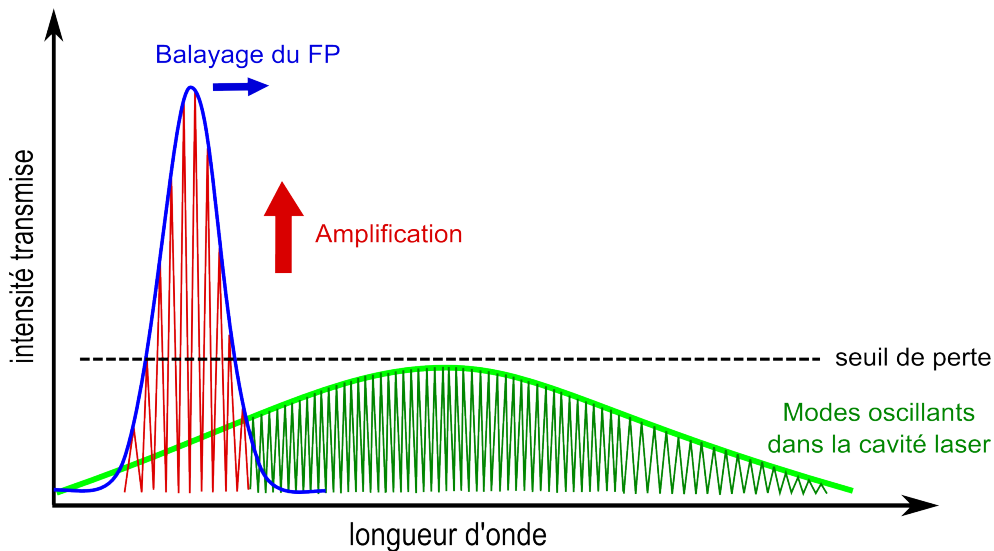


FIGURE II.8 – Balayage d'une raie laser en longueur d'onde.

Remarque 1 : L'utilisation d'une diode super-luminescente dans le polarimètre de Mueller développé par M. Dubreuil permet de générer tous les états de polarisation simultanément, d'où la dénomination de "snapshot" pour ce dispositif. En la remplaçant par la swept-source, ces états sont générés dans le temps à la vitesse de balayage du spectre, perdant le caractère de codage "simultané". Ainsi, ce nouveau système est uniquement limité par la vitesse de balayage de la swept-source.

Remarque 2 : Au cours de ce manuscrit, deux fréquences sont introduites qu'il sera nécessaire de distinguer :

- la fréquence de modulation des états de polarisation ($f_0, 2f_0, \dots$),

— la fréquence optique, notée ν , associée au balayage de la swept-source,

1.2.2- Lames de codage et de décodage

Le premier polarimètre, basé sur le codage spectral, développé au LSOL en 2007 par M. Dubreuil possède des lames de calcite ou $CaCO_3$ pour le PSG et le PSA. Pour ce nouveau dispositif utilisant une swept-source, les lames de phase ont été remplacées par du Yttrium Vanadate ou YVO_4 [110, 111]. Le Tableau II.2 établit un comparatif sur les propriétés physiques de ces deux matériaux.

	$CaCO_3$	YVO_4
Expansion thermique ($/^\circ C$)	axe-c = $26,3 \times 10^{-6}$	axe-c = $11,4 \times 10^{-6}$
	axe-a = $5,4 \times 10^{-6}$	axe-a = $4,4 \times 10^{-6}$
Indice de réfraction	$n_o = 1,6424@1060nm$	$n_o = 1,9573@1060nm$
	$n_e = 1,4797@1060nm$	$n_e = 2,1652@1060nm$
Biréfringence	$-0,1627@1060nm$	$0,2079@1060nm$
Dureté (échelle de Mohs)	3	5

Tableau II.2 – Caractéristiques physiques du $CaCO_3$ (calcite) et du YVO_4 (Yttrium Vanadate).

La biréfringence du YVO_4 est plus élevée ($\Delta n = 0,208$ à 1060 nm), ce qui permet d'envisager des lames de plus faible épaisseur. L'expansion thermique est aussi plus homogène suivant les deux axes cristallins avec ce matériau et sa dureté est plus importante, ce qui permet d'obtenir des coupes plus précises.

Les épaisseurs des lames de YVO_4 sont de $e = 0,4$ mm pour le bloc de codage et $5e = 2,0$ mm pour le bloc de décodage. L'image Figure II.9 illustre bien le potentiel de miniaturisation du PSG et du PSA ; en effet, les lames ont été placées dans des blocs en aluminium de la taille d'une pièce de 50 centimes (inférieur à 30 mm) avec une ouverture de 12,7 mm. Cette réduction des dimensions permet d'envisager de fixer ces blocs au sein de systèmes plus imposants mais également d'isoler thermiquement les lames.

1.2.3- Numérisation des signaux optiques

Après l'étape d'analyse des états de polarisation, le spectre cannelé est détecté par une photodiode PIN InGaAS (Femto HCA-S-400M-IN) de bande passante 400 MHz et de diamètre effectif $300\mu m$. Chaque spectre est directement numérisé sur la DAQ sur 1440 points, permettant d'avoir 6 périodes entières à la fréquence de modulation f_0 . A $12f_0$, on mesure 72 périodes, ce qui permet d'échantillonner le signal à la fréquence la plus élevée par 13 points, ce qui se situe largement au dessus du critère de Nyquist. La largeur spectrale d'analyse est $\Delta\lambda = 81$ nm.

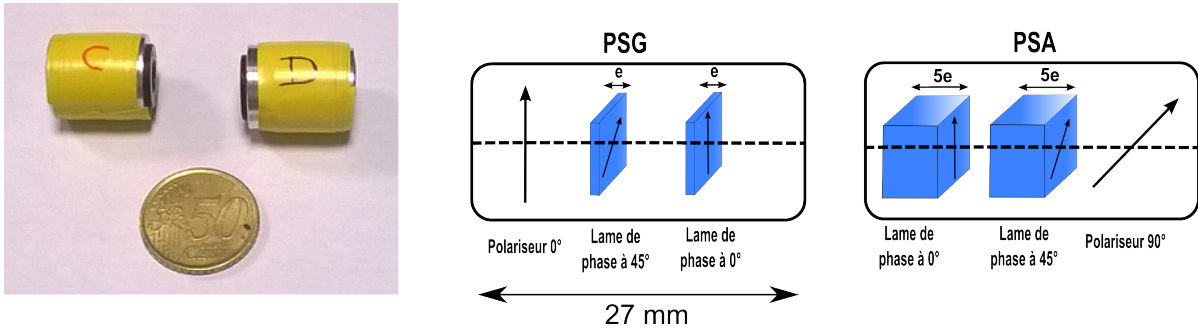


FIGURE II.9 – Image des blocs de codage (C ou PSG) et de décodage (D ou PSA), comparés à la taille d'une pièce de 50centimes.

La photodiode est connectée à la swept-source via une carte d'acquisition *AlazarTech ATS9350*, qui permet de numériser le signal optique sur 12 bits, soit à intervalle de temps régulier à la cadence de 500 Méga-échantillons par seconde, soit à intervalle de fréquence optique régulier en utilisant le "k-clock" (dont le principe sera présenté dans la suite). En effet, comme le miroir mobile du Fabry-Perot se translate physiquement, chaque longueur d'onde est associée à un temps. Cependant, du fait de l'hysteresis mécanique du système (accélération et décélération du miroir mobile), la relation entre fréquence optique et temps n'est plus linéaire. Pour contrer ce problème, le constructeur a intégré un système d'horloge interne à la swept-source appelé *k-clock*, dont le principe repose sur l'interférométrie de Mach-Zehnder (*MZI*), représenté Figure II.10. Ce système délivre un signal dont la fréquence instantanée évolue de façon non-linéaire dans le temps, comme présenté Figure II.11, pour être réutilisée afin d'échantillonner au bon intervalle de temps. La non-linéarité de la variation en longueur d'onde dans le temps est ainsi compensée directement.

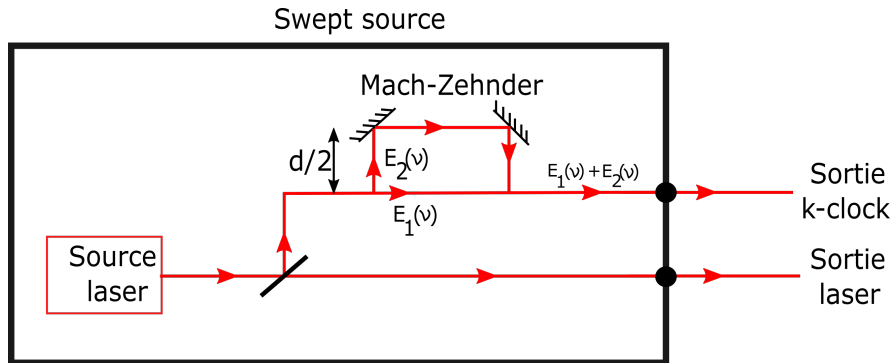


FIGURE II.10 – Principe du k-clock à l'intérieur du système swept source. La sortie du k-clock est reliée ensuite à une des voies d'une carte d'acquisition.

Le signal généré par ce type d'horloge externe est très utilisé en imagerie OCT pour échantillonner le signal de telle sorte que les points soient équidistants en fréquence optique. Considérons E_0 , le champ électrique de la lumière sortant directement de la swept-source, une partie de ce signal sert de référence et ne subira aucune modification, noté E_1 . L'autre partie, noté E_2 , sera envoyée vers un interféromètre de Mach-Zehnder et va parcourir un trajet plus long. Si on note d la distance supplémentaire parcourue par E_2 , cette partie du signal subira un déphasage de $\frac{2\pi}{c}d\nu$ et les expressions de ces deux champs sont

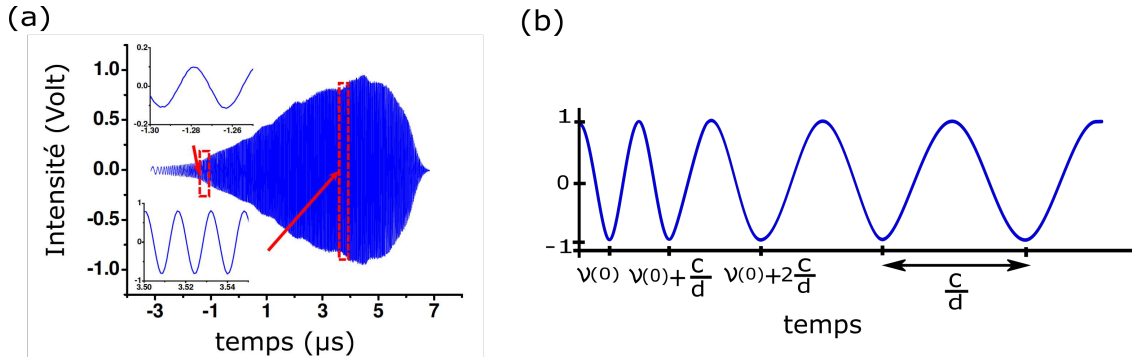


FIGURE II.11 – Illustration de l'évolution non-linéaire de la fréquence instantanée, décrit dans l'article [112]. (a) Signal interférométrique du Mach-Zehnder en fonction du temps pour un balayage de la swept source. (b) Schéma de la variation de la fréquence instantanée au cours du temps de ce signal interférométrique. Les annulations se font à intervalle de fréquence optique régulier.

$$\begin{aligned} E_1(\nu) &= E_0(\nu) \\ E_2(\nu) &= E_0(\nu)e^{-i\frac{2\pi}{c}d\nu} \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

où c , est la célérité de la lumière. La combinaison à la sortie de l'interféromètre correspondra à un signal détecté S_{det} équivalent à

$$S_{det} = |E_1(\nu) + E_2(\nu)|^2 = I_0(\nu) \cdot 4\cos^2\left(\frac{\pi}{c}d\nu\right) \quad (\text{II.14})$$

L'équation II.13 peut nous permettre alors de ré-échantillonner le signal interférométrique car on sait que ce signal s'annule, comme représenté Figure II.11(b), pour

$$\nu(t_k) = \nu_0(t) + k\frac{c}{d} \quad (\text{II.15})$$

où k est un entier.

Pour échantillonner à fréquence optique régulière, il suffit de numériser un échantillon à chaque annulation du signal interférométrique du Mach-Zehnder, dont la méthode est présentée Figure II.12. Pour cela, le signal interférométrique est combiné à ce même signal déphasé de 90° . Préalablement, une détection de zéro (*zero-crossing Detection*) associée à une opération de type *XOR* permet de générer un signal rectangulaire qui servira de déclenchement pour chaque échantillon [112, 113].

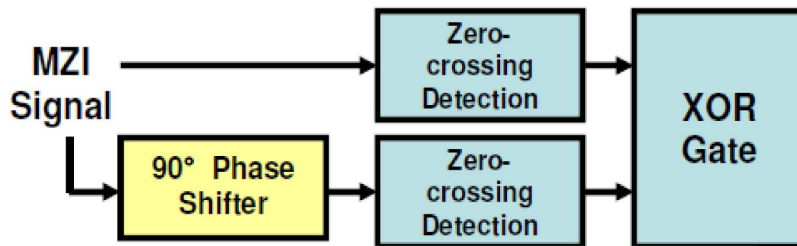


FIGURE II.12 – Diagramme des opérations de l'horloge externe, présentée dans l'article [112].

La forme du signal k-clock est représentée Figure II.13, ainsi que le déclenchement du balayage en longueur d'onde (*sweep-trigger*). La fréquence instantanée de ce signal est variable de 150 MHz à 350 MHz au cours d'un balayage en longueur d'onde de la swept-source.

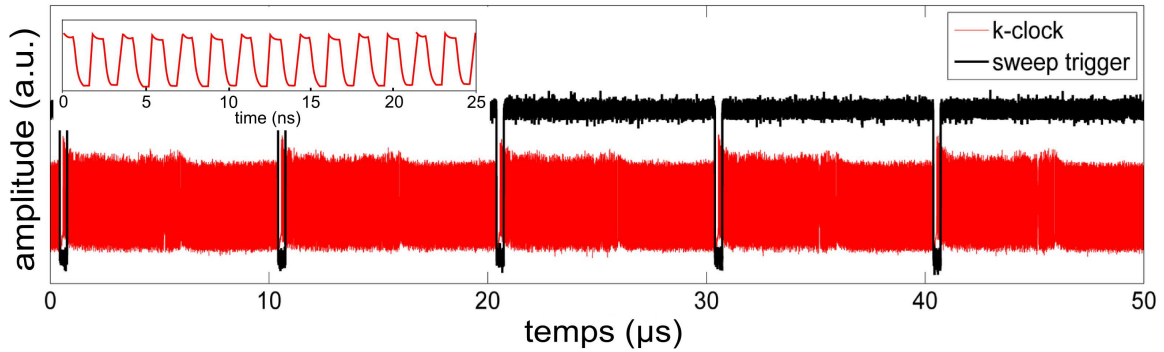


FIGURE II.13 – Signaux de k-clock (en rouge) et de sweep-trigger (en noir) de la swept-source.

Pour se rendre compte de l'importance de tenir compte de cette opération d'échantillonnage à partir du k-clock, nous avons mesuré le spectre cannelé d'un polariseur orienté à 0° sans et avec cet échantillonnage non-linéaire, dont les résultats sont résumés Figure II.14.

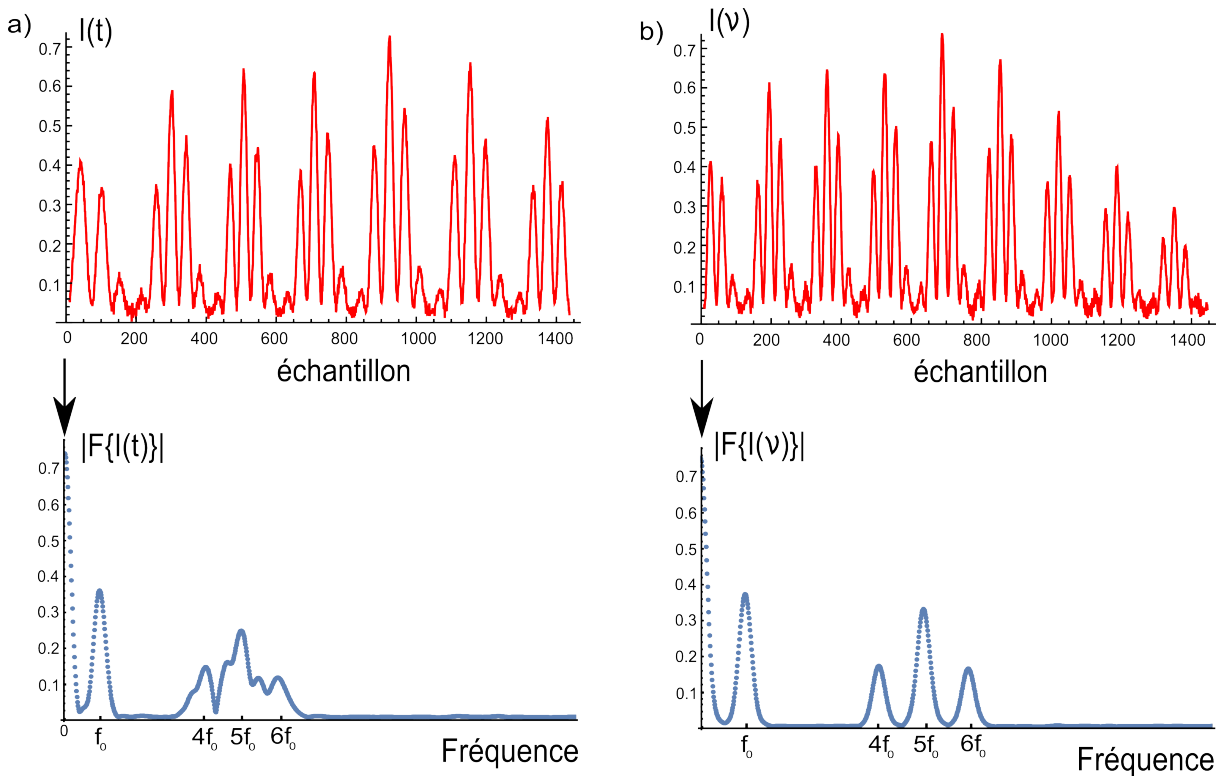


FIGURE II.14 – Signal mesuré pour un polariseur linéaire orienté à 0° et la transformée de Fourier associée, (a) échantillonné sans et (b) avec le k-clock.

La swept-source et la photodiode sont reliées à la carte d'acquisition via différentes entrées qui correspondent à :

- Un signal du *sweep-trigger*, connecté au port "*TRIG IN*",
- Un signal de k-clock de la swept-source, connecté au port "*EXT CLOCK*".
- Le signal mesuré avec la photodiode, connecté au port "*CHANNEL A*".

2- Erreurs systématiques et corrections

Les erreurs du polarimètre de Mueller sont principalement engendrées par le système d'émission de la swept-source et par les défauts des lames composant le PSG et le PSA. Nous allons maintenant évaluer ces erreurs systématiques, ainsi que des solutions pour les prendre en compte lors de la détermination de la matrice de Mueller du milieu.

Remarque : On note les lames de phase suivant leur ordre dans le polarimètre, dont les orientations sont données par rapport à celle du polariseur d'entrée du PSG (orienté alors à 0°) comme indiqué dans la configuration expérimentale Figure II.4, à savoir

- Lame 1 : lame d'épaisseur e , dont l'axe rapide est orientée à 45° .
- Lame 2 : lame d'épaisseur e , dont l'axe rapide est orientée à 0° .
- Lame 3 : lame d'épaisseur $5e$, dont l'axe rapide est orientée à 0° .
- Lame 4 : lame d'épaisseur $5e$, dont l'axe rapide est orientée à 45° .

2.1- Erreurs liées à l'atténuation à haute fréquence

La swept-source est susceptible d'introduire une erreur due à l'atténuation de l'amplitude des pics associées aux fréquences de modulation spectrale. Ce phénomène, connu sous le nom de "drop-off", est lié à la longueur de cohérence de la source (13,5 mm), elle-même correspondant à la largeur spectrale finie de la raie associée à chaque longueur d'onde du balayage (55 pm). Une compensation de l'atténuation des pics est nécessaire afin de remonter de manière précise aux coefficients de la matrice de Mueller.

Pour corriger ce problème, l'idée est de déterminer une fonction de correction à partir de la mesure de l'amplitude des pics de Fourier de milieux connus, c'est-à-dire dont on connaît parfaitement les rapports entre les amplitudes des pics aux différentes fréquences.

D'après le Tableau II.1, en choisissant le vide comme milieu connu par exemple, on peut avoir accès aux amplitudes des pics aux fréquences $0, 2f_0, 4f_0, 6f_0, 10f_0$ et $12f_0$. Dans le Tableau II.3, on résume les rapports des amplitudes théoriques à ces fréquences du vide, normalisées par rapport au pic $4f_0$. Le choix de cette fréquence prise comme référence sera justifié dans la partie suivante traitant des erreurs d'épaisseur des lames.

Pour calculer les autres coefficients aux pics $f_0, 3f_0, 5f_0, 7f_0, 8f_0, 9f_0$ et $11f_0$, on réalise une interpolation par une fonction linéaire à partir des pics du vide. Ensuite, on compare les rapports entre les amplitudes des pics de Fourier expérimentales et théoriques associées à chaque pic normalisées par rapport au pic $4f_0$, ce qui permet de remonter au "drop-off" de la Figure II.15.

D'après cette Figure II.15, on remarque que les pics ont des amplitudes qui ne sont quasiment pas atténuées aux hautes fréquences.

Fréquence	Rapport théorique entre l'amplitude du pic et celui à la fréquence $4f_0$
0	3
$2f_0$	0.5
$6f_0$	1
$10f_0$	0.5
$12f_0$	0.5

Tableau II.3 – Amplitudes des pics à $0, 2f_0, 6f_0, 10f_0$ et $12f_0$ normalisées par celle du pic à $4f_0$ pour le signal du vide.

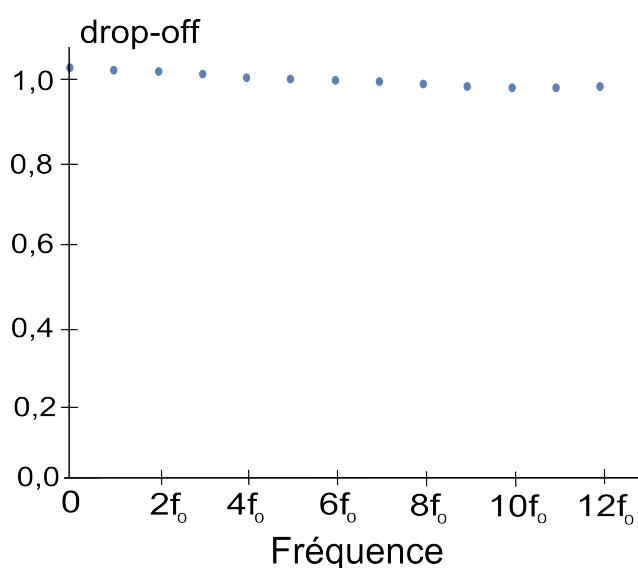


FIGURE II.15 – Drop-off calculé à partir de l'amplitude des pics normalisée par rapport au pic de fréquence $4f_0$ sur le signal du vide.

Si on s'intéresse à l'influence de cette correction sur les matrices de Mueller du vide, on voit que sans cette méthode, malgré une faible atténuation à haute fréquence, la matrice s'éloigne rapidement de l'identité 4×4 , comme illustré dans le Tableau II.4. Il est alors nécessaire de la prendre en compte.

2.2- Résolution des pics de Fourier

Étant donné que la détermination des 16 coefficients de la matrice de Mueller se base sur la mesure d'amplitudes complexes, il faut s'assurer que le spectre de Fourier du milieu soit correctement résolu.

Une optimisation d'ordre numérique simple pour améliorer la lecture des pics est de générer une transformée de Fourier échantillonnée avec plus de points. Pour cela, on ajoute des valeurs nulles aux extrémités du signal $I(\nu)$ directement. Cette méthode, connue sous le nom de "zero-

Sans compensation	Avec compensation
$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,010 & 0,036 & -0,004 \\ -0,011 & 0,956 & -0,009 & 0,009 \\ 0,003 & -0,004 & 0,921 & 0,015 \\ -0,005 & 0,002 & -0,014 & 0,922 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,010 & 0,006 & -0,015 \\ -0,011 & 0,997 & -0,009 & 0,009 \\ 0,000 & 0,004 & 0,997 & 0,016 \\ -0,006 & 0,002 & -0,015 & 0,997 \end{bmatrix}$
$D_L = 0,038$	$D_L = 0,019$
$P_d = 0,933$	$P_d = 0,997$
$R_L = 0,9^\circ$	$R_L = 0,9^\circ$

Tableau II.4 – Matrices de Mueller et valeurs de la diatténuation linéaire (D_L), dépolarisation (P_d) et de retardance linéaire (R_L) pour le vide, avec et sans la compensation du "drop-off".

"padding", doit forcément être couplée avec un fenêtrage adéquat du signal. En effet, le spectre numérisé est tronqué de manière abrupte (fenêtre rectangulaire), ce qui représente dans l'espace de Fourier une convolution par un sinus cardinal. Le *zero-padding* seul va donc accentuer la résolution des lobes secondaires du sinus cardinal ce qui peut polluer les pics adjacents, comme on peut le voir Figure II.16.b. On peut pallier ce problème en utilisant en plus une fenêtre de type *Blackman-Harris* [107, 114], dont l'effet est visible Figure II.16.c.

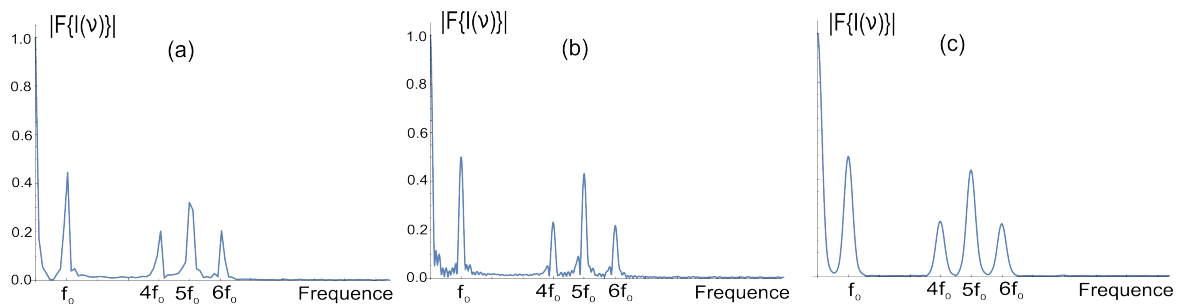


FIGURE II.16 – Transformée de Fourier directe du signal de la Figure II.14 (polariseur linéaire orienté à 0°) (a) sans optimisation numérique (sans interpolation), (b) avec l'application du "zero-padding" (signal interpolé à 5400 points) et (c) avec application du "zero-padding" et de la fenêtre de Blackman-Harris.

2.3- Réponse en longueur d'onde du milieu

La modélisation de notre polarimètre fait l'hypothèse que les coefficients m_{ij} de la matrice de Mueller sont indépendants de la longueur d'onde dans la bande spectrale d'analyse. Si ce n'était pas le cas, le milieu participerait également au codage spectral entraînant une erreur sur la mesure de la matrice de Mueller.

Nous souhaitons donc évaluer la tolérance de notre polarimètre sur l'évolution des coefficients de la matrice de Mueller dans la fenêtre d'analyse ($\Delta\lambda = 81nm$).

Nous avons réalisé une simulation sur une lame quart d'onde dont l'axe rapide est orienté à 30° , avec un retard ϕ_{milieu} qui varie en longueur d'onde s'écrivant tel que

$$\phi_{milieu} = 2\pi f_0^{milieu}(\lambda - \lambda_0) + \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.16})$$

avec f_0^{milieu} , une constante proportionnelle à la fréquence fondamentale f_0 associée à la modulation spectrale de la lame 1 de YVO_4 du PSG. Pour une lame d'épaisseur $e = 0,4mm$, $f_0 = 79,4\mu m^{-1}$ à $\lambda_0 = 1060nm$.

Nous avons simulé la mesure de la matrice de Mueller du milieu chromatique en utilisant le protocole développé précédemment dans la thèse et qui est basé sur l'achromaticité du milieu d'étude. Le Tableau II.5 présente les paramètres polarimétriques (diatténuation linéaire, dépolarisation et retardance linéaire) en fonction de l'évolution du déphasage du milieu par rapport au déphasage de la lame 1 de YVO_4 du PSG, qui consiste à faire le rapport suivant

$$\frac{\Delta\phi^{milieu}}{\Delta\phi^{YVO_4}} = \frac{f_0^{milieu}}{f_0} \quad (\text{II.17})$$

f_0^{milieu}/f_0 (%)	$\Delta\phi^{milieu}$ (°)	D_L	P_d	R_L
0%	0	0,000	1,000	90,00°
1%	23	0,002	0,999	89,96°
2%	46	0,005	0,998	89,96°
3%	70	0,007	0,998	89,94°
4%	93	0,009	0,997	89,84°
5%	116	0,012	0,993	89,81°
6%	139	0,014	0,985	89,75°
7%	162	0,016	0,977	89,72°
8%	185	0,018	0,967	89,67°
9%	208	0,020	0,955	89,63°
10%	232	0,022	0,942	89,59°
15%	347	0,028	0,863	89,36°
20%	463	0,030	0,773	89,19°

Tableau II.5 – Simulation de l'influence en longueur d'onde du déphasage induit par une lame quart d'onde, en fonction de la fréquence instantanée relative et du déphasage absolu sur les paramètres polarimétriques. D_L : Diatténuation linéaire. P_d : dépolarisation. α_R : orientation de la retardance.

Lorsque le milieu est achromatique ($f_0^{milieu} = 0$), les paramètres polarimétriques (diatténuation linéaire, dépolarisation et retardance linéaire) extraits de la matrice de Mueller donnent des

valeurs en accord avec les propriétés du milieu (à savoir $D_L = 0$, $P_d = 1$ et $R_L = 90^\circ$). En revanche, si la chromaticité du milieu augmente (donc f_0 augmente), un biais sur les mesures polarimétriques apparaît plus particulièrement avec une forte variation sur l'indice de dépolarisation. Cet effet provient en fait du moyennage des propriétés polarimétriques du milieu sur la fenêtre spectrale d'analyse.

2.4- Erreurs sur l'orientation des lames

Pour remonter aux 16 m_{ij} de la matrice de Mueller, l'équation II.5 a été définie dans le cas idéal où les lames de YVO_4 sont parfaitement alignées dans la configuration $(45^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 45^\circ)$ par rapport au polariseur d'entrée et le polariseur de sortie est à 90° du polariseur d'entrée. Il est donc nécessaire d'évaluer la matrice de Mueller lorsque ces éléments optiques du PSG et du PSA sont soumis à des erreurs sur leur orientation par rapport au polariseur d'entrée. On note $\Delta\theta_p$ l'erreur sur l'orientation du polariseur linéaire de sortie et $\Delta\theta_1$, $\Delta\theta_2$, $\Delta\theta_3$ et $\Delta\theta_4$ celles des 4 lames de YVO_4 .

Tout d'abord, on dispose de deux types de support de rotation : un manuel et l'autre motorisé, dont les incertitudes sur l'orientation sont évaluées respectivement à $0, 5^\circ$ et $0, 05^\circ$. Le Tableau II.6 présente les résultats de la simulation de telles erreurs sur l'orientation des lames de YVO_4 et du polariseur de sortie sur la matrice de Mueller du vide (équivalente à la matrice identité).

On constate que des erreurs d'alignement de $0, 5^\circ$ (le cas pour un système de rotation manuel) engendre des erreurs non-négligeables sur les coefficients de la matrice de Mueller, supérieures à $0, 050$. Par contre, une incertitude sur l'alignement de $0, 05^\circ$ réduit d'un facteur 10 cette erreur. Étant donné que la détermination des incertitudes d'alignement est très compliquée à prendre en compte dans notre modèle, on limite alors ces erreurs par une procédure d'alignement stricte et en plaçant les lames de YVO_4 et le polariseur de sortie sur des moteurs de rotation, connectés à un contrôleur (*Newport*).

Le protocole d'alignement consiste tout d'abord à croiser le polariseur de sortie avec celui d'entrée, dont l'axe est pris comme référence (noté 0°). On mesure l'intensité lumineuse de la swept-source qui traverse les deux polariseurs autour de l'extinction puis, par un ajustement polynomial, on se place au minimum de la parabole, dont un exemple d'alignement est présenté Figure II.17.

Ensuite, la lame 1 est placée entre les polariseurs croisés. On repère son axe rapide suivant la même orientation que le polariseur d'entrée et l'interpolation parabolique autour de l'extinction donne la position finale de la lame. Cette opération est répétée pour les 3 autres lames et les lames 1 et 4 sont orientées à 45° de cette position. Les mesures d'intensité des lames entre polariseur et analyseur croisés, ainsi que l'interpolation par un fit parabolique, sont présentées Figure II.18.

Cette procédure permet d'orienter les lignes neutres sans faire la distinction entre les axes rapides notés n_r et lents notés n_l . Pour lever cette ambiguïté, on place les deux premières lames d'épaisseurs e à la suite, puis on oriente les axes rapides à 45° . On distingue différents cas de figure résumés sur les schémas Figure II.19 :

$\Delta\theta_1(^{\circ})$	$\Delta\theta_2(^{\circ})$	$\Delta\theta_3(^{\circ})$	$\Delta\theta_4(^{\circ})$	$\Delta\theta_p(^{\circ})$	Matrice de Mueller du vide
0	0	0	0	0	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
0,5	0	0	0	0	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0,017 & -0,017 & 0,982 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,982 \end{bmatrix}$
0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0,002 & 0,998 & 0,034 & 0 \\ 0,035 & -0,052 & 0,964 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,965 \end{bmatrix}$
0,05	0	0	0	0	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0,002 & -0,002 & 0,998 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,998 \end{bmatrix}$
0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0,003 & 0 \\ 0,003 & -0,005 & 0,997 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,997 \end{bmatrix}$

Tableau II.6 – Matrices de Mueller simulées pour le vide comme milieu, pour différents exemples d'erreurs d'alignement relatif de chaque lames de phase ($\Delta\theta_1$, $\Delta\theta_2$, $\Delta\theta_3$, $\Delta\theta_4$) et du polariseur de sortie ($\Delta\theta_p$) par rapport à l'orientation du polariseur d'entrée.

- si les axes rapides des deux lames sont perpendiculaires entre eux, il n'y a pas de fréquence de modulation,
- si les axes rapides des deux lames sont parallèles entre eux, la fréquence de modulation est $2f_0$: les axes sont correctement alignés.

Avec l'axe de la première lame comme référence, on fait de même pour la 3, puis pour la 4,

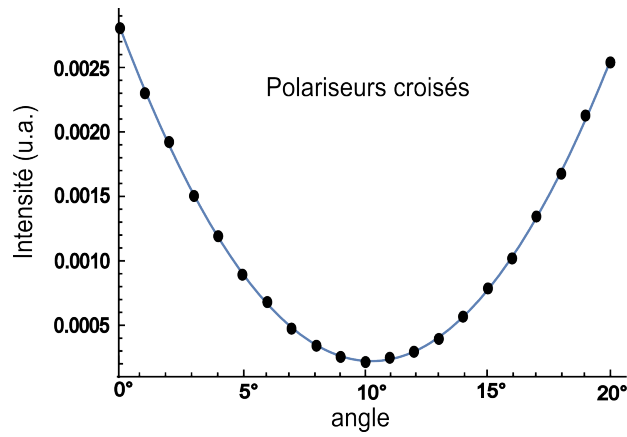


FIGURE II.17 – Interpolation polynomiale (en trait plein) pour les mesures d'intensité pour le polariseur et l'analyseur croisés.

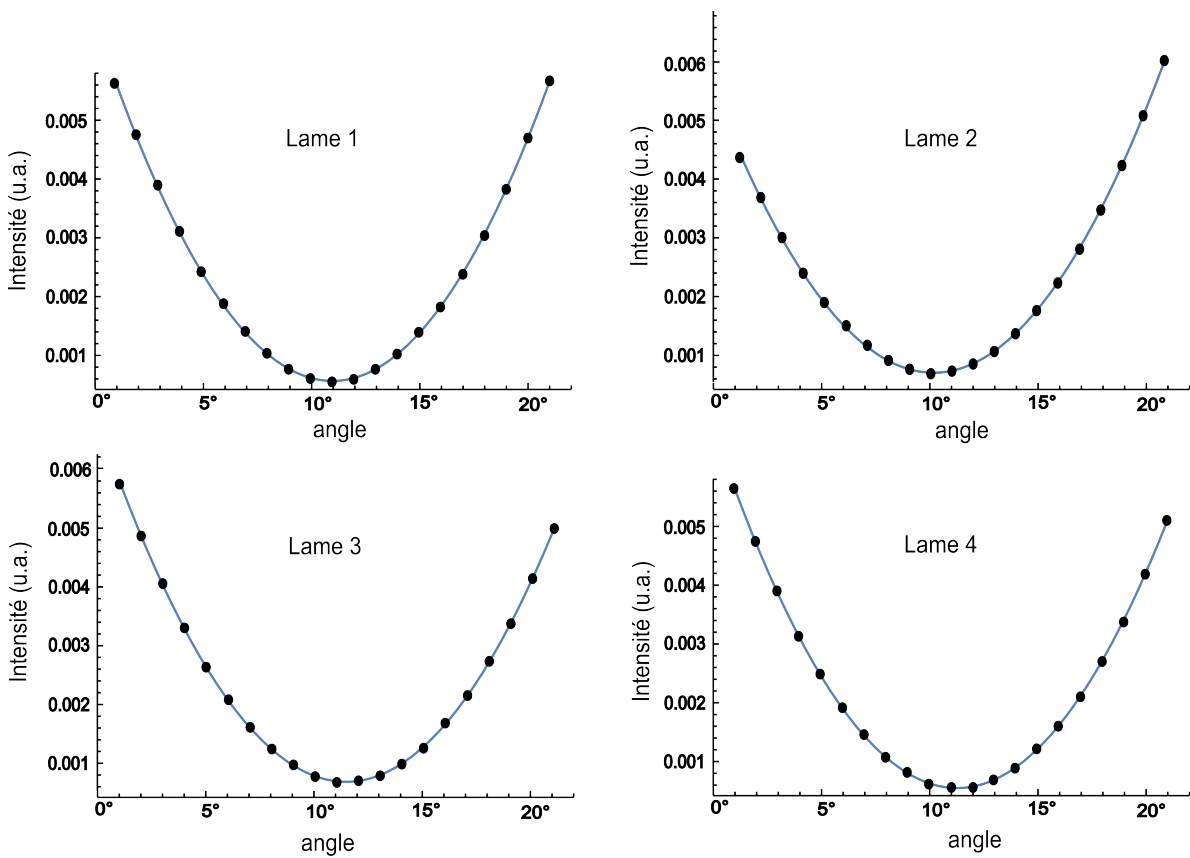


FIGURE II.18 – Interpolation polynomiale (en trait plein) pour les mesures d'intensité des lames 1, 2, 3 et 4 (en point) entre polariseur et analyseur croisés.

- si les axes rapides des deux lames sont perpendiculaires entre eux, la fréquence de modulation est $4f_0$,
- si les axes rapides des deux lames sont parallèles entre eux, la fréquence de modulation est $6f_0$: les axes sont correctement alignés.

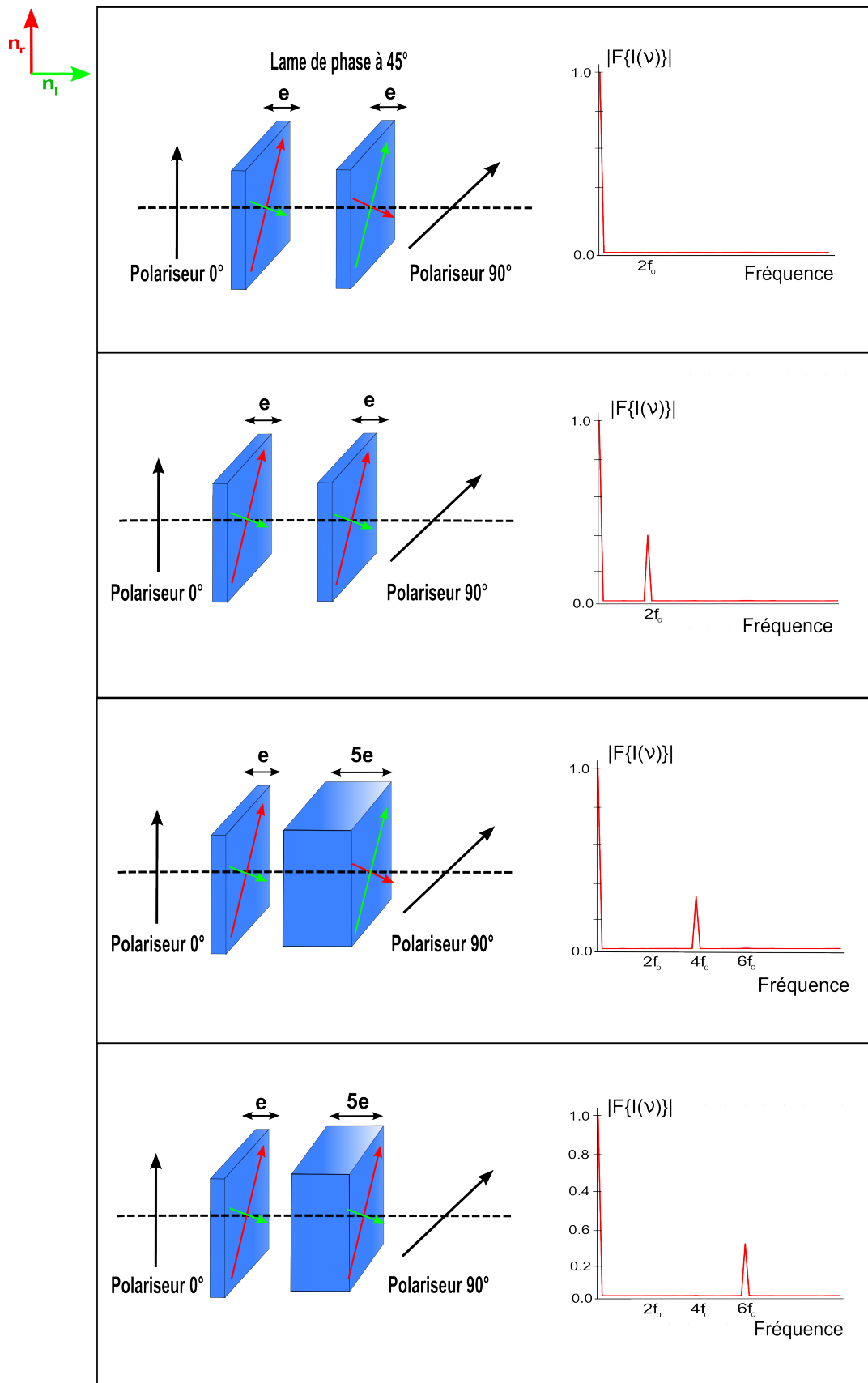


FIGURE II.19 – Procédure d’alignement sur la même ligne neutre (ici l’axe rapide en rouge noté n_r) des lames de phase, à partir de la transformée de Fourier du signal.

2.5- Erreurs sur les épaisseurs des lames

D'après l'équation **II.2**, le déphasage à l'ordre 0 est associé à la position des cannelures dans la fenêtre d'analyse et, à l'ordre 1 est associé à la fréquence de modulation. Ces deux paramètres dépendent de l'épaisseur des lames ; ainsi la moindre variation dans le rapport d'épaisseur ($e, e, 5e, 5e$) peut donner des matrices de Mueller non-physiques.

Le constructeur garanti une précision de 0,5% sur les lames d'épaisseurs e et de 0,1% sur les lames d'épaisseur $5e$. Pour les lames de YVO_4 , cela correspond à une précision sur l'épaisseur de 20 μm . On va donc maintenant évaluer l'influence des défauts sur les épaisseurs des lames 2, 3 et 4 en prenant l'épaisseur de la lame 1 comme référence.

Tout d'abord, considérons les erreurs commises sur la phase ϕ_0 à l'ordre 0 de l'équation **II.2** pour une fréquence entière dans la fenêtre d'analyse. Cela revient à considérer la configuration ($e, e + \Delta e_2, 5e + \Delta e_3, 5e + \Delta e_4$) et à définir les erreurs de phase ϕ_2, ϕ_3 et ϕ_4 à l'ordre 0, telles que

$$\phi_i = \frac{4\pi\Delta n\Delta e_i}{\lambda_0} - 2\pi \left(\frac{\partial\Delta n}{\partial\lambda} \right)_{\lambda_0} \Delta e_i \quad \text{avec } i = 2, 3, 4. \quad (\text{II.18})$$

avec les incertitudes sur l'épaisseur des lames 2, 3 et 4 notées Δe_i où $i = 2, 3, 4$ en prenant celle de la lame 1 comme référence. Le terme $\left(\frac{\partial\Delta n}{\partial\lambda} \right)_{\lambda_0}$ correspond à la dispersion chromatique et vaut $-0,04008\mu m^{-1}$ pour le YVO_4 [115].

Ainsi, on voit que le déphasage ϕ_i , spécifique à chaque variation d'épaisseur par rapport à la lame 1, va perturber la mesure. En effet, en tenant compte des erreurs de phase ϕ_i associées aux erreurs d'épaisseurs Δe_i et en considérant une fenêtre d'analyse spectrale fixe, on réécrit l'expression du vecteur de Stokes de sortie \vec{S}_s ,

$$\vec{S}_s = [P(90^\circ)] \cdot [R(5\phi + \phi_4, 45^\circ)] \cdot [R(5\phi + \phi_3, 0^\circ)] \cdot [M] \cdot [R(\phi + \phi_2, 0^\circ)] \cdot [R(\phi, 45^\circ)] \cdot [P(0^\circ)] \vec{S}_i \quad (\text{II.19})$$

où ϕ est définie d'après l'équation **II.2**. L'intensité lumineuse détectée peut être écrite sous sa forme simplifiée de la manière suivante

$$I(\lambda) = Re \left[V_0^{Re} + \sum_{n=1}^{12} (V_n^{Re} - jV_n^{Im}) \cdot e^{j\Phi_n} \cdot e^{jn(2\pi f_0\lambda + \phi_{fen})} \right] \quad (\text{II.20})$$

où V_n^{Re} et V_n^{Im} sont des combinaisons linéaires des m_{ij} , mais aussi des ϕ_i . Les phases ϕ_n sont des phases supplémentaires qui dépendent des ϕ_i . On constate alors un changement dans l'expression de l'intensité lumineuse, engendrant de nouvelles combinaisons linéaires entre les coefficients de Mueller et les amplitudes complexes des pics de Fourier, décrites en partie réelle et imaginaire, dans le Tableau II.7. Comme pour l'équation **II.7**, on réécrit la matrice de passage, notée [P_{erreur}], pour tenir compte de ces erreurs de phase dont l'expression est présentée Annexe 8.

Fréquence	Φ_n	$V^{Re} (\times 64)$	$V^{Im} (\times 64)$
0	0	$16m_{00} + 8m_{02}\cos(\phi_2) - 8m_{03}\sin(\phi_2)$ $-8m_{20}\cos(\phi_3 - \phi_4) + 8m_{30}\sin(\phi_3 - \phi_4)$ $-4m_{22}\cos(\phi_2)\cos(\phi_3 - \phi_4)$ $+4m_{33}\sin(\phi_2)\sin(\phi_3 - \phi_4)$ $-4m_{23}\sin(\phi_2)\cos(\phi_3 - \phi_4)$ $+4m_{32}\cos(\phi_2)\sin(\phi_3 - \phi_4)$	0
f_0	0	$8m_{01} - 4m_{21}\cos(\phi_3 - \phi_4)$ $+4m_{31}\sin(\phi_3 - \phi_4)$	0
$2f_0$	ϕ_2	$-4m_{02} + 2m_{22}\cos(\phi_3 - \phi_4)$ $-2m_{23}\sin(\phi_3 - \phi_4)$	$-4m_{03} - 2m_{33}\sin(\phi_3 - \phi_4)$ $+2m_{23}\cos(\phi_3 - \phi_4)$
$3f_0$	$-\phi_2 + \phi_4$	$2m_{12}$	$-2m_{13}$
$4f_0$	ϕ_4	$-4m_{11}$	0
$5f_0$	ϕ_4	$-8m_{10} - 4m_{12}\cos(\phi_2)$ $-4m_{13}\sin(\phi_2)$	0
$6f_0$	ϕ_4	$-4m_{11}$	0
$7f_0$	$\phi_2 + \phi_4$	$2m_{12}$	$2m_{13}$
$8f_0$	$-\phi_2 + \phi_3 + \phi_4$	$-m_{22} + m_{33}$	$m_{23} + m_{32}$
$9f_0$	$\phi_3 + \phi_4$	$2m_{21}$	$-2m_{31}$
$10f_0$	$\phi_3 + \phi_4$	$4m_{20} + 2m_{22}\cos(\phi_2)$ $+2m_{23}\cos(\phi_2)$	$-4m_{30} - 2m_{33}\cos(\phi_2)$ $-2m_{32}\cos(\phi_2)$
$11f_0$	$\phi_3 + \phi_4$	$2m_{21}$	$-2m_{31}$
$12f_0$	$\phi_2 + \phi_3 + \phi_4$	$-m_{22} - m_{33}$	$-m_{23} + m_{32}$

Tableau II.7 – Relation entre amplitudes complexes des pics de la transformée de Fourier (en parties réelles et imaginaires) et les coefficients m_{ij} , dans la configuration $(e, e+\Delta_2, 5e+\Delta_3, 5e+\Delta_4)$. Φ_n sont des phases dépendantes des phases ϕ_i .

Ce Tableau II.7 montre que la relation entre les amplitudes des pics aux différentes fréquences de modulation et les m_{ij} est plus complexe que celle donnée au Tableau II.1 et fait intervenir les erreurs de phase ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 . Afin d'évaluer l'importance de ces nouvelles phases dans

notre modèle, le Tableau II.8 présente la matrice de Mueller simulée du vide, en fonction d'un déphasage supplémentaire de 0,01 rad sur les lames 2, 3 et 4 de YVO_4 .

ϕ_2 (rad)	ϕ_4 (rad)	Matrice de Mueller du vide
0	0	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
0,01	0	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0,010 \\ 0 & 0 & -0,010 & 1 \end{bmatrix}$
0	0,01	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0,010 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0,010 \\ 0 & 0 & -0,010 & 1 \end{bmatrix}$
0,01	0,01	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0,010 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0,020 \\ 0 & 0 & -0,020 & 1 \end{bmatrix}$

Tableau II.8 – Matrices de Mueller théoriques du vide sans et avec déphasage de 0,01 rad des lames 2 et 4 du PSG et du PSA (ϕ_2 et ϕ_4).

On se rend compte que les erreurs commises sur les phases ont des effets beaucoup plus importants sur les coefficients de la matrice de Mueller, puisque qu'un déphasage de 0,01 rad est engendré par une épaisseur de 8 nm. Cette situation est bien évidemment éloignée de la réalité, puisque l'application numérique de l'équation II.18 permet de calculer qu'une épaisseur de $20\mu m$ engendre un déphasage de l'ordre 54 rad. Il est donc nécessaire de mesurer les phases ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 , avant de déterminer la matrice de Mueller de l'échantillon.

Maintenant, nous évaluons l'influence des erreurs d'épaisseurs données par le constructeur sur la fréquence f_0 (ordre 1 de l'équation II.2), en corrigeant les phases ϕ_i ($i = 1,2,3,4$). Pour cela, nous simulons la matrice de Mueller d'un polariseur linéaire orienté à 30° dans le cas où l'erreur sur l'épaisseur est de 0,1% pour la lame 2 et de 0,5% pour la lame 4. Ce milieu a été choisi plutôt que le vide, car les simulations montrent de trop faibles variations sur les coefficients de la matrice de Mueller de l'ordre de 10^{-6} pour illustrer des variations. Les résultats sont résumés Tableau II.9.

Erreur relative sur la lame 2	Erreur relative sur la lame 4	Matrice de Mueller d'un polariseur linéaire orienté à 30°
0	0	$\begin{bmatrix} 1 & 0,500 & 0,866 & 0 \\ 0,500 & 0,250 & 0,433 & 0 \\ 0,866 & 0,433 & 0,750 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
0,5%	0	$\begin{bmatrix} 1 & 0,501 & 0,867 & 0,000 \\ 0,501 & 0,250 & 0,433 & 0,000 \\ 0,866 & 0,434 & 0,752 & 0,000 \\ 0,000 & 0,000 & 0,000 & 0,000 \end{bmatrix}$
0	0,1%	$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,499 & 0,866 & 0,001 \\ 0,500 & 0,250 & 0,433 & 0,000 \\ 0,866 & 0,433 & 0,750 & 0,000 \\ 0,000 & 0,000 & 0,000 & -0,002 \end{bmatrix}$
0,5%	0,1%	$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,499 & 0,862 & 0,000 \\ 0,500 & 0,249 & 0,432 & 0,000 \\ 0,864 & 0,433 & 0,751 & 0,000 \\ 0,000 & 0,000 & 0,000 & -0,002 \end{bmatrix}$

Tableau II.9 – Matrices de Mueller théoriques d'un polariseur linéaire orienté à 30°, en fonction de l'erreur d'épaisseur de 0,5% sur la lame 2 et de 0,1% sur la lame 4 (d'épaisseurs respectives e_2 et e_4).

Dans le cas extrême où l'erreur sur les épaisseurs apparaissent en même temps pour deux lames des PSG et PSA, les coefficients de la matrice de Mueller s'écartent de 0,002 par rapport aux valeurs théoriques, précision acceptable pour nos mesures.

En résumé, les erreurs dues aux défauts d'épaisseur des lames de YVO_4 nous impose de prendre en compte des phases supplémentaires dans notre modèle (ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4). Pour remonter à la matrice de Mueller d'un échantillon, il sera alors essentiel de les extraire au préalable. Cette étape sera la base d'une procédure de calibration, dont on décrira dans la suite de ce manuscrit le protocole en détail pour chaque configuration expérimentale du polarimètre.

2.6- Influence du fenêtrage du signal

La mesure du signal $I(\nu)$ se fait sur une fenêtre d'analyse spectrale fixe choisie de telle sorte à observer des périodes entières. Cependant, la position de ce signal est susceptible de changer au cours du temps ce qui va s'interpréter comme un déphasage global supplémentaire. Il existe

plusieurs origines à ce phénomène :

- le signal de la swept-source subit un glissement temporel, phénomène plus connu sous le nom de "jitter" (ou "gigue" en français),
- la dilatation thermique homogène des lames dans le PSG et le PSA, c'est-à-dire que les erreurs sur les épaisseurs respectent le rapport $(e + \Delta e_{(T)}, e + \Delta e_{(T)}, 5(e + \Delta e_{(T)}), 5(e + \Delta e_{(T)}))$, où $\Delta e_{(T)}$ correspond à la variation d'épaisseur causée par la température (avec $\Delta e_{(T)} \ll e$).

Dans cette situation, le rapport $(e, e, 5e, 5e)$ étant toujours respecté, les pics dans l'espace de Fourier seront toujours équidistants. Cependant, cela va influencer le rapport entre les parties réelles et les parties imaginaires des pics de Fourier. On note alors ce déphasage ϕ_{fen} prenant en compte la position du signal dans la fenêtre d'analyse.

A partir de l'équation II.2, en tenant compte d'une erreur de phase à l'ordre 0 et en négligeant celle sur la fréquence à l'ordre 1, l'expression du déphasage total associé à une lame de YVO_4 d'épaisseur e s'écrit finalement sous la forme

$$\phi = \phi_{fen} + \phi_i + 2\pi f_0 \lambda \quad (\text{II.21})$$

Le déphasage total occasionné sur chaque lame de phase dans le PSG et le PSA s'écrit donc

$$\begin{aligned} \phi^{lame1} &= \phi_{fen} + 2\pi f_0 \lambda \\ \phi^{lame2} &= \phi_{fen} + \phi_2 + 2\pi f_0 \lambda \\ \phi^{lame3} &= 5\phi_{fen} + \phi_3 + 5 \times 2\pi f_0 \lambda \\ \phi^{lame4} &= 5\phi_{fen} + \phi_4 + 5 \times 2\pi f_0 \lambda \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

Pour illustrer l'influence de ϕ_{fen} sur la mesure de la matrice de Mueller, on simule une valeur de 0,01 rad pour ce paramètre en fixant les ϕ_i à 0. La matrice de Mueller du vide devient donc

$$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,000 & -0,003 & 0,050 \\ 0,000 & 0,998 & 0,018 & 0,000 \\ 0,001 & 0,000 & 0,992 & 0,120 \\ 0,010 & 0,000 & -0,120 & 0,992 \end{bmatrix}$$

On voit donc que ce déphasage n'est pas négligeable dans la propagation des erreurs sur la matrice de Mueller. Comme pour les erreurs de phase induites par les défauts d'épaisseurs des lames, on devra tenir compte de ϕ_{fen} avant la mesure de la matrice de Mueller de l'échantillon. En résumé, il faut donc imaginer une procédure pour extraire les phases ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 indépendamment de la mesure de la matrice de Mueller du milieu. Cependant, les valeurs des erreurs de phase ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} sont fortement influencées par la variation de température, ce qui rend impossible en pratique la mesure directe de ces phases. Nous discuterons dans la section suivante, le protocole de calibration mis en place pour les extraire à partir de milieux connus en fonction de la configuration expérimentale, c'est-à-dire en transmission ou en réflexion.

3- Configuration en transmission

Le montage expérimental en configuration de transmission du polarimètre de Mueller est présenté Figure II.20.

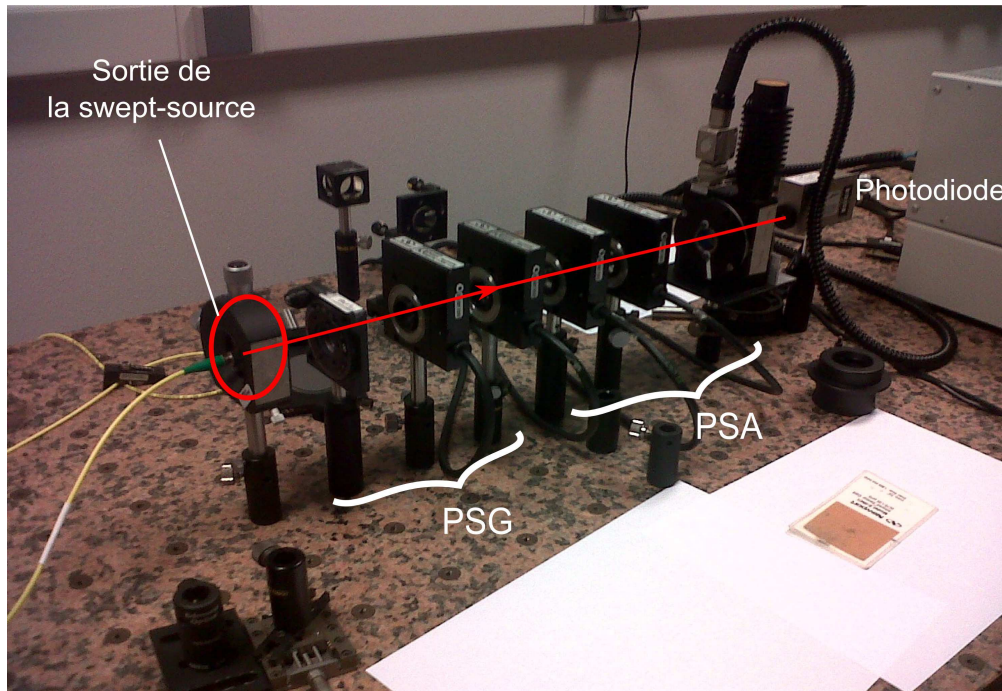


FIGURE II.20 – Dispositif expérimental du polarimètre de Mueller utilisant une swept-source, en configuration de transmission.

Pour valider le polarimètre de Mueller, nous travaillons dans la suite de ce chapitre avec 3 milieux de référence, qui sont :

- Le vide,
- Un polariseur linéaire, de taux d’extinction 10 000 :1,
- Une lame demi-onde d’ordre 0, traitée antireflet à 830 nm.

3.1- Procédure de calibration en transmission

La détermination des 4 erreurs de phase ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} a fait l’objet d’une procédure de calibration développée dans la thèse de M. Dubreuil en 2010 à l’aide de la phase des pics aux 12 fréquences de modulation d’un milieu étalon. Celui qui a d’abord été proposé est le vide, car :

- c’est un ”milieu” parfaitement connu, et sa matrice de Mueller est strictement égale à l’identité 4×4 ,

— les pics dans l'espace de Fourier sont suffisamment espacés et ne sont donc pas "pollués" par la largeur des pics voisins,

En tenant compte des erreurs de phase, l'intensité lumineuse à la traversée de ce milieu étalon, nommé "étalon 1" s'écrit :

$$\begin{aligned}
 16I^{\text{étalon1}}(\lambda) = & 4 - \cos[\phi_2 + \phi_3 - \phi_4] + \cos[2(\phi_{fen} + 2\pi f_0 \lambda) + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4] \\
 & - 2\cos[4(\phi_{fen} + 2\pi f_0 \lambda) + \phi_4] - 2\cos[6(\phi_{fen} + 2\pi f_0 \lambda) + \phi_4] \\
 & + \cos[10(\phi_{fen} + 2\pi f_0 \lambda) + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4] \\
 & - \cos[12(\phi_{fen} + 2\pi f_0 \lambda) + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4]
 \end{aligned} \tag{II.23}$$

La détermination de ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 est reliée à la mesure des arguments de chaque pic et se met simplement sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} 2 & 1 & -1 \\ 4 & 0 & 1 \\ 6 & 0 & 1 \\ 10 & 1 & 1 \\ 12 & 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot (\phi_{fen}, \phi_2 + \phi_3, \phi_4) = \begin{bmatrix} Arg(\tilde{I}_{2f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{4f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{6f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{10f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{12f_0}) \end{bmatrix}^{\text{étalon1}} \tag{II.24}$$

Ce système matriciel détermine ϕ_{fen} , $\phi_2 + \phi_3$ et ϕ_4 mais sans pouvoir séparer ϕ_2 et ϕ_3 par une simple mesure du vide. D'après le Tableau II.7, la mesure de la réponse d'un nouveau milieu étalon, noté "étalon 2", permet de faire apparaître les pics aux fréquences $3f_0$, $7f_0$, $8f_0$, $9f_0$ et $11f_0$ et ainsi séparer les phases ϕ_2 et ϕ_3 . Cette condition est satisfaite avec un simple polariseur linéaire orienté à 30° par exemple (dont le signal dans l'espace de Fourier fait apparaître des amplitudes non-nulles à toutes les fréquences). Une méthode robuste déjà développée au LSOL est de mesurer alors les arguments des pics de fréquence $3f_0$, $7f_0$, $8f_0$, $9f_0$ et $11f_0$ du milieu "étalon 2", dont on peut former le vecteur colonne suivant

$$\vec{V}^{mes} = \begin{bmatrix} Arg(\tilde{I}_{3f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{7f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{8f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{9f_0}) \\ Arg(\tilde{I}_{11f_0}) \end{bmatrix}^{\text{étalon2}} \tag{II.25}$$

Puis, on crée un vecteur colonne composé des valeurs calculées des arguments aux fréquences $3f_0$, $7f_0$, $8f_0$, $9f_0$ et $11f_0$ en utilisant les phases mesurées pour le vide et dont on fait varier ϕ_2 . A l'aide du Tableau II.7, l'expression de ce vecteur s'écrit alors

$$\vec{V}^{calc} = \begin{bmatrix} -\phi_2 + \phi_4^{étalon1} + 3\phi_{fen}^{étalon1} \\ \phi_2 + \phi_4^{étalon1} + 7\phi_{fen}^{étalon1} \\ -2\phi_2 + (\phi_2 + \phi_3)^{étalon1} + \phi_4^{étalon1} + 8\phi_{fen}^{étalon1} \\ -\phi_2 + (\phi_2 + \phi_3)^{étalon1} + \phi_4^{étalon1} + 9\phi_{fen}^{étalon1} \\ -\phi_2 + (\phi_2 + \phi_3)^{étalon1} + \phi_4^{étalon1} + 11\phi_{fen}^{étalon1} \end{bmatrix} \quad (\text{II.26})$$

Les erreurs de phases sont spécifiques au système ; les deux vecteurs précédents sont donc égaux. On réalise alors une minimisation au sens des moindres carrés en faisant varier ϕ_2 qui s'écrit sous la forme

$$\chi^2 = \sum_i |V_i^{mes} - V_i^{calc}|^2 \quad (\text{II.27})$$

Ainsi, plus χ^2 est petit, plus on est proche de la valeur réelle de ϕ_2 .

Pour illustrer l'importance de cette étape de calibration de notre dispositif, on mesure la matrice pour le vide sans prendre en compte l'évaluation des erreurs de phase, c'est-à-dire en fixant $\phi_2 = \phi_3 = \phi_4 = \phi_{fen} = 0$. Expérimentalement, cela consiste à lire directement la valeur des amplitudes et phases des pics dans l'espace de Fourier sur le milieu, dont le résultat est donné dans le Tableau II.10.

Avec prise en compte des phases	Sans prise en compte des phases
$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,010 & -0,007 & 0,021 \\ -0,011 & 0,996 & -0,009 & -0,010 \\ 0,000 & 0,005 & 0,996 & 0,022 \\ 0,010 & -0,030 & -0,021 & 0,997 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,001 & -0,286 & 0,539 \\ 0,004 & -0,200 & -0,012 & -0,001 \\ 0,259 & -0,000 & -0,641 & 0,527 \\ 0,678 & -0,008 & -0,525 & -0,641 \end{bmatrix}$

Tableau II.10 – Matrices de Mueller pour le vide, avec et sans prise en compte des phases ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} .

Ainsi, si on se contente de mesurer uniquement les valeurs des amplitudes et des phases des pics correspondant au milieu, les résultats obtenus seront trop entachés d'erreurs pour pouvoir interpréter physiquement la matrice de Mueller.

3.2- Méthode d'auto-calibration

On vient de voir que la quantification des erreurs de phases des lames de YVO_4 composant les blocs de codage et de décodage est fondamentale et s'obtient grâce à une procédure de calibration faisant intervenir deux milieux étalons. Cependant, les lames sont sensibles à la dilatation thermique et les valeurs de calibration sont donc susceptibles de changer au cours

de l'expérience. Cela a pour conséquence d'entraîner une translation du signal $I(\nu)$ dans la fenêtre d'analyse. On s'attend alors à une variation essentiellement sur ϕ_{fen} en fonction de la température. La Figure II.21 représente l'évolution sur 1h30 des phases calculées à partir du signal du vide.

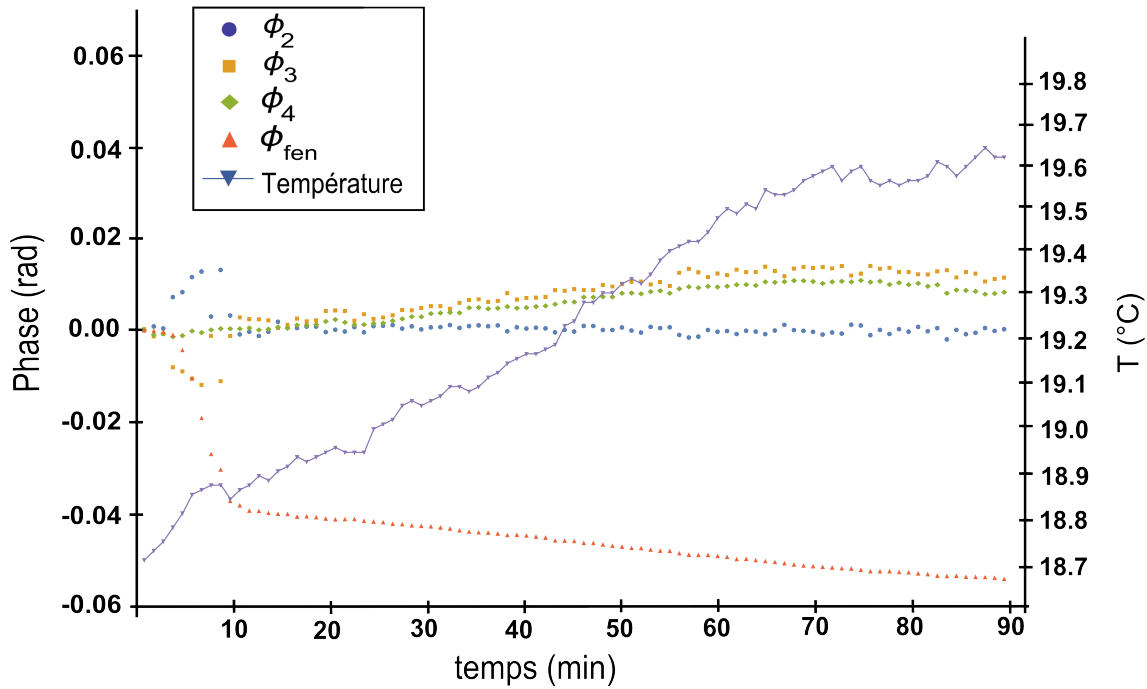


FIGURE II.21 – Évolution des phases ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} en fonction du temps par rapport à la mesure à $t = 0$.

Sur cette mesure, pour une évolution en température de $1^\circ C$, la variation de la phase ϕ_{fen} est plus importante que pour les autres phases, de 0,06 rad contre 0,01 rad. Il est donc essentiel de trouver des solutions pour prendre en compte l'influence de ce paramètre sur notre polarimètre. On propose alors une technique pour auto-calibrer notre système en temps réel basée sur la lecture des phases des pics de Fourier correspondant au spectre généré par le milieu d'étude lui-même. D'après le Tableau II.7, les pics de fréquence f_0 , $4f_0$, $5f_0$ et $6f_0$ ont toujours une partie imaginaire nulle et ceux de fréquences $9f_0$ et $11f_0$ ont des expressions similaires. En fonction de ϕ_{fen} , leurs expressions sont les suivantes

$$\begin{aligned}
 Arg(\tilde{I}_{f_0}) &= \phi_{fen} \\
 Arg(\tilde{I}_{4f_0}) &= 4\phi_{fen} + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{5f_0}) &= 5\phi_{fen} + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{6f_0}) &= 6\phi_{fen} + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{9f_0}) &= 9\phi_{fen} + \phi_3 + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{11f_0}) &= 11\phi_{fen} + \phi_3 + \phi_4
 \end{aligned} \tag{II.28}$$

L'étude simple de la phase du pic f_0 permet de remonter directement à la phase ϕ_{fen} mais il est possible aussi d'écrire des équations à partir des pics aux autres fréquences de modulation comme

$$\begin{aligned}\phi_{fen} &= \frac{Arg(\tilde{I}_{6f_0}) - Arg(\tilde{I}_{4f_0})}{2} \\ \phi_{fen} &= Arg(\tilde{I}_{5f_0}) - Arg(\tilde{I}_{4f_0}) \\ \phi_{fen} &= Arg(\tilde{I}_{6f_0}) - Arg(\tilde{I}_{5f_0}) \\ \phi_{fen} &= \frac{Arg(\tilde{I}_{11f_0}) - Arg(\tilde{I}_{9f_0})}{2}\end{aligned}\tag{II.29}$$

Néanmoins pour le vide, les pics aux fréquences de modulation f_0 et $5f_0$ ont une amplitude nulle ; on peut donc utiliser l'expression de la phase fenêtre avec les pics $4f_0$ et $6f_0$. La stabilité en température du polarimètre a alors été évaluée par la mesure des matrices de Mueller pour le vide toutes les minutes pendant 1 h. On se base sur la procédure de calibration à l'instant $t = 0$ utilisant la mesure de deux étalons à savoir le vide et un polariseur linéaire. La Figure II.22 représente l'évolution des 16 coefficients de la matrice de Mueller m_{ij} .

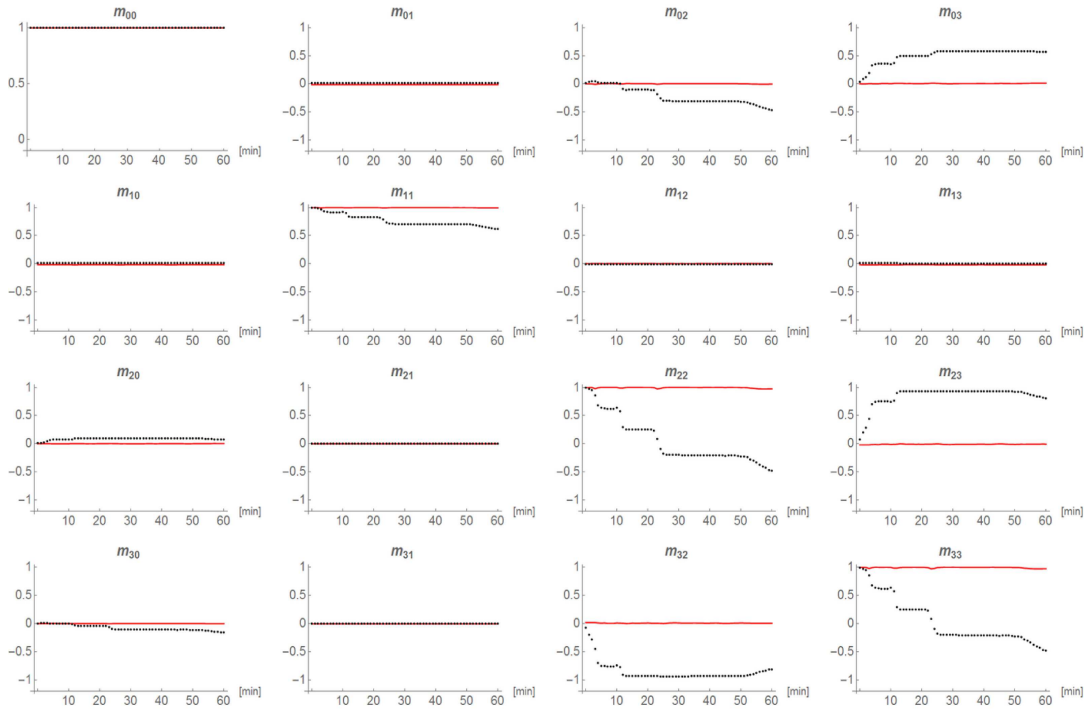


FIGURE II.22 – Évolution dans le temps des coefficients m_{ij} pendant 1 h. (courbe rouge) Avec correction. (courbe noire) Sans correction.

La dérive en température influe sur les coefficients de la matrice (courbe noire en pointillée) lorsqu'on prend en compte la phase fenêtre calculée à l'instant $t = 0$. Nous avons alors calculé la phase fenêtre à chaque mesure à partir des pics $4f_0$ et $6f_0$ et utilisé cette dernière pour le calcul des coefficients de Mueller. Cette méthode est alors efficace ramenant les valeurs de coefficients de Mueller m_{ij} correspondant à une incertitude de mesure de l'ordre de 0,03.

Cependant, ces pics sont dépendants des valeurs des m_{ij} ce qui rend cette procédure délicate à utiliser étant donné le peu d'équations mis en jeu. Pour des milieux possédant des orientations particulières, certains pics peuvent être relativement faibles donc bruités rendant difficile l'extraction de la phase fenêtre. Par exemple, la Figure II.23 présente la mesure de la variation

d'amplitude des pics aux fréquences $4f_0$, $5f_0$, $6f_0$, $9f_0$ et $11f_0$ en fonction de l'orientation d'une lame demi-onde à 830 nm.

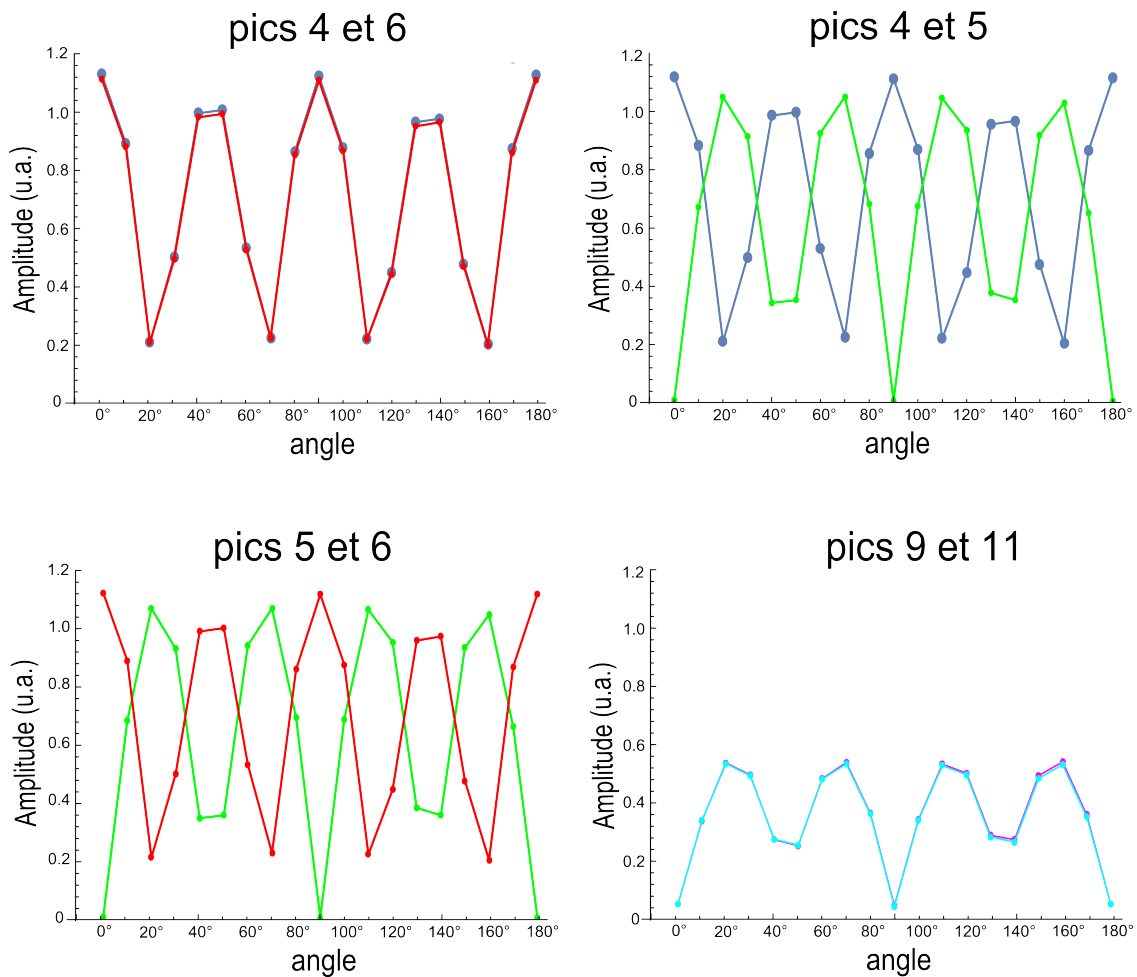


FIGURE II.23 – Évolution des amplitudes des pics aux fréquences $4f_0$ (courbe bleu foncé), $5f_0$ (courbe verte), $6f_0$ (courbe rouge), $9f_0$ (courbe violette) et $11f_0$ (courbe bleu claire), en fonction des orientations d'une lame demi-onde à 830 nm.

Si on n'utilisait qu'une seule équation pour toutes les orientations d'un même milieu, il serait impossible de déterminer ϕ_{fen} de manière fiable. Cependant, pour la lame demi-onde à 830 nm, on voit que les amplitudes des pics aux fréquences $4f_0$ et $6f_0$ évoluent de façon opposée avec celles des pics aux fréquences $9f_0$ et $11f_0$.

Il est alors possible de développer un algorithme adaptatif permettant de changer d'équation dès que la précédente fait intervenir des pics dont les amplitudes sont faibles. On s'assurerait alors d'avoir une valeur de ϕ_{fen} quelle que soit l'orientation du milieu d'étude.

Une autre solution d'ordre expérimental consisterait aussi à tourner physiquement le milieu jusqu'à mettre en évidence des amplitudes de pic à des fréquences de modulation plus fortes.

3.3- Validation sur des échantillons de référence

Les erreurs aléatoires associées à la mesure avec le polarimètre proviennent potentiellement des fluctuations d'intensité de la swept-source et du bruit de numérisation. Pour les évaluer, nous avons réalisé des mesures successives dans un temps très court.

Les Tableaux II.11 et II.12 résument les matrices de Mueller moyennes et d'écart-types obtenues pour 150 mesures, ainsi que les valeurs de diatténuation linéaire (D_L), de retardance linéaire (R_L) et de dépolarisation (P_d) issus de la décomposition de Lu et Chipman pour le vide, un polariseur linéaire et une lame demi-onde à 830 nm, orientés de manière quelconque. Nous rappelons les paramètres polarimétriques théoriques issus de la décomposition de Lu et Chipman pour ces échantillons connus :

- $D_L = 0$, $P_d = 1$ et $R_L = 0$ pour le vide,
- $D_L = 1$, $P_d = 1$ et $R_L = \emptyset$ pour le polariseur linéaire,
- $D_L = 0$, $P_d = 1$ et $R_L \neq 0$ pour la lame demi-onde à 830 nm,

Les valeurs de retardance pour les polariseurs linéaires sont remplacées par le symbole "∅", car la décomposition de Lu et Chipman donne des valeurs non-physiques pour ce paramètre lorsqu'on mesure la réponse polarimétrique pour des diatténuateurs parfaits.

Vide

Vide																			
1,000	0,000	0,002	0,002																
0,000	0,993	0,001	0,000																
-0,001	0,001	0,989	-0,013																
0,002	0,000	0,012	0,990																
<table style="margin-left: auto; margin-right: auto; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="border-right: 1px solid black; padding: 10px;">0,000</td> <td style="padding: 10px;">±0,004</td> <td style="padding: 10px;">±0,009</td> <td style="padding: 10px;">±0,009</td> </tr> <tr> <td style="border-right: 1px solid black; padding: 10px;">±0,004</td> <td style="padding: 10px;">±0,005</td> <td style="padding: 10px;">±0,005</td> <td style="padding: 10px;">±0,004</td> </tr> <tr> <td style="border-right: 1px solid black; padding: 10px;">±0,007</td> <td style="padding: 10px;">±0,005</td> <td style="padding: 10px;">±0,013</td> <td style="padding: 10px;">±0,008</td> </tr> <tr> <td style="border-right: 1px solid black; padding: 10px;">±0,012</td> <td style="padding: 10px;">±0,005</td> <td style="padding: 10px;">±0,008</td> <td style="padding: 10px;">±0,011</td> </tr> </table>				0,000	±0,004	±0,009	±0,009	±0,004	±0,005	±0,005	±0,004	±0,007	±0,005	±0,013	±0,008	±0,012	±0,005	±0,008	±0,011
0,000	±0,004	±0,009	±0,009																
±0,004	±0,005	±0,005	±0,004																
±0,007	±0,005	±0,013	±0,008																
±0,012	±0,005	±0,008	±0,011																

$$D_L = 0,013 \pm 0,005$$

$$P_d = 0,991 \pm 0,008$$

$$R_L = 0,8^\circ \pm 0,2^\circ$$

Tableau II.11 – Matrices de Mueller expérimentales (moyennes et d'écart-types sur 150 mesures) pour le vide en transmission, ainsi que les valeurs de la diatténuation linéaire (D_L), dépolarisation (P_d) et de retardance linéaire (R_L).

Afin de pouvoir comparer les matrices expérimentales avec celles attendues, nous présentons dans le Tableau II.13 les matrices de Mueller théoriques pour le polariseur linéaire et la lame

Polariseur linéaire	Lame demi-onde
$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,517 & 0,858 & -0,024 \\ -0,509 & -0,269 & -0,441 & 0,000 \\ 0,841 & 0,443 & 0,723 & -0,021 \\ 0,003 & 0,005 & 0,013 & 0,007 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,000 & -0,001 & 0,001 \\ -0,001 & 0,552 & -0,776 & 0,296 \\ 0,001 & -0,774 & -0,336 & 0,553 \\ -0,001 & -0,299 & -0,546 & -0,775 \end{bmatrix}$
$\begin{bmatrix} 0,000 & \pm 0,008 & \pm 0,019 & \pm 0,013 \\ \pm 0,008 & \pm 0,007 & \pm 0,012 & \pm 0,010 \\ \pm 0,009 & \pm 0,011 & \pm 0,027 & \pm 0,018 \\ \pm 0,023 & \pm 0,010 & \pm 0,019 & \pm 0,023 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,000 & \pm 0,005 & \pm 0,006 & \pm 0,009 \\ \pm 0,006 & \pm 0,003 & \pm 0,007 & \pm 0,013 \\ \pm 0,007 & \pm 0,008 & \pm 0,009 & \pm 0,011 \\ \pm 0,009 & \pm 0,013 & \pm 0,011 & \pm 0,012 \end{bmatrix}$
$D_L = 1,002 \pm 0,019$	$D_L = 0,011 \pm 0,005$
$P_d = 0,993 \pm 0,015$	$P_d = 0,995 \pm 0,005$
$R_L = \emptyset$	$R_L = 142,1^\circ \pm 0,5^\circ$
$\alpha_D = 29,5^\circ \pm 0,2^\circ$	$\alpha_R = 165,3^\circ \pm 0,1^\circ$

Tableau II.12 – Matrices de Mueller expérimentales (moyennes et d'écart-types sur 150 mesures) pour un polariseur linéaire et une lame demi-onde à 830 nm d'orientation quelconque en transmission, ainsi que les valeurs de la diatténuation linéaire (D_L), dépolarisation (P_d) et de retardance linéaire (R_L).

demi-onde à 830 nm, dont les orientations correspondent à celles mesurées expérimentalement, à savoir $29,5^\circ$ (pour le polariseur linéaire) et $165,3^\circ$ (pour la lame demi-onde à 830 nm et de déphasage égal à $142,1^\circ$).

Polariseur linéaire	Lame demi-onde
$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,515 & 0,857 & 0,000 \\ -0,515 & -0,265 & -0,441 & 0,000 \\ 0,857 & 0,441 & 0,735 & 0,000 \\ 0,000 & 0,000 & 0,000 & 0,000 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,000 & 0,000 & 0,000 \\ 0,000 & 0,571 & -0,761 & 0,308 \\ 0,000 & -0,761 & -0,350 & 0,547 \\ 0,000 & -0,308 & -0,547 & -0,778 \end{bmatrix}$

Tableau II.13 – Matrices de Mueller théoriques pour un polariseur linéaire orienté à $29,5^\circ$ et une lame demi-onde de retardance linéaire de $142,1^\circ$ dont l'axe rapide est orienté à $165,3^\circ$.

Les matrices de Mueller de ces échantillons présentent des coefficients, en théorie nuls, au maximum égaux à $\pm 0,024$, ce qui nous donne une indication sur l'erreur systématique. La matrice d'écart-type nous permet d'évaluer l'ordre de grandeur des erreurs aléatoires ici égales

à $\pm 0,027$.

Ensuite, les paramètres polarimétriques correspondants montrent une description fiable des éléments optiques dont les valeurs sont proches de la théorie. L'incertitude de mesure est de l'ordre du pourcent, inférieure à $\pm 0,020$ pour la diatténuation linéaire et la dépolarisation et inférieures au degré pour la retardance linéaire et les orientations (de la diatténuation et de la retardance).

Ensuite, on évalue la précision de notre polarimètre par la mesure de matrices de Mueller de ces mêmes éléments optiques en fonction de leurs orientations. Pour cela, ils sont placés sur un moteur de rotation pas-à-pas *Newport* piloté avec *Labview* via un contrôleur *Newport ESP300* permettant l'acquisition d'un spectre tous les 10° entre 0° et 180° .

Les mesures sont résumées Figure II.24 pour le polariseur linéaire et Figure II.25 pour la lame demi-onde à 830 nm. Ces valeurs (traits pointillés) sont moyennées 150 fois à chaque position et sont ensuite comparées à celles simulées pour ces éléments (traits pleins).

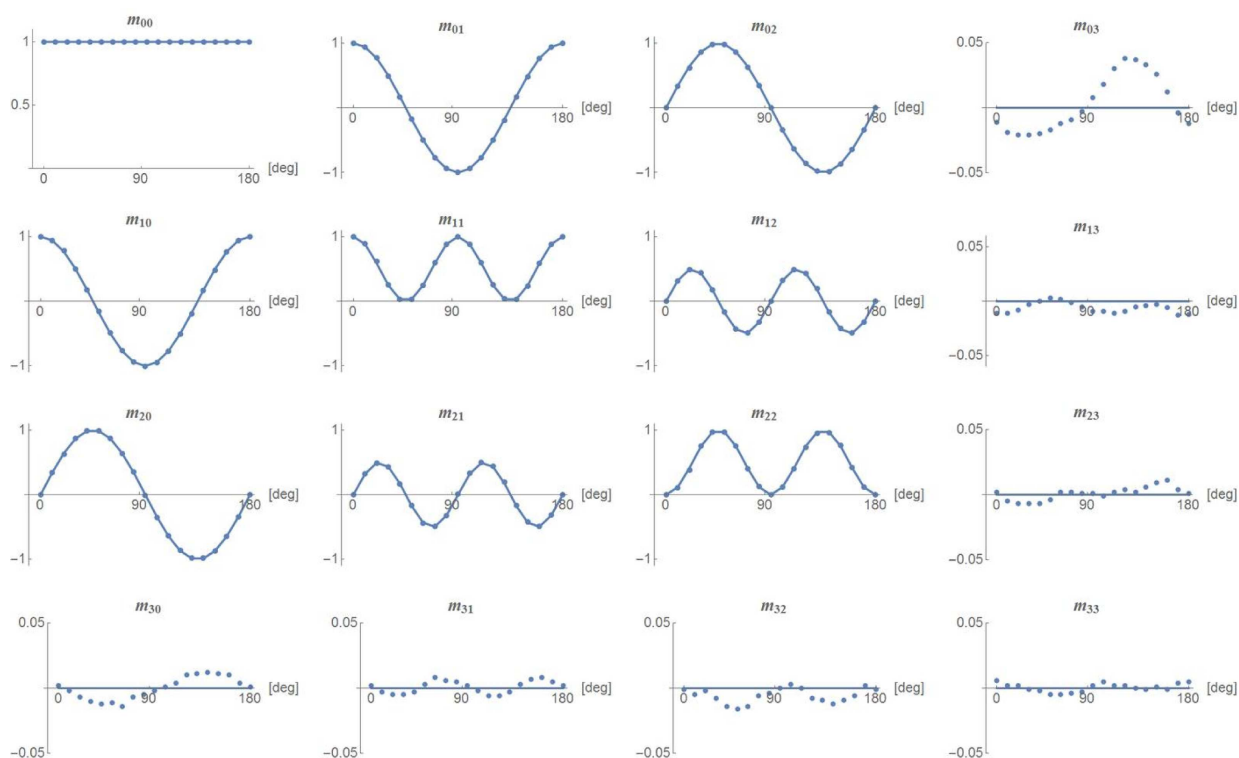


FIGURE II.24 – Évolution des coefficients m_{ij} d'un polariseur linéaire, en fonction de son orientation, pour la configuration en transmission. Les valeurs pointillées correspondent aux mesures expérimentales, moyennées 150 fois en chaque position et les traits pleins correspondent aux valeurs théoriques.

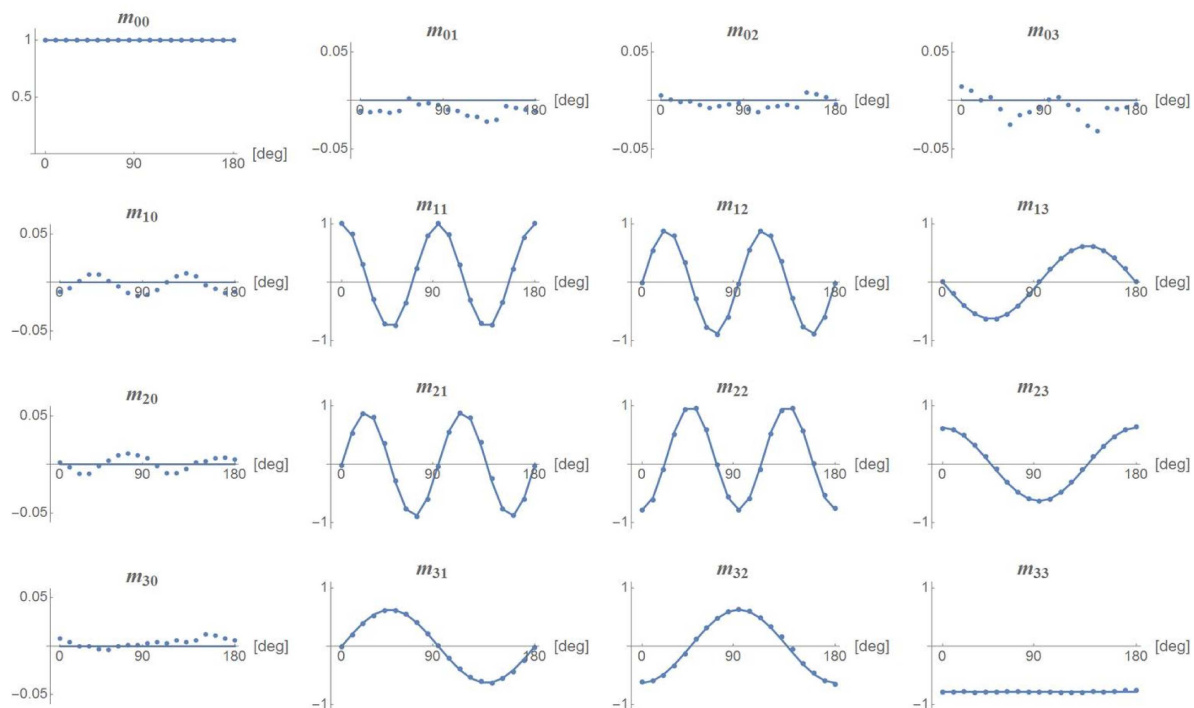


FIGURE II.25 – Évolution des coefficients m_{ij} d'une lame demi-onde à 830 nm, en fonction de son orientation, pour la configuration en transmission. Les valeurs pointillées correspondent aux mesures expérimentales, moyennées 150 fois en chaque position et les traits pleins correspondent aux valeurs théoriques.

De ces courbes, on constate que les matrices de Mueller mesurées décrivent correctement ces deux échantillons connus. Les erreurs systématiques évoluent en fonction de l'orientation des éléments dont les valeurs sont inférieures à $\pm 0,050$. Cela est dû au fait qu'à certains angles, multiples de 45° en particulier, les amplitudes des pics sont plus faibles donc plus fortement bruitées, comme on a pu le voir à la section 3.2.

Le Tableau II.14 résume les valeurs moyennes et les écart-types associées de ces paramètres obtenues après décomposition de Lu et Chipman des matrices de Mueller pour chaque orientation.

Polariseur linéaire	Lame demi-onde
$D_L = 0,994 \pm 0,002$	$D_L = 0,018 \pm 0,008$
$P_d = 0,997 \pm 0,003$	$P_d = 1,002 \pm 0,004$
$R_L = \emptyset$	$R_L = 141^\circ \pm 0,6^\circ$

Tableau II.14 – Valeurs moyennes sur l'orientation de la diatténuation linéaire (D_L), dépolarisation (P_d) et de retardance linéaire (R_L) d'un polariseur linéaire et d'une lame demi-onde à 830 nm en transmission. Les moyennes et les écart-types sont réalisés sur l'ensemble des matrices de Mueller mesurées pour chaque orientation.

Ce tableau permet alors de constater que les valeurs attendues pour ces éléments optiques correspondent bien à celles attendues en théorie. Les barres d'erreurs sont ici inférieures à $\pm 0,010$ pour la diatténuation linéaire et la dépolarisation et inférieures au degré pour la retardance linéaire.

Ces résultats obtenus ici montrent que notre polarimètre de Mueller a des performances comparables à celui développé au cours de la thèse de M. Dubreuil. Ainsi, un changement de configuration (source + détecteur et lames du PSG et du PSA) n'a pas réduit la précision de l'approche par codage spectral.

Nous allons maintenant présenter le passage du polarimètre de Mueller vers une configuration de réflexion. On verra que cela nous imposera de développer une nouvelle procédure de calibration qui doit mesurer les 4 erreurs de phase, indépendamment d'un système optique (ici un cube séparateur) situé entre les blocs de codage et de décodage, qu'on ne déplace pas entre la phase de calibration et la phase de mesure.

4- Configuration en réflexion

Afin d'envisager des études sur des échantillons épais, le polarimètre a également été développé en configuration de réflexion. Une photo du dispositif expérimental dans cette configuration est présentée Figure II.26.

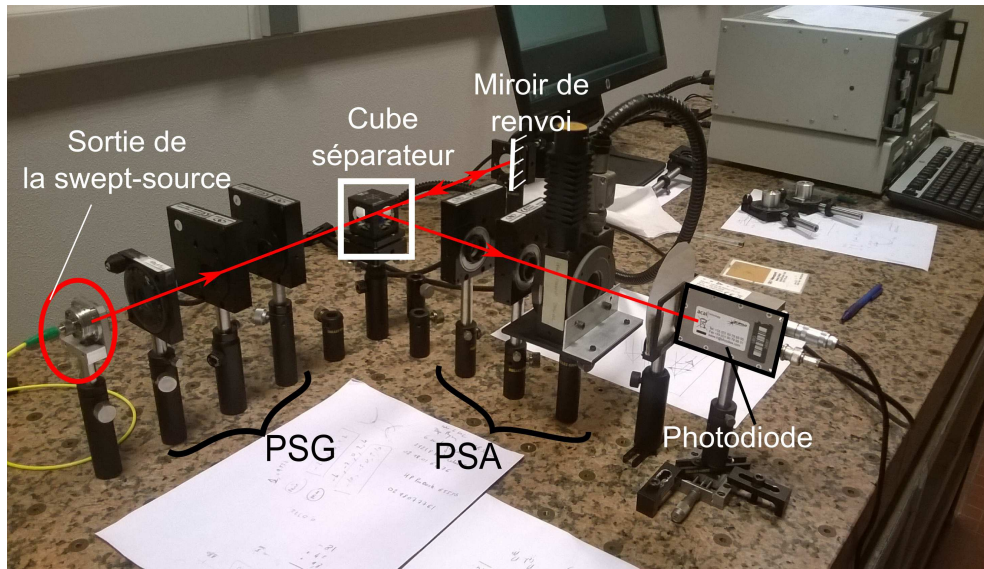


FIGURE II.26 – Dispositif expérimental du polarimètre de Mueller utilisant une swept-source en configuration de réflexion.

Pour les dispositifs en réflexion, il est primordial de placer un élément séparateur sur le trajet optique du système, tel qu'un cube séparateur ou une lame séparatrice. Ce séparateur laisse passer la lumière transmise provenant directement de la source pour éclairer le milieu, puis après réflexion sur ce dernier, 50% de la lumière est réfléchi à 90° du trajet incident vers un détecteur. Cependant, cet élément est susceptible de posséder une réponse polarimétrique particulière qu'il faut pouvoir séparer de celle du milieu. Étant donné qu'il n'est pas envisageable de déplacer le cube séparateur entre la phase de calibration et la phase de mesure, la procédure de calibration utilisant le vide comme référence ne peut donc plus être utilisée dans cette configuration. Ainsi, une nouvelle procédure a été développée utilisant simplement deux polariseurs linéaires de référence, l'un juste après le PSG et l'autre juste avant le PSA. Nous allons voir que cela nous permet de déterminer les 4 erreurs de phase ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} indépendamment de tout type d'anisotropie optique placée entre le bloc de codage et de décodage.

Remarque : Nos études sur la validation d'un prototype de polarimètre de Mueller en réflexion consistent à étudier des échantillons transparents, placés devant un miroir de renvoi. Il faut donc tenir compte de l'effet miroir (inversion du système de coordonnées cartésiennes) et le double passage à travers le milieu dans la matrice de Mueller. Cependant, par la suite, il serait tout à fait intéressant d'étudier les effets polarimétriques sur des échantillons épais et diffusants.

4.1- Procédure de calibration en réflexion

Pour remonter aux erreurs de phase, la calibration de notre polarimètre consiste à utiliser deux polariseurs linéaires de référence (noté *PLR*) comme étalons, placés de manière identique à

la Figure II.27, dont un est orienté d'un angle α et l'autre d'un angle β , par rapport au polariseur d'entrée du PSG.

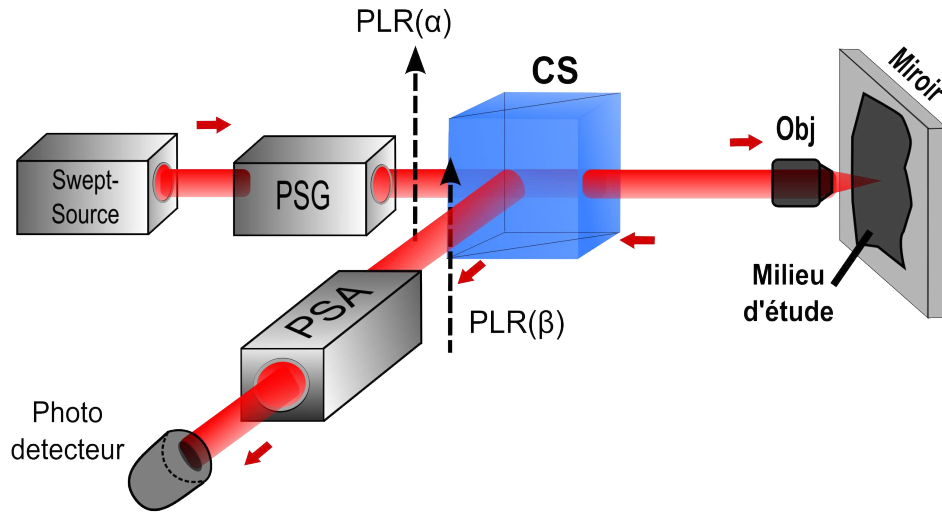


FIGURE II.27 – Schéma du polarimètre de Mueller en configuration de réflexion. CS : Cube Séparateur. PLR(α) : Polariseur Linéaire de Référence orienté d'un angle α par rapport au polariseur d'entrée du PSG. PLR(β) : Polariseur Linéaire de Référence orienté d'un angle β par rapport au polariseur d'entrée du PSG. Obj : Objectif 4X.

Si on simule la réponse polarimétrique en transmission de ces deux polariseurs linéaires, dont les orientations sont $\alpha = \beta = 0^\circ$ et $\alpha = \beta = -45^\circ$, on observe que :

- les pics d'amplitudes non-nulles sont aux fréquences $f_0, 4f_0, 5f_0$ et $6f_0$, pour la première situation,
- les pics d'amplitudes non-nulles sont aux fréquences $f_0, 8f_0, 10f_0$ et $12f_0$, pour la deuxième situation.

On comprend alors qu'il va être possible de générer une réponse spécifique en fonction de l'orientation de ces deux polariseurs linéaires de référence. On note (α, β) la combinaison d'orientation lorsque le premier polariseur est orienté d'un angle α et le second de β . D'après le Tableau II.7, on peut tout d'abord écrire les arguments des pics pour la combinaison d'orientation $(0^\circ, 0^\circ)$

$$\begin{aligned}
 Arg(\tilde{I}_{f_0}) &= \phi_{fen} \\
 Arg(\tilde{I}_{4f_0}) &= 4\phi_{fen} + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{5f_0}) &= 5\phi_{fen} + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{6f_0}) &= 6\phi_{fen} + \phi_4
 \end{aligned}
 \tag{II.30}$$

et pour celle correspondant à $(-45^\circ, -45^\circ)$:

$$\begin{aligned}
 Arg(\tilde{I}_{2f_0}) &= 2\phi_{fen} + \phi_2 \\
 Arg(\tilde{I}_{8f_0}) &= 8\phi_{fen} - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{10f_0}) &= 10\phi_{fen} + \phi_3 + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{12f_0}) &= 12\phi_{fen} + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4
 \end{aligned}
 \tag{II.31}$$

Ainsi, on peut écrire un certain nombre d'équations faisant intervenir les erreurs de phases des lames de *YVO4*. Pour pouvoir toutes les déterminer, on génère deux équations supplémentaires, par exemple avec les combinaisons d'orientation ($0^\circ, -45^\circ$) :

$$\begin{aligned}
 Arg(\tilde{I}_{2f_0}) &= 2\phi_{fen} + \phi_2 \\
 Arg(\tilde{I}_{3f_0}) &= 3\phi_{fen} - \phi_2 + \phi_3 \\
 Arg(\tilde{I}_{5f_0}) &= 5\phi_{fen} + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{7f_0}) &= 7\phi_{fen} + \phi_2 + \phi_4
 \end{aligned}
 \tag{II.32}$$

et pour la combinaison ($-45^\circ, 0^\circ$) :

$$\begin{aligned}
 Arg(\tilde{I}_{f_0}) &= \phi_{fen} \\
 Arg(\tilde{I}_{9f_0}) &= 9\phi_{fen} + \phi_3 + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{10f_0}) &= 10\phi_{fen} + \phi_3 + \phi_4 \\
 Arg(\tilde{I}_{11f_0}) &= 11\phi_{fen} + \phi_3 + \phi_4
 \end{aligned}
 \tag{II.33}$$

Finalement, la calibration à partir de 4 combinaisons d'orientation de deux polariseurs linéaires permet d'avoir accès aux erreurs de phase ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4 et ϕ_{fen} . La relation sous forme matricielle entre les phases et les arguments des pics de Fourier aux différentes fréquences est résumée Annexe 9.

L'intérêt majeur de cette procédure est que les arguments des pics des fréquences générées par les 4 combinaisons d'orientation des deux polariseurs, représentées dans l'espace de Fourier sur la Figure II.28, sont indépendantes de la signature polarimétrique du cube séparateur et plus généralement de la signature polarimétrique d'un milieu quelconque situé entre les deux polariseurs linéaires de référence.

Cette procédure va donc être intéressante car le polarimètre de Mueller en réflexion possède des éléments qu'on ne peut pas enlever pendant la mesure, notamment :

- un cube séparateur 50/50,
- une optique collectrice de lumière après interaction avec un milieu (lentille de courte focale ou objectif de microscope).

Après l'extraction des phases avec cette procédure de calibration, il nous faut néanmoins remonter à la signature polarimétrique de l'échantillon indépendamment de ces éléments optiques.

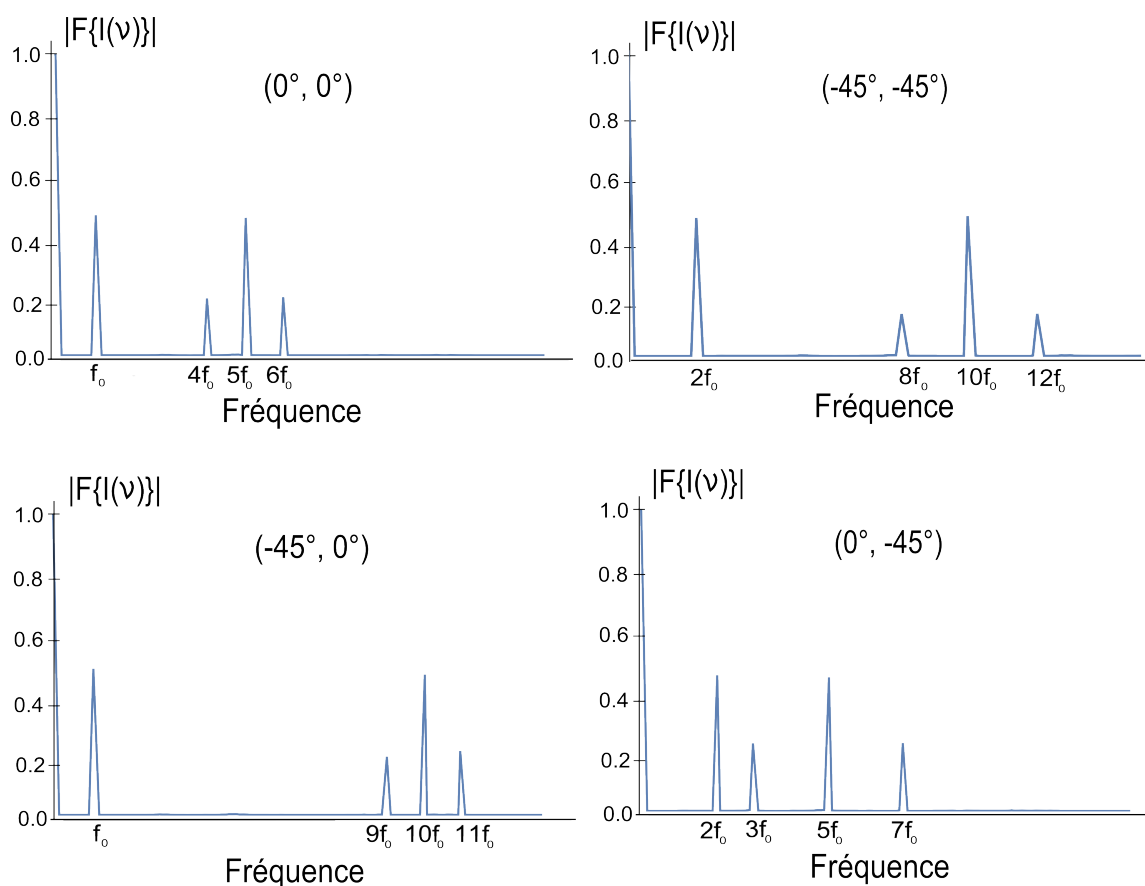


FIGURE II.28 – Représentation dans l'espace de Fourier des 4 combinaisons d'orientation de deux polariseurs linéaires de référence $(0^\circ, 0^\circ)$, $(-45^\circ, -45^\circ)$, $(-45^\circ, 0^\circ)$ et $(0^\circ, -45^\circ)$.

4.2- Prise en compte des éléments optiques en réflexion

4.2.1- Influence du cube séparateur

Le passage à la configuration de réflexion impose l'ajout d'un cube séparateur 50/50 dans le dispositif expérimental. Le modèle retenu est un cube Thorlabs CM1-BS2 non-polarisant dont la plage spectrale optimale se situe entre 700nm et 1100nm.

Cet élément optique a une signature polarimétrique spécifique dues à un traitement multicouche entre les 2 prismes constituant le cube, qui ajoute une erreur systématique supplémentaire au polarimètre. En effet, la mesure des matrices de Mueller (moyennées 150 fois) en transmission et en réflexion (combinaison de l'effet en transmission à la traversée du cube avec celui en réflexion au retour du faisceau) du cube séparateur est donnée dans le Tableau II.15, ainsi que les résultats de la décomposition de Lu et Chipman.

On constate que les paramètres polarimétriques en transmission et en réflexion sont proches pour les valeurs de diatténuation et de dépolarisation. En revanche, ce cube séparateur présente une réponse en retardance différente en transmission (égale à 10°) et en réflexion (égale à 42°). Ce cube séparateur se comporte comme un élément biréfringent. On a représenté Figure II.29, la transformée de Fourier du signal associé à la présence du cube en réflexion sans échantillon. On retrouve principalement les pics du vide ($2f_0$, $4f_0$, $6f_0$, $10f_0$ et $12f_0$), avec des pics de plus faibles amplitudes qui sont rattachés à la réponse polarimétrique du cube séparateur.

Cette réponse en retardance peut être expliquée par la théorie de la Réflexion Totale Interne Frustrée (FTIR) [116]. En effet, les cubes séparateurs sont basés sur ce principe [117, 118] qui

En transmission	En réflexion
$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,000 & -0,005 & -0,027 \\ 0,003 & 0,985 & -0,001 & 0,141 \\ -0,007 & -0,007 & 0,989 & -0,109 \\ -0,018 & 0,145 & 0,106 & 0,983 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,007 & -0,014 & 0,022 \\ -0,016 & 0,975 & 0,135 & -0,282 \\ -0,014 & 0,129 & 0,689 & 0,745 \\ 0,001 & 0,278 & -0,747 & 0,646 \end{bmatrix}$
$D_L = 0,025 \pm 0,008$	$D_L = 0,045 \pm 0,015$
$P_d = 0,996 \pm 0,004$	$P_d = 1,014 \pm 0,025$
$R_L = 9,7^\circ \pm 0,8^\circ$	$R_L = 42,4^\circ \pm 1,5^\circ$

Tableau II.15 – Matrices de Mueller du cube séparateur en transmission et en réflexion (moyennées 150 fois) et les paramètres polarimétriques associés de diatténuation linéaire (D_L), de dépolarisation (P_d) et de retardance linéaire (R_L).

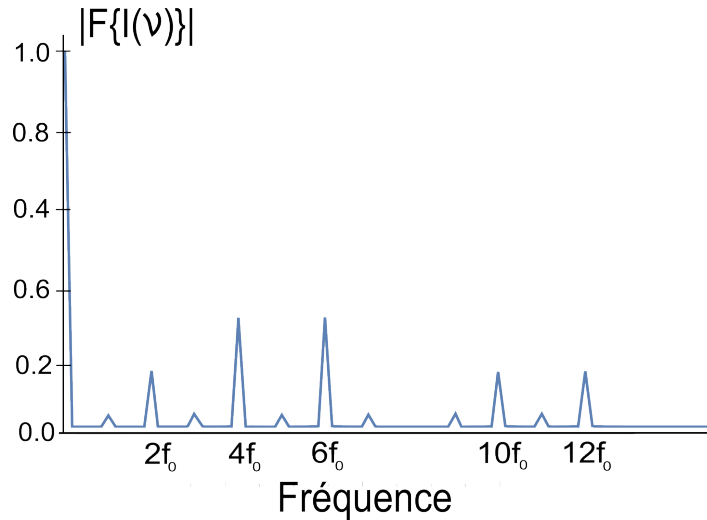


FIGURE II.29 – Transformée de Fourier du signal du cube séparateur en réflexion sans échantillon.

apparaît lorsqu'une onde évanescente se propage à travers un milieu d'indice n_2 séparant deux milieux de même indice n_1 (telle que $n_1 > n_2$) dans une configuration de réflexion totale, c'est-à-dire quand l'onde est incidente à l'interface n_1/n_2 avec un angle supérieur à l'angle critique $\theta_C = \text{asin}(n_2/n_1)$. Par exemple, si on considère deux prismes de verre ($n = 1,5$) dans le vide ($n = 1$) séparé d'une certaine distance, on est capable de générer une réflexion et une transmission de 50/50. Dans ce cas, la diatténuation en transmission et en réflexion sont différentes. En revanche, la retardance est la même pour la transmission et la réflexion. Si maintenant on ajoute des traitements multicouches sur les faces, il est possible d'obtenir une diatténuation proche de 0 mais cela a pour conséquence de modifier la retardance en transmission et en réflexion. Les informations concernant la constitution du cube séparateur *Thorlabs*® n'étant pas disponibles sur les couches utilisées (épaisseurs, matériaux diélectriques, indices), il a été impossible de comparer nos valeurs expérimentales à des simulations de cet élément.

La mesure de la matrice du milieu ne peut se faire qu'en présence du cube séparateur et sans modifier sa position car la réponse de celui-ci change en fonction de son alignement par rapport au faisceau incident. Il est donc essentiel de déterminer sa signature polarimétrique avec la seule possibilité de pouvoir déplacer les blocs de PSG et de PSA. La solution retenue pour pouvoir déterminer de manière fiable la matrice de Mueller d'un milieu inconnu est présentée sur le schéma II.30.

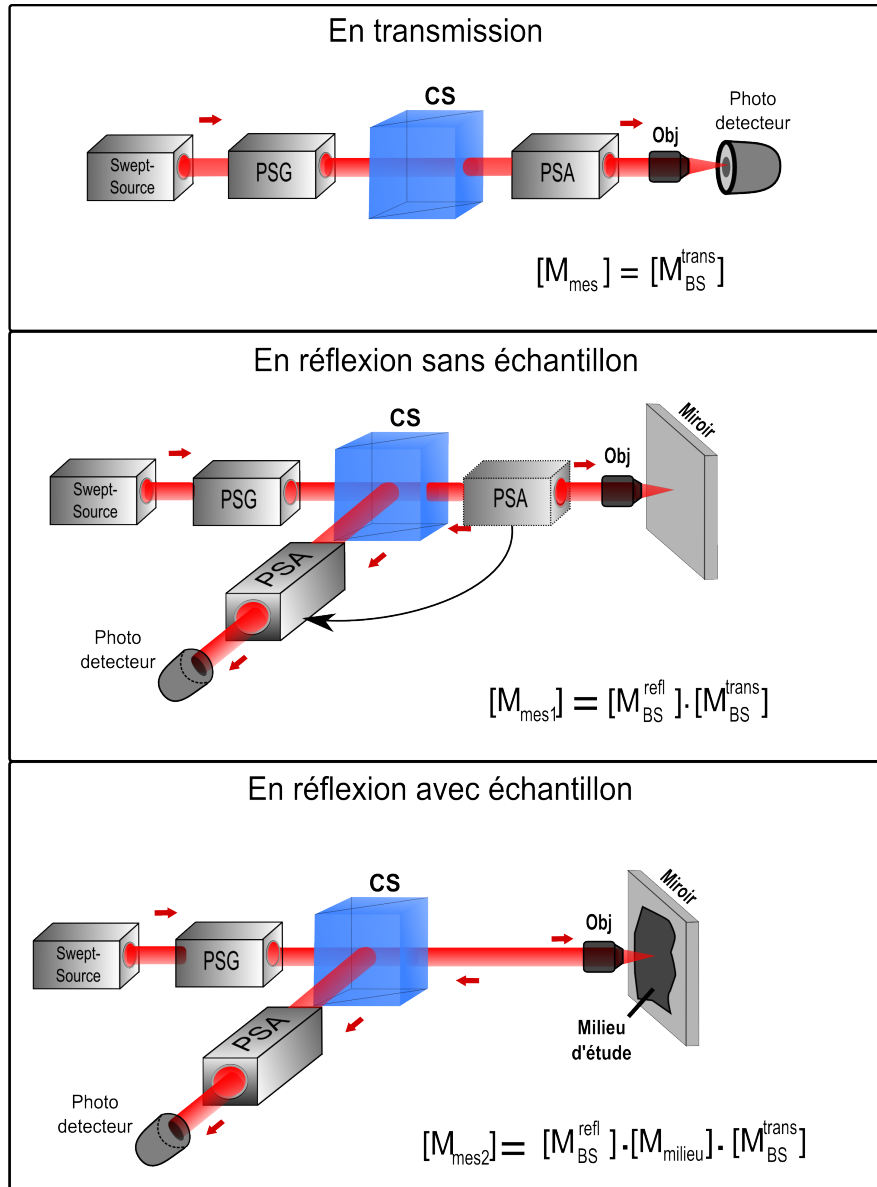


FIGURE II.30 – Schéma résumant l'étape de mesure de la matrice de Mueller du milieu, en tenant compte du cube séparateur (noté CS) en transmission puis en réflexion.

Tout d'abord, on mesure simplement la matrice de transmission du cube séparateur notée $[M_{BS}^{trans}]$. Ensuite, on déplace l'ensemble (PSA + détecteur) vers la configuration en réflexion. La matrice de Mueller à vide mesurée (sans échantillon), notée $[M_{mes1}]$, correspond alors au produit entre celles en transmission et en réflexion, notée $[M_{BS}^{refl}]$, et peut s'écrire alors :

$$[M_{mes1}] = [M_{BS}^{refl}] \cdot [M_{BS}^{trans}] \quad (II.34)$$

où l'expression de $[M_{BS}^{refl}]$ ne prend pas en compte le déphasage de π à la réflexion du cube séparateur car il varie avec le même déphasage à la réflexion du miroir. On peut alors déterminer la matrice de Mueller du cube en réflexion simplement par inversion telle que :

$$[M_{BS}^{refl}] = [M_{mes1}] \cdot [M_{BS}^{trans}]^{-1} \quad (\text{II.35})$$

La mesure de la matrice de Mueller $[M_{mes2}]$ avec le milieu, dont la matrice est notée $[M_{Milieu}]$, correspond au produit des trois matrices des éléments rencontrés séquentiellement (transmission + milieu + réflexion) tel que

$$[M_{mes2}] = [M_{BS}^{refl}] \cdot [M_{Milieu}] \cdot [M_{BS}^{trans}] \quad (\text{II.36})$$

La matrice de Mueller du milieu est alors directement obtenue par inversion de la façon suivante :

$$[M_{Milieu}] = [[M_{mes1}] \cdot [M_{BS}^{trans}]^{-1}]^{-1} \cdot [M_{mes2}] \cdot [M_{BS}^{trans}]^{-1} \quad (\text{II.37})$$

4.2.2- Influence de l'optique collectrice

La configuration en réflexion nécessite de placer une optique collectrice de la lumière rétrodiffusée par l'échantillon (lentille ou un objectif de microscope par exemple). Cependant, il est possible que l'élément optique possède une réponse polarimétrique non-négligeable. Étant donné notre configuration expérimentale, il n'est pas possible de séparer son effet polarimétrique de celui du milieu car il est placé avant le PSA. Nous devons donc judicieusement choisir une optique collectrice du signal après l'échantillon possédant une signature polarimétrique la plus neutre possible.

Dans le Tableau II.16, nous présentons l'influence de l'optique collectrice sur la matrice de Mueller du miroir de renvoi, à savoir lorsque l'on place devant l'échantillon une lentille de courte focale (15 mm) ou un objectif *Olympus* UPLSAPO 4X/0,16NA.

Avec lentille $f' = 15$ mm	Avec objectif 4X,16NA
$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,009 & -0,025 & 0,036 \\ -0,027 & 0,967 & -0,007 & 0,004 \\ -0,007 & 0,004 & 0,935 & -0,056 \\ -0,015 & -0,026 & 0,051 & 0,943 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,015 & -0,006 & 0,028 \\ 0,067 & 0,981 & -0,026 & 0,019 \\ -0,004 & 0,005 & 0,977 & -0,043 \\ -0,027 & -0,009 & 0,039 & 0,984 \end{bmatrix}$

Tableau II.16 – Matrices de Mueller du miroir de renvoi en présence d'une lentille de courte focale (15 mm) ou d'un objectif *Olympus* 4X/0,16NA.

On constate alors qu'avec un objectif de microscope (qui sera utilisé dans le microscope de Mueller) la mesure n'est *a priori* pas trop entachée d'erreur. De plus, il permet en plus d'avoir une résolution latérale théorique de $\lambda/(2NA) \sim 3,3\mu m$.

4.3- Validation sur des échantillons de référence

Nous avons vérifié cette nouvelle procédure de calibration par la mesure de matrices de Mueller des mêmes échantillons de référence utilisés en transmission (polariseur linéaire et lame demi-onde à 830 nm) en fonction de leurs orientations. Les résultats, moyennés 150 fois en chaque position, sont présentés Figure II.31 pour le polariseur linéaire et II.32 pour la lame demi-onde à 830 nm.

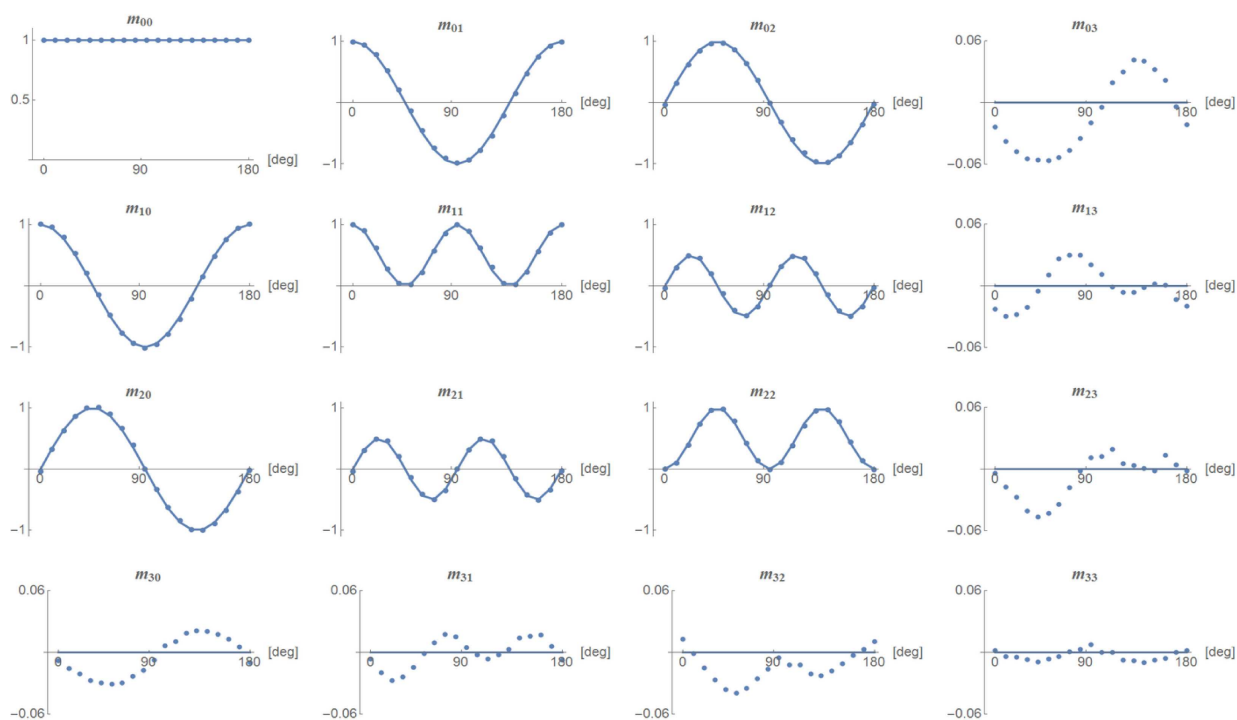


FIGURE II.31 – Évolution des coefficients m_{ij} d'un polariseur linéaire, en fonction de son orientation, pour la configuration en réflexion. Les valeurs pointillées correspondent aux mesures expérimentales, moyennées 150 fois en chaque position et les traits pleins correspondent aux valeurs théoriques.

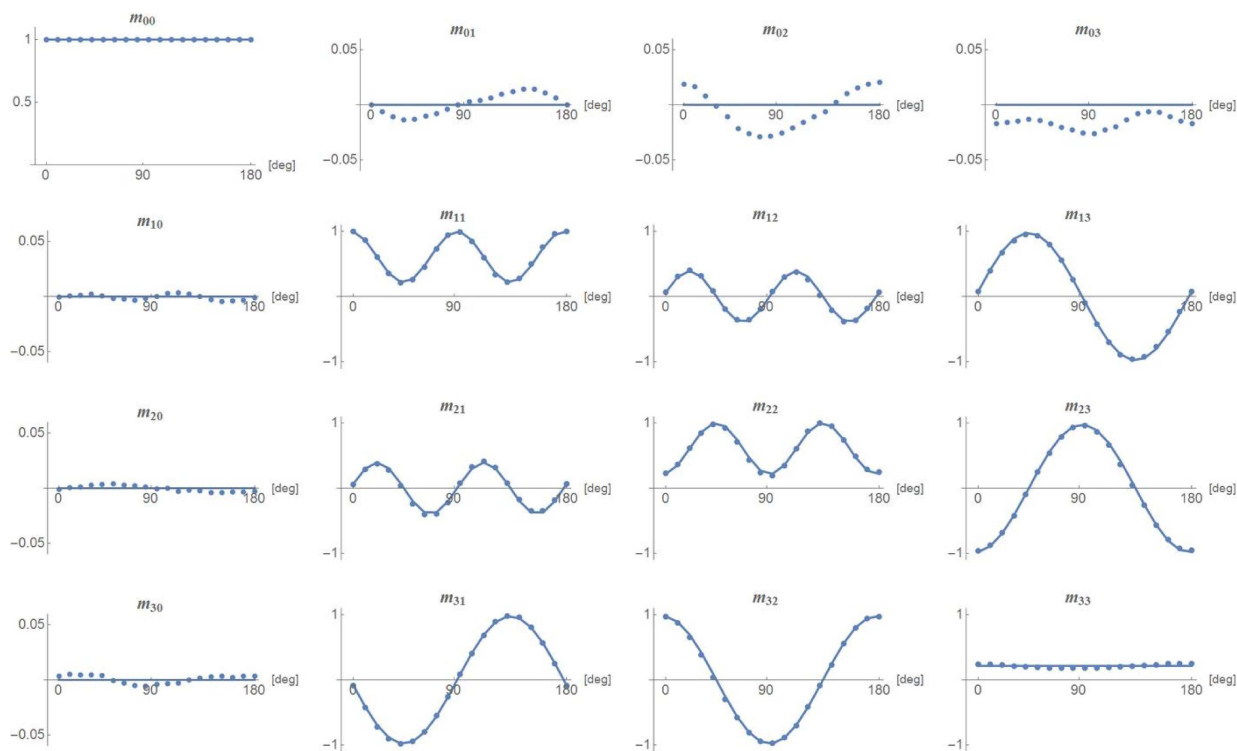


FIGURE II.32 – Évolution des coefficients m_{ij} d'une lame demi-onde à 830 nm, en fonction de son orientation, pour la configuration en réflexion. Les valeurs pointillées correspondent aux mesures expérimentales, moyennées 150 fois en chaque position et les traits pleins correspondent aux valeurs théoriques.

On constate d'après ces figures que l'erreur systématique est légèrement supérieure à celle déterminée avec la configuration en transmission, à savoir de l'ordre de $\pm 0,060$ sur les coefficients de Mueller, mais reste toujours acceptable dans la précision de nos mesures. On observe ici également une augmentation de l'erreur pour des orientations des axes neutres multiples de 45° due au même problème d'ordre numérique mentionné pour la configuration en transmission (amplitudes des pics sont plus faibles, donc plus bruitées).

Le Tableau II.17 résume les valeurs moyennes et les écart-types de ces paramètres obtenues après la décomposition de Lu et Chipman des matrices de Mueller pour chaque orientation.

Polariseur linéaire	Lame demi-onde
$D_L = 0,995 \pm 0,002$	$D_L = 0,026 \pm 0,007$
$P_d = 0,997 \pm 0,003$	$P_d = 0,992 \pm 0,004$
$R_L = \emptyset$	$R_L = 77^\circ \pm 0,6^\circ$

Tableau II.17 – Valeurs moyennes sur l'orientation de la diatténuation linéaire (D_L), dépolarisation (P_d) et de retardance linéaire (R_L) d'un polariseur linéaire et d'une lame demi-onde à 830 nm en réflexion. Les moyennes et les écart-types sont réalisés sur l'ensemble des matrices de Mueller mesurées pour chaque orientation.

Ces derniers résultats montrent que les barres d'erreur sont identiques à celles trouvées dans la configuration en transmission, ici égales à $\pm 0,007$ pour la diatténuation linéaire et la dépolarisation et inférieures au degré pour la retardance linéaire.

A la vue de ces résultats, on peut donc dire que cette nouvelle procédure de calibration permet de prendre en compte toutes les erreurs systématiques induites par les erreurs de phase des lames de YVO_4 et également par le cube séparateur en configuration de réflexion.

4.4- Imagerie sur des échantillons connus

On propose d'étudier maintenant des échantillons connus avec des images de Mueller, comme on peut le voir sur l'image Figure II.33. Il s'agit d'un polariseur linéaire et de deux couches de ruban adhésif (d'épaisseur d et $2d$) apposés directement sur le miroir de renvoi. L'idée est donc d'acquérir un spectre cannelé point-par-point et de remonter à la représentation des trois paramètres polarimétriques (diatténuation, dépolarisation et retardance) en 2D.

Les valeurs attendues pour ces échantillons sont :

- le miroir : $D_L = 0$, $P_d = 1$ et $R_L = 0^\circ$,
- un polariseur linéaire : $D_L = 1$, $P_d = 1$ et $R_L = \emptyset$,

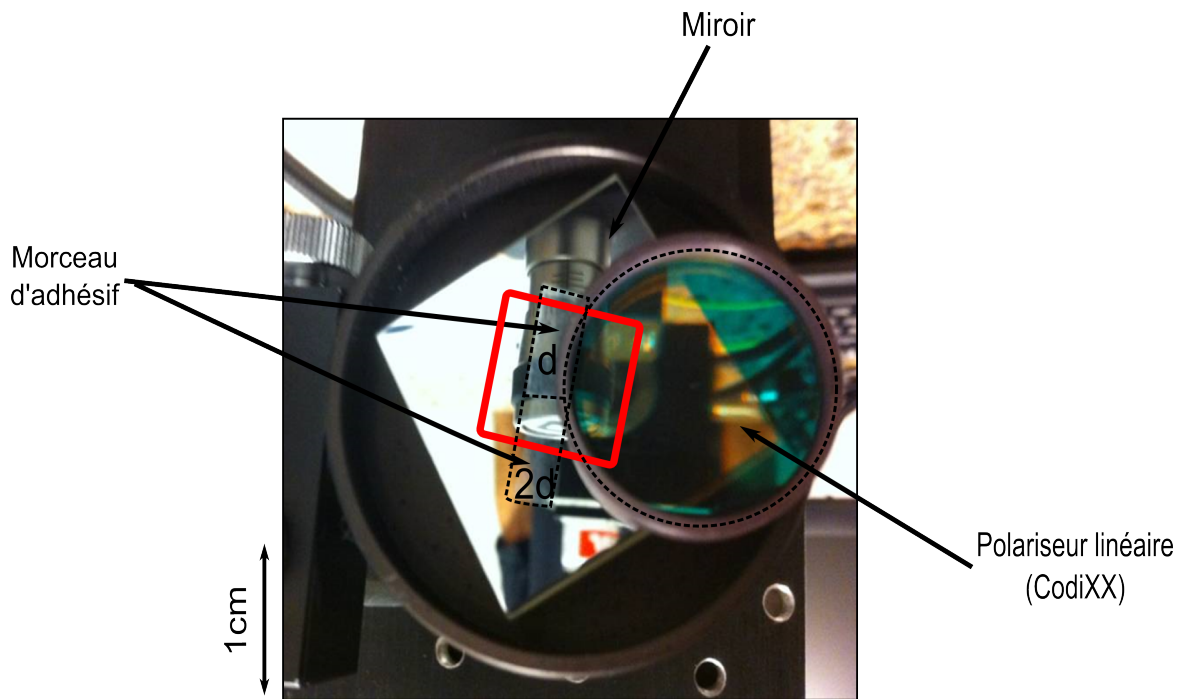


FIGURE II.33 – Image des échantillons de référence, à savoir deux couches de ruban adhésif d'épaisseur d et $2d$, un polariseur linéaire CoDiXx et un miroir seul.

— un morceau de ruban adhésif : $D_L = 0$, $P_d = 1$ et $R_L \neq 0^\circ$ [119].

Cet ensemble a été ensuite fixé à une platine de translation XY *Newport* connectée au même contrôleur que celui utilisé pour les supports de rotation motorisés. Un programme *Labview*, commandant la carte d'acquisition connectée à la photodiode et le contrôleur, permet de synchroniser l'acquisition des spectres et le balayage de la platine. En effet, une commande spécifique a été développée pour déclencher le changement de position de l'échantillon à chaque fin d'acquisition du spectre cannelé. Les vitesses d'acquisition des images sont relativement lentes (une dizaine de minutes) et augmentent avec le nombre de moyennage des spectres par point.

Pour avoir un bon rapport signal-sur-bruit, les signaux ont été moyennés 50 fois en chaque pixel pour des images de dimension 106×106 et avec un pas de translation de $100 \mu\text{m}$. Afin d'illustrer l'importance de tenir compte de la signature polarimétrique du cube séparateur en dehors de l'aspect numérique, nous avons représenté les images de Mueller sans et avec la prise en compte de cet élément, dont le résultat est visible Figure II.34 pour un champ balayé de $1 \times 1 \text{cm}^2$.

Dans un premier temps, lorsqu'on ne prend pas en compte la signature polarimétrique du cube (images (a), (b) et (c)), les valeurs en diatténuation et en dépolarisation correspondent aux valeurs attendues. Cependant, les valeurs en retardance sont aberrantes puisque l'on obtient des retards de l'ordre de 50° pour le vide (au lieu de 0°) et proche de 180° pour le ruban adhésif. Ce dernier paramètre est donc le plus affecté par la réponse du cube séparateur, ce qui est normal compte tenu de sa forte valeur de retardance (42°).

En appliquant la formule II.37 pour remonter à la matrice de Mueller du milieu d'étude (images (d), (e) et (f)), les résultats pour la diatténuation et la dépolarisation sont sensiblement identiques à la situation précédente (images (d) et (e)). En revanche, les valeurs en retardance correspondent

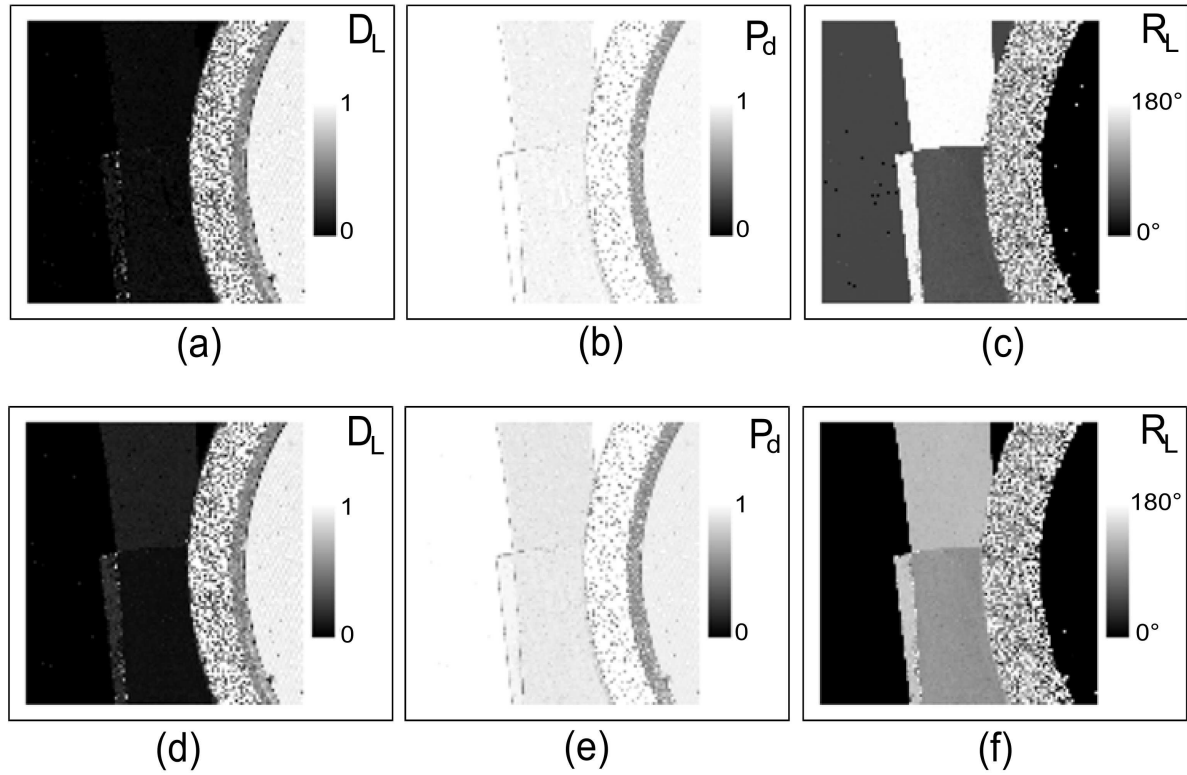


FIGURE II.34 – (a,b,c) Sans correction du cube. (d,e,f) Avec correction du cube. (a,d) D_L : Diatténuation linéaire, (b,e) P_d : Dépolarisation, (c,f) R_L : Retardance linéaire.

bien ici à celles attendues, à savoir une retardance nulle pour le vide et le polariseur linéaire et non-nulle pour le ruban adhésif.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés au principe théorique du polarimètre de Mueller à codage spectral et à sa mise en place expérimentale en se basant sur les études réalisées dans le cadre de la thèse de M. Dubreuil. L'intérêt majeur de se tourner vers cette approche de génération et d'analyse des états de polarisation est que toute la réponse polarimétrique du milieu soit contenue dans un seul spectre cannelé.

Nous avons ensuite présenté un polarimètre de Mueller à haute cadence (100 kHz) qui utilise une simple photodiode, dans une configuration en transmission puis en réflexion.

L'ensemble des erreurs systématiques introduites par le PSG et le PSA a été décrit. Elles sont principalement liées au traitement du signal (k-clock, "drop-off", résolution des pics dans l'espace de Fourier, fenêtrage) et aux défauts des lames de YVO_4 des blocs de codage et de décodage (alignements et épaisseurs). Ces dernières erreurs nous imposent d'introduire des phases supplémentaires dans notre modèle qu'il faut corriger avant la mesure. Pour cela, on a développé des procédures de calibration en tenant compte du type de configuration du dispositif. En transmission, la procédure consiste simplement à mesurer la signature polarimétrique de deux milieux de référence pour le vide et un polariseur linéaire.

Pour passer à une configuration en réflexion, cette étape de calibration ne peut plus utiliser le vide comme référence car l'ajout d'un cube séparateur, inhérent à la configuration, ne peut être déplacé entre la phase de calibration et la phase de mesure. Une nouvelle procédure de calibration en 3 étapes a alors été mise en œuvre pour corriger l'ensemble des erreurs systématiques de la configuration. Pour cela, on mesure les erreurs induites par les lames de YVO_4 en plaçant simplement 2 polariseurs linéaires placés après le PSG et avant le PSA. Afin de s'affranchir de la réponse polarimétrique du cube séparateur, 2 matrices doivent être connues au préalable : la matrice de Mueller du cube séparateur en transmission et la matrice de Mueller mesurée lorsque l'échantillon est remplacé par un miroir. Cette configuration du polarimètre en réflexion a été validée par des mesures de la matrice de Mueller sur des milieux connus (vide, polariseur linéaire et lame de phase).

En comparant le polarimètre déjà développé au LSOL utilisant une diode super-luminescente et un spectromètre, on remarque que le caractère "snapshot" du codage spectral a été perdu. Cependant, il est maintenant possible de simplement passer d'une configuration en transmission à une en réflexion, et en présence de n'importe quelle anisotropie optique située avant le milieu. De plus, un détecteur monocanal est plus adapté à des modalités d'imagerie à balayage en transmission par rapport au spectromètre, dû au déplacement du faisceau sur la surface du capteur pendant l'acquisition d'une image.

On envisage donc maintenant d'amener ce dispositif au sein d'un microscope à balayage laser, dont le temps de résidence par pixel (quelques μs) correspondent à la durée de balayage en longueur de la swept-source. Il sera possible d'acquérir des images en microscopie polarimétrique de Mueller en un seul balayage du faisceau laser sur l'échantillon en quelques secondes seulement.

Chapitre III

Implémentation sur un microscope optique à balayage laser

Introduction

Dans le Chapitre II, un nouveau type de polarimètre de Mueller à codage spectral de la polarisation utilisant une source laser à balayage rapide en longueur d'onde (swept-source à 100 kHz) et pouvant fonctionner aussi bien en transmission qu'en réflexion, a été proposé et évalué. L'innovation tient à la fois dans le fait que l'information polarimétrique donnant accès à la matrice de Mueller d'un échantillon est obtenue en seulement $10\mu s$ et que le signal optique est mesuré à l'aide d'une simple photodiode PIN associée à un amplificateur large bande (200 Mhz de bande passante).

Ces deux caractéristiques (rapidité et détection monocanale du signal optique) nous permettent d'envisager l'implémentation du polarimètre au sein d'un microscope à balayage laser. En effet, dans un microscope de ce type, appelé de façon générique confocal (bien qu'il existe d'autres modes de fonctionnement non confocaux, en particulier non-linéaires comme nous le verrons dans la suite), le signal optique (basiquement la fluorescence) associé à chaque point de l'image, est détecté par un photorécepteur monocal du type photomultiplicateur (PMT : *PhotoMultiplier Tube*) puis intégré pendant typiquement $10\mu s$ (*pixel-dwell time*) avant d'être numérisé pour former un point de l'image. Dans un microscope confocal moderne, l'image est alors obtenue point par point en ré-imageant sur la pupille d'entrée de l'objectif du microscope les deux miroirs dits galvanométriques du dispositif (scanner), qui font tourner le faisceau laser autour de deux axes orthogonaux. Le volume focal de l'objectif (PSF) balaie ainsi un plan optique dans l'échantillon, dont l'image est reconstruite informatiquement au fur et à mesure de l'acquisition du signal de fluorescence. Ce signal est ensuite intégré puis numérisé par un convertisseur A/D, ceci de façon synchrone avec les signaux de commande des miroirs galvanométriques (rampe de tension pour le miroir rapide de ligne, tension en marche d'escalier pour le miroir lent de colonne).

L'intérêt de proposer une modalité d'imagerie polarimétrique de Mueller au sein d'un microscope optique à balayage laser est double.

Tout d'abord, cela permet d'accéder à l'ensemble des contrastes polarimétriques d'un échantillon (biréfringences, dichroïsmes et dépolarisations linéaires et circulaires) avec la résolution spatiale du microscope confocal, limitée par la diffraction, y compris en milieu diffusant.

Ensuite, cela permet d'envisager de coupler au sein du même instrument le mode d'imagerie de Mueller avec tous les autres modes d'imagerie d'un microscope optique à balayage laser, à savoir la fluorescence excitée à 1 photon (mode confocal) ou 2 photons et la génération de seconde harmonique (SHG). L'imagerie SHG est quant à elle particulièrement intéressante du point de vue du couplage avec l'imagerie de Mueller car il est bien connu que la SHG est extrêmement sensible à l'ordre et à l'orientation des arrangements moléculaires et supra-moléculaires qui la génèrent. Le cas type est le collagène fibrillaire de type I qui présente à la fois des réponses polarimétriques anisotropes linéaire (biréfringence) et non linéaire (SHG). Ce collagène est très abondant au sein de la matrice extracellulaire de la plupart des tissus animaux (30% environ du poids sec d'un vertébré). Pouvoir imager le collagène fibrillaire de type I à l'échelle cellulaire, connaître l'orientation des fibres et l'amplitude des anisotropies qu'elles produisent, constitue un puissant outil pour l'étude d'un certain nombre de pathologies impliquant cette protéine (atteinte et régénération tissulaires, fibrose, cancer...) et le développement de méthodes de diagnostic biomédical. Un exemple d'application à l'étude de la fibrose du foie est donné à la fin du chapitre.

Remarque : Les microscopies de génération de troisième harmonique (THG) et CARS (Coherent Anti-stokes Raman Scattering) ne sont pas envisagées dans ce travail car elles nécessitent des sources laser indisponibles au laboratoire.

1- Implémentation du polarimètre de Mueller

L'implémentation du polarimètre de Mueller à codage spectral de la polarisation s'est faite sur le microscope à balayage commercial du laboratoire (image Figure III.1). Il s'agit d'un module confocal (comportant le scanner, les photorécepteurs, les interfaces électronique et graphique) de marque *Olympus*, de conception assez ancienne (modèle Fluoview 300 - FV300), couplé à un statif droit de la même marque (BX51WI), le tout acquis en 2008 (l'un des derniers modèles de ce type vendu en France par *Olympus*) par l'Institut de Physique de Rennes, puis transféré à l'UBO en 2009. Ce microscope possède des optiques étendues dans l'infrarouge jusqu'à 900 nm environ (miroirs galvanométriques du scanner, lentilles de scan et de tube, miroirs dichroïques, objectifs...) pour pouvoir l'utiliser en routine, soit en mode confocal classique dit 1PEF (*One-Photon Excitation Fluorescence*), auquel cas il est couplé à un laser Nd-YAG doublé de 15 mW à 473 nm, soit en mode non linéaire 2PEF (*Two-Photon Excitation Fluorescence*) et SHG autour de 800 nm de longueur d'onde d'excitation (transmission globale de l'ordre de 60% à 800 nm). Dans ce dernier cas, le microscope est couplé à un laser femtoseconde du type Titane-Saphir (Ti :Sa modèle COHERENT Mira-Verdi5) accordable de 700 à 980 nm environ, qui délivre une puissance moyenne d'environ 800 mW au pic (800 nm) sous forme d'impulsions de durée proche de 150 fs à une cadence de répétition de 76 MHz (Intervalle Spectral Libre de la cavité de l'oscillateur femtoseconde Ti :Sa).

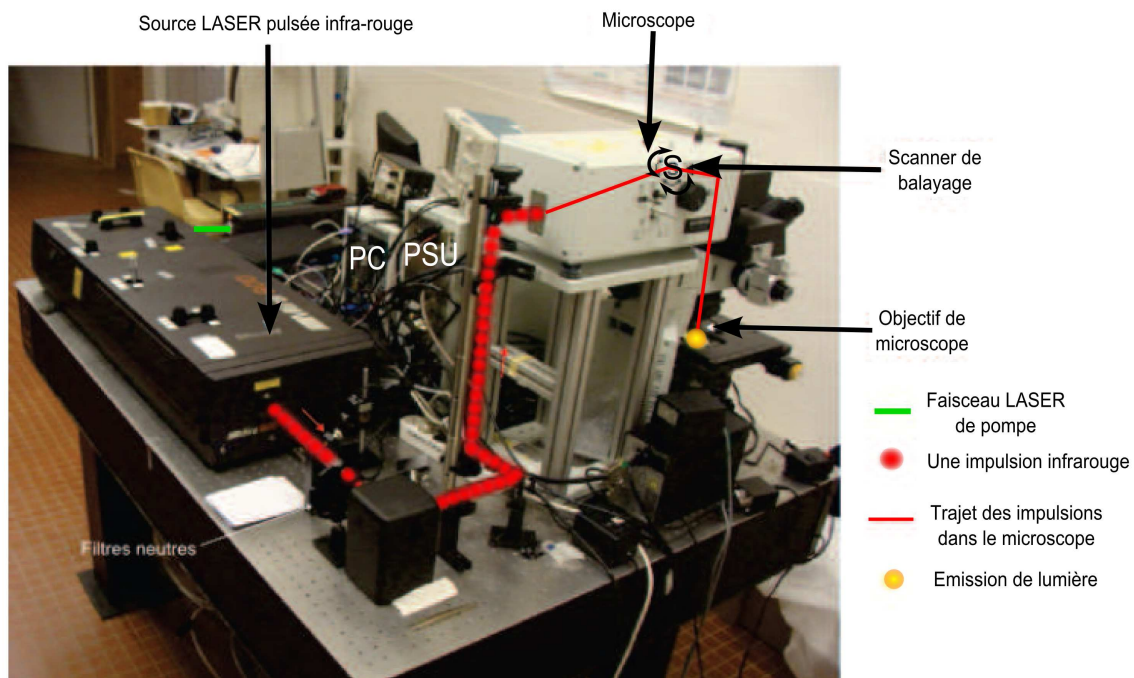


FIGURE III.1 – Dispositif expérimental pour la microscopie de fluorescence (TPEF) et non-linéaire (SHG) (à gauche) Au fond, le laser Nd : YVO₄ de 5 W, émettant à 532 nm en continu, pompant l'oscillateur laser femtoseconde Ti-Sa (Coherent Mira900F). (à droite) Module confocal (Olympus FV300) et le microscope droit (Olympus, BX51WI). PSU : Power Supply Unit (unité de contrôle et d'interfaçage du microscope avec l'ordinateur). PC : ordinateur sous Windows équipé des cartes d'interfaçage et de l'interface graphique FV300 Olympus.

1.1- Implémentation opto-mécanique

Le montage du polarimètre de Mueller au sein du microscope *Olympus FV300-BX51WI* a été fait en configuration de transmission car le signal rétrodiffusé par un échantillon placé sur la platine du microscope, déjà intrinsèquement faible, subit des pertes importantes à la traversée du microscope (transmission simple passage du microscope de l'ordre de 7% à 1060 nm). Ce choix de configuration en transmission se heurte néanmoins au problème de la collection du signal transmis qui est balayé au cours du processus d'acquisition de l'image. Comme en microscopie SHG, pour avoir une efficacité de collection du signal transmis constante et optimale au cours du balayage, il est nécessaire de ré-imager la pupille de sortie de l'optique collimatrice (condenseur) située après l'échantillon, sur la surface sensible du photorécepteur, qui doit alors être assez grande pour collecter entièrement cette image. Ainsi, au cours du balayage, le faisceau collecté pivote autour de deux axes quasiment confondus avec le plan du photorécepteur (images des axes de rotation des deux miroirs galvanométriques). L'efficacité de détection reste alors constante si l'aire du photorécepteur est au moins aussi grande que celle de la section du faisceau pour l'angle d'inclinaison extrême (cet angle est de quelques degrés seulement comme nous le verrons dans la suite). La photodiode PIN mise en œuvre précédemment, dont la surface sensible est beaucoup trop petite (diamètre $300\mu m$) a donc dû être remplacée par un PMT sensible dans l'IR autour de 1060 nm.

L'installation du polarimètre de Mueller sur le microscope, réalisée pendant la seconde partie de ma thèse, a nécessité les aménagements suivants, schématisés en partie Figure III.2 :

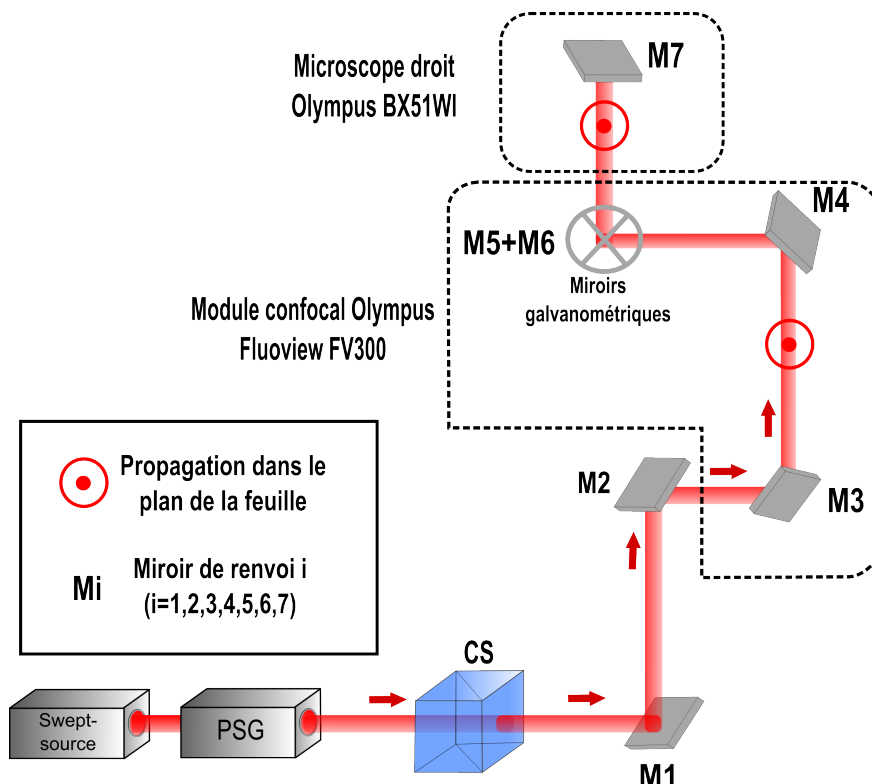


FIGURE III.2 – Schéma éclaté du microscope polarimétrique de Mueller (cube séparateur et miroirs de renvoi et galvanométrique notés M_i , où $i = [1,7]$). CS : Cube séparateur.

- couplage de la swept-source émettant autour de 1060 nm avec le microscope : un miroir plan escamotable noté M3, orientable, et traité argent (coefficient de réflexion proche de 98% à

1060nm) a été installé à l'entrée du module confocal FV300 en lieu et place du miroir dichroïque permettant à l'origine d'injecter les lasers Nd-YAG et Ti :Sa par 2 voies orthogonales situées à l'arrière et sur l'un des flancs du module de balayage du microscope. Le dispositif de codage de la polarisation décrit au Chapitre II (polariseur suivi de 2 lames de YVO_4 de même épaisseur e orientées à 45° l'une de l'autre), suivi du cube séparateur non polarisant permettant à terme de travailler en "réflexion", est de nouveau placé en sortie de swept-source. Le faisceau de la swept-source est alors amené à la hauteur de l'entrée du module confocal à l'origine destinée à injecter le laser Nd-YAG visible pour le mode confocal (entrée qui n'a pas vocation à fonctionner en parallèle avec le mode de Mueller, contrairement au mode non linéaire) à l'aide d'un périscope comportant les 2 miroirs plans M1 et M2 traités aluminium (coefficient de réflexion proche de 95% à 1060nm).

- installation d'un miroir plan M4 traité argent sur la queue d'aronde porte miroirs dichroïques située juste avant les deux miroirs galvanométriques M5 et M6 du scanner. Le miroir dichroïque a pour fonction de séparer, avant détection, la lumière de fluorescence descannée issue de l'échantillon, du résidu de lumière laser rétro-diffusée par l'échantillon. A la sortie du scanner le faisceau traverse un groupe de lentilles (lentille de scan puis la lentille du tube) avant d'attaquer le dernier miroir de renvoi noté M7 situé dans la tête du statif *BX51WI*.
- conception et construction d'un bloc compact de collection de la lumière, comprenant le dispositif de décodage de la polarisation, placé sous la platine porte-échantillon du microscope. Le schéma optique du bloc de décodage est présenté sur la Figure III.3. L'image de la Figure III.4 montre le bloc de collection implémenté sous la platine porte-échantillon.

Ce bloc comprend une première lentille L1 faisant office de condenseur, qui collecte et collimate le faisceau laser (signal) transmis par l'échantillon. La distance focale de cette lentille (20 mm) et son ouverture numérique ($NA = 0,3$) ont été choisies en fonction des contraintes d'encombrement du dispositif (espace limité sous la platine) et de l'ouverture numérique des objectifs de microscope les plus utilisés dans les expériences (4X/0,1NA et 10X/0,3NA). Immédiatement à la sortie du condenseur, le faisceau laser parallèle traverse le dispositif de décodage constitué de 2 lames de YVO_4 de même épaisseur $5e$ orientées à 45° l'une de l'autre, suivies d'un analyseur croisé avec le polariseur d'entrée, le tout aligné verticalement dans un tube. Notons que le faisceau parallèle qui traverse le dispositif de décodage est balayé pendant l'acquisition de l'image. L'amplitude angulaire de ce balayage est de $4,6^\circ$ environ avec l'objectif 4X (champ image de l'ordre de 3,5 mm environ) et de $1,85^\circ$ environ avec l'objectif 10X (champ image de l'ordre de 1,3 mm). L'inclinaison du faisceau à la traversée des lames de YVO_4 au cours du balayage va ainsi provoquer une variation de la biréfringence produite par ces lames. Les effets de cette variation sur les mesures polarimétriques devront être corrigés *a posteriori*. Le faisceau transmis par l'analyseur est réfléchi par un miroir plan traité argent orienté à 45° . Le faisceau horizontal ainsi obtenu traverse finalement une lentille L2 de distance focale $f = 60$ mm, de diamètre 1 pouce (2,54 cm), placée à 120 mm du condenseur, dont la fonction est de ré-imager la pupille de sortie de ce condenseur sur la photocathode d'un PMT, elle-même positionnée à 120 mm de la lentille L2 (montage 2f-2f, le plus compact possible, voir schéma Figure III.3). On obtient ainsi un grandissement transversal de 1 (taille du faisceau sur le PMT égale à celle en sortie de L1, soit environ 6,5 mm avec l'objectif 4X) et grandissement angulaire de 1 (angle de balayage du faisceau sur le

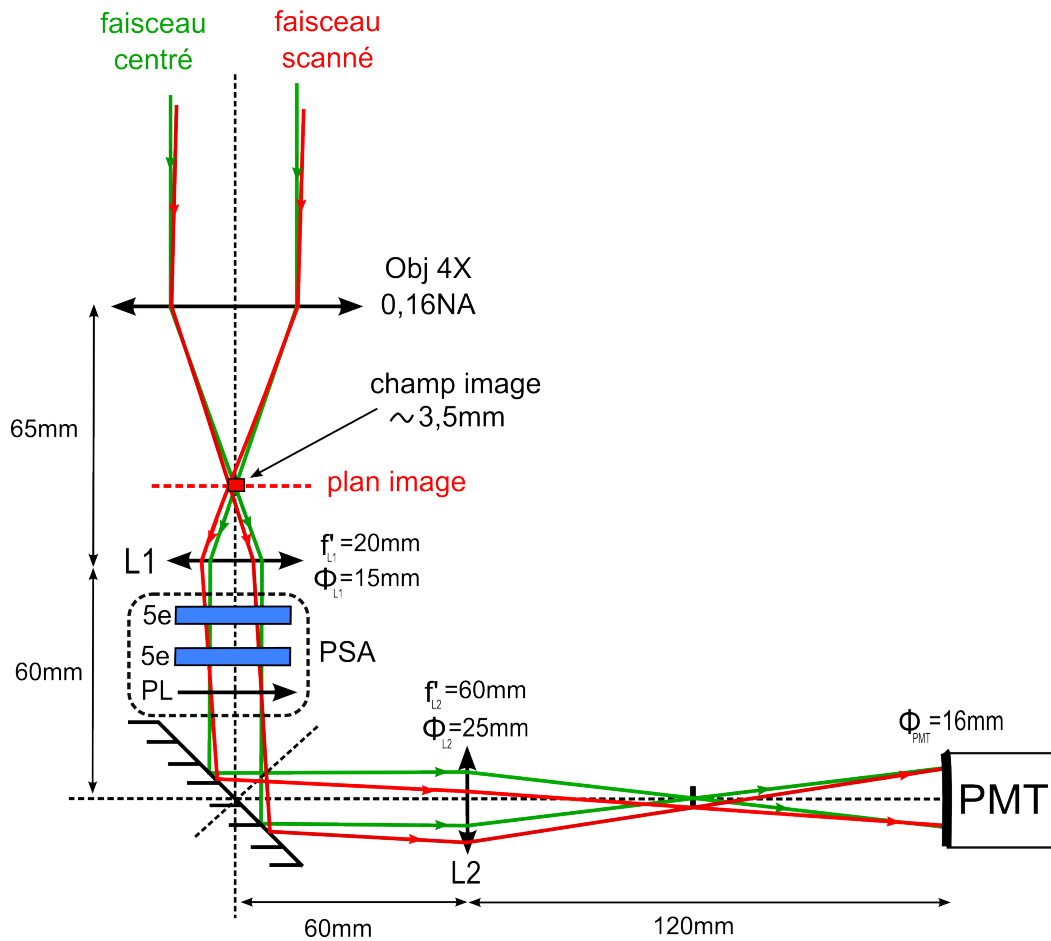


FIGURE III.3 – Schéma optique du dispositif de collection du faisceau transmis à la sortie du microscope à balayage. La lentille L1 représente la condenseur. La lentille L2 permet de ré-imager la pupille du condenseur sur le PMT.

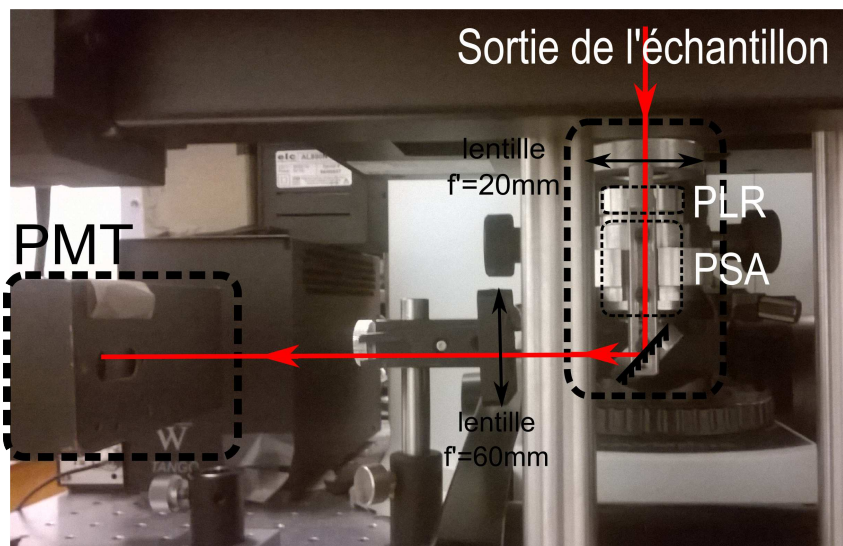


FIGURE III.4 – Image du dispositif de collection schématisé Figure III.3. PLR : polariseur linéaire de référence amovible.

PMT égal à celui en sortie de L1). Le diamètre de la lentille L2 a été choisi assez grand (25 mm utiles) pour que celle-ci, placée à 120 mm du condenseur, collecte entièrement le faisceau

parallèle qui la traverse pour tous les points de l'image (4, 6° de rotation du faisceau en sortie du condenseur avec l'objectif 4X). On obtient ainsi une efficacité de collection quasiment constante au cours du balayage du microscope (absence de vignettage).

- détection du signal avec un PMT équipé d'une photocathode de grande surface sensible dans l'infrarouge. Il s'agit d'un PMT à photocathode en Ag-Cs-O de $16 \times 18 \text{ mm}^2$ d'aire effective (Hamamatsu modèle R5108). Pour des raisons de coût, nous avons opté pour un modèle non spécifique à l'IR (400-1200nm), non refroidi, dont le rendement quantique est seulement de 0,04% à 1060 nm. En fait dans la configuration en transmission choisie, le cahier des charges pour la détection du signal n'est pas d'avoir un PMT ayant un très bon rendement quantique car le signal de mesure (faisceau laser transmis) est très intense (de l'ordre du mW) et doit donc être atténué, mais plutôt d'avoir une dynamique (rapport du signal maximum détectable au signal d'obscurité) suffisante du détecteur. Cette dynamique est relativement faible pour le PMT R5108 puisque son courant anodique maximum est de $10 \mu\text{A}$ alors que son courant anodique d'obscurité à la température ambiante est typiquement de $0,35 \mu\text{A}$ et au maximum de $1 \mu\text{A}$ (données constructeur). La dynamique de ce PMT est donc d'environ 30 ($\sim 10/0,35$) dans le meilleur des cas, ce qui limite les performances du microscope polarimétrique comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre. Le courant anodique en sortie du PMT (quelques μA) permet néanmoins d'obtenir, via un amplificateur transimpédance de gain $2 \cdot 10^4 \text{ A/V}$ avec bande passante de 200 MHz (modèle FEMTO, HCA-200M-20K-C), une tension de sortie maximale de 200mV et une tension d'obscurité typique de 7 mV. Ces tensions sont compatibles avec les caractéristiques de la voie signal (CHANNEL A) de la carte d'acquisition DAQ Alazar qui admet des tensions de $\pm 4\text{V}$ et les numérise sur 12 bits, soit une résolution en tension de 1 mV environ, inférieure à la tension d'obscurité. Notons qu'un filtre optique passe bande (830 nm - 2700 nm, Edmund Optics) de 1 pouce de diamètre (le faisceau a un diamètre de 6,5 mm à ce niveau) est placé devant le PMT pour éliminer la lumière visible ambiante et ainsi pouvoir travailler avec la lumière allumée.

Les réglages de la partie opto-mécanique du polarimétrique ont pu se faire indépendamment de l'acquisition des signaux polarimétriques par la carte DAQ qui nécessite une synchronisation avec le balayage du microscope pour reconstruire l'image polarimétrique. En effet, il est possible dans une première étape d'utiliser le microscope lui-même pour imager un objet présentant un simple contraste d'amplitude, comme par exemple une mire micrométrique. Dans ce cas, il suffit d'envoyer directement le signal fourni par l'amplificateur FEMTO sur l'une des 2 entrées signal du microscope, la swept-source fonctionnant en permanence. Les spectres cannelés reçus successivement par le PMT à la cadence de balayage de la swept-source sont alors intégrés par l'électronique du microscope à une cadence qui lui est propre (mode d'acquisition *Fast*, en mode *Medium* ou en mode *Slow* de l'interface graphique Fluoview), donc totalement indépendante de celle de la swept-source. En fait en mode *Slow* de Fluoview, le *pixel-dwell time*, ou temps d'intégration du signal par point image, est d'environ $8 \mu\text{s}$, ce qui correspond grosso modo au temps de balayage de la swept-source (1/100kHz). Dans ces conditions, chaque point image correspond à peu près à l'intégration d'un spectre cannelé, mais les spectres acquis se décalent progressivement par rapport à la fenêtre d'intégration au cours du balayage, si bien qu'on observe des figures de Moiré sur l'image de la mire, comme le montrent les images de la Figure III.5. Ce mode d'imagerie permet d'aligner précisément le faisceau de la swept-source avec

l'ensemble des optiques du microscope.

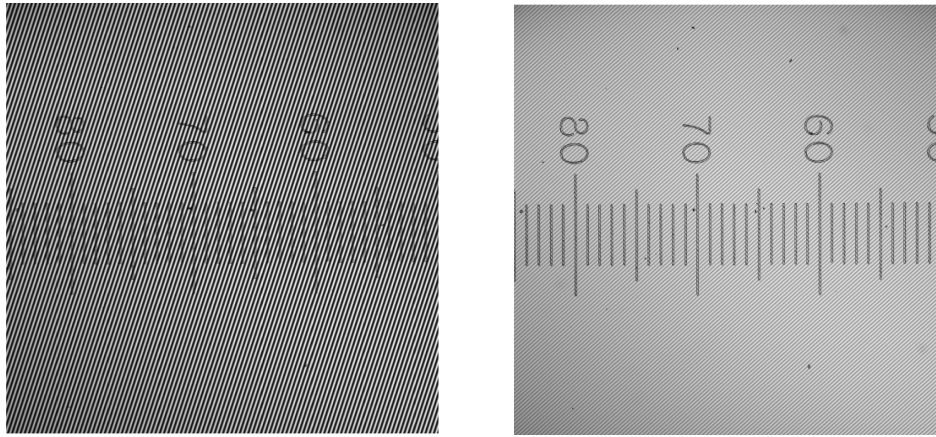


FIGURE III.5 – Images d'une mire acquises directement par le microscope éclairé par la swept-source pour deux vitesses de balayage (Fast et Slow). Des lignes obliques d'inclinaisons différentes sont observables (figures de Moiré).

1.2- Acquisition du signal polarimétrique

Une étape importante de l'implémentation du polarimètre de Mueller au sein du microscope à balayage *Olympus* concerne l'acquisition du signal polarimétrique qui doit se faire de façon synchrone du balayage du microscope si l'on veut pouvoir reconstruire des images de Mueller et à terme les comparer avec celles fournies par les autres modalités d'imagerie du microscope. La source du logiciel Fluoview 300 et l'électronique du microscope *Olympus* n'étant pas accessibles, il n'est pas possible de synchroniser le scanner sur un signal de déclenchement issu de la swept-source. En outre, le balayage de la swept-source ne peut pas non plus être commandé par un signal extérieur; il fonctionne en continu dès l'allumage du laser. Dans ces conditions, il faut accepter de faire fonctionner le polarimètre de Mueller indépendamment du microscope. Néanmoins, pour relier le signal polarimétrique au balayage du microscope afin de reconstruire des images de Mueller, il est indispensable de pouvoir au moins disposer d'un signal indiquant à quel instant le microscope commence à balayer. Cet instant est synchrone de la tension de positionnement (rampe de tension) renvoyée par le miroir galvanométrique rapide du microscope.

Le signal de *trig* au format TTL (0-5V) de début (front descendant) et de fin de ligne (front montant) généré par l'électronique du microscope à partir de la rampe de tension issue du scanner de ligne, est disponible à l'arrière du PSU (*Power Supply Unit*) reliée au module confocal FV300. Le signal de *trig* et la rampe de tension associée, en mode *Slow*, sont représentés Figure III.6.

On constate que l'acquisition du signal d'image par le microscope se fait dans une fenêtre temporelle qui correspond à la partie rectiligne de la rampe de tension renvoyée par le scanner de ligne, ceci afin d'éviter les non-linéarités dans l'image associées aux phases d'accélération et de décélération du miroir galvanométrique, le *pixel-dwell time* étant constant pour une image donnée. Ce signal de *trig* peut être envoyé sur l'entrée auxiliaire (AUX IN) de la carte DAQ Alazar pour signifier au logiciel Alazar de commencer l'enregistrement des spectres cannelés. L'instant précis où le signal de *trig* (front *trig* descendant) est reçu par l'entrée AUX IN de la carte DAQ n'a évidemment aucune raison de coïncider avec le début d'un spectre cannelé

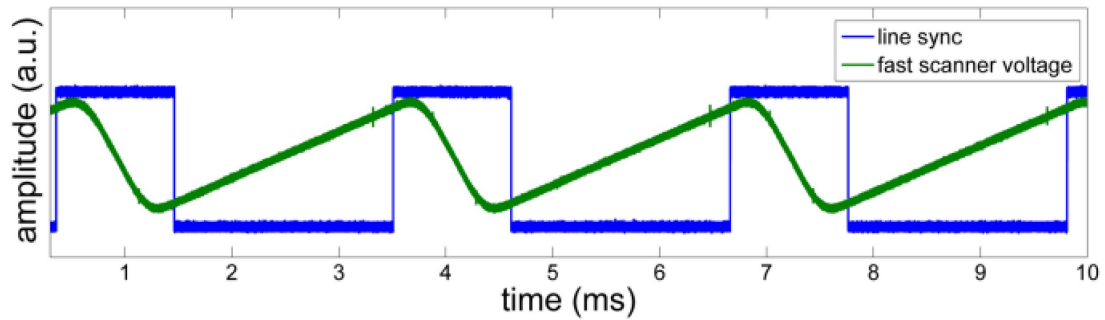


FIGURE III.6 – Rampe de tension (en vert) issue du scanner de ligne et signal TTL de trig (en bleu) correspondant indiquant le début et la fin de l’acquisition du signal de ligne.

sur l’entrée CHANNEL A (ou B) de la DAQ. D’une ligne à l’autre de l’image polarimétrique, le délai entre ces deux évènements peut donc varier au maximum de la durée d’un balayage d’un spectre cannelé de la swept-source, correspondant à peu près à un pixel sur l’image (voir Figure III.5). En l’état actuel de l’expérience (microscope commercial), nous n’avons aucun moyen de synchroniser plus précisément l’acquisition des spectres cannelés avec le balayage du microscope. Néanmoins pour des images ayant une définition horizontale suffisante (plusieurs centaines de points), ce décalage d’un pixel maximum est imperceptible, cette technique étant d’ailleurs aussi utilisée en OCT [120].

D’autre part, l’absence de synchronisation entre le balayage de la swept-source et la fenêtre temporelle associée au *pixel-dwell time* du microscope empêche d’avoir une définition horizontale de l’image égale à sa définition verticale. En mode *Slow* de Fluoview, le *pixel-dwell time* est un peu plus court ($\sim 8\mu s$) que le temps de balayage de la swept-source ($\sim 10\mu s$ environ, les modes *Medium* et *Fast* de Fluoview fournissant des *pixel-dwell times* respectivement 2 et 4 fois plus courts). La définition horizontale des images de Mueller sera alors légèrement inférieure à celle des images issues du microscope en mode *Slow* (ceci est aussi à l’origine des figures de Moiré observées précédemment). Par exemple pour la définition 256×256 (512×512) du microscope, nous aurons seulement une définition de 204×256 (408×512) en Mueller, 204 et 408 correspondant aux nombres de spectres cannelés acquis pendant le temps de balayage de ligne du microscope (délai entre les fronts TTL descendant et montant du signal de *trig* issu du scanner de ligne).

Dans ces conditions, on demande au logiciel Alazar d’acquérir en continu des salves de 204 ou 408 spectres cannelés (selon la définition choisie sur Fluoview avant le lancement des scanners) à partir de l’instant d’arrivée du signal de déclenchement (front TTL descendant) sur la voie AUX IN de la DAQ. Chacune des salves, correspondant à une ligne de l’image de Mueller, est alors stockée dans la mémoire de la DAQ (DMA : *Direct Memory Access*) puis transférée dans un même fichier de type binaire (ici au format “.atb”) sur le disque dur de l’ordinateur au fur et à mesure du balayage vertical du microscope, et ceci jusqu’à la 256^{ème} ou 512^{ème} ligne de l’image. Comme chacun des spectres contient 990 points (canaux en longueur d’onde), chacun codé sur 12 bits (1,5 octet), un fichier correspondant à une image de Mueller de 204×256 (408×512) points a donc une taille de $204 \times 256 \times 1440 \times 1,5$ ($408 \times 512 \times 1440 \times 1,5$) = 112,8 (451,2) Mo.

Bien entendu, comme au Chapitre II, les signaux de *sweep-trigger* et de k-clock sont appliqués respectivement sur les entrées TRIG IN et EXT CLOCK de la DAQ pour échantillonner

linéairement en fréquence optique les spectres cannelés. Un schéma de la connectique est donné Figure III.7.

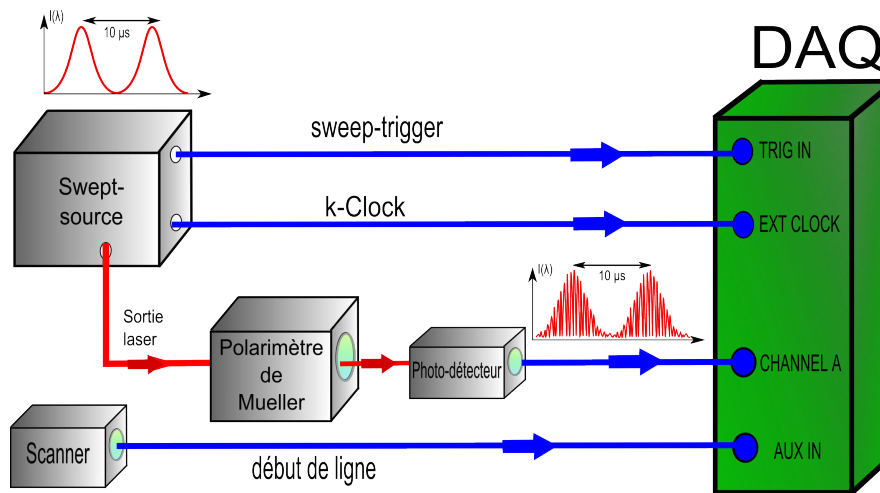


FIGURE III.7 – Schéma de la connectique permettant à l'interface Alazar d'acquérir les signaux polarimétriques issus du microscope à balayage, en vue de la construction des images de Mueller.

A ce stade, les blocs de codage et de décodage sont introduits de part et d'autre du microscope sans qu'ils soient orientés dans leur position définitive (croisement des polariseurs). Le chapitre suivant la méthode mise au point pour orienter ces blocs précisément.

Afin de démontrer le bon fonctionnement de notre méthode de synchronisation pour l'acquisition des spectres cannelés avec le balayage du microscope, nous avons réalisé des images de la mire précédente, en attribuant à chaque point de l'image une valeur correspondant à l'aire mesurée sous chaque spectre cannelé. On peut considérer que cette opération d'intégration des spectres fournit des valeurs proportionnelles à l'intensité transmise en chaque point de la mire balayée par le microscope, donc à une image standard d'intensité de cet objet. Parallèlement, nous avons imagé la même mire en mode confocal (rétrodiffusion détectée par l'un des PMT de Fluoview à travers un trou confocal). Une série d'images obtenues dans ces conditions pour les 2 définitions considérées précédemment et 3 zooms différents de Fluoview, sont présentées Figure III.8.

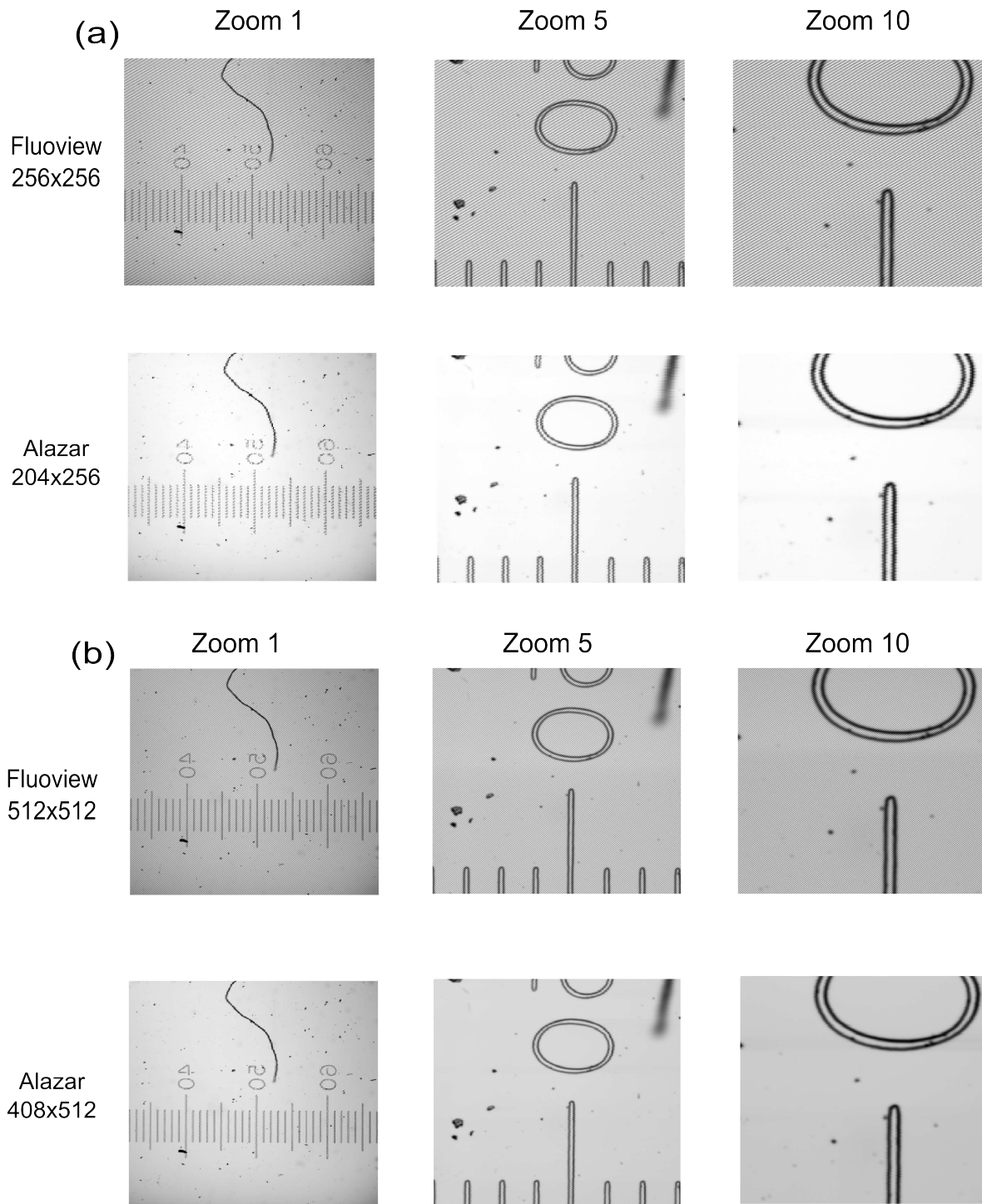


FIGURE III.8 – Comparaison des images d'intensité d'une mire pour 3 zooms différents obtenus sous Fluoview (microscope Olympus) et sous Alazar (avec connectique de la Figure III.7). (a) Définition de 256×256 pour Fluoview et 204×256 pour Alazar; (b) Définition de 512×512 pour Fluoview et 408×512 pour Alazar.

Les lignes de Moiré observables sur les images obtenues par Fluoview n'apparaissent plus sur les images fournies par la DAQ Alazar puisque dans ce dernier cas on intègre chaque spectre dans la bonne fenêtre temporelle. L'absence de synchronisation entre le balayage de la swept-source et le balayage du microscope se traduit par de très petits décalages d'une ligne à l'autre au niveau des traits verticaux (graduations) de la mire sur l'image 204×256 avec les zooms 5X et 10X, ce décalage étant imperceptible sur l'image 408×512 correspondante.

1.3- Procédure d'orientation du PSG et du PSA au sein du microscope

Contrairement au Chapitre II, il n'est plus possible d'orienter simplement les blocs de codage et de décodage l'un par rapport à l'autre en commençant par croiser les polariseur et analyseur en l'absence de tout élément anisotrope entre-eux.

La procédure d'orientation des blocs de codage et de décodage au sein du microscope utilisée ici, tire partie du fait que le microscope se comporte essentiellement comme un biréfringent linéaire, en tout cas qu'il présente uniquement deux lignes neutres au sens de la polarisation. Ces lignes neutres coïncident en fait avec les polarisations p (parallèle au plan d'incidence) et s (orthogonale au plan d'incidence) associées aux réflexions du faisceau laser sur les 7 miroirs du dispositif situés entre les blocs de codage et de décodage (miroirs M1 à M7, cf Figure III.2) ainsi qu'à la traversée du cube séparateur non polarisant mais faiblement biréfringent (cf Chapitre II), placé à la suite du système de codage.

Les miroirs M1 à M7 sont orientés de telle sorte que les polarisations p et s peuvent seulement s'échanger d'une réflexion à l'autre, c'est-à-dire qu'une polarisation p pour un miroir peut devenir une polarisation s pour un autre miroir. La source laser étant polarisée verticalement, la polarisation est du type p pour les miroirs M1 et M2 du périscope, du type s pour le miroir d'injection M3 dans le module confocal et le miroir de renvoi M4 vers le scanner, puis du type p sur le premier miroir galvanométrique M5, et enfin s sur le second miroir galvanométrique M6 et le miroir de renvoi M7 situé dans la tête du statif BX51WI. On peut donc supposer que les anisotropies (retardance et diatténuation) produites par le scanner sont nulles au point milieu (centre de l'image, miroirs à 45° de l'axe optique) puisque les miroirs M5 et M6 se compensent dans ce cas et restent très faibles, tout en variant, lorsque le balayage est activé. Par contre les miroirs M1 et M2, du même modèle, sont traités aluminium alors que les miroirs M3 et M4, également identiques, sont traités argent. Il n'y a donc pas une compensation des anisotropies des miroirs M1 et M2 par les miroirs M3 et M4, même si la polarisation est du type p sur M1 et M2 et s sur M3 et M4. Par ailleurs les caractéristiques du miroir M7, situé dans le statif du microscope, ne sont pas connues ; il peut s'agir d'un miroir traité aluminium ou argent.

Enfin, même si la retardance et la diatténuation produites à la réflexion sur une couche d'aluminium ou d'argent sous un angle d'incidence donné peuvent être prédites (retardance $\phi_s - \phi_p = -11,85^\circ$ ou $-7,97^\circ$ et diatténuation $R_s - R_p = 0,0145$ ou $0,0364$ pour l'argent ou l'aluminium respectivement, à 1060 nm et sous 45° d'incidence [121]) les miroirs à traitement métallique sont recouverts d'une fine couche d'oxyde protectrice transparente dont les anisotropies, certainement faibles, ne sont pas connues. Néanmoins comme les valeurs de retardances produites par les surfaces traitées argent et aluminium sont à la fois faibles et proches (différence inférieure à 4°), celles-ci se compensent partiellement après réflexion sur les 4 premiers miroirs, de même que les diatténuations qui sont très faibles. Comme en outre le scanner produit une anisotropie également très faible, voire nulle au point milieu, et que le cube séparateur en

transmission (dont la retardance a été évaluée à environ 10° dans le Chapitre II) et le miroir M7 sont également très faiblement anisotropes, il y a tout lieu de penser que l'anisotropie de l'ensemble des optiques situées entre les blocs de codage et décodage, notamment la retardance, sera faible, sauf si les couches d'oxyde recouvrant les différents miroirs produisent une retardance significative.

Cette condition doit être remplie si l'on veut pouvoir appliquer notre méthode de polarimétrie qui suppose que la retardance varie d'une valeur très inférieure à 180° sur la bande spectrale balayée par la swept-source (voir Chapitre II). La retardance du dispositif, mesurée plus loin, montre que cette condition est effectivement bien remplie.

Nous pouvons dans une première étape montrer que l'ensemble du dispositif situé entre les blocs de codage et décodage se comporte effectivement comme un élément anisotrope unique, en réalisant l'expérience suivante : deux polariseurs (polariseur et analyseur) sont montés sur des platines tournantes motorisées et dans un premier temps positionnés en ligne à la sortie de la swept-source, leurs axes passants étant croisés par une méthode d'extinction (loi de Malus). L'analyseur est ensuite déplacé à la sortie du microscope, son orientation étant maintenue inchangée. Un programme sous Labview permet alors de faire tourner dans le même sens et du même angle le polariseur et l'analyseur alors que l'intensité transmise est mesurée. La courbe donnant l'intensité transmise par l'ensemble (polariseur, cube séparateur + microscope + miroirs de renvoi, analyseur croisé) en fonction de l'angle de rotation, sur 180° tous les 5° , de l'ensemble polariseur-analyseur est représentée sur le graphe de la Figure III.9.

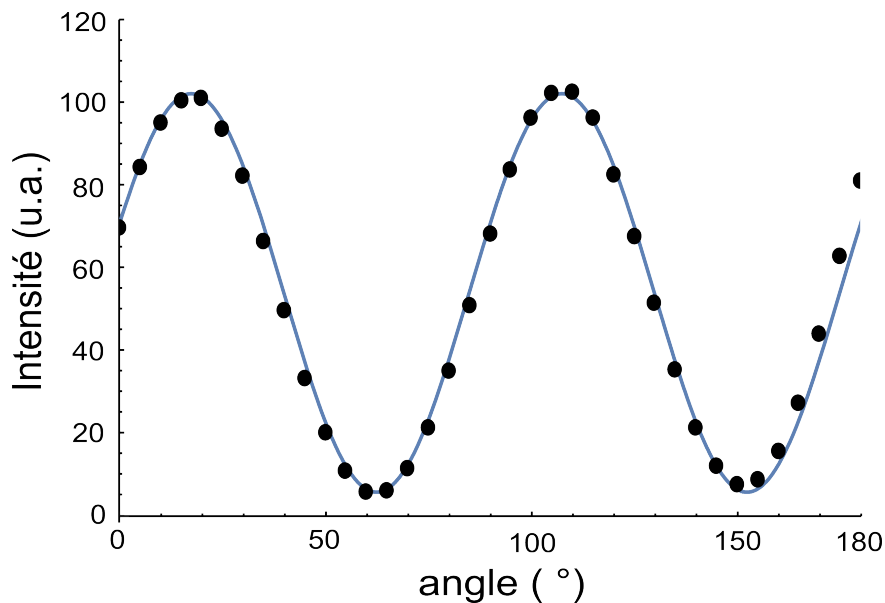


FIGURE III.9 – Mesures de l'intensité transmise à travers le microscope entre polariseur et analyseur croisés, en fonction de la rotation de l'ensemble polariseur-analyseur.

Cette courbe présente des minima d'intensité quasi-nuls avec une périodicité égale à $\pi/2$. Dans cette expérience, tout se passe comme si on faisait tourner l'ensemble (cube séparateur + microscope + miroirs de renvoi) autour de l'axe optique du système, les polariseurs croisés étant fixes. Dans l'hypothèse où le système se comporte comme un biréfringent et éventuellement un dichroïque, de lignes neutres confondues, on peut montrer que l'intensité transmise entre polariseurs croisés est proportionnelle à $\sin^2 2\theta$, où θ est l'angle entre les lignes neutres de l'anisotropie et les axes passants du couple polariseur-analyseur (cf Annexe 10). La comparaison

avec la courbe expérimentale montre que l'on a bien ce type de comportement. Le fait que les minima ne sont pas totalement nuls peut provenir soit d'un léger désalignement des plans principaux des miroirs de renvoi qui produirait l'effet d'une succession d'éléments biréfringents (et éventuellement légèrement dichroïques) dont les lignes neutres ne sont pas tout à fait alignées, soit d'une dépolarisation (au sens de Mueller) produite par l'ensemble des optiques traversées. Cette première étape permet d'orienter le polariseur d'entrée, par rapport aux lignes neutres du microscope. Le bloc de codage, placé à la suite du polariseur d'entrée précédent, est alors orienté de sorte d'obtenir l'extinction. Le polariseur est alors retiré et le bloc de codage tourné de 90° par rapport à la situation d'extinction précédente pour que l'axe passant du polariseur du bloc de codage soit parallèle à celui du polariseur retiré.

Pour orienter le bloc de décodage dans sa position définitive (sous la platine du microscope), de sorte que l'axe passant du polariseur qu'il contient soit orthogonal à celui du polariseur contenu dans le bloc de codage (situation choisie pour relier les amplitudes et les phases des fréquences caractéristiques du spectre cannelé dans l'espace de Fourier aux éléments de la matrice de Mueller), il est possible de réaliser une seconde expérience qui consiste à observer l'amplitude d'un pic particulier dans le spectre de Fourier du signal polarimétrique. En effet, si le polariseur du bloc de codage est aligné avec l'une des lignes neutres d'un biréfringent rectiligne mesuré (ici le microscope, les miroirs de renvoi et le cube séparateur), le calcul montre que l'amplitude du pic à la fréquence de modulation $8f_0$ dans l'espace de Fourier s'annule lorsque l'analyseur du bloc de décodage (les 2 lames 5e ayant préalablement été orientées par rapport à l'analyseur) est orthogonal au polariseur du bloc de codage (donc aligné avec l'autre ligne neutre du biréfringent), comme s'il n'y avait aucun élément anisotrope entre les deux blocs. Une simulation dans le formalisme matriciel de Mueller en l'absence de dépolarisation (Mueller-Jones) réalisée sous *Mathematica*, dont les résultats sont présentés Figure III.10, permet de montrer que seul le pic à $8f_0$ s'annule tous les 180° dans cette situation, le pic à $12f_0$ s'annulant également tous les 180° mais présentant par contre un maximum dans la situation de réglage recherchée.

La sensibilité de cette méthode permet d'orienter manuellement le bloc de décodage à mieux que 3° par rapport au bloc de codage et aux lignes neutres du microscope. La Figure III.11 présente à gauche le spectre obtenu lorsque le bloc de décodage est bien réglé et à droite le spectre observé lorsque le bloc de décodage est tourné de 90° par rapport au bon réglage. Afin de mieux se rendre compte de la différence entre ces deux situations, les spectres dans l'espace de Fourier ont été représentés en échelle semi-logarithme.

1.4- Caractéristiques polarimétriques du microscope sans balayage

Nous avons vu précédemment lors de la procédure d'orientation des blocs de codage et de décodage par rapport au microscope que ce dernier se comportait comme un élément anisotrope simple présentant 2 lignes neutres. Nous pouvons à présent réaliser une mesure polarimétrique à vide (absence d'échantillon) dans une situation où le microscope ne balaye pas, c'est-à-dire lorsque le scanner est dans sa position centrale, ce qui correspond au centre de l'image. Dans ces conditions, il n'est pas nécessaire de mettre en œuvre la procédure d'acquisition du signal polarimétrique, essentielle par contre à la réalisation d'une image de Mueller (synchronisation entre avec le balayage du microscope). On utilise dans ce cas le protocole de mesure ponctuelle décrit au Chapitre II. Il consiste d'abord à extraire les erreurs de phase liées aux défauts

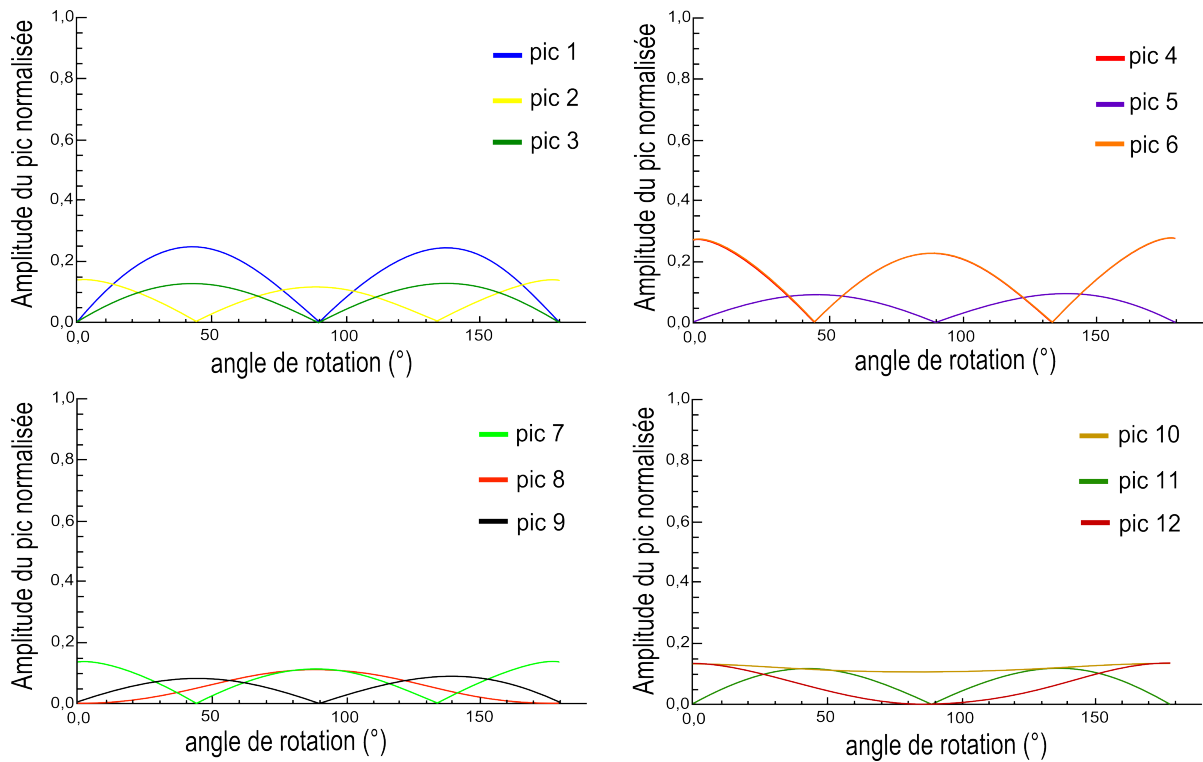


FIGURE III.10 – Évolution des amplitudes des pics dans l'espace de Fourier, en fonction de l'orientation du bloc complet de décodage par rapport à l'orientation du bloc de codage.

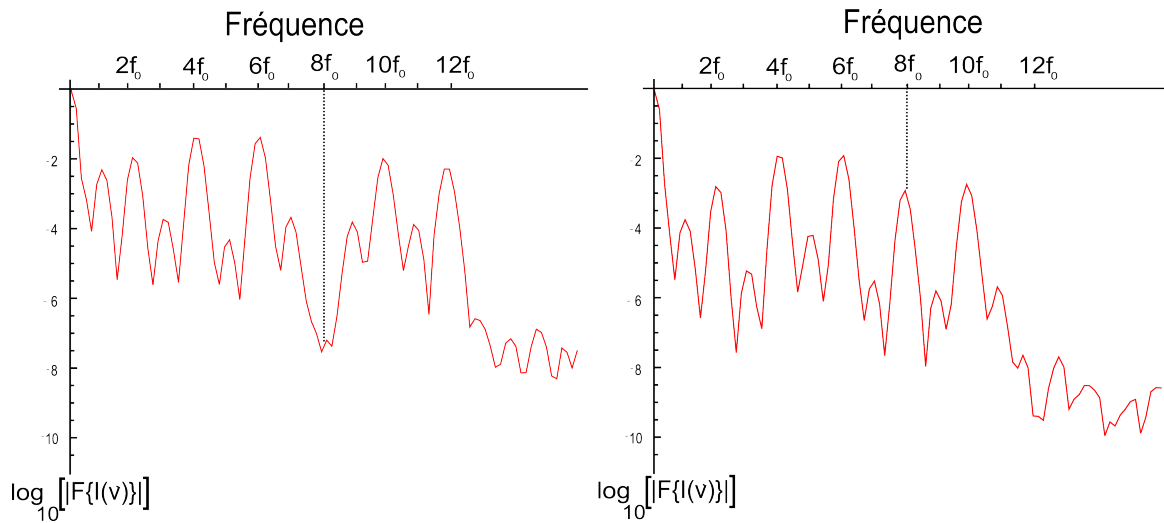


FIGURE III.11 – Spectres dans l'espace de Fourier représentés en échelle logarithmique, (à gauche) lorsque le bloc de décodage est correctement orienté et (à droite) lorsqu'il est orienté à 90° par rapport au bloc de codage.

d'épaisseur des lames des blocs de codage et de décodage par la procédure de calibration utilisant 2 polariseurs linéaires de référence placés de part et d'autre du système optique (cube séparateur + microscope + miroirs de renvoi). Ensuite, après avoir retiré les polariseurs de référence, une mesure polarimétrique du système est réalisée en l'absence d'échantillon. Le programme développé en *Mathematica* au Chapitre II permet alors d'obtenir la matrice de Mueller de l'ensemble (cube séparateur + microscope + miroirs de renvoi) en l'absence de balayage. La matrice de Mueller moyenne donnée ci-après est le résultat 10 expériences

(calibration + mesure) réalisées successivement dans les mêmes conditions :

$$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,018 & -0,056 & 0,024 \\ -0,021 & 1,005 & 0,074 & -0,006 \\ -0,005 & -0,031 & 0,446 & 0,915 \\ 0,005 & 0,069 & -0,929 & 0,441 \end{bmatrix} \quad \text{(III.1)}$$

Ces mesures permettent alors d'extraire, sur la base de la décomposition de Lu et Chipman, les paramètres polarimétriques moyens de l'ensemble (cube séparateur + microscope + miroirs de renvoi), ainsi que l'incertitude sur ces paramètres : $D_L = 0,064 \pm 0,002$, $P_d = 1,019 \pm 0,003$, $R_L = 64^\circ \pm 0,5^\circ$ et $\alpha_L = 1,13^\circ \pm 0,1^\circ$.

Les paramètres obtenus montrent qu'on peut effectivement assimiler l'ensemble (cube séparateur + microscope + miroirs de renvoi) à un retardateur linéaire seul (diatténuation et dépolarisation négligeables).

A ce stade, même si on a vu que la retardance du système doit être faible du fait de la compensation partielle des anisotropies des différents miroirs qui le constituent, on peut se demander si la retardance tirée de la mesure (64°) est la valeur absolue du déphasage du système ou bien sa valeur à $k\pi$ près, où k est un entier. On peut lever totalement cette ambiguïté en calculant les matrices de Mueller et la retardance associée sur différentes parties du spectre cannelé. En effet, si la retardance moyenne absolue du système est forte (par exemple $64^\circ + k * 180^\circ$, avec k non-nul), on doit observer une variation significative de la retardance d'un extremum à l'autre du spectre cannelé (fenêtre spectrale d'analyse de 1000 nm à 1120 nm). Ainsi, si $k = 1$ (retardance moyenne de 244°) et que l'on calcule les retardances associées aux moitiés "bleue" et "rouge" du spectre cannelé, la différence obtenue doit être de l'ordre de $244 \times 40/1060 \sim 10^\circ$, où 40 nm est la différence de longueur d'onde entre les longueurs d'onde moyennes des parties "bleue" et "rouge" du spectre cannelé et 1060 nm la longueur d'onde centrale du spectre. Si $k = 0$, cette différence ne sera plus que de $64 \times 40/1060 \sim 2,5^\circ$, donc environ 4 fois plus faible. Les paramètres polarimétriques expérimentaux obtenus à partir du spectre cannelé produit par le microscope à vide sont : $R_L(\text{bleu}) = 58,9^\circ$; $R_L(\text{rouge}) = 70,1^\circ$; $R_L(\text{bleu}) - R_L(\text{rouge}) = 11,1^\circ \sim 10^\circ$. Ce résultat montre que la retardance produite par l'ensemble (cube séparateur+miroirs de revoi+microscope à vide) est non pas égale à 64° mais à $64^\circ + 180^\circ = 244^\circ$. Néanmoins, si on rapporte cette valeur à la fenêtre spectrale d'analyse (80 nm), on obtient une variation de retardance de l'ordre de 20° . Or, on a vu au Chapitre II, qu'une retardance égale à 1% de celle produite par l'une des lames de YVO_4 d'épaisseur e du bloc de codage n'engendrait aucune erreur significative sur la matrice de Mueller mesurée. Or ces 1% représentent une variation d'environ 20° de la retardance sur la fenêtre spectrale d'analyse. On peut donc affirmer que la chromaticité de la retardance du microscope à balayage pourra être négligée au moment de la détermination de la matrice de Mueller des échantillons étudiés.

2- Mise en œuvre du microscope polarimétrique de Mueller à balayage

Au Chapitre II, nous avons montré que pour remonter à la matrice de Mueller du milieu d'étude indépendamment des caractéristiques polarimétriques de notre polarimètre et de leurs variations, il était indispensable de mettre en œuvre une procédure de calibration. Cette procédure est destinée à prendre en compte les défauts d'épaisseur des lames de YVO_4 des blocs de codage et de décodage, de la position (phase fenêtre) du signal polarimétrique dans la fenêtre d'analyse et, pour la configuration en réflexion, de l'élément optique anisotrope supplémentaire constitué par le cube séparateur.

Une procédure analogue doit être mise en place pour notre microscope avec en outre la nécessité de prendre en compte les variations des caractéristiques polarimétriques du système avec le balayage du faisceau laser. En effet, lorsque le microscope balaie, l'angle d'incidence du faisceau laser varie à la fois sur les miroirs galvanométriques du scanner et à travers le bloc de décodage. Cette fois il sera donc nécessaire de prendre en compte les variations des caractéristiques du microscope polarimétrique en chaque point de l'image de Mueller. Toutefois la procédure de calibration utilisant deux polariseurs linéaires de référence, développée au Chapitre II, pourra s'appliquer de nouveau ici.

2.1- Procédure de calibration

La procédure de calibration utilisant deux polariseurs linéaires de référence vue au Chapitre II consiste dans une première étape à placer l'un des polariseurs après le bloc de codage et l'autre avant le bloc de décodage (voir Figure III.12). Dans ces conditions nous avons vu qu'à partir de 4 combinaisons d'orientation des deux polariseurs, il était possible d'extraire les erreurs de phase ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} , indépendamment des anisotropies situées entre ces deux polariseurs.

Cette méthode peut être alors appliquée à notre microscope, qui se trouve dans une situation analogue à celle du cube séparateur de la configuration en réflexion du Chapitre II (inséré entre les deux polariseurs de référence), en chaque point du champ balayé. La Figure III.13 présente les mesures des phases ϕ_{fen} , ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 pour les 5 premières lignes d'une image au format 204×256 .

Logiquement, les phases ϕ_{fen} et ϕ_2 varient peu au cours du balayage et de façon non périodique (une légère périodicité apparaît néanmoins à l'échelle d'une ligne de l'image sur ϕ_{fen} ; ceci est probablement dû au fait que l'extraction de ce paramètre est couplée à ϕ_3 et ϕ_4). Les variations observées, de nature semble-t-il aléatoire, sont de l'ordre de 2% pour ϕ_{fen} et 5% pour ϕ_2 en valeur relative sur l'échelle de temps de l'ordre de 10 ms représentée (durée du balayage pour 5 lignes). A cette échelle de temps, ces variations ne peuvent être dues qu'à des fluctuations de la swept-source (intensité pour ϕ_{fen} et ϕ_2 , balayage en longueur d'onde pour ϕ_{fen} , instabilité de pointé pour ϕ_2), et au bruit du PMT mis en œuvre (rapport signal sur fond de l'ordre de 30 au maximum).

En revanche pour ϕ_3 et ϕ_4 , on observe une variation quasi-périodique à l'échelle de la ligne de balayage, avec une amplitude de l'ordre de π . Cette variation est produite par le balayage angulaire du faisceau issu du condenseur du microscope à la traversée des lames de YVO_4 d'épaisseur 5e du bloc de décodage. Lorsque l'angle d'incidence du faisceau laser qui traverse ces 2 lames varie (angle de balayage de $\theta \sim \pm 4,6^\circ$ en sortie de condenseur avec l'objectif 4X),

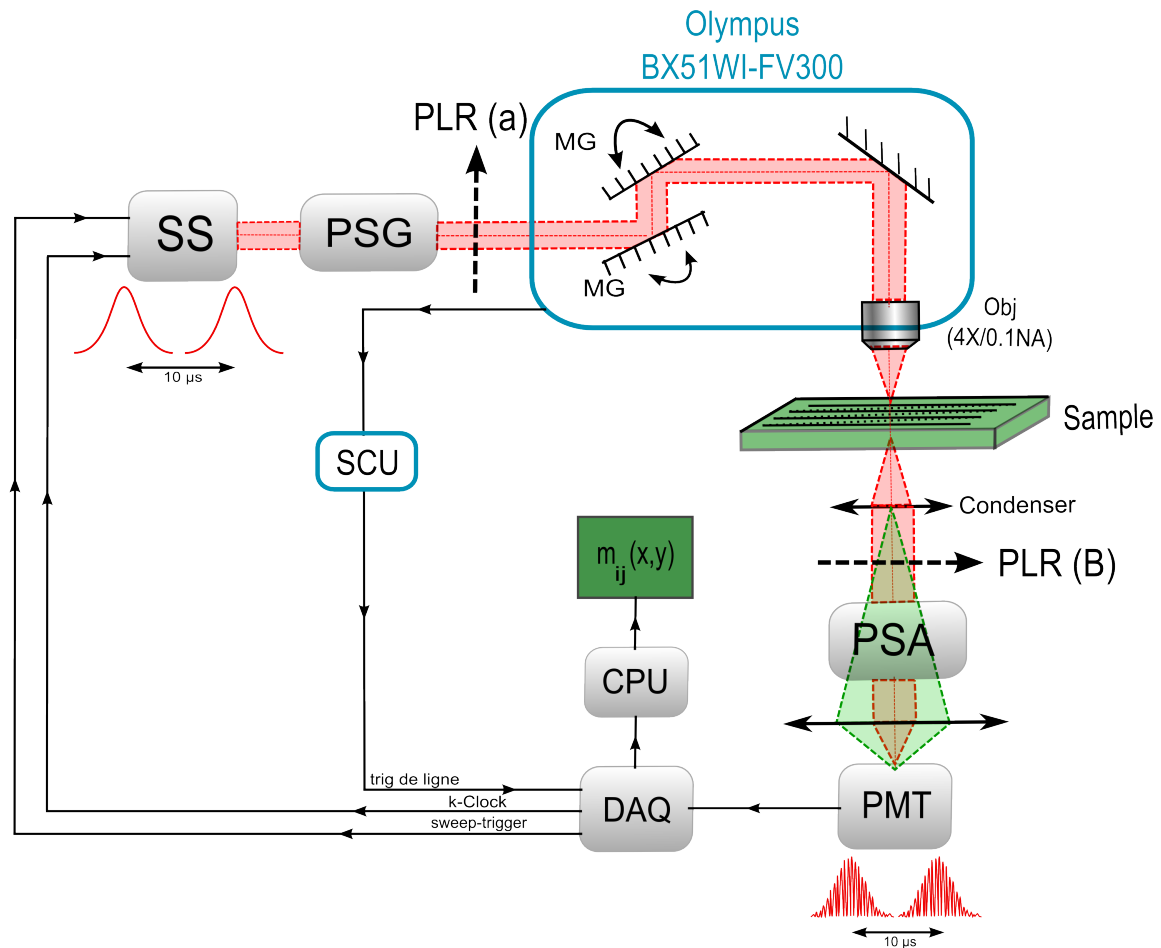


FIGURE III.12 – Schéma de principe du microscope de Mueller à balayage équipé des deux polariseurs de référence, destinés à la calibration des erreurs de phase des blocs de codage et de décodage. PSU : Power Supply Unit. SS : Swept-Source. DAQ : Data Board Acquisition. PLR : Polariseur Linéaire de Référence. PMT : Photomultiplicateur. CPU : Central Processing Unit. $m_{ij}(x, y)$: image de Mueller. MG : Miroir Galvanométrique.

le déphasage produit par ces lames est modifié en raison de la variation de l'épaisseur traversée et dans une moindre mesure de celle de la biréfringence avec l'angle d'incidence. Un calcul simple, ne tenant compte que de la variation de l'épaisseur traversée (en $\theta^2/2n^2$), permet de retrouver une variation du déphasage de l'ordre de π , certes importante, mais à comparer au déphasage absolu de ces lames qui est de l'ordre de 800π ($n = 1,96$, $\Delta n = 0,208$ à 1060 nm et $e = 2$ mm).

Dans une deuxième étape, on doit mesurer point par point la réponse polarimétrique du microscope en l'absence d'échantillon. La pseudo image de Mueller du microscope (en fait image "angulaire" car correspondant à des anisotropies produites dans le plan de Fourier conjugué du plan image), notée $[M_{\text{microscope}}](x, y)$, est calculée en tenant compte des erreurs de phase ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} déterminées dans l'étape précédente. La Figure III.14 présente les images de la retardance R_L du microscope (anisotropie principale du microscope) et de son orientation α_R avec et sans prise en compte des erreurs de phase point par point. En l'absence de correction des erreurs de phase, les images de retardance et d'orientation de la retardance sont totalement erronées (Figure III.14.a). En présence de la correction (Figure III.14.b), la retardance et son orientation sont en moyenne proches de celles mesurées précédemment au centre de l'image, c'est-à-dire

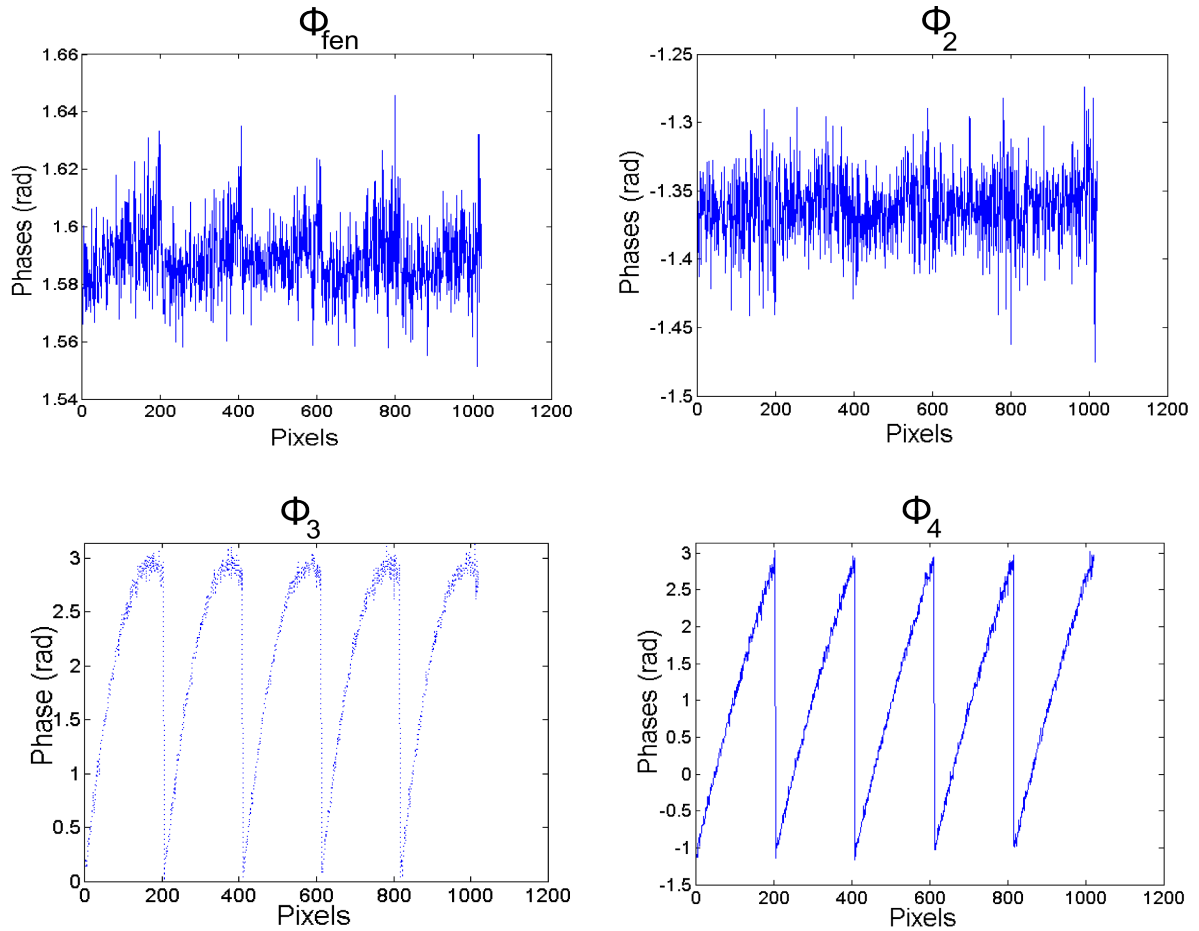


FIGURE III.13 – Evolution des phases ϕ_{fen} , ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 en fonction du balayage du faisceau de la swept-source, sur 4 lignes.

65° environ pour la retardance et 1° environ pour son orientation. La Figure III.14.c représente les mêmes résultats que la Figure III.14.b, après avoir dilaté l'échelle angulaire de retardance et d'orientation autour des valeurs moyennes. On observe alors que la retardance varie d'environ 30° sur toute l'image et son orientation d'environ 5° . Ces variations sont très certainement produites par la variation des angles d'incidence du laser sur les miroirs galvanométriques au cours du balayage. Cet effet sera corrigé dans la suite du protocole de calibration.

Ces images de calibration (de 430 Mo chacune) sont stockées sur le disque dur de l'ordinateur afin d'extraire les images de Mueller d'échantillons, qui devront être mesurées au cours de la même série d'expériences. En fait, cette calibration doit être réalisée avant chaque série de mesures du fait des dérives en température des blocs de codage et de décodage (voir Chapitre II). Dans le cas du microscope, la salle d'expérience étant climatisée, les données de calibration restent valables sur plusieurs heures.

Enfin, on mesure point par point la réponse polarimétrique du microscope en présence de l'échantillon (imagerie proprement dite), notée $[M_{mes}](x, y)$. Comme au Chapitre II, on calcule dans un premier temps l'image de Mueller de l'ensemble (microscope + échantillon) en tenant compte des erreurs de phase ϕ_2 , ϕ_3 , ϕ_4 et ϕ_{fen} . Ensuite, on extrait l'image polarimétrique de l'échantillon seul, notée $[M_{échant}](x, y)$, à partir du produit de matrices :

$$[M_{échant}](x, y) = [M_{mes}](x, y) \cdot [M_{uscope}]^{-1}(x, y) \quad (\text{III.2})$$

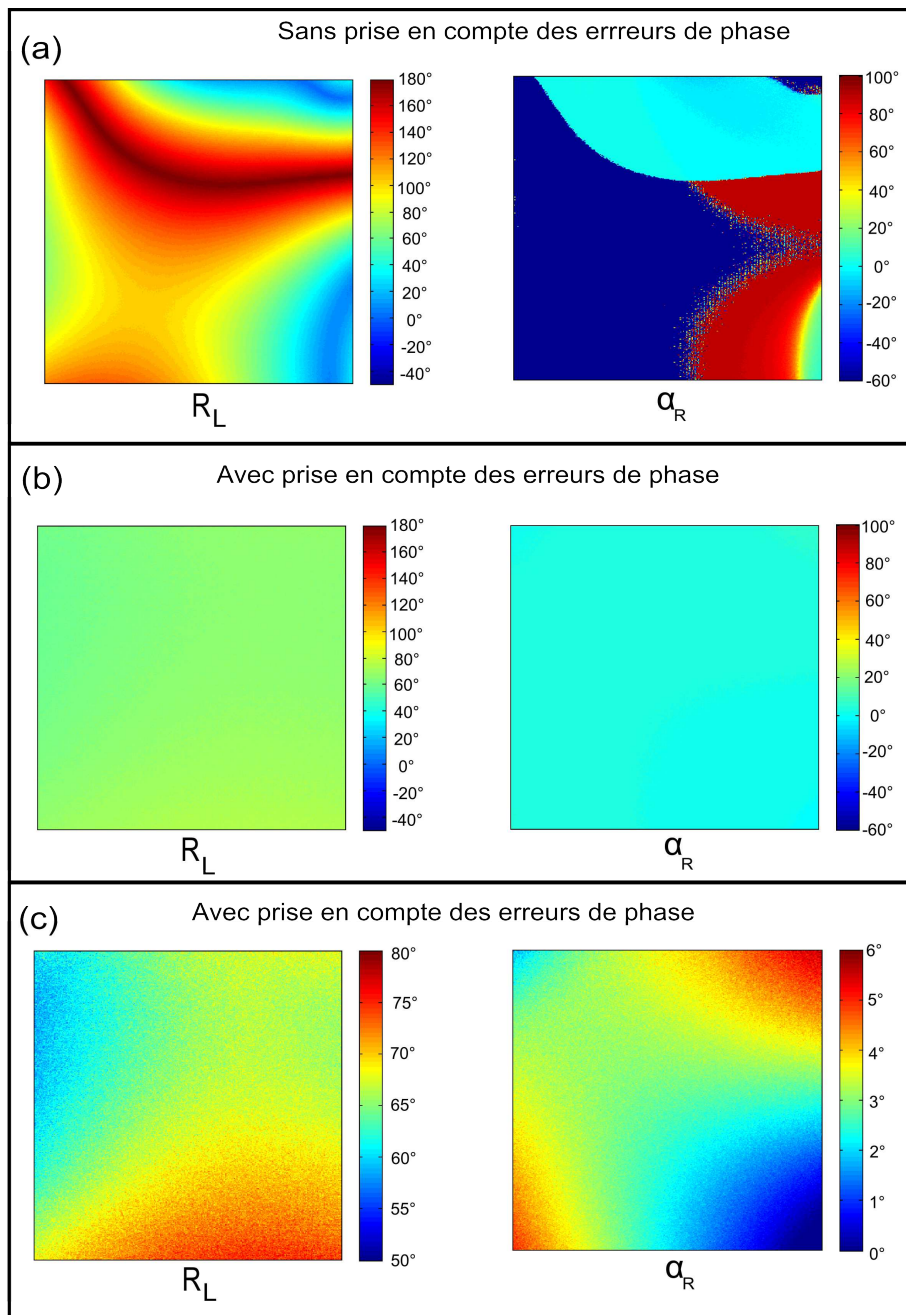


FIGURE III.14 – Images de Mueller du microscope optique en transmission, de définition 408×512 en zoom 2, (a) sans prise en compte des erreurs de phases ($\phi_2 = \phi_3 = \phi_4 = \phi_{fen} = 0$) et (b) avec prise en compte des erreurs de phases. (c) Images de (b) avec une échelle réduite. R_L : retardance linéaire. α_R : orientation de la retardance.

2.2- Validation et estimation des incertitudes

Afin d'évaluer la pertinence de ce protocole d'imagerie de Mueller et d'estimer les incertitudes de mesure sur les paramètres polarimétriques obtenus avec notre microscope, nous avons choisi de réaliser des mesures sur des échantillons spatialement homogènes et connus, à savoir un polariseur linéaire et lame biréfringente d'ordre 0, orientés de manière quelconque dans le plan image du système. Plutôt que de présenter les images de Mueller complètes de ces échantillons de référence, nous avons préféré montrer à la fois les matrices de Mueller théoriques et expérimentales (moyennes et d'écart-type) obtenues sur une ligne pour une image

de 204×256 (Tableaux III.18 et III.19) ainsi que les paramètres polarimétriques correspondants issus de la décomposition de Lu et Chipman (retardance pour la lame de phase et diatténuation pour le polariseur linéaire et dépolarisation pour les deux), Figure III.15 et Tableau III.20.

Polariseur linéaire	Lame biréfringente
$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,669 & -0,732 & 0,017 \\ -0,677 & 0,452 & 0,500 & 0,019 \\ -0,732 & 0,498 & 0,554 & 0,022 \\ -0,022 & 0,014 & 0,018 & 0,007 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,014 & 0,007 & -0,052 \\ -0,014 & 0,339 & 0,833 & 0,349 \\ 0,010 & 0,872 & -0,151 & -0,406 \\ 0,014 & -0,289 & 0,468 & -0,787 \end{bmatrix}$
$\begin{bmatrix} 0,000 & 0,013 & 0,019 & 0,015 \\ 0,007 & 0,007 & 0,014 & 0,012 \\ 0,018 & 0,017 & 0,022 & 0,019 \\ 0,012 & 0,012 & 0,019 & 0,019 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,000 & 0,011 & 0,023 & 0,018 \\ 0,016 & 0,006 & 0,019 & 0,014 \\ 0,013 & 0,019 & 0,022 & 0,025 \\ 0,009 & 0,016 & 0,021 & 0,027 \end{bmatrix}$

Tableau III.18 – Matrices de Mueller expérimentales (moyenne et écart-type sur 5 balayages de la 1^{ère} ligne de l'image, donc 5×204 matrices) d'un polariseur linéaire et d'une lame biréfringente. Les matrices théoriques sont calculées en considérant des composants parfaits, orientés selon des angles tirés de la décomposition des matrices expérimentales.

Polariseur linéaire	Lame biréfringente
$\begin{bmatrix} 1,000 & -0,674 & -0,738 & 0,000 \\ -0,674 & 0,455 & 0,498 & 0,000 \\ -0,738 & 0,498 & 0,545 & 0,000 \\ 0,000 & 0,000 & 0,000 & 0,000 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1,000 & 0,000 & 0,000 & 0,000 \\ 0,000 & 0,341 & 0,874 & 0,345 \\ 0,000 & 0,874 & -0,160 & -0,358 \\ 0,000 & -0,345 & 0,458 & -0,819 \end{bmatrix}$

Tableau III.19 – Matrices de Mueller théoriques d'un polariseur linéaire et d'une lame biréfringente. Les matrices théoriques sont calculées en considérant des composants parfaits, orientés selon des angles tirés de la décomposition des matrices expérimentales.

Pour le polariseur linéaire, on constate que les coefficients en théorie nuls, sont au maximum égaux à $\pm 0,022$ dans la matrice expérimentale moyenne, donnant ainsi une indication de l'erreur systématique. Pour la matrice d'écart-type correspondante, les mêmes coefficients atteignent au maximum $\pm 0,019$, valeur correspondant à l'erreur aléatoire. Ces deux erreurs étant proches, on peut penser que le bruit expérimental est ici responsable de la précision de mesure de la matrice de Mueller. Pour la lame de phase, le même constat peut être fait (ce sont évidemment d'autres coefficients théoriquement nuls qui sont concernés). En outre les résultats obtenus ici

en terme d'incertitude de mesure montrent que notre microscope polarimétrique de Mueller a des performances comparables au polarimètre non-imageur décrit dans le Chapitre II.

La Figure III.15 présente les paramètres polarimétriques correspondants moyennés point par point sur 5 balayages de la 1^{ère} ligne de l'image. A chaque point des courbes est attachée une barre d'erreur correspondant à l'écart-type de la mesure du paramètre sur 5 balayages. La comparaison de cet écart-type (erreur aléatoire ou bruit de mesure) avec les fluctuations spatiales du paramètre le long de la ligne (erreur systématique) montre que le bruit de mesure domine l'incertitude de mesure du système.

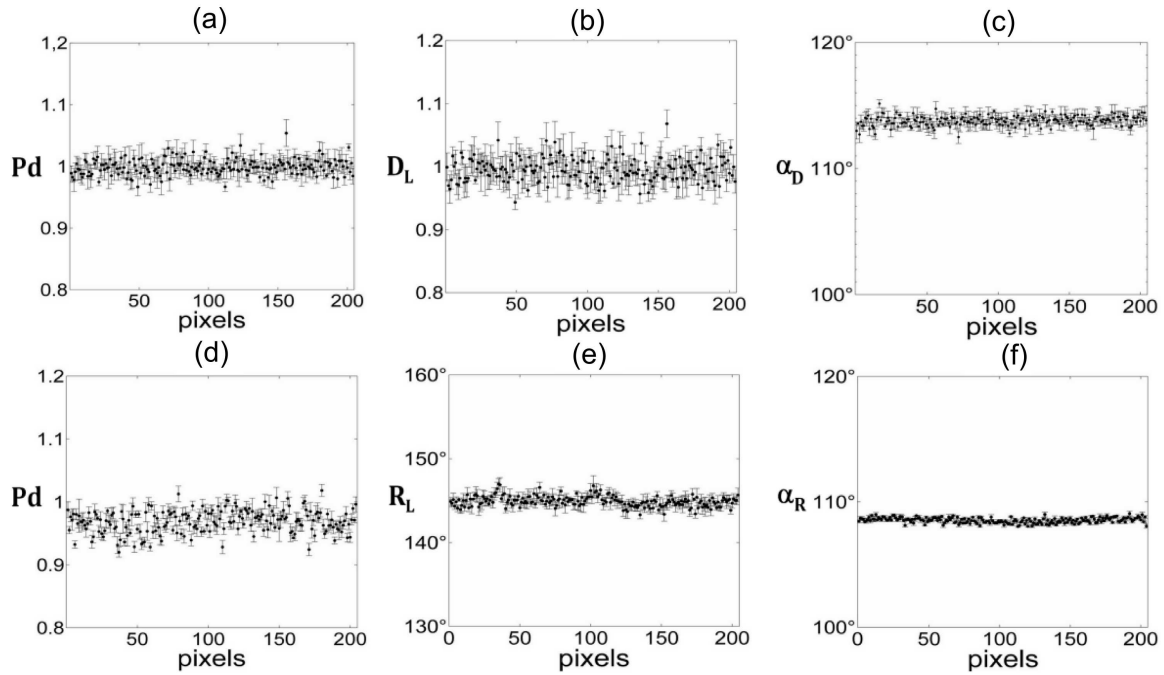


FIGURE III.15 – Profils horizontaux sur une ligne (204 points) d'une image de Mueller 204×256 d'un polariseur linéaire (a,b,c) et d'une lame de phase (d,e,f). (a) indice de dépolarisation P_d , (b) diatténuation linéaire D_L , (c) orientation de la diatténuation linéaire α_L , (d) indice de dépolarisation P_d , (e) retardance linéaire R_L , (f) orientation de la retardance linéaire α_R .

Polariseur linéaire	Lame biréfringente
$P_d = 0,999 \pm 0,013$	$P_d = 0,968 \pm 0,019$
$D_L = 0,992 \pm 0,019$	$R_L = 145,6^\circ \pm 0,6^\circ$
$\alpha_D = 113,8^\circ \pm 0,4^\circ$	$\alpha_R = 108,8^\circ \pm 0,1^\circ$

Tableau III.20 – Erreurs associées à chaque paramètre polarimétrique obtenu avec la décomposition, pour le polariseur (P_d , D_L et α_D) et la lame de phase (P_d , R_L et α_R).

Pour quantifier cette incertitude de mesure, on présente dans le Tableau III.20 l'écart-type sur les paramètres polarimétriques pour l'ensemble des points de la ligne de l'image étudiée. L'incertitude de notre microscope polarimétrique est de l'ordre du pourcent sur les valeurs

de la diatténuation et de la dépolarisation et inférieur au degré pour les paramètres angulaires (retardance et orientations de cette retardance et de la diatténuation). Ainsi dans le cas de la retardance, qui est d'un intérêt particulier en polarimétrie de Mueller des milieux biologiques (par exemple des fibres de collagène), notre microscope pourra ainsi révéler des objets biréfringents produisant des déphasages d'au moins quelques degrés. Ceci est néanmoins satisfaisant si on considère la complexité et la rapidité du dispositif et le bruit du photo-détecteur. L'un des challenges futurs pour notre microscope sera clairement d'améliorer sa sensibilité en réduisant le bruit de mesure afin de révéler les plus faibles contrastes possibles.

3- Applications à des milieux spatialement inhomogènes

L'intérêt d'un microscope polarimétrique de Mueller est évidemment de pouvoir révéler simultanément l'ensemble des anisotropies d'un échantillon avec la résolution spatiale attendue pour un tel système. Pour ce faire, nous avons choisi d'imager des échantillons présentant à la fois une structure de complexité croissante et des anisotropies variées (nature et amplitude). L'objectif de microscope utilisé est le 4X/0,16NA dans les expériences qui suivent.

3.1- Adhésif de cellophane

L'échantillon à base de scotch a été obtenu en déposant 3 morceaux d'adhésif non superposés et d'orientations différentes sur une lamelle standard de microscope, en laissant au centre une zone non recouverte (zone isotrope). La Figure III.16 montre les images de Mueller de l'intensité transmise (coefficient m_{00} de la matrice de Mueller non normalisée), de la dépolarisation P_d , de la diatténuation D_L et de son orientation α_D , de la retardance R_L et de son orientation α_R . Les images plein champ (zoom 1X) ont une définition de 204×256 . Avec l'objectif 4X *Olympus*, le champ imagé est de $3,5 \times 3,5 \text{ mm}^2$, donc les points des images sont séparés de $17 \mu\text{m}$ horizontalement et $14 \mu\text{m}$ verticalement. La définition des images ne permet pas ici d'apprécier la résolution du microscope (résolution maximale théorique transversale donnée par la formule d'Abbe pour un objectif dont la pupille est sur-remplie : $1,22\lambda/2NA \sim 4 \mu\text{m}$) qui est plus petite que la taille de chaque pixel de l'image (image sous-échantillonnée). Par ailleurs l'épaisseur de scotch est d'environ $100 \mu\text{m}$, ce qui est presque deux fois plus grand que la PSF longitudinale du microscope (en fait profondeur de champ ou extension sur laquelle on bénéficie de la résolution latérale, car pas de trou confocal ici : $1,4\lambda/NA^2 \sim 58 \mu\text{m}$). Il est donc vain de comparer la résolution latérale théorique du microscope à sa résolution pratique (ceci sera fait sur un autre type d'échantillon, plus fin).

Comme attendu, la diatténuation D_L produite par le scotch est partout très faible ($< 0,1$), son orientation α_D est par conséquent très bruitée. En effet, dans la limite où l'amplitude d'un paramètre anisotrope tend vers 0 (diatténuation ou retardance), il est logique que son orientation ne puisse plus être définie et donc physiquement mesurée. L'image codée en dépolarisation fait apparaître quant à elle un contraste au niveau des bords du ruban adhésif. Cet effet est probablement dû à une sur-épaisseur de résine adhésive produite par la découpe du scotch aux ciseaux, qui génère une dispersion des anisotropies, alors moyennées de manière certainement incohérente, dans la largeur du faisceau (PSF transversale). L'image de la retardance est la plus contrastée, comme prévu pour le scotch qui est fortement biréfringent ($\Delta n \sim 0,0077$). La valeur de cette retardance R_L est bien la même pour les trois morceaux de scotch identiques imagés, par contre leur orientation est bien différente comme on l'observe sur l'image de α_R . On observe de nouveau un bruit important sur α_R dans la zone centrale non recouverte par le scotch du fait de l'absence de retardance significative R_L produite par la lamelle de verre.

3.2- Coupes de roches

L'un des domaines de prédilection de la microscopie polarimétrique est l'identification des cristaux constituant les minéraux naturels étudiés en pétrologie (roches). Habituellement ceci est réalisé à l'aide d'un microscope polarisant opérant en lumière blanche et entre polariseurs croisés et utilisant des coupes de roches d'épaisseur standard ($30 \mu\text{m}$). L'analyse des couleurs

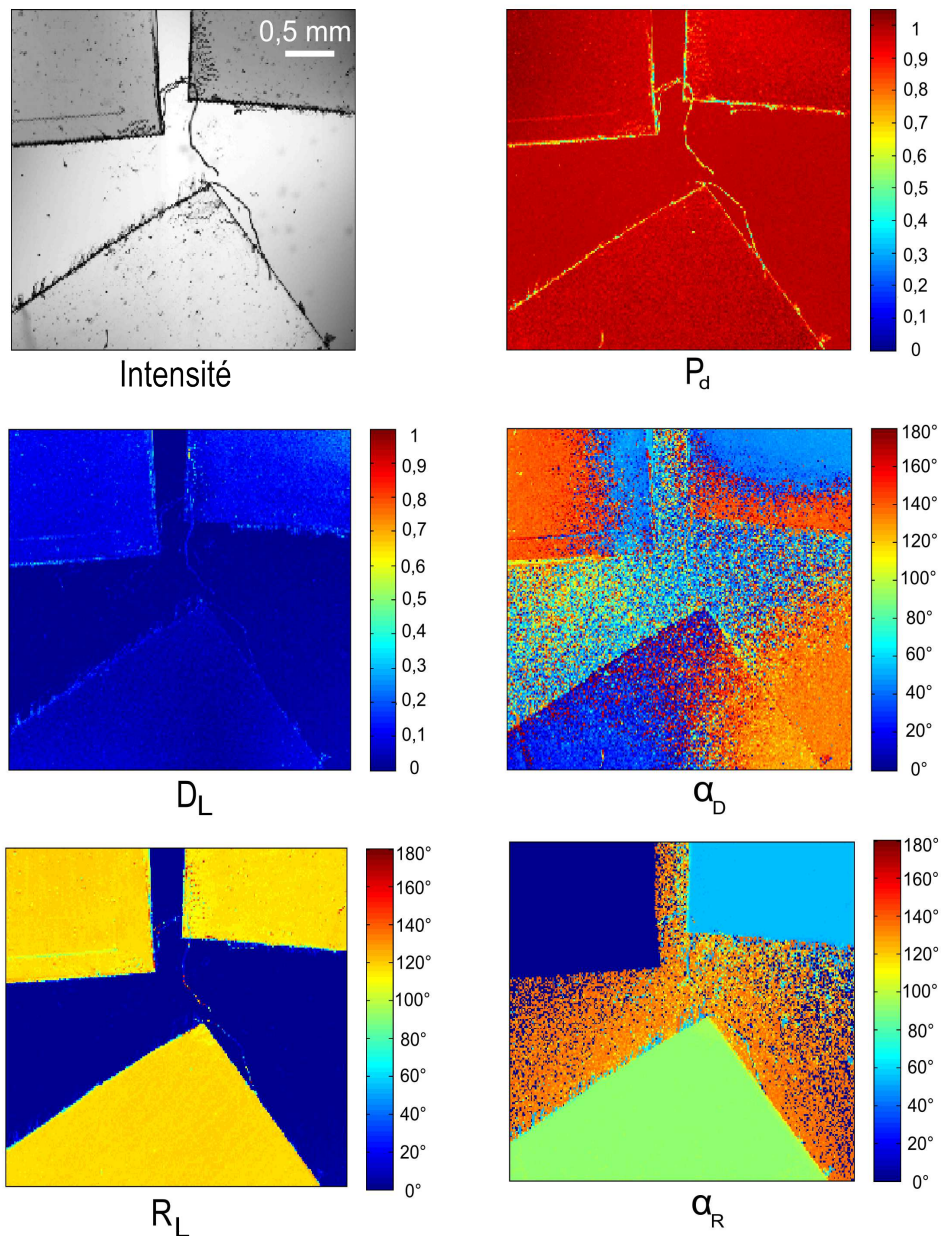


FIGURE III.16 – Images d'intensité (coefficient m_{00} de la matrice de Mueller) et de Mueller de 204×256 d'adhésif d'épaisseur unique, avec trois orientations différentes. (D_L) Image de diatténuation linéaire. (α_D) Image de l'orientation de la diatténuation. (P_d) Image de dépolarisation. (R_L) Image de retardance linéaire. (α_R) Image de l'orientation du retard.

(échelle des teintes de Newton) permet de remonter à la différence de marche produite par chaque monocristal de la roche et connaissant l'épaisseur, à sa biréfringence, qui est de manière plus ou moins univoque reliée à sa nature (quartz, mica, spath, calcique...) [122]. Une des contraintes de cette technique est qu'il faut tourner de façon adéquate la lame de roche pour orienter les lignes neutres de chaque monocristal selon un angle proche de 45° par rapport aux axes passants des polariseurs. De plus, si d'autres effets s'ajoutent à la biréfringence linéaire, notamment si les cristaux absorbent à certaines longueurs d'onde du spectre visible (couleur naturelle des cristaux, dichroïsme...), il devient très difficile, voire impossible, de les identifier à partir de cette méthode. Ces coupes minces de roche sont donc de bons candidats pour tester les potentialités de notre microscope de Mueller qui mesure indépendamment tous les effets.

Les Figures III.17 et III.18 montrent les images de Mueller de l'intensité transmise (coefficient m_{00} de la matrice de Mueller non normalisée), de la diatténuation D_L et de son orientation α_D , de la dépolarisation P_d , de la retardance R_L et de son orientation α_R de coupes de $30\mu m$ d'épaisseur de gabbro (composé de pyroxène, plagioclase, amphibole et olivine) et de granite (composé de quartz, feldspath et mica). Les images ont une définition de 408×512 et un zoom 2X est utilisé. Avec l'objectif 4X *Olympus*, le champ imagé est donc de $1,75 \times 1,75mm^2$, les pixels sont ainsi séparés de $4,25\mu m$ horizontalement et $3,5\mu m$ verticalement.

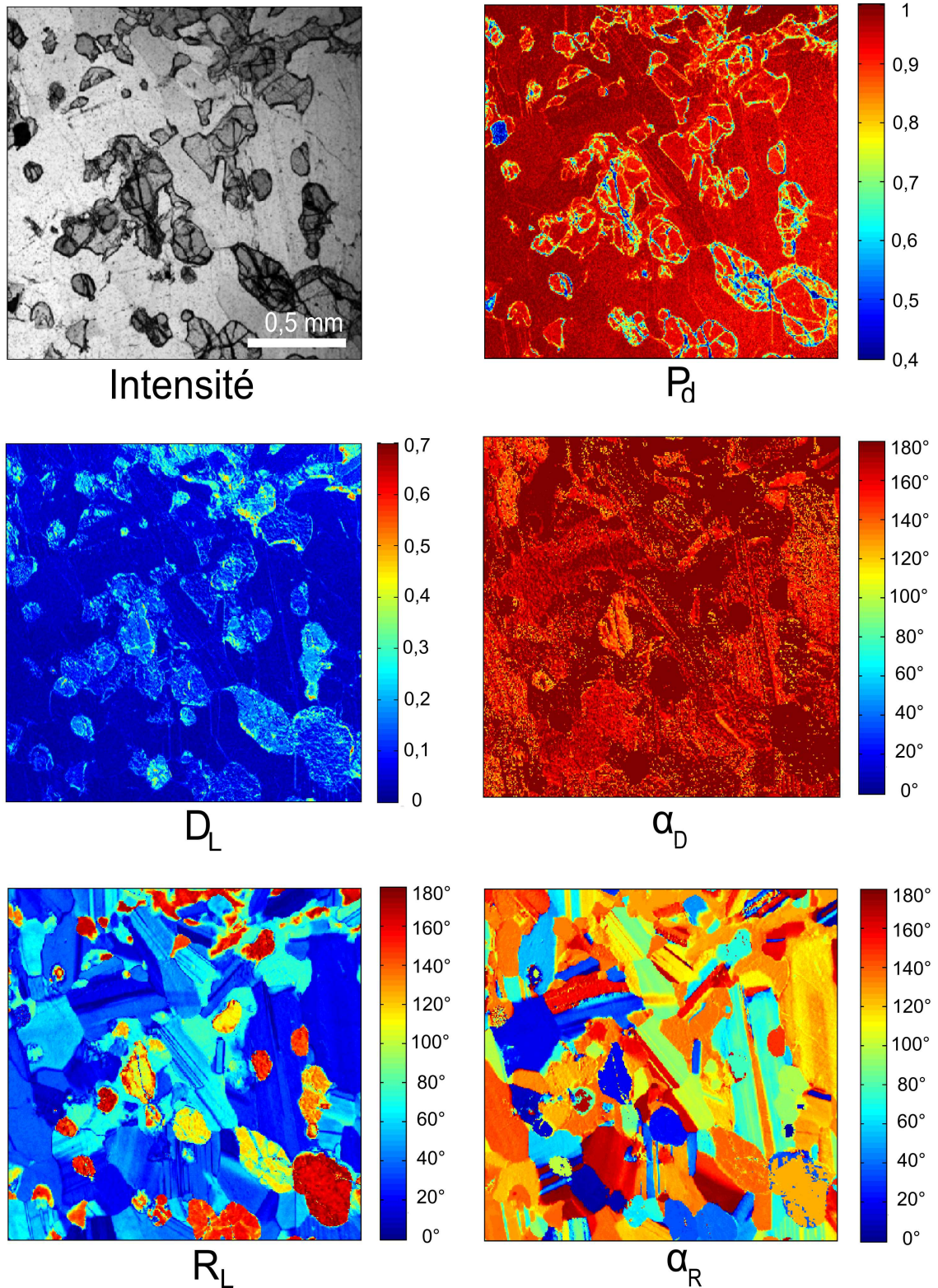


FIGURE III.17 – Images d'intensité (coefficient m_{00} de la matrice de Mueller) et de Mueller de 408×512 de roche de gabbro, en zoom 2. (P_d) Image de dépolarisation. (D_L) Image de diatténuation linéaire. (α_D) Image de l'orientation de l'orientation de la diatténuation. (R_L) Image de retardance linéaire. (α_R) Image de l'orientation du retard.

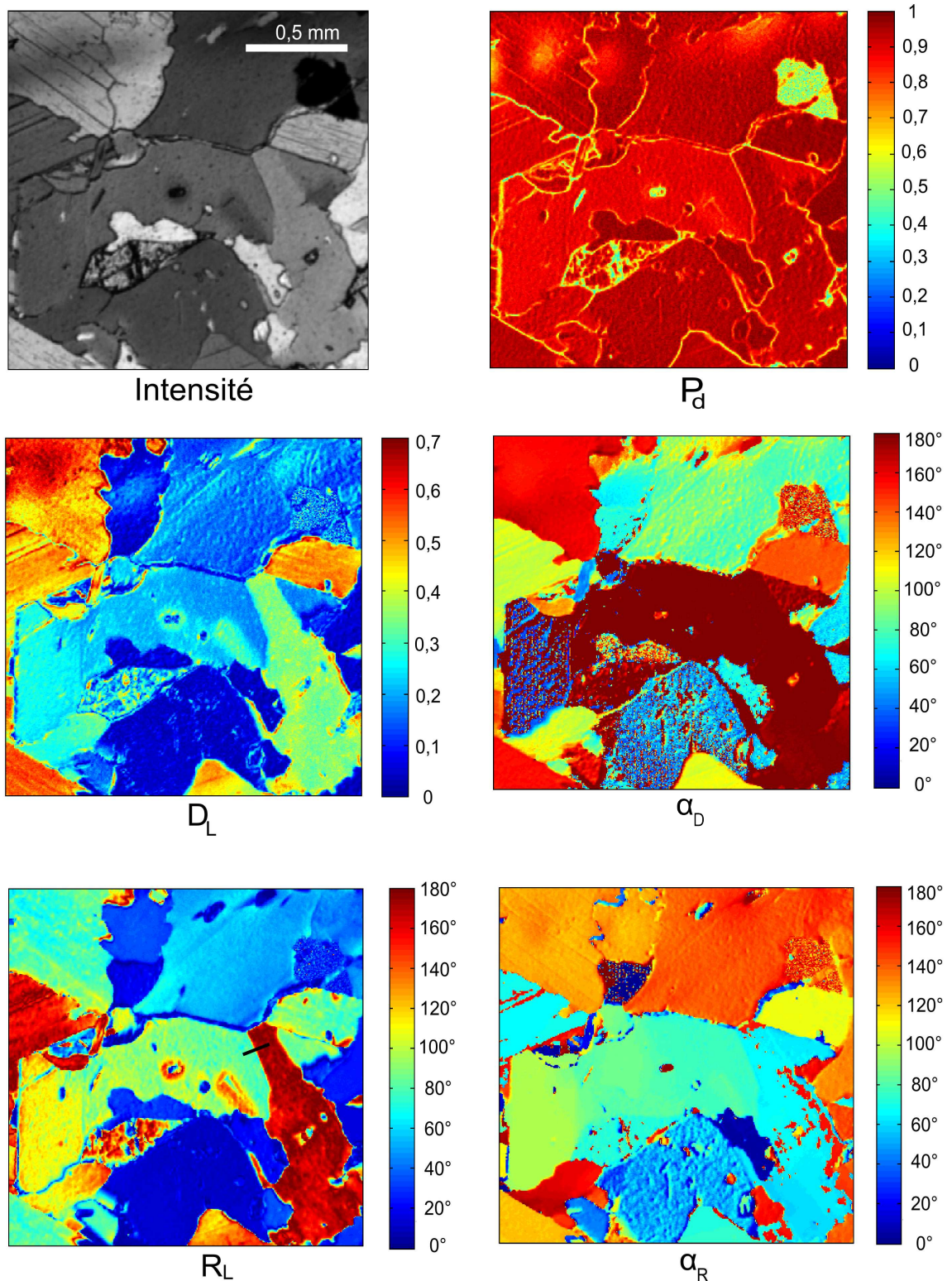


FIGURE III.18 – Images d'intensité (coefficient m_{00} de la matrice de Mueller) et de Mueller de 408×512 de roche de granite, en zoom 2. (P_d) Image de dépolarisation. (D_L) Image de diatténuation linéaire. (α_D) Image de l'orientation de l'orientation de la diatténuation. (R_L) Image de retardance linéaire. (α_R) Image de l'orientation du retard.

L'objectif n'est évidemment pas ici d'analyser les différentes composantes cristallines de ces échantillons mais plutôt de montrer que notre microscope permet de révéler les anisotropies

d'un échantillon qui présente à la fois de la biréfringence et du dichroïsme, avec une résolution spatiale microscopique.

De fait, on constate sur les images des Figures III.17 et III.18, que notre instrument permet de révéler à la fois les anisotropies linéaires de phase (images de la retardance) et d'amplitude (images de la diatténuation) de ces échantillons de roche. Les images en retardance et diatténuation circulaires n'étant pas présentées, ces effets n'étant pas significatifs. Des effets de dépolarisation apparaissent clairement aux interfaces entre les monocristaux. Par ailleurs, certains cristaux présents dans l'échantillon de granite sont fortement dichroïques. D'après les données de la littérature, il semble que seul le mica soit linéairement dichroïque, alors que le quartz l'est circulairement. Par ailleurs, on observe que certains cristaux composant le granite et le gabbro présentent des retardances proches de 180° . Ceci semble compatible avec les valeurs de biréfringence linéaire des différents cristaux qui composent ces roches, comprises entre 0,005 pour le mica et environ 0,05 pour l'olivine. Pour ce minéral, compte-tenu de l'épaisseur de la coupe étudiée ($30\mu m$), on peut même s'attendre à avoir des retardances de $3 \times 180^\circ$, à la longueur d'onde de travail. Une étude exhaustive de ces échantillons nécessiterait donc d'employer la méthode consistant à calculer la retardance sur deux moitiés du spectre cannelé pour remonter à la valeur exacte de ce paramètre et coder les images en retardance absolue.

Ces échantillons polycristallins sont aussi l'occasion d'estimer la résolution spatiale de notre microscope de Mueller. En effet, certains cristaux présentent des bords contigus rectilignes observables sur nos images de Mueller. Nous avons vu au début de ce chapitre que la résolution latérale théorique pour l'objectif 4X/0,16NA utilisé est de l'ordre de $4\mu m$ (PSF latérale), dans les conditions idéales où sa pupille d'entrée est sur-remplie (*waist* du faisceau plus grand que le diamètre de cette pupille). Par ailleurs, la taille du pixel de nos images est également proche de $4\mu m$. Pour estimer la résolution pratique de notre microscope, on peut mesurer la largeur caractéristique d'un front montant ou descendant de contraste à l'interface de deux cristaux adjacents. Un profil d'intensité de ce type réalisé sur l'image de retardance, recodée en niveaux de gris à partir de l'image couleur, est rapporté Figure III.19 (repéré par un trait noir sur l'image du granite).

Ce profil fait apparaître un front montant de largeur caractéristique (10% à 90% de l'intensité max) de l'ordre de $R_T = 9\mu m$ (réponse totale associée à un front ou EDGE PSF). Si on tient compte de la pixelisation de l'image (résolution numérique $R_{num} = \text{taille pixel} \sim 4\mu m$), on peut estimer la résolution optique effective R_{opt} de notre microscope en considérant la convolution des réponses optique et numérique :

$$R_{opt} = \sqrt{R_T^2 - R_{num}^2} \quad (\text{III.3})$$

On obtient ainsi une résolution optique d'environ $8\mu m$, valeur deux fois plus grande que celle tirée de l'expression théorique pour un objectif 4X/0,16NA sur-rempli. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la pupille de l'objectif, de diamètre 14 mm environ, est sous-remplie par le faisceau laser gaussien issu de la swept-source, son diamètre caractéristique (à $1/e^2$) étant de l'ordre de 10 mm à cet endroit. Cette résolution pourrait être améliorée en élargissant le faisceau laser en amont du microscope, dans la limite de taille des miroirs galvanométriques du scanner (actuellement le faisceau a un diamètre de 3 mm à ce niveau, les miroirs galvanométriques ayant une largeur utile de 5 mm environ). On peut aussi envisager d'utiliser un objectif plus ouvert, comme le 10X/0,3NA mentionné au début de ce chapitre et dont la pupille est en outre plus petite, à condition que les échantillons étudiés soit au moins

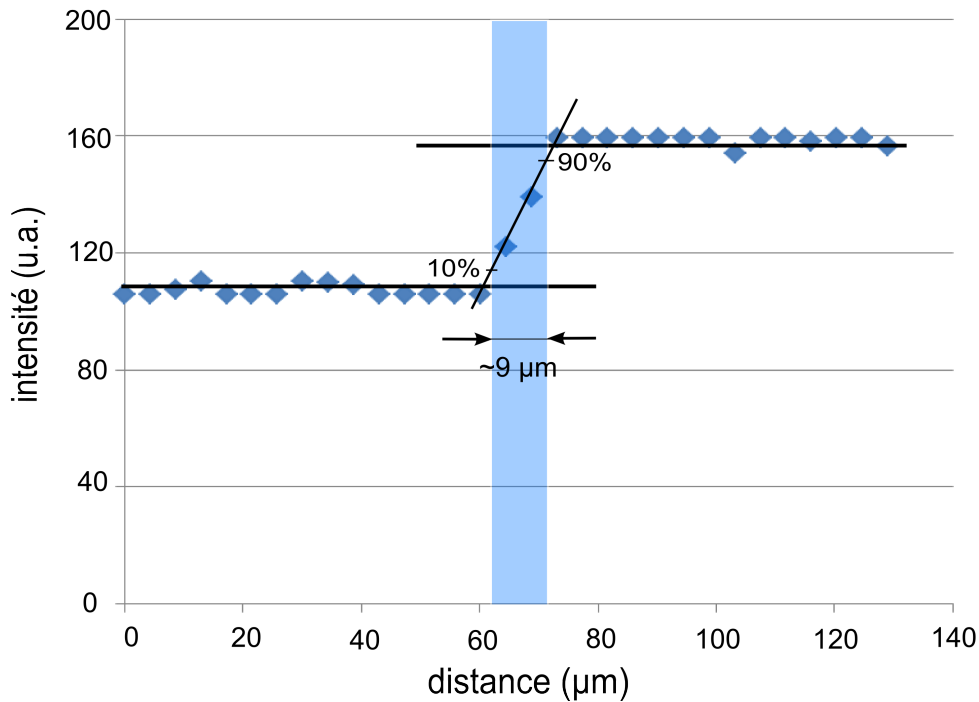


FIGURE III.19 – Profil en intensité, matérialisé par le trait en noir sur l’image en retardance linéaire de la Figure III.18.

aussi minces que sa profondeur de champ ($1, 4\lambda / NA^2 \sim 15\mu m$).

3.3- Échantillons d’intérêt biomédical

Le LSOL développe depuis plusieurs années des méthodes optiques de diagnostic biomédical basées sur la polarimétrie de Mueller [123] et la microscopie non linéaire, notamment la microscopie SHG [124, 125]. L’équipe a récemment montré [105] que le couplage Mueller-SHG présentait un intérêt particulier dans le cas des protéines fibreuses, linéairement et non linéairement anisotropes, comme le collagène fibrillaire de type I qui est la source principale de SHG dans les tissus animaux [126, 127]. Notons que le collagène de type III, la mysosine et les microtubules produisent également des signaux SHG, mais d’intensité beaucoup plus faible que le collagène de type I. Cette protéine structurale, la plus abondante chez les vertébrés et constituant principal de la matrice extra-cellulaire, assure l’intégrité physique de nombreux tissus et organes (derme, foie, rein, poumons, tendons, cartilages...), du fait de l’inextensibilité des fibres qui en sont constituées (contrairement à l’élastine). Elle joue également le rôle de trame au cours de l’embryogenèse, en permettant le dépôt organisé des cristaux d’hydroxyapatite à l’origine du squelette osseux du vertébré (ostéogenèse).

Les déséquilibres entre fibrogénèse (production du collagène au sein de la cellule) et fibrolyse (dégradation par des enzymes collagénases) du collagène fibrillaire sont la cause ou la conséquence de pathologies très graves comme l’ostéogénèse imparfaite (maladie des os de verre), la fibrose et certaines formes de cancers [128].

Dans le cas de la fibrose du foie (et cirrhose aux stades avancés) qui fait partie des thématiques de recherche du LSOL, la maladie est induite par l’abus d’alcool ou les virus de l’hépatite B et C. L’équipe a récemment développé une méthode de diagnostic de la fibrose hépatique basée sur la quantification du collagène de type I par microscopie SHG [129, 130, 131]. Cette méthode

établit un score SHG de fibrose tiré de la mesure de l'aire relative occupée par le collagène dans des coupes histologiques (5 à 10 μm d'épaisseur) de foie non marquées en utilisant la fluorescence endogène du tissu hépatique excitée à 2 photons pour déterminer l'aire totale occupée par la coupe sur la lamelle. Un seuillage en intensité des images SHG est réalisé pour éliminer autant que possible la contribution du collagène présent naturellement au sein de la matrice extracellulaire, qui produit moins de SHG du fait de sa moindre concentration dans les zones non affectées par la fibrose. L'un des principaux biais de cette méthode est la SHG produite par le collagène de type I qui constitue les parois des vaisseaux sanguins qui irriguent le tissu hépatique. L'équipe a montré que la polarimétrie de Mueller pouvait améliorer la quantification du collagène par microscopie SHG en séparant le collagène présent dans les capillaires sanguins, du collagène associé à la fibrose [105].

Les premières images de Mueller de coupes histologiques de foie humain fibrosé (stade METAVIR F4) et non fibrosé (stade METAVIR F0) [132] colorées au Rouge Sirius (colorant utilisé en histologie pour révéler la matrice extracellulaire et qui augmente la biréfringence des fibres de collagène) ont été réalisées avec le polarimètre non imageur développé dans le cadre de la thèse de M. Dubreuil. Dans ces expériences, les images de Mueller à faibles définition et résolution spatiale (50 μm environ) obtenues en déplaçant l'échantillon placé sur une platine de translation X-Y micrométrique, font apparaître une dépolarisation significative au niveau des vaisseaux sanguins ainsi qu'une plus forte retardance dans les zones affectées par la fibrose, comme le démontre la comparaison avec les images SHG correspondantes. On peut donc envisager d'utiliser ces contrastes supplémentaires pour à la fois tenter d'éliminer le biais lié au collagène du réseau sanguin hépatique dans le score SHG (via la dépolarisation) et produire un score basé sur la retardance qui augmente dans les zones plus riches en collagène.

L'une des applications les plus immédiates du microscope de Mueller à balayage mis au point au cours de cette thèse est ainsi de pouvoir imager le collagène fibrillaire simultanément par microscopie de Mueller et SHG, en utilisant le même instrument. Pour réaliser cette double modalité d'imagerie en parallèle, il est cependant nécessaire de concevoir un nouveau dispositif de collection permettant de détecter les signaux transmis aux deux longueurs d'onde (infrarouge pour le Mueller et visible pour la SHG). Ce développement fait partie des perspectives de ce travail.

Néanmoins, afin de montrer la faisabilité de cette double modalité d'imagerie, nous présentons sur la Figure III.20 une série d'images du même échantillon de foie fibrosé réalisées successivement en SHG (longueur d'onde 415 nm, laser Ti :Sa à 830 nm) puis en Mueller (swept-source autour de 1060 nm) avec l'objectif 4X/0,16NA. Cette coupe histologique d'épaisseur 16 μm , colorée au Rouge Sirius, est tirée d'une pièce opératoire et non d'une biopsie à l'aiguille, pour remplir le champ de 3,5 \times 3,5 mm^2 de l'objectif 4X. Elle a été diagnostiquée au stade METAVIR F4, par le Dr. Turlin du CHRU de Rennes Pontchaillou. La définition des images est 512 \times 512 pour la SHG et 408 \times 512 pour le Mueller. Le passage d'une modalité d'imagerie à l'autre se fait pour l'instant en démontant le dispositif de collection et de détection de la lumière transmise propre à chaque modalité. L'image SHG révèle spécifiquement le collagène fibrillaire du foie (type I et type III dans une moindre mesure), c'est donc une imagerie sur fond noir. Le collagène est ici très abondant du fait du stade avancé de la fibrose (stade F4, le plus haut).

Si on compare cette image SHG aux images polarimétriques correspondantes, on constate immédiatement une forte similitude avec l'image codée en retardance. Ceci est cohérent avec les études précédentes également réalisées sur des tissus colorés au Rouge Sirius [105, 106],

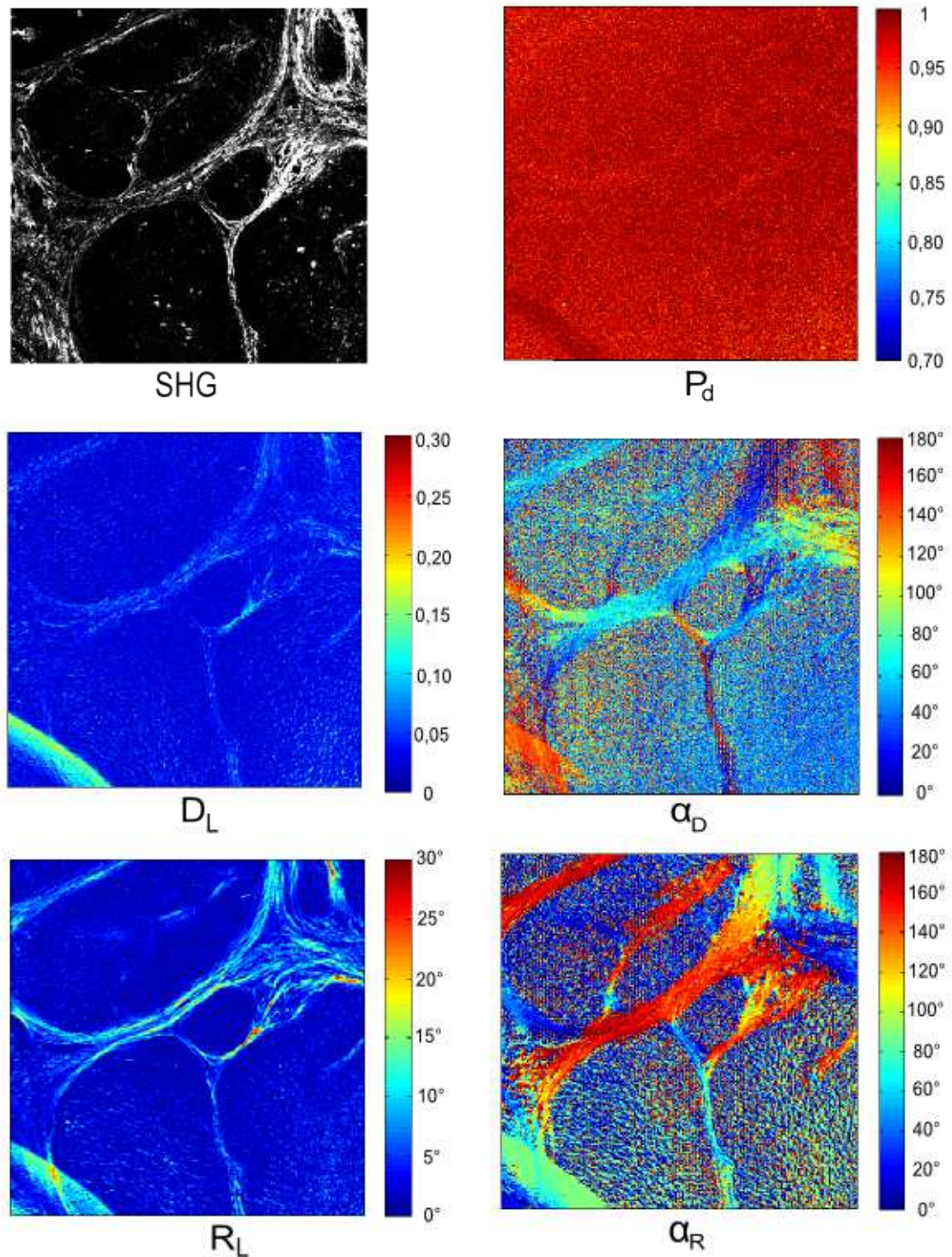


FIGURE III.20 – Images d'intensité (coefficient m_{00} de la matrice de Mueller) et de Mueller de 408×512 d'une coupe histologique de fibrose de foie au stade F4, en zoom 2. (SHG) Image en Génération de Seconde Harmonique. (P_d) Image de dépolarisation. (D_L) Image de diatténuation linéaire. (α_D) Image de l'orientation de l'orientation de la diatténuation. (R_L) Image de retardance linéaire. (α_R) Image de l'orientation du retard.

l'amplitude de la retardance étant clairement corrélée à la concentration locale en collagène (quantité de collagène dans le volume de la PSF non linéaire). L'image de l'orientation de cette retardance, et donc de l'orientation locale des axes de biréfringence du collagène, révèle également des contrastes qui sont spatialement corrélés à la présence de collagène. Ce contraste

orientationnel pourra être comparé à celui fourni par l'imagerie SHG résolue en polarisation qui donne l'orientation de l'axe principal de la susceptibilité non linéaire du collagène [133]. Les champs d'orientation du collagène associés aux anisotropies linéaire et non linéaire de cette protéine fibreuse pourraient apporter des informations précieuses, notamment dans le domaine de l'embryogénèse [134] et du diagnostic du cancer (désorganisation des tissus et prolifération anarchique du collagène). Dans les zones dépourvues de collagène, on observe un bruit de mesure important qui traduit logiquement l'indétermination de cette orientation, comme nous l'avons déjà constaté dans le cas de l'échantillon de scotch. Les images codées en diatténuation (amplitude et orientation), sont quant à elles beaucoup moins contrastées que les images de la retardance, mais révèlent néanmoins les structures associées à la fibrose. On observe par contre une structure fortement dichroïque en bas et à gauche de l'image, mais celle-ci ne se retrouve pas sur l'image SHG; il s'agit donc certainement d'un objet étranger au tissu hépatique. Enfin l'image codée en dépolarisation ne présente aucun contraste significatif, ce qui paraît normal en l'absence de vaisseaux sanguins.

A ce stade final de la thèse, le temps nous a manqué pour étendre cette étude à d'autres échantillons de foie fibrosé. La prochaine étape sera en particulier d'imager des coupes histologiques tirées de biopsies à l'aiguille (carottes de foie de 20 mm de long et 1 mm de diamètre environ) sur une cohorte de patients atteints de fibrose du foie à des stades divers.

Une seconde étape sera d'étendre cette imagerie de Mueller à des échantillons non colorés au Rouge Sirius, dont la biréfringence du collagène fibrillaire n'est pas exacerbée par le colorant. Les premiers essais d'imagerie réalisés sur ce type d'échantillons n'ont pour l'instant pas été probants, du fait de la sensibilité limitée de notre instrument (retardance minimale mesurable de l'ordre du degré). Une amélioration de la sensibilité de notre microscope de Mueller à balayage permettra en outre d'envisager des études sur d'autres protéines fibreuses comme la myosine des muscles notamment, avec toutes les perspectives que cela ouvre en terme de diagnostic biomédical (myopathie, dégénérescence musculaire...).

Conclusion

Dans ce chapitre, un microscope polarimétrique de Mueller à balayage laser, fonctionnant en transmission, a été développé. Ce microscope est basé sur l'implémentation, au sein d'un microscope à balayage commercial (confocal et multiphoton 2-PEF et SHG), du polarimètre à codage spectral de la polarisation utilisant une swept-source, développé au Chapitre II.

Cette implémentation a nécessité différentes adaptations opto-mécaniques dont la plus notable est la conception d'un dispositif de collection et de détection de la lumière, réglable et démontable, installé sous la platine du microscope.

Nous avons ensuite montré que l'obtention d'images de Mueller requiert tout d'abord de pouvoir acquérir le signal polarimétrique à la cadence du balayage du microscope en utilisant le signal issu du scanner de ligne pour la synchronisation. Nous avons vu que l'utilisation d'un microscope commercial limite les possibilités de synchronisation avec la swept-source.

Dans une seconde étape, nous avons proposé une procédure d'orientation des blocs de codage et de décodage de la polarisation (réalisée une fois pour toute), suivie d'une procédure de calibration du microscope, reprenant celle mise au point au Chapitre II, pour corriger les biais produits par les anisotropies du système et la variation de ces anisotropies associée au balayage. Nous avons alors testé notre microscope de Mueller sur des échantillons de référence homogènes (polariseur, lame de phase) et montré qu'il donnait les résultats attendus, dans la limite des incertitudes de mesure, que nous avons quantifiées.

Nous avons alors imagé différents échantillons inhomogènes et montré que le microscope pouvait séparer leurs différentes anisotropies (biréfringence et dichroïsme) et révéler les effets de dépolarisation, ceci avec une résolution spatiale en accord avec les conditions d'utilisation du dispositif.

Enfin nous avons montré, par comparaison avec des images SHG, qu'il était possible de visualiser le collagène fibrillaire dans des coupes histologiques de foie humain fibrosé, colorées au Rouge Sirius, en utilisant la retardance et son orientation comme paramètre de contraste. La sensibilité du microscope est pour l'instant insuffisante pour imager le collagène sans Rouge Sirius.

En l'état actuel, notre dispositif permet d'acquérir l'information polarimétrique associé à une image de Mueller complète à la cadence du microscope à balayage, c'est-à-dire typiquement en quelques secondes. Il reste encore à progresser au niveau du temps de traitement des données permettant de passer des spectres cannelés numérisés à l'affichage des images polarimétriques. Il est pour l'instant possible de passer du mode Mueller au mode SHG en remplaçant le dispositif de collection et de détection de la lumière transmise placé sous la platine du microscope. On pourrait encore plus facilement coupler Mueller et 2-TPEF puisque cette dernière modalité fonctionne par épi-collection de la fluorescence.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Au cours de cette thèse, un microscope polarimétrique de Mueller à balayage laser en transmission a été développé, basé sur codage spectral des états de polarisation. Ce système à l'avantage de permettre l'acquisition d'images de Mueller en quelques secondes et d'envisager l'imagerie multimodale linéaire et non-linéaire (SHG / TPEF) avec le même instrument.

Dans un premier temps, on a proposé une amélioration du polarimètre de Mueller par codage spectral déjà disponible au LSOL en utilisant une source à balayage rapide en longueur d'onde à 100 kHz, ou swept-source, et un détecteur monocanal.

Les états de polarisation sont générés et analysés par un bloc de codage et de décodage composés de 2 polariseurs linéaires ainsi que de 4 lames biréfringentes de YVO_4 d'épaisseurs et d'orientations spécifiques. Notre choix s'est porté vers la configuration de lame (e,e,5e,5e) avec les orientations respectives (45° , 0° , 0° , 45°) bien que d'autres configurations soient envisageables. Le codage spectral de la polarisation permet de mesurer la matrice de Mueller complète sous la forme d'un seul spectre cannelé à la cadence de balayage en longueur d'onde de la swept-source à savoir $10\mu s$. Ce système n'utilise aucun élément actif ce qui permet de mesurer la matrice de Mueller à des vitesses uniquement limitées par la swept-source.

Au cours de la validation de ce dispositif, on a mis en évidence les diverses sources d'erreurs systématiques inhérentes à notre polarimètre. Elles peuvent être associées au couple source + détecteur (atténuation des pics à hautes fréquences, non-linéarité du balayage en longueur d'onde, fenêtrage) et au défaut des épaisseurs des lames de YVO_4 (alignement, épaisseur).

Pour les corriger, des solutions numériques (ré-échantillonnage du signal à l'aide d'une horloge interne à la swept-source, optimisation de la résolution des pics dans l'espace de Fourier) et expérimentale (alignement précis des lames de YVO_4) ont été proposées.

Pour les erreurs liées aux défauts d'épaisseur des lames de phase du PSG et du PSA, qui influencent la lecture des amplitudes des pics dans l'espace de Fourier, cela se traduit par l'apparition de phases supplémentaires. On a alors proposé une procédure de calibration en tenant compte du type de configuration (transmission, réflexion ou imagerie à balayage) du polarimètre.

Pour la configuration en transmission, la détermination des erreurs de phase consiste simplement à utiliser la réponse polarimétrique de deux milieux connus tels que le vide et un polariseur linéaire.

Cependant, pour passer à une configuration en réflexion, l'introduction d'un cube séparateur rend cette procédure inapplicable. En effet, ce dernier élément optique ne peut être déplacé entre la phase de calibration et la phase de mesure. Une nouvelle procédure de calibration en 3 étapes a donc été développée utilisant deux polariseurs linéaires placés de part et d'autre du cube séparateur. Elle consiste d'abord à déterminer les erreurs de phases induites par les lames de YVO_4 , puis on mesure la signature polarimétrique du cube séparateur en réflexion (dont la matrice en transmission a été déterminée au préalable) sans échantillon et enfin avec. Par une simple inversion de matrice, on remonte directement à la matrice de Mueller de l'échantillon seul. On a démontré que l'intérêt majeur de cette nouvelle procédure est qu'elle permet de remonter aux erreurs systématiques du polarimètre indépendamment des anisotropies optiques comprises entre le PSG et le PSA. La robustesse de ce nouveau dispositif a été démontré par

l'étude d'échantillons connus (polariseur linéaire et lame biréfringente).

La validation de ce polarimètre nous a permis ensuite d'envisager son implémentation au sein d'un microscope à balayage dont les cadences d'acquisition sont compatibles avec celles de la swept-source (de l'ordre de la centaine de kHz). Au cours de cette thèse, seule la configuration de microscopie à balayage en transmission a pu être envisagée.

Cela a d'abord nécessité quelques considérations opto-mécanique pour amener le faisceau de la swept-source à travers le microscope jusqu'à l'échantillon. De multiples miroirs de renvoi ont été placés dans le bâti et un redimensionnement du bloc de décodage a été nécessaire, permettant alors de récupérer le signal polarimétrique issu de l'échantillon en tenant compte du déplacement du faisceau lors du balayage laser. Ensuite, une stratégie d'acquisition des signaux polarimétriques a été développée. Il s'agit d'utiliser les signaux de *trig* de début de ligne du microscope pour déclencher l'acquisition des signaux polarimétriques et de stocker tous les signaux de la ligne dans la mémoire interne de la carte. Il est ainsi possible de réaliser l'acquisition de tous les signaux polarimétriques qui sont essentiels à la formation d'une image de Mueller en un seul balayage du faisceau laser sur l'échantillon, ce qui n'avait jamais été réalisé auparavant.

Le passage à la modalité d'imagerie a présenté plusieurs sources d'erreurs systématiques supplémentaires, en particulier liées au balayage du faisceau laser passant par le bloc de décodage. En effet, la retardance associée au miroir du scanner et les épaisseurs effectives des lames de YVO_4 dans le PSA, traversées par le faisceau laser, varient également au cours du balayage. La solution est donc de calibrer le dispositif avec le même protocole qu'avec le polarimètre en réflexion mais en chaque point du champ balayé. La solution est donc de calibrer le dispositif avec les mêmes étapes qu'en réflexion, mais en chaque point du champ balayé. Cette procédure a pu être validée par des mesures de la surface d'échantillons homogènes, tels qu'un polariseur linéaire et une lame biréfringente.

On a finalement exploré une partie du potentiel du microscope polarimétrique de Mueller avec des images d'échantillons inhomogènes. Il s'agit d'images de Mueller de différentes coupes de roche (gabbro et granite) dont les informations sont plus exhaustives que celles obtenues avec un microscope polarisant classique. En effet, avec le formalisme de Mueller, il est possible d'avoir accès à l'ensemble de la signature polarimétrique des cristaux (biréfringence/dichroïsme linéaire/circulaire et orientation, dépolarisation). On a réalisé enfin des images de coupe de foie fibrosé afin de montrer la potentialité de l'imagerie multimodale Mueller/SHG avec le même dispositif.

Perspectives

Ce travail de thèse permettra d'ouvrir la voie à la réalisation d'études plus exhaustives en microscopie multimodale linéaire et non-linéaire en transmission, dédiées à l'étude d'échantillons d'intérêt biologique.

A court terme, il est envisagé trois pistes d'amélioration du microscope polarimétrique de Mueller :

— Optimisation du couplage Mueller/SHG

Afin de s'affranchir de la nécessité de déplacer physiquement les systèmes de détection (pour le Mueller d'une part et pour la SHG d'autre part) pour passer d'une modalité à l'autre, il est envisagé de développer un bloc unique permettant de réaliser de l'imagerie multimodale Mueller/SHG en parallèle. Pour cela, il est tout à fait possible de placer un élément dichroïque à la sortie de l'échantillon, séparant les longueurs d'onde de travail, à 415 nm pour la SHG et à 1060 nm pour la polarimétrie de Mueller.

— Optimisation de la précision et de la sensibilité

Dans le but d'améliorer la précision et la sensibilité du polarimètre, il sera judicieux de remplacer le PMT actuel du microscope polarimétrique de Mueller en transmission par un photorécepteur possédant un meilleur rapport signal sur bruit, par exemple par une photodiode à avalanche dans l'infrarouge.

— Optimisation du temps de calcul

Bien que l'acquisition des signaux polarimétriques permettant de former des images de Mueller se fasse à la vitesse de balayage des scanners, le temps de traitement nécessaire à l'affichage des images est encore trop long pour de l'imagerie en temps réel (une dizaine de secondes) et nécessite d'être optimisé. Un programme LabView utilisant les multiples cœurs d'un CPU est en cours de développement. Des solutions utilisant le calcul sur carte graphique GPU seraient également intéressantes à tester.

Au terme de ces optimisations, le microscope multimodal permettra d'obtenir, en parallèle et en temps réel, une image en polarimétrie de Mueller complète et une image en SHG. L'intérêt immédiat de cette fusion sera de mesurer les orientations θ des fibres de collagène et le rapport ρ entre les coefficients du tenseur non-linéaire de ces fibres. Ces deux paramètres sont généralement calculés à partir d'une série d'images SHG acquises pour différents états de polarisation incidents. A partir du microscope multimodal, nous serons en mesure d'extraire le paramètre θ via le polarimètre de Mueller et le coefficient ρ à partir d'une seule image SHG. Le microscope multimodal sera ainsi équivalent à un microscope capable de mesurer instantanément les propriétés polarimétriques du SHG.

Enfin, d'autres voies multimodales sont envisagées à savoir le couplage entre des techniques linéaires et non-linéaires, comme par exemple Mueller, tomographie par cohérence optique, fluorescence (à un ou deux photons), génération de seconde et de troisième harmonique et des techniques de spectroscopie Raman (stimulé et non stimulé).

Annexes

Annexe 1

Résumé des vecteurs de Jones et de Stokes pour des états de polarisation particuliers.

État de polarisation	Représentation temporelle	Vecteur de Jones	Vecteur de Stokes
Rectiligne horizontale	$\begin{cases} E_x(t) = E_{0x} \cos(\omega t) \\ E_y(t) = 0 \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne verticale	$\begin{cases} E_x(t) = 0 \\ E_y(t) = E_{0y} \cos(\omega t) \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne à 45°	$\begin{cases} E_x(t) = E_0 \cos(\omega t) \\ E_y(t) = E_0 \cos(\omega t) \end{cases}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne à -45°	$\begin{cases} E_x(t) = E_0 \cos(\omega t) \\ E_y(t) = -E_0 \cos(\omega t) \end{cases}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Circulaire gauche	$\begin{cases} E_x(t) = E_0 \cos(\omega t) \\ E_y(t) = E_0 \sin(\omega t) \end{cases}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$
Circulaire droite	$\begin{cases} E_x(t) = E_0 \cos(\omega t) \\ E_y(t) = -E_0 \sin(\omega t) \end{cases}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Elliptique	$\begin{cases} E_x(t) = E_0 \cos(\omega t) \\ E_y(t) = E_0 \cos(\omega t + \phi) \end{cases}$	$\begin{bmatrix} \cos(\nu) \\ \sin(\nu) e^{i\phi} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\epsilon) \cos(2\alpha) \\ \cos(2\epsilon) \sin(2\alpha) \\ \sin(2\epsilon) \end{bmatrix}$

Annexe 2

Matrices de Jones pour différents types de diatténuateur.

Système optique	Matrice de Jones
Polariseur linéaire d'orientation α	$P_1 \begin{bmatrix} \cos^2(\alpha) & \cos(\alpha)\sin(\alpha) \\ \cos(\alpha)\sin(\alpha) & \sin^2(\alpha) \end{bmatrix}$
Polariseur linéaire dichroïque d'orientation α	$\begin{bmatrix} P_1\cos^2(\alpha) + P_2\sin^2(\alpha) & (P_1 - P_2)\cos(\alpha)\sin(\alpha) \\ (P_1 - P_2)\cos(\alpha)\sin(\alpha) & P_1\sin^2(\alpha) + P_2\cos^2(\alpha) \end{bmatrix}$
Polariseur d'ellipticité ϵ et d'orientation α	$P_1 \begin{bmatrix} P_1\cos^2(\nu) & P_1\cos(\nu)\sin(\nu)e^{-i\phi} \\ P_1\cos(\nu)\sin(\nu)e^{i\phi} & P_1\sin^2(\nu) \end{bmatrix}$
Polariseur dichroïque d'ellipticité ϵ	$\begin{bmatrix} P_1\cos^2(\nu) + P_2\sin^2(\nu) & (P_1 - P_2)\cos(\nu)\sin(\nu)e^{-i\phi} \\ (P_1 - P_2)\cos(\nu)\sin(\nu)e^{i\phi} & P_1\sin^2(\nu) + P_2\cos^2(\nu) \end{bmatrix}$

où T_{max} et T_{min} sont les transmittances énergétiques maximum et minimum, telles que

$$T_{max} = P_1^2$$

$$T_{min} = P_2^2$$

avec P_1 et P_2 sont des valeurs propres

Annexe 3

Matrices de Mueller pour différents types de diatténuateur.

Systeme optique	Matrice de Mueller
Polariseur linéaire d'orientation α	$\frac{P_1^2}{2} \begin{bmatrix} 1 & C_{2\alpha} & S_{2\alpha} & 0 \\ C_{2\alpha} & C_{2\alpha}^2 & C_{2\alpha}S_{2\alpha} & 0 \\ S_{2\alpha} & C_{2\alpha}S_{2\alpha} & S_{2\alpha}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polariseur linéaire dichroïque d'orientation α	$\begin{bmatrix} q_1 & q_2 C_{2\alpha} & S_{2\alpha} & 0 \\ q_2 C_{2\alpha} & q_1 C_{2\alpha}^2 + q_3 S_{2\alpha}^2 & (q_1 - q_3) C_{2\alpha} S_{2\alpha} & 0 \\ q_2 S_{2\alpha} & (q_1 - q_3) C_{2\alpha} S_{2\alpha} & q_1 S_{2\alpha}^2 + q_3 C_{2\alpha}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & q_3 \end{bmatrix}$
Polariseur dichroïque d'ellipticité ϵ	$\begin{bmatrix} q_1 & q_2 C_{2\nu} & q_2 S_{2\nu} C_\phi & q_2 S_{2\nu} S_\phi \\ q_2 C_{2\nu} & q_1 C_{2\nu}^2 + q_3 S_{2\nu}^2 & (q_1 - q_3) C_{2\nu} S_{2\nu} C_\phi & (q_1 - q_3) C_{2\nu} S_{2\nu} S_\phi \\ q_2 S_{2\nu} C_\phi & (q_1 - q_3) C_{2\nu} S_{2\nu} C_\phi & C_\phi^2 (q_1 S_{2\nu}^2 + q_3 C_{2\nu}^2) & (q_1 - q_3) C_\phi S_\phi S_{2\nu}^2 \\ q_2 S_{2\nu} S_\phi & (q_1 - q_3) C_{2\nu} S_{2\nu} S_\phi & (q_1 - q_3) C_\phi S_\phi S_{2\nu}^2 & S_\phi^2 (q_1 S_{2\nu}^2 + q_3 C_{2\nu}^2) + q_3 C_\phi^2 \end{bmatrix}$
Polariseur d'ellipticité ϵ et d'orientation α	$\frac{P_1^2}{2} \begin{bmatrix} 1 & C_{2\nu} & S_{2\nu} C_\phi & S_{2\nu} S_\phi \\ C_{2\nu} & C_{2\nu}^2 & C_{2\nu} S_{2\nu} C_\phi & C_{2\nu} S_{2\nu} S_\phi \\ S_{2\nu} C_\phi & C_{2\nu} S_{2\nu} C_\phi & C_\phi^2 S_{2\nu}^2 & C_\phi S_\phi S_{2\nu}^2 \\ S_{2\nu} S_\phi & C_{2\nu} S_{2\nu} S_\phi & C_\phi S_\phi S_{2\nu}^2 & S_\phi^2 S_{2\nu}^2 \end{bmatrix}$

$$\begin{aligned}
C_{2\alpha} &= \cos(2\alpha) & C_{2\nu} &= \cos(2\nu) = \cos(2\epsilon)\cos(2\alpha) \\
S_{2\alpha} &= \sin(2\alpha) & S_{2\nu} C_\phi &= \sin(2\nu)\cos(\phi) = \cos(2\epsilon)\sin(2\alpha) \\
q_1 &= \frac{1}{2}(P_1^2 + P_2^2) & S_{2\nu} S_\phi &= \sin(2\nu)\sin(\phi) = \sin(2\epsilon) \\
q_2 &= \frac{1}{2}(P_1^2 - P_2^2) \\
q_3 &= P - 1P_2
\end{aligned}$$

Annexe 4

Matrices de Jones pour différents types de biréfringent, de retard δ .

Système optique	Matrice de Jones
Biréfringent linéaire d'orientation α	$\begin{bmatrix} \cos^2(\alpha)e^{i\frac{\delta}{2}} + \sin^2(\alpha)e^{-i\frac{\delta}{2}} & i\sin(\frac{\delta}{2})\sin(2\alpha) \\ i\sin(\frac{\delta}{2})\sin(2\alpha) & \sin^2(\alpha)e^{i\frac{\delta}{2}} + \cos^2(\alpha)e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}$
Biréfringent circulaire (droite)	$\begin{bmatrix} \cos(\frac{\delta}{2}) & \sin(\frac{\delta}{2}) \\ -\sin(\frac{\delta}{2}) & \cos(\frac{\delta}{2}) \end{bmatrix}$
Biréfringent circulaire (gauche)	$\begin{bmatrix} \cos(\frac{\delta}{2}) & -\sin(\frac{\delta}{2}) \\ \sin(\frac{\delta}{2}) & \cos(\frac{\delta}{2}) \end{bmatrix}$
Biréfringent elliptique	$\begin{bmatrix} \cos^2(\nu)e^{i\frac{\delta}{2}} + \sin^2(\nu)e^{-i\frac{\delta}{2}} & i\sin(\frac{\delta}{2})\sin(2\nu)e^{-i\phi} \\ i\sin(\frac{\delta}{2})\sin(2\nu)e^{i\phi} & \sin^2(\nu)e^{i\frac{\delta}{2}} + \cos^2(\nu)e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}$

Annexe 5

Matrices de Mueller pour différents types de biréfringent, de retard δ .

Système optique	Matrice de Mueller
Biréfringent linéaire d'orientation α	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{2\alpha}^2 + S_{2\alpha}^2 \cos(\delta) & C_{2\alpha} S_{2\alpha} (1 - \cos(\delta)) & -S_{2\alpha} \sin(\delta) \\ 0 & C_{2\alpha}^2 S_{2\alpha}^2 (1 - \cos(\delta)) & S_{2\alpha}^2 + C_{2\alpha}^2 \cos(\delta) & C_{2\alpha} \sin(\delta) \\ 0 & S_{2\alpha} \sin(\delta) & -C_{2\alpha} \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix}$
Biréfringent circulaire (droite)	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\delta) & \sin(\delta) & 0 \\ 0 & -\sin(\delta) & \cos(\delta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Biréfringent circulaire (gauche)	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\delta) & -\sin(\delta) & 0 \\ 0 & \sin(\delta) & \cos(\delta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Biréfringent elliptique d'orientation α	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d^2 - e^2 - f^2 + g^2 & 2(de + fg) & 2(df - eg) \\ 0 & 2(de - fg) & -d^2 + e^2 - f^2 + g^2 & 2(e f + dg) \\ 0 & 2(df + eg) & 2(e f - dg) & -d^2 - e^2 + f^2 + g^2 \end{bmatrix}$

$$d = \cos(2\nu) \sin(\delta/2) = \cos(2\epsilon) \cos(2\alpha) \sin(\delta/2)$$

$$e = \sin(2\nu) \cos(\delta/2) = \cos(2\epsilon) \sin(2\alpha) \sin(\delta/2)$$

$$f = \sin(2\nu) \sin(\phi) \sin(\delta/2) = \sin(2\epsilon) \sin(\delta/2)$$

$$g = \cos(\delta/2)$$

Annexe 6

Matrice $[N]$ développée par rapport aux 16 coefficients m_{ij} de la matrice de Mueller.

$$[N] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} m_{00} + m_{11} + m_{01} + m_{10} & m_{02} + m_{12} + i(m_{03} + m_{13}) & m_{20} + m_{21} - i(m_{30} + m_{31}) & m_{22} + i(m_{33} + i(m_{23} - m_{32})) \\ m_{02} + m_{12} - i(m_{03} + m_{13}) & m_{00} + m_{11} - m_{01} + m_{10} & m_{22} - m_{33} - i(m_{23} + m_{32}) & m_{20} - m_{21} - i(m_{30} - m_{31}) \\ m_{20} + m_{21} + i(m_{30} + m_{31}) & m_{22} - m_{33} + i(m_{23} + m_{32}) & m_{00} - m_{11} + m_{01} - m_{10} & m_{02} - m_{12} + i(m_{03} - m_{13}) \\ m_{22} + m_{33} - i(m_{23} - m_{32}) & m_{20} - m_{21} + i(m_{30} - m_{31}) & m_{02} - m_{12} - i(m_{03} - m_{13}) & m_{00} + m_{11} - m_{01} - m_{10} \end{bmatrix}$$

$$\text{avec } Tr([N]) = 2m_{00}$$

$$\text{et } [N]^2 = Tr([N]) \cdot [N]$$

Annexe 8

Matrice de passage $[P_{\text{erreur}}]$, de dimension 16×25 , dans la configuration $(e, e + \Delta e_2, 5e + \Delta e_3, 5e + \Delta e_4)$

$$[P_{\text{erreur}}] =$$

$$\begin{bmatrix} 16 & 0 & 8C_2 & 8S_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & -8C_{34} & 0 & -4C_2C_{34} & -4S_2C_{34} & 8S_{34} & 0 & 4C_2C_{34} & 4S_2C_{34} \\ 0 & 8 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -4C_{34} & 0 & 0 & 0 & 4S_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -4 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2C_{34} & 0 & 0 & 0 & -2S_{34} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -4 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -8 & 0 & -4C_2 & S_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -4 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 4 & 0 & 2C_2 & 2S_{34} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -4 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2C_{34} & 0 & 0 & 0 & -2S_{34} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -4 & 0 & -2C_2 & -2S_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\text{où } C_2 = \cos(\phi_2)$$

$$S_2 = \sin(\phi_2)$$

$$C_{34} = \cos(\phi_3 - \phi_4)$$

$$S_{34} = \sin(\phi_3 - \phi_4)$$

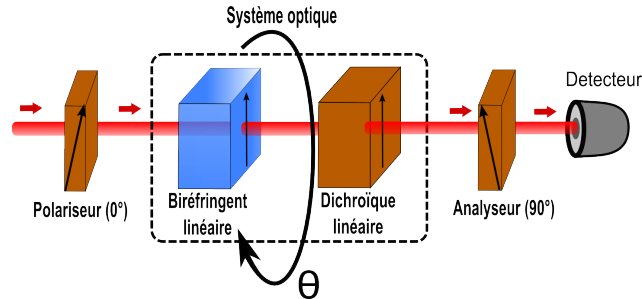
Annexe 9

Système d'équation obtenue avec la méthode calibration en réflexion, utilisant deux polariseurs linéaires de référence.

$$\begin{pmatrix} \text{Arg}(\tilde{I}_{f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{2f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{3f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{4f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{5f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{6f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{7f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{8f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{9f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{10f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{11f_0}) \\ \text{Arg}(\tilde{I}_{12f_0}) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 2 \\ -1 & 1 & 0 & 3 \\ 0 & 0 & 1 & 4 \\ 0 & 0 & 1 & 5 \\ 0 & 0 & 1 & 6 \\ 1 & 0 & 1 & 7 \\ -1 & 1 & 1 & 8 \\ 0 & 1 & 1 & 9 \\ 0 & 1 & 1 & 10 \\ 0 & 1 & 1 & 11 \\ 1 & 1 & 1 & 12 \end{bmatrix} \cdot (\phi_2 \ \phi_3 \ \phi_4 \ \phi_{fen})$$

Annexe 10

Dans cette expérience, on souhaite déterminer l'intensité lumineuse d'un système optique présentant de la biréfringence et du dichroïsme linéaire, dont les lignes neutres sont confondus, placé entre polariseur et analyseur croisés, comme sur la figure ci-dessous.



On considère que le polariseur et l'analyseur sont fixes, tandis que l'on applique une rotation d'un angle θ sur le système optique. En se plaçant dans le formalisme de Jones, les matrices des différents éléments intervenant l'expérience, ainsi que leurs notations pour le calcul sont présentées dans le tableau suivant.

Polariseur	Analyseur	Biréfringent	Dichroïque	Rotation
$[P]$	$[A]$	$[B]$	$[D]$	$[R(\theta)]$
$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} e^{i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi/2} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$

La matrice d'un tel système en fonction de l'orientation θ , notée $[M(\theta)]$ se retrouve sous la forme du produit entre ces éléments rencontrés séquentiellement :

$$[M(\theta)] = [A] \cdot [R(-\theta)] \cdot [B] \cdot [D] \cdot [R(\theta)] \cdot [P]$$

dont le résultat est :

$$[M] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ (-ae^{i\phi} + be^{-i\phi} - 2ab) \cdot \cos^2\theta \sin^2\theta & 0 \end{bmatrix}$$

L'expression de l'intensité lumineuse à la sortie d'un tel système est le module au carré de la projection sur l'axe x de cette matrice. Cette intensité lumineuse est donc bien proportionnelle à $\sin^2 2\theta$.

Bibliographie

-
- [1] **S. Huard.** *Polarisation de la lumière.* Masson, 1994.
- [2] **A. Le Gratiot, S. Rivet, M. Dubreuil and Y. Le Grand.** 100 khz mueller polarimeter in reflection configuration. *Optics Letters*, 41(4) :4336–4339, 2015.
- [3] **A. Le Gratiot, S. Rivet, M. Dubreuil and Y. Le Grand.** Scanning mueller polarimetric microscopy. *Optics Letters*, 40(18) :645–648, 2016.
- [4] **R.C. Jones.** A new calculus for the treatment of optical systems. *Journal of the Optical Society of America*, 31 :488–493, 1941.
- [5] **G.G. Stokes.** On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 9 :339–416, 1852.
- [6] **H. Mueller.** The foundation of optics. *Journal of Optical Society of America*, 38 :661, 1948.
- [7] **H. Poincaré.** *Théorie mathématique de la lumière.* Gauthiers-Villars 2, Paris, 1892.
- [8] **M. Born and E. Wolf.** *Principles of Optics.* 6ème édition, Pergamon Press, New-York, 1983.
- [9] **R.W. Wood.** *Physical Optics.* Macmillan, 1911.
- [10] **S.Y. Lu and R.A. Chipman.** Interpretation of mueller matrices based on polar decomposition. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(5) :1106–1113, 1996.
- [11] **F. Perrin.** Polarization of light scattered by isotropic opalescent media. *The Journal of Chemical Physics*, 10(7) :415, 1942.
- [12] **V.V. Tuchin.** Light scattering study of tissues. *Physics-Uspokhi*, 40(5) :495, 1997.
- [13] **D.G.M. Anderson and R. Barakat.** Necessary and sufficient conditions for a mueller matrix to be derivable from a jones matrix. *Journal of the Optical Society of America A*, 11(8) :2305–2319, 1994.
- [14] **R. Simon.** The connection between mueller and jones matrices of polarization optics. *Optics Communication*, 42(5) :293–297, 1982.
- [15] **S.R. Cloude.** Lie groups in electromagnetic wave propagation and scattering. *Journal of electromagnetic waves and application*, 6(8) :947–974, 1992.
- [16] **C. Whitney.** Pauli-algebraic operators in polarisation optics. *Journal of the Optical Society of America*, 61(9) :1207–1213, 1971.
- [17] **J.J. Gil.** Polarimetric characterization of light and media : Physical quantities involved in polarimetric phenomena. *The European Physical Journal Applied Physics*, 40(1) :1–47, 2007.

-
- [18] **J. Morio and F. Goudail.** Influence of the order of diattenuator, retarder, and polarizer in polar decomposition of mueller matrices. *Optics Letters*, 29 :2234–2236, 2004.
- [19] **R. Ossikovski, A. De Martino and S. Guyot.** Forward and reverse product decompositions of depolarizing mueller matrices. *Optics Letters*, 32(6) :689–691, 2007.
- [20] **L. Martin.** *Analyse et interprétations expérimentales en polarimétrie de Mueller : applications biomédicales.* Thèse de doctorat, 2011.
- [21] **R. Ossikovski.** Analysis of depolarizing mueller matrices through a symmetric decomposition. *Journal Optical Society of America A*, 26(A) :1109–1118, 2009.
- [22] **C. Fallet, A. Pierangelo, R. Ossikovski and A. De Martino.** Experimental validation of the symmetric decomposition of mueller matrices. *Optics Express*, 18(2) :831–842, 2009.
- [23] **N. Ortega-Quijano and L. Arce-Diego.** Mueller matrix differential decomposition. *Optics letters*, 36(10) :1942–1944, 2011.
- [24] **S.R. Cloude.** Conditions for physical realizability of matrix operators in polarimetry. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 1166, 1990.
- [25] **F. Le Roy-Brehonnet and B. Le Jeune.** Utilization of mueller matrix formalism to obtain optical targets depolarization and polarization properties. *Prog. Quantum Electron*, 21(2) :109–151, 1997.
- [26] **F. Boulvert, G. Le Brun, B. Le Jeune, J. Cariou and L. Martin.** Decomposition algorithm of an experimental mueller matrix. *Optics Communications*, 282(5) :692–704, 2009.
- [27] **M.H. Smith.** Optimization of a dual-rotating-retarder mueller matrix polarimeter. *Applied Optics*, 41(13) :2488–2493, 2002.
- [28] **A. De Martino, Y.K. Kim, E. Garcia-Caurel, B. Laude and B. Drévilion.** Optimized mueller polarimeter with liquid crystals. *Optics Letters*, 28(8) :616–618, 2003.
- [29] **A. Peinado, A. Lizana, J. Vidal, C. Iemmi, A. Marquez, I. Moreno and J. Campos.** Analysis, optimization and implementation of a variable retardance based polarimeter. *EPJ Web of Conferences*, 5, 2010.
- [30] **D. Sabatke, M. Descour, E. Dereniak, W. Sweatt, S. Kemme and G. Phipps.** Optimization of retardance for a complete stokes polarimeter. *Optics Letters*, 25(11) :802–804, 2000.
- [31] **B. Kaplan.** *Applications Métrologiques de l'Ellipsomètre de Mueller.* Thèse de doctorat, 2002.
- [32] **J.S. Tyo.** Noise equalization in stokes parameter images obtained by use of variable-retardance polarimeters. *Optics Letters*, 25(16) :1198–1200, 2000.

-
- [33] **M.H. Smith.** Optimization of a dual-rotating-retarder mueller matrix polarimeter. *Applied Optics*, 41(13) :2488–2493, 2002.
- [34] **S. Ainouz.** *Analyse et Traitement d’Images Multidimensionnelles de Polarisation.* Thèse de doctorat, 2006.
- [35] **P.S. Hauge.** Mueller matrix ellipsometry with imperfect compensators. *Journal of the Optical Society of America A*, 68(11) :1519–1528, 1978.
- [36] **L. Broch, A. En Nacir and L. Johann.** Systematic errors for a mueller matrix dual rotating compensator ellipsometer. *Optics Express*, 12(16) :8814–8824, 2008.
- [37] **B. Boulbry, B. Le Jeune, B. Bousquet, F. Pellen, J. Cariou and J. Lotrian.** Error analysis and calibration of a spectroscopic mueller matrix polarimeter using a short-pulse laser source. *Optics Express*, 13(10) :1563–1573, 2002.
- [38] **D.H. Goldstein and R.A. Chipman.** Error analysis of a mueller matrix polarimeter. *Journal of the Optical Society of America A*, 7(4) :693–700, 1990.
- [39] **E. Compain, S. Poirier and B. Drevillon.** General and self-consistent method for the calibration of polarization modulators, polarimeters, and mueller-matrix ellipsometers. *Applied Optics*, 38(16) :3490–3502, 1999.
- [40] **K. Ichimoto, K. Shinoda, T. Yamamoto and J. Kiyohara.** Photopolarimetric measurement system of mueller matrix with dual rotating waveplates. *Publications of National Astronomical Observatory*, 9 :11–19, 2006.
- [41] **D.H. Goldstein.** Mueller matrix dual-rotating retarder polarimeter. *Applied Optics*, 31(31) :6676–6683, 1992.
- [42] **R.W. Collins and J. Koh.** Dual rotating-compensator multichannel ellipsometer : Instrument design for real-time mueller matrix spectroscopy of surfaces and films. *Journal of Optical Society of America A*, 16 :1997–2006, 1999.
- [43] **R.M.A. Azzam.** Photopolarimeter using two modulated optical rotators. *Optics Letters*, 1(5) :181–183, 1977.
- [44] **S.N. Jaspersen and S.E. Schnatterly.** An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization modulation technique. *Review of Scientific Instruments*, 40 :761–767, 1969.
- [45] **E. Compain and B. Drévillon.** High-frequency modulation of the four states of polarization of light with a single phase modulator. *Review of Scientific Instruments*, 69 :1574–1580, 1969.
- [46] **J. Pezzaniti and R.A. Chipman.** High-resolution mueller matrix imaging polarimetry for understanding high-resolution optoelectronic modulators. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 2297, 1995.
- [47] **F. Delplancke.** Automated high-speed mueller matrix scatterometer. *Applied Optics*, 36 :5388–5395, 1997.
-

-
- [48] **J.S. Tyo and T.S. Turner.** Imaging spectropolarimeters for use in visible and infrared remote sensing. In *Proceedings SPIE 3753*, volume 214, 1999.
- [49] **J.M. Bueno and P. Artal.** Double pass imaging polarimetry in the human eye. *Optics Letter*, 24 :64–66, 1999.
- [50] **E. Garcia-Caurel, A. De Martino and B. Drévilion.** Spectroscopic mueller polarimeter based on liquid crystal devices. *Thin Solid Films*, 455-456 :120–123, 2004.
- [51] **A. Peinado, A. Lizana and J. Campos.** Design and optimization of polarimeters based on liquid-crystal displays. *SPIE Newsroom*, 2013.
- [52] **K. Oka, T. Kinoshita and A. Ise.** Channeled spectropolarimeter using a wavelength-scanning laser and a channeled spectroscopic polarization state generator. page 81600S, 2011.
- [53] **N. Hagen and E.L. Dereniak.** Snapshot mueller matrix spectropolarimetry. pages 668207–668207–7, 2007.
- [54] **A.S. Alenin and J.S. Tyo.** Generalized channeled polarimetry. *Optical Society of America A*, 31(5) :1013–1022, 2014.
- [55] **M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune and J. Cariou.** Snapshot mueller matrix polarimeter by wavelength polarization coding. *Optics express*, 15(21) :13660–13668, 2007.
- [56] **M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune and J. Cariou.** Two-channel snapshot mueller matrix polarimeter. *Applied Optics*, 48(33) :6501–6505, 2009.
- [57] **R.M.A. Azzam and A. De.** Optimal beam splitters for the division-of-amplitude photopolarimeter. *Journal Optical Society of America A*, 20(5) :955–958, 2003.
- [58] **R.M.A. Azzam, I.M. Elminyawi and A.M. El-Saba.** General analysis and optimization of the four-detector photopolarimeter. *Journal Optical Society of America A*, 5(5) :681–689, 1988.
- [59] **J. Pezzaniti and D.B. Chenault.** A division of aperture mwir imaging polarimeter. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 5888, 2005.
- [60] **C. Oh and M.J. Escuti.** Achromatic diffraction from polarization gratings with high efficiency. *Optics Letters*, 33(20) :2287–2289, 2008.
- [61] **J. Chang, H. He, Y. Wang, Y. Huang, X. Li, C. He, R. Liao, N. Zeng, S. Liu and H. Ma.** Division of focal plane polarimeter-based 3×4 mueller matrix microscope : a potential tool for quick diagnosis of human carcinoma tissues. *Journal of Biomedical Optics*, 21(5) :056002–1–8, 2016.
- [62] **M.W. Kudenov, M.J. Escuti, N. Hagen, E.L. Dereniak and K. Oka.** Snapshot imaging mueller matrix polarimeter using polarization gratings. *Optics Letters*, 37(8) :1367–1369, 2012.

-
- [63] **M.W. Kudenov, M.J. Escuti, E.L. Dereniak and K. Oka.** White-light channeled imaging polarimeter using broadband polarization grating. *Applied Optics*, 50(15) :2283–2293, 2008.
- [64] **A. De Martino, Y.-K. Kim, E.G. Caurel, B. Laude and B. Drévilion.** Optimized mueller polarimeter with liquid crystals. *Optics Letters*, 28(8) :616–618, 2003.
- [65] **B. Laude-Boulesteix, A. De Martino, G. Le Naoue, C. Genestie, L. Schwartz, E. Garcia-Caurel and B. Drévilion.** Mueller polarimetric microscopy. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 5324, 2004.
- [66] **L.M.S. Aas, P.G. Ellingsen, M. Kildemo and M. Lingdgren.** Dynamic response of a fast near infra-red mueller matrix ellipsometer. *Journal of Modern Optics*, 57(17) :1603–1610, 2010.
- [67] **L.M.S. Aas, P.G. Ellingsen and M. Kildemo.** Near infra-red mueller matrix imaging system and application to retardance imaging of strain. *Journal of biomedical optics*, 519(9) :2737–2741, 2011.
- [68] **M. Anastasiadou, S. Ben Hatit, R. Ossikovski, S. Guyot and A. De Martino.** Experimental validation of the reverse polar decomposition of depolarizing mueller matrices. *Journal of the European Optical Society*, 2 :070181–070187, 2007.
- [69] **M. Mujat, R.D. Ferguson and N. Iftimia.** Mueller matrix microscopy. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 8873, 2013.
- [70] **R.M.A. Azzam.** Photopolarimetric measurement of the mueller matrix by fourier analysis of a single detected signal. *Optics Letters*, 2(6) :148–150, 1978.
- [71] **O. Arteaga, M. Baldris, J. Anto, A. Canillas, A. Pascual and E. Bertran.** Mueller matrix microscope with a dual continuous rotating compensator setup and digital demodulation. *Applied Optics*, 53(10) :2236–2245, 2014.
- [72] **J.M. Bueno.** Confocal scanning laser opthalmoscopy improvement by use of mueller-matrix polarimetry. *Optics Letters*, 27(10) :830–832, 2002.
- [73] **J.M. Bueno.** Measurement of parameters of polarization in the living human eye using imaging polarimetry. *Vision Reseach*, 40(28) :3791–3799, 2000.
- [74] **F. Goudail and A. Benière.** Optimization of the contrast in polarimetric scalar images. *Optics Letters*, 34(9) :1471–1473, 2009.
- [75] **D. Lara.** *Three-dimensional Complete Polarisation Sensitive Imaging using a Confocal Mueller Matrix Polarimeter.* Thèse de doctorat, Imperial College-London, 2005.
- [76] **D. Lara and C. Dainty.** Axially resolved complete mueller matrix confocal microscopy. *Applied optics*, 45(9) :1917–1930, 2006.
- [77] **K.M. Twietmeyer, R.A. Chipman, A.E. Elsner, Y. Zhao and D. VanNasdale.** Mueller matrix retinal imager with optimized polarization conditions. *Optics Express*, 16(26) :21339–21354, 2008.

-
- [78] **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. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 9099, 2014.
- [79] **R.M.A. Azzam.** Stokes-vector and mueller-matrix polarimetry. *Journal Optical Society of America A*, 33(7) :1396–1408, 2016.
- [80] **N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviendier, F. Galland and N. Bertaux.** Active polarimetric imager with near infrared laser illumination for adaptive contrast optimization. *Applied Optics*, 54(25) :7622–7631, 2015.
- [81] **S. Breugnot and P. Clémenceau.** Modeling and performances of a polarization active imager at $\lambda = 806\text{nm}$. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 3707, pages 449–460, 2000.
- [82] **R.M.A. Azzam.** Mueller matrix ellipsometry : a review. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 3121, pages 396–405, 1997.
- [83] **G. Anna, F. Goudail and D. Dolfi.** Polarimetric target detection in the presence of spatially fluctuating mueller matrices. *Optics Letters*, 36(23) :4590–4592, 2011.
- [84] **G. Anna, H. Sauer, F. Gouda and D. Dolfi.** Fully tunable active polarization imager for contrast enhancement and partial polarimetry. *Applied Optics*, 51(21) :5302–5309, 2012.
- [85] **N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviendier, F. Galland and N. Bertaux.** Comparison of different active polarimetric imaging modes for target detection in outdoor environment. *Applied Optics*, 55(11) :2881–2891, 2016.
- [86] **N. Ghosh and A. Vitkin.** Tissue polarimetry : concepts, challenges, applications, and outlook. *Journal of Biomedical Optics*, 16(11) :110801–1–110801–29, 2011.
- [87] **V.V. Tuchin, L. Wang and D.A. Zimnyakov.** *Optical Polarization in Biomedical Applications*. Springer, 2006.
- [88] **A.W. Dreher, K. Reiter and R.N. Weinreb.** Spatially resolved birefringence of the retinal nerve fiber layer assessed with a retinal laser ellipsometer. *Applied Optics*, 31(19) :3730–3735, 1992.
- [89] **S. Alali and A. Vitkin.** Polarized light imaging in biomedicine : emerging mueller matrix methodologies for bulk tissue assessment. *Journal of Biomedical Optics*, 20(6) :061104, 2015.
- [90] **J.S. Baba, J.R. Chung, A.H. DeLaughter, B.D. Cameron and G.L. Coté.** Development and calibration of an automated mueller matrix polarization imaging system. *Journal of Biomedical Optics*, 7(3) :341–349, 2002.
- [91] **J. Chung, J. Woonggyu, M.J. Hammer-Wilson, P. Wilder-Smith and Z. Chen.** Use of polar decomposition for the diagnosis of oral precancer. *Applied Optics*, 46(15) :3038–3045, 2007.
-

-
- [92] **S. Guyot, M. Anastasiadou, E. Deléchelle and A. De Martino.** Registration scheme suitable to mueller matrix imaging for biomedical applications. *Optics Letters*, 15(12) :7393–7400, 2007.
- [93] **M.R. Antonelli, A. Pierangelo, T. Novikova, P. Validire, A. Benali, B. Gayet and A. De Martino.** Mueller matrix imaging of human colon tissue for cancer diagnostics : how monte carlo modeling can help in the interpretation of experimental data. *Optics Express*, 18(10) :10200–10208, 2010.
- [94] **A. Pierangelo, A. Benali, M.R. Antonelli, T. Novikova, P. Validire, B. Gayet and A. De Martino.** Ex-vivo characterization of human colon cancer by mueller polarimetric imaging. *Optics express*, 19(2) :1582–1593, 2011.
- [95] **A. Pierangelo, A. Nazac, A. Benali, P. Validire, H. Cohen, T. Novikova, B. Haj Ibrahim, S. Manhas, C. Fallet, M.R. Antonelli and A. De Martino.** Polarimetric imaging of uterine cervix : a case study. *Optics Express*, 21(12) :14120–14130, 2013.
- [96] **T. Novikova, A. Pierangelo, A. De Martino, A. Benali and P. Validire.** Polarimetric imaging for cancer diagnosis and staging. *Optics and Photonics news*, 2012.
- [97] **O. Arteaga and E. Kuntman.** Beyond polarization microscopy : Mueller matrix microscopy with frequency demodulation. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 9099, 2014.
- [98] **O. Arteaga, E. Kuntman, J. Anto, E. Pascual, A. Canillas and E. Bertran.** Mueller matrix microscopy on a morpho butterfly. In *Journal of Physics Conference Series 605*, volume 1, 2015.
- [99] **S. Manhas, J. Vizet, S. Deby, J.C. Vanel, P. Boito, M. Verdier, A. De Martino and D. Pagnoux.** Demonstration of full 4x4 mueller polarimetry through an optical fiber for endoscopic applications. *Optics Express*, 23(3) :3047–3054, 2015.
- [100] **J. Vizet.** *Conception d'un dispositif de caractérisation polarimétrique de Mueller la travers une fibre optique endoscopique, destiné à l'imagerie biomédicale avancée.* Thèse de doctorat, 2015.
- [101] **J. Vizet, M. Sandeep, J. Tran, P. Validire, B. Benali, E. Garcia-Caurel, P. Pierangelo, A. De Martino and D. Pagnoux.** Optical fiber-based full mueller polarimeter for endoscopic imaging using a two-wavelength simulataneous measurement method. *Journal of Biomedical Optics*, 21(7) :071106, 2016.
- [102] **S. Rivet, A. Bradu and A. Podoleanu.** 70 khz full 4x4 mueller polarimeter and simultaneous fiber calibration for endoscopic applications. *Optics Express*, 23(18) :23768–23786, 2015.
- [103] **J. Qi and D.S. Elson.** A high definition mueller polarimetric endoscope for tissue characterization. *Scientific Reports*, (25953) :1–11, 2016.
- [104] **P.G. Ellingsen, M.B. Lilledahl, L.M. Aas, CdeL. Davies and M. Kildemo.** Quantitative characterization of articular cartilage using mueller matrix imaging and multiphoton microscopy. *Journal of biomedical optics*, 16(11) :116002, 2011.

-
- [105] **M. Dubreuil, P. Babilotte, L. Martin, D. Sevrain, S. Rivet, Y. Le Grand, G. Le Brun, B. Turlin and B. Le Jeune.** Mueller matrix polarimetry for improved liver fibrosis diagnosis. *Optics letters*, 37(6) :1061–1063, 2012.
- [106] **S. Bancelin, A. Nazac, B.H. Ibrahim, P. Dokládál, E. Decencière, B. Teig, H. Haddad, H. Fernandez, M.C. Schanne-Klein and A. De Martino.** Determination of collagen fiber orientation in histological slides using mueller microscopy and validation by second harmonic generation imaging. *Optics Express*, 22(19) :22561–22574, 2014.
- [107] **M. Dubreuil.** *Développement d'un polarimètre de Mueller instantané par codage en longueur d'onde. Application à la caractérisation de cristaux liquides ferroélectriques.* Thèse de doctorat, 2011.
- [108] **A. Zanardi de Freitas, M. Magri Amaral and M. Paulo Rael.** Optical coherence tomography : Development and applications. *Laser Pulse Phenomena and Applications*, Chapter 20 :409–432, 2010.
- [109] **R. Huber, J. Wojtkowski, K. Taira and G. Fujimoto.** Fourier domain mode locking (fdml) : A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography. *Optics Express*, 14(8) :3225–3237, 2006.
- [110] **P. Caro.** *Rare earths in luminescence.* Puche, 1998.
- [111] **J.Marvin.** *Handbook of Optical Materials (Laser Science and Technology, Vol. V : Optical materials part 3).* Crc Press, 2002.
- [112] **J. Xi, J.Li and X. Li.** Generic real-time uniform k-space sampling method for high-speed swept-source optical coherence tomography. *Optics Express*, 18(9) :9511–9517, 2010.
- [113] **R. Huber, J. Wojtkowski, K. Taira and G. Fujimoto.** Amplified, frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and oct imaging : design and scaling principles. *Optics Express*, 13(9) :3513–3527, 2005.
- [114] **F.J. Harris.** On the use of windows for harmonic analysis with the discrete fourier transform. In *Proceedings of IEEE*, volume 66, pages 51–83, 1978.
- [115] **H.S. Shi, G. Zhang and H.Y. Shen.** Measurement of principal refractive indices and the thermal refractive index coefficients of yttrium vanadate. *Journal of Synthetic Crystals*, 30 :85–88, 2001.
- [116] **J.O. Sophocles.** *Electromagnetic waves and antennas.* Rutgers University, 2008.
- [117] **J.R. Chang Chien, C.C. Liu, C.J. Wu, P.Y. Wu and C.C. Li.** Design analysis of a beam splitter based on the frustrated total internal reflection. *Progress In Electromagnetics Research*, 124 :71–83, 2012.
- [118] **Z.P. Wang, J.H. Shi and S.L. Ruan.** Designs of infrared non-polarizing beam splitters. *Optics and Laser Technology*, 39 :394–399, 2007.

-
- [119] **A. Belendez, E. Fernandez, J. Frances and C. Neipp.** Birefringence of cellotape : Jones representation and experimental analysis. *European Journal Of Physics*, 31(3) :551–561, 2010.
- [120] **S. Rivet, M. Maria, A. Bradu, T. Feuchter, L. Leick and A. Podoleanu.** Complex master slave interferometry. *Optics Express*, 24(3) :2885–2904, 2016.
- [121] <http://refractiveindex.info/>.
- [122] **M. Shribak and R. Oldenbourg.** Techniques for fast and sensitive measurements of two-dimensional birefringence distributions. *Applied Optics*, 42(16) :3009–3017, 2003.
- [123] **F. Boulvert, B. Boulbry, G. Le Brun, B. Le Jeune, S. Rivet and J. Cariou.** Analysis of the depolarizing properties of irradiated pig skin. *Journal of Optics A : Pure Applied Optics*, 7(5) :21–28, 2005.
- [124] **L. Gailhouste, Y. Le Grand, C. Odin, D. Guyader, B. Turlin, F. Ezan, Y. Désille, T. Guilbert, A. Bessard, C. Frémin, N. Theret and G. Baffet.** Fibrillar collagen scoring by second harmonic microscopy : A new tool in the assessment of liver fibrosis. *Journal of Hepatology*, 52(3) :398–406, 2010.
- [125] **T. Guilbert, C. Odin, Y. Le Grand, B. Turlin, F. Ezan, Y. Désille, G. Baffet and D. Guyader.** A robust collagen scoring method for human liver fibrosis by second harmonic microscopy. *Optics Express*, 18(25) :25794–25807, 2010.
- [126] **G.A. Di Lullo, S.M. Sweeney, J. Korkko, L. Ala-Kokka and J.D. San Antonio.** Mapping the ligand-binding sites and disease-associated mutations on the most abundant protein in the human, type i collagen. *The Journal of biological chemistry*, 277(6) :4223–4231, 2002.
- [127] **A. Rich and F.H. Crick.** The structure of collagen. *Nature*, 176(4489) :915–916, 1955.
- [128] **C. Couinaud.** *Le foie. Etudes anatomiques et chirurgicales.* Masson et Cie, 1957.
- [129] **J. Mertz and L. Moreaux.** Second-harmonic generation by focused excitation of inhomogeneously distributed scatterers. *Optics communications*, 196(1) :325–330, 2001.
- [130] **P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters and G. Weinreich.** Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 7(4) :118–119, 1961.
- [131] **H. Puchtler, F.S. Waldrop and L.S. Valentine.** Polarization microscopic studies of connective tissue stained with picro-sirius red fba. *Beiträge zur Pathologie*, 150(2) :174–187, 1973.
- [132] **The METAVIR cooperative group.** Inter- and intra-observer variation in the assessment of liver biopsy of chronic hepatitis. *C. Hepatology*, 20(1) :15–20, 1994.
- [133] **C. Odin, Y. Le Grand, L. Gailhouste and G. Baffet.** Orientation fields of nonlinear biological fibrils by second harmonic generation microscopy. *Journal of Microscopy*, 229(1) :32–38, 2008.
-

-
- [134] **O.P. Boryskina, Y. Le Grand, C. Odin and V. Fleury.** The role of distribution and orientation of collagen fibers in tissue development : study by means of double imaging by two-photon excited fluorescence and second harmonic generation microscopy. In *Proceedings of the European Microwave Association*, volume 4, pages 255–259, 2008.

Publications et communications

Publications

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M. and Le Grand Y. "100 kHz Mueller polarimeter in reflection configuration", Optics Letters; 40(4) :645-648 (02/2015)

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M. and Le Grand Y. "100 kHz Mueller polarimeter for laser scanning polarimetric microscopy", Proc. SPIE 9887, Biophotonics : Photonic Solutions for Better Health Care V, 988724 (04/2016)

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M. and Le Grand Y. "Scanning Mueller polarimetric microscopy", Optics Letters 09/2016; 41(18) :4336-4339

Communications orales

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M., Le Grand Y. : présentation orale. Electromagnétisme Polarisation Optique Statistique (Novembre 2014) – Marseille

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M., Le Grand Y. : présentation orale. Journées d'Imagerie Optique Non Conventiionnelle (Mars 2015) – Paris

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M., Le Grand Y. : présentation poster. Optique Bretagne (Juillet 2015) – Rennes

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M., Le Grand Y. : présentation poster. Journée des doct-rants de l'ED SICMA (Septembre 2015) – Brest

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M., Le Grand Y. : présentation orale. Photonics Europe (Avril 2016) – Bruxelles

Le Gratiet A., Rivet S., Dubreuil M., Le Grand Y. : présentation orale. OptDIAG2016 (Mai 2016) – Paris

**Développement d'un polarimètre de Mueller à codage spectral utilisant une swept-source.
Application à la microscopie à balayage laser.**

La polarimétrie de Mueller est une technique optique qui mesure la réponse polarimétrique complète d'un milieu sous la forme d'une seule matrice de Mueller afin de remonter à ses propriétés optiques comme le dichroïsme, la biréfringence et la dépolarisation. Le couplage avec la microscopie non-linéaire (SHG par exemple) permet d'avoir accès à des informations précises sur un milieu biologique (structure, organisation, ...). Cela impose de passer à une modalité d'imagerie à balayage laser, qui nécessite de mesurer la réponse polarimétrique du milieu pixel-par-pixel en des temps relativement courts (de l'ordre de la microseconde). Le but de cette thèse est de mettre en œuvre un polarimètre de Mueller dont les cadences d'acquisition sont compatibles avec l'imagerie à balayage laser. Dans un premier temps, un polarimètre de Mueller inédit est proposé, basé sur le codage spectral de la polarisation dont toute l'information polarimétrique de l'échantillon est mesurée sous la forme d'un seul signal d'intensité en un temps record (10 μ s). Ce dispositif est constitué d'une source à balayage rapide en longueur d'onde à 100 kHz (ou swept-source), de lames de phase d'ordre élevé et d'un détecteur monocanal. Les erreurs systématiques qui entachent la mesure sont évaluées et des méthodes de correction permettent de les prendre en compte dans une étape d'étalonnage qui utilise la réponse de deux milieux étalons. Ensuite, le polarimètre est implémenté dans un microscope commercial à balayage laser, utilisé initialement pour réaliser de l'imagerie non-linéaire (SHG). Cela requiert un redimensionnement du montage, ainsi que la synchronisation entre les deux systèmes. Par ailleurs, un protocole de calibration du dispositif est développé et permet de tenir compte de l'ensemble des erreurs systématiques du polarimètre indépendamment des anisotropies optiques engendrées par le microscope. Enfin, les premières images polarimétriques de Mueller en microscopie à balayage laser ont été acquises sur des échantillons inhomogènes spatialement (rubans adhésifs et cristaux de roches). La potentialité de la microscopie multimodale est démontrée sur des échantillons de fibres de foie, en couplant l'imagerie polarimétrique de Mueller et la microscopie non-linéaire au sein d'un seul instrument.

Mots clés : polarisation, polarimétrie de Mueller, instrumentation optique, calibration, microscopie, multimodale.

**Development of a spectral encoding Mueller polarimeter using a swept-source.
Application to laser scanning microscopy.**

Mueller polarimetry is an optical technique allowing the acquisition of the full polarimetric signature of a medium with a single Mueller matrix, and leading to its polarimetric parameters such as dichroism, birefringence and depolarization. Coupling Mueller polarimetry with non-linear microscopy techniques (SHG for example), more precise information about the medium could be obtained (structure, organization . . .). This imaging technique uses a laser scanning system to measure the Mueller matrix of a medium point-to-point quickly (of the order of the microsecond). The aim of this thesis is to develop a Mueller polarimeter compatible with the laser scanning system. First, a new Mueller polarimeter is proposed using spectral encoding of the polarization and measuring the full polarimetric signature of a sample with a single channeled spectrum in a fast way (10 μ s). This setup is composed of a 100 kHz swept-source laser, high order retarders and a single channel detector. Systematic errors on the Mueller matrix measurement are evaluated and correction methods take into account these errors in a calibration step that uses polarimetric signature of two references medium. Then, the polarimeter is implemented on a commercial laser scanning microscope that usually images non-linear contrasts (SHG). The update needs to reduce the dimension of the polarimeter and ensure an electronic synchronization between these two systems. However, a new calibration step is proposed and takes into account all the systematic errors of the polarimeter, independently of the optical anisotropy induced by the microscope. Finally, the images with the first Mueller scanning microscope are obtained with spatially inhomogeneous samples (cellophane tapes, rocks). The potentiality of the multimodal scanning microscopy Mueller/SHG on the same instrument is demonstrated in the case of hepatic fibrosis.

Key words : polarization, Mueller polarimetry, optical instrumentation, calibration, microscopy, multimodal.