



HAL
open science

Imagerie polarimétrique active par brisure d'orthogonalité

François Parnet

► **To cite this version:**

François Parnet. Imagerie polarimétrique active par brisure d'orthogonalité. Optique / photonique. Université Rennes 1, 2018. Français. NNT: . tel-01731439v2

HAL Id: tel-01731439

<https://hal.science/tel-01731439v2>

Submitted on 21 Mar 2018

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

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

THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1

sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

pour le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Photonique

École doctorale Matière, Molécules et Matériaux

François Parnet

Préparée à l'unité de recherche UMR-CNRS 6082
Institut FOTON

**Imagerie
polarimétrique active
par brisure
d'orthogonalité**

**Thèse soutenue à Rennes
le 12 janvier 2018**

devant le jury composé de :

François LACOMBE

Mauna Kea Technologies, Paris
rapporteur

Dominique PAGNOUX

Chargé de recherche, Xlim, Limoges
rapporteur

Yann LE GRAND

Professeur, Laboratoire OPTIMAG, Brest
examineur

Marie-Claire SCHANNE-KLEIN

Directrice de recherche, LOB, Palaiseau
examinatrice

Philippe ADAM

Responsable DGA, Paris
invité

Muriel ROCHE

Maître de conférences, Institut Fresnel, Marseille
invitée

Mehdi ALOUINI

Professeur, Institut FOTON, Rennes
directeur de thèse

Julien FADE

Maître de conférences, Institut FOTON, Rennes
co-encadrant

Table des matières

Table des matières	iii
Remerciements	1
Introduction générale	3
Chapitre 1 : Introduction à l'imagerie polarimétrique	7
I - La polarisation de la lumière	8
I.1. Généralités	8
<i>I.1.1. Description de l'état de polarisation</i>	8
<i>I.1.2. Formalisme de Jones</i>	9
<i>I.1.3. Formalisme de Stokes-Mueller</i>	10
<i>I.1.4. Degré de polarisation</i>	11
<i>I.1.5. Sphère de Poincaré</i>	12
<i>I.1.6. Interaction lumière-matière</i>	13
I.2. Effets polarimétriques	14
<i>I.2.1. Isotropie d'absorption</i>	14
<i>I.2.2. Anisotropie de phase ou biréfringence</i>	14
<i>I.2.3. Anisotropie d'absorption ou dichroïsme</i>	17
<i>I.2.4. Dépolarisation</i>	19
II - Techniques d'imagerie polarimétrique active	21
II.1. Imagerie de Mueller	22
II.2. Imagerie de Stokes	24
II.3. Imagerie OSC	25
II.4. Imagerie scalaire	26
III - Systèmes imageurs	27
III.1. Imageurs à division de temps ou multiplexage temporel	27
III.2. Imageurs à division d'amplitude	28
III.3. Imageurs à division d'ouverture	29
III.4. Imageurs à division de plan focal	29
III.5. Imageurs à encodage spectral/longueur d'onde	30
III.6. Imageurs à encodage spatial	31
IV - Conclusion du chapitre 1	32

Chapitre 2 : Mesures polarimétriques par brisure d'orthogonalité	35
I - Théorie de la brisure d'orthogonalité	37
I.1. Faisceau bi-fréquence bi-polarisation	37
I.1.1. Généralités	37
I.1.2. Source à états de polarisation linéaires ou circulaires	38
I.1.3. Interprétation physique de la description des sources	40
I.2. Détection par brisure d'orthogonalité	42
I.2.1. Étude en espace libre	42
I.2.1-(a). Insensibilité aux échantillons isotropes, biréfringents et dépolarisants	42
I.2.1-(b). Mesure du dichroïsme	44
I.2.2. Étude à travers la fibre optique monomode	48
I.2.2-(a). Mesure du dichroïsme à travers un guide biréfringent circulaire	49
I.2.2-(b). Mesure du dichroïsme à travers un guide biréfringent linéaire	50
II – Mise en œuvre expérimentale de la brisure d'orthogonalité	53
II.1. Architectures de source laser bi-fréquence bi-polarisation	53
II.1.1. Laser bi-fréquence à état solide	53
II.1.2. Source bi-fréquence bi-polarisation par module externe type Mach-Zehnder	56
II.1.3. Solutions alternatives	59
II.2. Validations expérimentales	60
II.2.1. Première caractérisation de la mesure déportée par fibre optique	60
II.2.1-(a). Montage expérimental à $\lambda = 1550$ nm	60
II.2.1-(b). Évaluation de la dynamique de mesure maximale à travers la fibre optique	60
II.2.1-(c). Dépendance du contraste à l'angle du dichroïsme linéaire	61
II.2.1-(d). Mesures de la dépolarisation	63
II.2.2. Mesure par brisure d'orthogonalité en espace libre à $\lambda = 488$ nm	64
II.2.2-(a). Acquisitions locales en transmission	64
II.2.2-(b). Imagerie de microscopie avec un faisceau DFDP linéaire	66
II.2.2-(c). Imagerie de microscopie avec un faisceau DFDP circulaire	70
III - Influence de la dépolarisation sur la mesure par brisure d'orthogonalité	74
III.1. Définition et caractérisation d'un dépolariseur spatial	75
III.1.1. Définition du modèle stochastique	75
III.1.1-(a). Détermination de la matrice de Mueller	75
III.1.1-(b). Interaction avec un faisceau DFDP	76
III.1.1-(c). Comportement asymptotique du modèle	77
III.1.2. Caractérisation des propriétés polarimétriques selon le modèle	78
III.1.2-(a). Diatténuation linéaire effective \mathbf{D}	78
III.1.2-(b). Entropie de Cloude \mathcal{S}	79
III.2. Approche expérimentale	80
III.2.1. Validation du modèle de dépolariseur en espace libre	80
III.2.2. Vérification des signatures de brisure d'orthogonalité en espace libre	82
III.2.3. Interprétation des premières mesures de dépolarisation en bout de fibre monomode	85
IV - Conclusion du chapitre 2	86

Chapitre 3 : Brisure d'orthogonalité à travers une fibre légèrement multimode	89
I – État de l'art de l'endoscopie polarimétrique	91
I.1. Endoscopes rigides	91
I.2. Endoscopes souples	94
I.2.1. Déport distal des éléments polarisants	94
I.2.2. Compensation optique de la biréfringence de la fibre optique	96
I.2.3. Détermination et compensation de l'influence de la fibre	98
I.3. Discussion sur le déport de la mesure polarimétrique par fibre optique	102
II - Étude théorique de la brisure d'orthogonalité à travers la fibre légèrement multimode	104
II.1. Rappels sur la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice	104
II.1.1. Approche du guidage dans la fibre par l'optique géométrique	104
II.1.2. Calcul des modes guidés dans une fibre à saut d'indice	106
II.1.3. Atténuation dans la fibre optique	111
II.1.4. Évolution de la polarisation dans la fibre optique	112
II.2. Modèle théorique	113
II.2.1. Expression de l'intensité d'un faisceau DFDP multimode	115
II.2.1-(a). Analyse de la contribution continue (DC) de l'intensité détectée	116
II.2.1-(b). Analyse de la contribution modulée (AC) de l'intensité détectée	116
II.2.2. Discussion sur l'intensité détectée	117
II.3. Simulations	119
II.3.1. Description de la simulation	119
II.3.2. Paramètres influents dans une fibre bimode	120
II.3.3. Généralisation des résultats aux fibres légèrement multimodes	124
III - Étude expérimentale	127
III.1. Validation expérimentale en transmission	127
III.1.1. Montage	127
III.1.2. Résultats	129
III.2. Dynamique de mesure à travers des fibres légèrement multimodes	133
III.3. Étude expérimentale en configuration de réflexion	135
III.3.1. Contexte de la mesure	135
III.3.2. Mesures expérimentales	137
III.3.2-(a). Montage	137
III.3.2-(b). Résultats	138
IV - Conclusion du chapitre 3	141

Chapitre 4 : Démonstrateur d'imagerie polarimétrique actif infrarouge	143
I - État de l'art des imageurs polarimétriques actifs IR	144
I.1. Définition du cadre de l'étude	144
I.2. Acquisition du degré de polarisation	145
I.2.1. Imageurs OSC	145
I.2.2. Imageur OSC multispectral	147
I.2.3. Imageur OSC à longue portée	148
I.3. Imageur polarimétrique adaptatif	149
I.4. Discussion	151
II - Conception d'un démonstrateur d'imagerie active par brisure d'orthogonalité à $\lambda = 1550$ nm	154
II.1. Description de l'imageur	154
II.1.1. Source DFDP fibrée	156
II.1.2. Signal de référence	157
II.1.3. Illumination de la scène	157
II.1.4. Fonction de la photodiode à avalanche	158
II.1.5. Fonction de la démodulation	159
II.1.6. Construction des images	161
II.2. Caractérisation de l'imageur	162
II.2.1. Étude des signaux temporels	162
II.2.2. Étude des images	163
II.2.3. Résolution spatiale	165
II.2.4. Validation du démonstrateur	166
III – Exploitation du démonstrateur	168
III.1. Comparaison avec des images d'OSC	168
III.2. Exploitation du démonstrateur avec des sources de lumière peu cohérentes	171
III.2.1. Adaptation du démonstrateur avec une source accordable	171
III.2.2. Influence de la cohérence de la source lumineuse	174
IV – Technique de brisure d'orthogonalité induite	180
IV.1. Application de la brisure d'orthogonalité à la détection de cibles	181
IV.2. Approche théorique de la brisure d'orthogonalité induite	183
IV.2.1. Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire	183
IV.2.2. Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur circulaire	185
IV.3. Application des modalités induites	187
IV.3.1. Validation expérimentale	187
IV.3.2. Protocole de discrimination des effets polarimétriques	190
IV.3.3. Validation expérimentale du protocole de discrimination	193
IV.3.3-(a). Discrimination de multiples effets polarimétriques	193
IV.3.3-(b). Applications aux scénarios de détection de cibles	195
V – Conclusion du chapitre 4	199

Conclusion générale	201
Annexes	204
I - Annexes au chapitre 2	205
I.1. Degré de polarisation d'une source DFDP	205
I.2. Calculs théoriques des interactions par brisure d'orthogonalité	206
I.2.1. <i>Mesure du dichroïsme en espace libre</i>	206
I.2.1-(a). Source DFDP linéaire	206
I.2.1-(b). Source DFDP circulaire	208
I.2.2. <i>Mesure du dichroïsme à travers une fibre optique monomode</i>	209
I.2.2-(a). Guide optique à retard circulaire	209
I.2.2-(b). Mesure du dichroïsme linéaire à travers un guide optique à retard linéaire	210
I.2.2-(c). Mesure du dichroïsme circulaire à travers un guide optique à retard linéaire	211
I.3. Distribution gaussienne repliée	213
I.4. Détermination de la matrice de cohérence de Cloude	213
II – Annexes du chapitre 4	215
II.1. Caractérisations du démonstrateur	215
II.1.1. <i>Caractérisation de la photodiode à avalanche</i>	215
II.1.2. <i>Caractérisation de la démodulation IQ</i>	216
II.1.3. <i>Étude du bruit des signaux temporels</i>	218
II.1.4. <i>Étude du bruit affectant les images</i>	221
II.2. Théorie de la brisure d'orthogonalité induite	225
II.2.1. <i>Détail des calculs des modalités induites</i>	225
II.2.1-(a). Modalité induite linéaire	225
II.2.1-(b). Modalité induite circulaire	226
II.3. Bilan de portée	228
Bibliographie	231
Abréviations	245
Publications et communications	247
Résumés	267



Remerciements

Je commencerai, bien évidemment, par remercier les personnes les plus impliquées dans mon travail : Julien Fade et Mehdi Alouini, qui m'ont accordé leur confiance et qui m'ont supervisé durant ces trois années. À leur contact, j'ai véritablement appris à travailler rigoureusement et à toujours approfondir le raisonnement scientifique. Pour cela, je les remercie profondément.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à Dominique Pagnoux et François Lacombe qui ont épluché le contenu de ce manuscrit. Merci à M. Le Grand et Mme Schanne-Klein d'avoir jugé les travaux que j'ai menés. Je remercie Muriel Roche et Philippe Adam pour toutes les discussions scientifiques (ou non) que nous avons eu ainsi que d'avoir accepté d'intégrer le jury. Merci au jury pour son attention et son intérêt pour ma thèse.

Merci à toutes les personnes que j'ai pu rencontrer et avec qui j'ai pu discuter au sein du DOP, anciennement « Département Optique et Photonique » au sein de l'IPR, et plus récemment « Dynamique des lasers, Optique-hyperfréquence, Polarimétrie, terahertz, imagerie » au sein de l'Institut Foton. Dans un ordre arbitraire, je citerai : les Marcs, Marco, François, Nolwenn, Goulc'hen, Cyril, Ludovic, Steve, Anthony, Emmanuel, Aurélien, Marie, Ayman, Thong, Kévin, Gwennaël, Toré, Noé dît Zorro, Céline, Swapnesh, Hayiang, Esteban. Merci à Toré pour sa patience lorsqu'il s'agissait d'enseigner quelques bribes de la langue italienne à Kévin et moi-même. J'espère, un jour, prendre le temps d'apprendre la langue italienne, tout comme un autre bon nombre de langues, hélas notre temps est imparti et des choix s'imposeront ! J'ai passé de bons moments « goûter » avec Gwennaël et Kévin autour d'un verre de jus d'orange. Une vraie équipe, comme on en fait peu !

Je souhaiterais insister sur la chance que j'ai eu de partir à deux reprises en conférence internationale et de rencontrer des personnes formidables de toutes nationalités. Ce fut deux expériences enrichissantes qui me poussent à découvrir le monde et d'autres cultures.

Je souhaite remercier tous mes amis avec qui j'ai passé, passe et passerai encore de merveilleux moments.

Je tiens à remercier toute ma famille pour son soutien. Enfin, la meilleure pour la fin, je remercie Margot qui m'a supporté tout au long de ces trois années et qui me supportera pendant encore de longues années, voire plus !

Merci à vous tous !

Introduction générale

La lumière est une onde électromagnétique caractérisée par son intensité, sa longueur d'onde et sa polarisation. Bien que la vision de la plupart des êtres vivants ne soit sensible qu'aux deux premières propriétés, il existe certaines espèces d'insectes (abeille, fourmi,...) et de céphalopodes qui ont développé des capteurs visuels sensibles à la polarisation pour se repérer et naviguer. Cette sensibilité polarimétrique a été apportée aux techniques d'imagerie classiques pour faire apparaître des contrastes peu visibles sur les images d'intensité et utiles pour un grand nombre d'applications (aide à la navigation, détection de cibles, imagerie biomédicale, ...). Ces imageurs acquièrent plusieurs images (jusqu'à 16) en filtrant, à l'émission et à la détection de la lumière, des états de polarisation particuliers. Lorsque peu d'images (1 à 2) sont capturées, la réponse polarimétrique d'un échantillon est partiellement caractérisée de telle sorte que seuls les paramètres d'intérêts sont adressés. Ces systèmes d'imagerie sont développés et optimisés pour des applications bien précises qui visent à améliorer les contrastes sur des zones d'intérêts au sein d'un échantillon ou d'une scène.

L'optimisation des systèmes d'imagerie polarimétrique implique bien souvent de réduire la durée d'acquisition pour assurer la compatibilité des temps de mesure avec l'imagerie en temps réel. Cette optimisation est d'autant plus importante pour les applications où la scène contient des éléments en mouvement. Avec les techniques d'imagerie polarimétrique classiques, ces temps de mesure peuvent être réduits en encodant les multiples acquisitions temporellement sur de courts délais, ou spatialement, ou encore de manière spectrale.

Dans le cadre de l'imagerie biomédicale, l'amélioration des systèmes d'imagerie polarimétrique implique par ailleurs la capacité à déporter la mesure à travers un guide optique pour développer des endoscopes polarimétriques. Ces systèmes d'imagerie permettraient de faciliter le diagnostic de pathologies au sein de tissus profonds inaccessibles avec un imageur en espace libre. Alors que les techniques classiques de polarimétrie requièrent la maîtrise de la polarisation à l'illumination et à l'analyse, la fibre optique perturbe la polarisation de manière incontrôlée suivant les contraintes mécaniques et thermiques qui lui sont appliquées. Depuis près de 20 ans, des solutions ont été proposées en utilisant des guides monomodes et/ou en insérant, dans certains cas, un élément à la terminaison distale de la fibre (insérée dans le corps). Cependant, ces solutions ne sont pas

applicables en l'état à des appareils médicaux et de nombreux efforts restent à fournir sur la compatibilité des temps de mesure avec l'imagerie en temps réel *in vivo in situ*.

L'objectif de cette thèse est d'explorer l'apport d'une technique de polarimétrie active, intitulée « *brisure d'orthogonalité* », comme une alternative aux techniques classiques pour adresser des réponses polarimétriques partielles, à haute cadence et potentiellement à travers la fibre optique. Deux domaines sont abordés : le biomédical et l'imagerie active pour les applications défense. D'une part, nous étudierons la faisabilité du déport de la mesure par brisure d'orthogonalité à travers des guides optiques monomodes et multimodes pour l'endoscopie polarimétrique. D'autre part, nous présenterons la conception d'un démonstrateur d'imagerie polarimétrique active infrarouge basé sur cette nouvelle technique. À l'aide de ce système d'imagerie, nous mettrons en évidence des contrastes polarimétriques sur des objets manufacturés (peu visibles) pour les applications de détection de cibles.

Le Chapitre 1 introduira la polarisation de la lumière ainsi que les formalismes employés tout au long du manuscrit. Avant de détailler le concept de brisure d'orthogonalité, nous décrirons brièvement les techniques classiques d'imagerie polarimétrique et classerons en six catégories leurs différentes mises en œuvre expérimentales.

Le Chapitre 2 abordera l'approche théorique de la technique de brisure d'orthogonalité ainsi que les premières expériences réalisées. La dernière section de ce chapitre sera consacrée à une analyse physique du mécanisme de dépolarisation, et quelles en sont les implications pour la technique de brisure d'orthogonalité.

Le Chapitre 3 traitera le déport de la mesure polarimétrique à travers une fibre optique pour les applications biomédicales. Après un état de l'art de l'endoscopie polarimétrique et une introduction au guidage dans les fibres optiques, nous aborderons la faisabilité de la mesure polarimétrique par brisure d'orthogonalité à travers une fibre optique faiblement multimode. Les aspects théoriques et de simulation seront explorés puis validés expérimentalement.

Enfin, le Chapitre 4 portera sur les applications de détection de cibles. Nous dresserons un état de l'art spécifique aux imageurs polarimétriques actifs infrarouges pour les applications de détection de cibles afin de déterminer la nature des contrastes pertinents rencontrés pour cette application. Nous détaillerons ensuite la conception, la caractérisation et l'optimisation d'un démonstrateur d'imagerie polarimétrique actif infrarouge basé sur la technique de brisure d'orthogonalité. En exploitant une extension simple de la technique de brisure d'orthogonalité, nous proposerons et illustrerons expérimentalement un protocole de mesure permettant de révéler et

d'identifier les divers effets polarimétriques pouvant survenir dans les situations typiquement rencontrées pour cette application.

Chapitre 1 : Introduction à l'imagerie polarimétrique

Au même titre que l'intensité et la longueur d'onde, la polarisation est une propriété fondamentale de la lumière qui renseigne sur les propriétés macroscopique et microscopique des matériaux. Bien que la plupart des photodétecteurs, comme l'œil humain par exemple, y soient insensibles, l'utilisation de filtres polarisants a permis historiquement de déterminer indirectement l'état de polarisation de la lumière et d'élaborer des formalismes physiques adaptés à la description de celui-ci. Depuis la conception des premiers imageurs utilisant la polarisation de la lumière, les études théoriques et expérimentales ont apporté de nouvelles méthodes d'extraction de l'information polarimétrique raccourcissant les temps d'acquisition, ou encore, optimisant la description des effets polarimétriques pour améliorer les performances des imageurs polarimétriques par rapport à l'application visée.

Dans ce premier chapitre, après avoir rappelé la nature de la polarisation, nous introduirons le formalisme de Stokes-Mueller dit « instantané » qui exprime l'état de polarisation de la lumière à chaque instant. Nous passerons en revue les effets d'anisotropie et de dépolarisation susceptibles d'apparaître dans la matière et qui modifient la polarisation d'un faisceau lumineux lors de son interaction avec un milieu, objet ou échantillon. Nous introduirons et illustrerons, par quelques résultats issus de la littérature, les techniques classiques de polarimétrie employées en imagerie, de la plus complète, l'imagerie de Mueller où tous les effets d'anisotropie optique et de dépolarisation peuvent être quantifiés, à la plus simple, l'imagerie scalaire qui propose un simple contraste polarimétrique au bénéfice d'une facilité d'interprétation. Enfin, nous classerons en six catégories les différentes architectures de systèmes imageurs conçus durant les 40 dernières années et les décrirons brièvement.

I - La polarisation de la lumière

I.1. Généralités

I.1.1. Description de l'état de polarisation

La lumière est une onde électromagnétique constituée d'un champ électrique, noté \vec{E} , et d'un champ magnétique orthogonal, noté \vec{B} . La polarisation désigne, par convention, l'orientation spatiale du champ électrique \vec{E} dans le plan transverse au cours de la propagation de la lumière. Deux formalismes, extrêmement documentés [1,2], se distinguent quant à la description de l'état de polarisation de la lumière : le formalisme de Jones décrit parfaitement la lumière polarisée qui suit une trajectoire déterministe tandis que le formalisme de Stokes-Mueller est également adapté pour la représentation de la lumière (partiellement) dépolarisée dont la trajectoire du champ électrique est (quasi) aléatoire.

Dans un repère cartésien $Oxyz$, on considère une onde plane monochromatique se propageant le long de l'axe \vec{z} et décrite dans le plan transverse (\vec{x}, \vec{y}) par son champ électrique complexe $\vec{E}(z, t)$ de la forme :

$$\vec{E}(z, t) = E_x(z, t)\hat{x} + E_y(z, t)\hat{y}, \quad (I.1)$$

avec \hat{i} , la notation du vecteur unitaire d'un axe ($i = \{x, y, z\}$) et $E_i(z, t)$, le champ complexe évoluant selon l'axe \vec{i} . Lorsque les composantes $E_i(z, t)$ sont déterministes, on montre alors que dans le plan transverse à la direction de propagation, le champ électrique décrit continuellement, dans le cas général, une ellipse illustrée sur la Figure 1. En notation complexe, on peut représenter un état de polarisation elliptique à une distance de propagation particulière, z_0 , en fonction des amplitudes instantanées $E_{0x}(z, t)$ et $E_{0y}(z, t)$ respectivement sur les axes \vec{x} et \vec{y} ainsi que le déphasage φ entre elles :

$$\begin{aligned} \vec{E}(z, t) &= E_{0x}(z, t)\vec{x} + E_{0y}(z, t)e^{-i\varphi}\vec{y} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i2\pi\nu t} (a\vec{x} + be^{-i\varphi}\vec{y}) e^{-ikz} \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{i2\pi\nu t} \begin{bmatrix} a \\ be^{-i\varphi} \end{bmatrix} e^{-ikz}, \end{aligned} \quad (I.2)$$

avec E_0 , l'amplitude maximale du champ électrique, ν , la fréquence de l'onde optique. Par la suite, le terme de propagation e^{-ikz} sera omis pour simplifier les expressions. Les composantes a et b dépendent de α , l'angle d'azimut de l'ellipse et de ε , son ellipticité :

$$\begin{aligned} a &= \cos \alpha \cos \varepsilon - i \sin \alpha \cos \varepsilon \\ b &= \sin \alpha \cos \varepsilon + i \cos \alpha \cos \varepsilon \end{aligned} \quad (I.3)$$

Lorsque l'ellipticité de l'état de polarisation est nulle ($\varepsilon = 0$), l'état de polarisation est linéaire d'azimut α fixant l'orientation de polarisation dans le plan transverse. Le signe de ε donne le sens de rotation de l'ellipse : si ε est positif, la polarisation est dite elliptique « droite » tandis qu'une valeur négative correspond à une polarisation elliptique « gauche ». Pour les deux valeurs particulières $\varepsilon = \pm \pi/4$, la polarisation décrit un cercle et l'on nomme les états de polarisation circulaires droite et gauche.

Le jeu de paramètres $(E_{0x}, E_{0y}, \varphi)$ n'est pas unique et il existe d'autres ensembles définis à un facteur de phase absolue et un facteur d'intensité près permettant de décrire le même état de polarisation. Par exemple, les paramètres (I, α, ε) , définis comme l'intensité de l'onde I et α, ε , les propriétés de l'ellipse, sont communément utilisés et sont reliés aux paramètres E_{0x}, E_{0y} et φ par les expressions suivantes [3] :

$$\begin{aligned} I &= E_{0x}^2(t) + E_{0y}^2(t) \\ \tan 2\alpha &= \frac{2E_{0x}(t)E_{0y}(t)}{E_{0x}^2(t) - E_{0y}^2(t)} \cos(\varphi) \\ \sin 2\varepsilon &= \frac{2E_{0x}(t)E_{0y}(t)}{E_{0x}^2(t) + E_{0y}^2(t)} \sin(\varphi) \end{aligned} \quad (I.4)$$

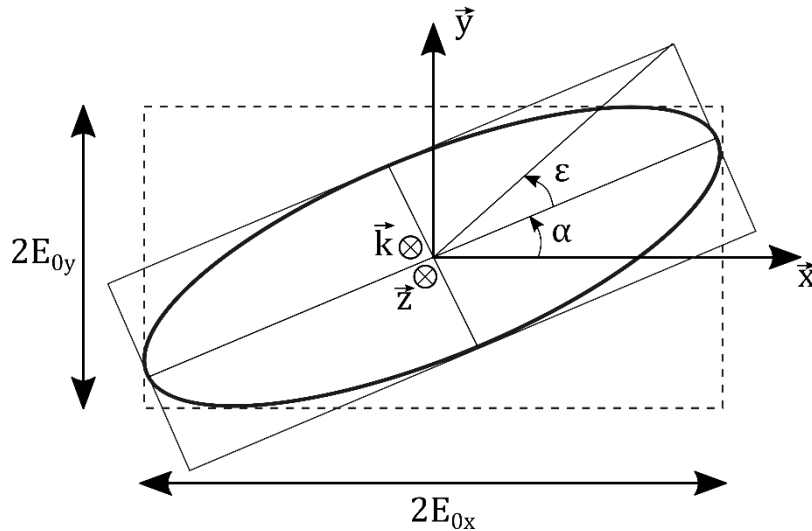


Figure 1 : Ellipse de polarisation d'azimut α et d'ellipticité ε .

I.1.2. Formalisme de Jones

Ce formalisme cohérent permet de décrire des interactions déterministes où les transformations de la polarisation sont décrites directement par leur impact sur les composantes du champ électrique. En effet, l'état de polarisation est décrit par un vecteur \vec{J} de dimension 2 correspondant

aux composantes du champ électrique de la lumière selon les axes \vec{x} et \vec{y} . L'influence d'un milieu sur l'état de polarisation est représentée par une matrice 2×2 $\mathbf{M}_{2 \times 2}$ qui, par calcul matriciel, fournit l'état de polarisation, autrement dit le vecteur de Jones \vec{J}_{out} , de sortie :

$$\vec{J}_{out} = \mathbf{M}_{2 \times 2} \cdot \vec{J}_{in}. \quad (I.5)$$

Nous ne détaillons pas plus ce formalisme peu adapté à la description d'interactions non déterministes souvent rencontrées dans le cadre de l'imagerie polarimétrique biomédicale et militaire. Toutefois, nous l'utiliserons dans le chapitre 3 pour décrire de manière simplifiée l'influence de la biréfringence linéaire d'une fibre optique multimode.

I.1.3. Formalisme de Stokes-Mueller

Par la suite, nous allons nous focaliser sur le formalisme de Stokes-Mueller puisqu'il est adapté à la mesure de lumière partiellement dépolarisée, situation souvent rencontrée dans le cadre de l'imagerie polarimétrique [4].

On introduit l'expression du vecteur de Stokes $\vec{S}(t)$ [3]:

$$\vec{S}(t) = \begin{pmatrix} S_0(t) \\ S_1(t) \\ S_2(t) \\ S_3(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x(t)E_x^*(t) + E_y(t)E_y^*(t) \\ E_x(t)E_x^*(t) - E_y(t)E_y^*(t) \\ E_x(t)E_y^*(t) + E_x^*(t)E_y(t) \\ i[E_x(t)E_y^*(t) - E_x^*(t)E_y(t)] \end{pmatrix}, \quad (I.6)$$

dont les composantes $S_0(t)$, $S_1(t)$, $S_2(t)$ et $S_3(t)$ permettent de décrire complètement l'état de polarisation instantanée du champ. En effet, $S_0(t)$ représente l'intensité instantanée du champ ; $S_1(t)$ et $S_2(t)$ traduisent la proportion du champ polarisé linéairement selon les axes \vec{x} et \vec{y} et $\pm 45^\circ$ respectivement ; enfin, $S_3(t)$ désigne la proportion du champ polarisé circulairement. Cette description instantanée du vecteur de Stokes permet de prendre en considération les fluctuations du champ électrique. En pratique, les signaux optiques présentent des fréquences supérieures de plusieurs ordres de grandeur à la bande passante des détecteurs conventionnels, ainsi, ce sont les valeurs moyennes des composantes instantanées qui sont utilisées (sous les hypothèses que les composantes du vecteur de Stokes soient des variables aléatoires stationnaires et ergodiques), de telle sorte que l'on peut écrire :

$$\vec{S} = \langle \vec{S}(t) \rangle = \begin{pmatrix} \langle S_0(t) \rangle \\ \langle S_1(t) \rangle \\ \langle S_2(t) \rangle \\ \langle S_3(t) \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle |E_x(t)|^2 \rangle + \langle |E_y(t)|^2 \rangle \\ \langle |E_x(t)|^2 \rangle - \langle |E_y(t)|^2 \rangle \\ 2\text{Re}(\langle E_x(t)E_y^*(t) \rangle) \\ -2\text{Im}(\langle E_x(t)E_y^*(t) \rangle) \end{pmatrix}, \quad (I.7)$$

où le moyennage temporel sur une période T est défini par : $\langle \vec{X} \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T X(t) dt$. On relie plus simplement, dans ce cas, le vecteur de Stokes aux intensités mesurables par un détecteur :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_x + I_y \\ I_x - I_y \\ I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_D - I_G \end{pmatrix}, \quad (I.8)$$

avec I_x , I_y et $I_{\pm 45^\circ}$, les intensités mesurées respectivement selon les axes \vec{x} , \vec{y} , et les axes inclinés à $\pm 45^\circ$ de l'axe \vec{x} ainsi que I_D et I_G pour les intensités circulaires droite et gauche.

Le vecteur de Stokes standard \vec{S} intègre une opération de moyennage temporel à l'échelle de temps des détecteurs standards, autrement dit de l'ordre de la milliseconde, bien supérieure à la période optique de quelques femtosecondes. Dans le chapitre 2, nous emploierons le vecteur de Stokes qualifié d'instantané, et introduit à l'équation (I.6), pour décrire l'évolution de la polarisation à l'échelle de temps de potentielles modulations RF à savoir de l'ordre de la nanoseconde toujours très grande devant une période optique. Cette description instantanée nous permettra de détailler précisément l'évolution de l'état de polarisation d'un faisceau modulé dans la gamme de fréquences RF et d'étudier l'influence des effets d'anisotropie et de dépolarisation sur la modulation.

I.1.4. Degré de polarisation

On définit le degré de polarisation, ou en anglais « degree of polarization » (DOP), comme le rapport de la quantité de lumière polarisée et de l'intensité totale du faisceau lumineux :

$$\text{DOP} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}. \quad (I.9)$$

Cette grandeur quantifie trois régimes de polarisation évoqués en introduction de ce chapitre :

- la lumière totalement polarisée : $\text{DOP} = 1$,
- la lumière partiellement (dé)polarisée : $0 < \text{DOP} < 1$,
- la lumière totalement dépolarisée : $\text{DOP} = 0$.

Dans la littérature, on rencontre deux autres notations qui discriminent la quantité de lumière polarisée linéairement, le degré de polarisation linéaire (DOPL), défini par :

$$\text{DOPL} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0}, \quad (I.10)$$

et la quantité de lumière polarisée circulairement, le degré de polarisation circulaire (DOPC), avec :

$$\text{DOPC} = \frac{\sqrt{S_3^2}}{S_0}. \quad (\text{I.11})$$

I.1.5. Sphère de Poincaré

Un autre outil est communément utilisé pour faciliter la représentation visuelle d'un état de polarisation quelconque ainsi que son évolution après interaction polarimétrique déterministe ou non : la sphère de Poincaré, qui est représentée sur la Figure 2. Tous les états de polarisation peuvent être décrits avec cette sphère dont chaque point est défini par des coordonnées cartésiennes égales aux paramètres $S_1(t)$, $S_2(t)$ et $S_3(t)$ du vecteur de Stokes instantané (ou également du vecteur de Stokes classique) :

$$\begin{aligned} S_1 &= S_0 \cos(2\alpha) \cos(2\varepsilon) \\ S_2 &= S_0 \sin(2\alpha) \cos(2\varepsilon), \\ S_3 &= S_0 \sin(2\varepsilon) \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

où α représente l'azimut de l'état de polarisation et ε , son ellipticité. Le rayon de la sphère est quant à lui défini par le paramètre S_0 tel qu'en normalisant les coordonnées S_1 , S_2 , S_3 par S_0 , le rayon de la sphère devient unitaire. Les coordonnées normalisées sont alors notées : $s_i = S_i/S_0$.

Alors qu'un point situé à la surface de la sphère indique que la lumière est parfaitement polarisée ($\text{DOP} = 1$), tout point à l'intérieur de la sphère décrit un état partiellement polarisé ($0 < \text{DOP} < 1$) où le centre traduit une dépolarisation totale ($\text{DOP} = 0$) [3]. La surface de la sphère peut être divisée en deux parties : la partie supérieure correspondant à tous les états elliptiques polarisés droit et la partie inférieure, les états elliptiques polarisés gauche. Quelques états de polarisation d'intérêts sont repérés sur la sphère de Poincaré :

- les deux pôles décrivent les deux états de polarisation circulaire droit (pôle nord), pour $S_3/S_0 = 1$, et gauche (pôle sud) pour $S_3/S_0 = -1$,
- l'équateur comprend tous les états de polarisation linéaires, et plus particulièrement, l'intersection avec l'axe S_1 correspond à l'état linéaire horizontal pour $S_1/S_0 = 1$ ou à l'état linéaire vertical pour $S_1/S_0 = -1$ et l'intersection de l'équateur avec l'axe S_2 fournit les états linéaires orientés à $\pm 45^\circ$ avec $S_2/S_0 = \pm 1$.

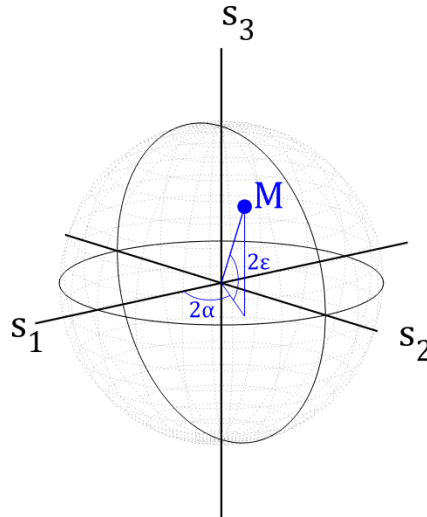


Figure 2 : Sphère de Poincaré. Le point M illustre un état elliptique quelconque totalement polarisé situé à la surface de la sphère.

I.1.6. Interaction lumière-matière

Dans la limite des interactions lumière-matière linéaire, l'interaction polarimétrique d'un faisceau lumineux avec un matériau quelconque peut être modélisée par une transformation linéaire du vecteur de Stokes de la lumière incidente (\vec{S}_{in}) avec une matrice réelle (\mathbf{M}) de dimension 4x4 appelée matrice de Mueller telle que :

$$\vec{S}_{out} = \mathbf{M}\vec{S}_{in}, \quad (I.13)$$

où la matrice de Mueller \mathbf{M} est décrite par 16 coefficients m_{ij} ($i, j \in [0,1,2,3]$) :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix}, \quad (I.14)$$

La matrice de Mueller décrit complètement l'impact polarimétrique du matériau sur la lumière. Le vecteur de Stokes de sortie \vec{S}_{out} est calculé par le produit matriciel du vecteur de Stokes d'entrée \vec{S}_{in} avec la matrice de Mueller du matériau illuminé. La propagation d'un faisceau lumineux à travers k éléments, dont les matrices de Mueller sont notées \mathbf{M}_k , résultent en un produit matriciel de k matrices :

$$\vec{S}_{out} = \mathbf{M}_k \mathbf{M}_{k-1} \dots \mathbf{M}_1 \vec{S}_{in}. \quad (I.15)$$

Les matrices sont ordonnées de gauche à droite du k -ième élément au 1^{er} élément traversé par le faisceau lumineux. Par conséquent, les matrices ne sont pas commutatives puisque l'inversion de deux matrices signifie l'inversion des deux éléments correspondants sur le trajet du faisceau lumineux.

I.2. Effets polarimétriques

Les effets polarimétriques apparaissent dès lors que la lumière interagit avec un milieu anisotrope et/ou dépolarisant. On distingue schématiquement trois comportements distincts : l'anisotropie d'absorption ou dichroïsme, l'anisotropie de phase ou biréfringence, et la dépolarisation. Chaque effet est associé à une matrice de Mueller équivalente qui permet de décrire son impact sur la polarisation de la lumière incidente. De manière générale, un échantillon a une influence beaucoup plus complexe sur l'état de polarisation de la lumière que ces trois effets séparés. Pour cela, diverses méthodes ont été proposées pour décomposer une matrice de Mueller quelconque sur une base de matrices uniquement dichroïque, biréfringente et dépolarisante. Nous reviendrons sur ces méthodes de décomposition dans la section II.1. On peut également mentionner les formalismes différentiels de Jones et de Mueller qui représentent l'effet polarimétrique d'un élément par l'évolution locale de sa matrice différentielle [5–8]. Les formalismes différentiels ont l'intérêt de linéariser les calculs et ainsi de rendre les matrices manipulées commutables. Nous nous contentons dans cette section de rappeler les effets polarimétriques et leurs matrices de Mueller associées.

I.2.1. Isotropie d'absorption

Dans un milieu isotrope (ou homogène), la lumière est propagée selon un seul indice de réfraction préservant ainsi l'état de polarisation de la lumière incident. Sa matrice de Mueller est diagonale et, si le milieu est absorbant, elle est également pondérée par le coefficient d'absorption ρ [Figure 3(a)] :

$$\mathbf{M}_{\text{iso}} = \rho \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{I.16})$$

Lorsque toute la lumière incidente est transmise ($\rho = 1$), la matrice de Mueller est la matrice identité.

I.2.2. Anisotropie de phase ou biréfringence

L'anisotropie de phase d'un milieu se manifeste par la présence de deux axes propres orthogonaux, dits ordinaire et extraordinaire, caractérisés par deux indices de réfraction dont la différence est appelée biréfringence. Lorsque la lumière se propage dans un milieu anisotrope (ou par réflexion), deux axes privilégiés se dessinent pour lesquels la vitesse de propagation de la lumière diffère. On représente ce mécanisme par la projection vectorielle du champ électrique de la lumière sur les deux axes propres ordinaire et extraordinaire. À la sortie du milieu, un retard (ou

déphasage) est introduit entre les deux composantes E_x et E_y du champ électrique de la lumière. En conséquence, ce retard modifie l'état de polarisation de la lumière incidente. On distingue trois anisotropies de phase différentes : la biréfringence linéaire, circulaire et elliptique (correspondant au cas général).

La biréfringence linéaire, illustrée sur la Figure 3(b), apparaît lorsque les axes propres du milieu anisotrope sont linéaires et définis par les axes \vec{x} et \vec{y} , également appelés axes rapide et lent avec $n_{rapide} < n_{lent}$, tel que sa matrice de Mueller s'écrit :

$$\mathbf{M}_{BL} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\delta_l) \sin^2(2\psi) + \cos^2(2\psi) & [1 - \cos(\delta_l)] \cos(2\psi) \sin(2\psi) & \sin(\delta_l) \sin(2\psi) \\ 0 & [1 - \cos(\delta_l)] \cos(2\psi) \sin(2\psi) & \cos(\delta_l) \cos^2(2\psi) + \sin^2(2\psi) & -\sin(\delta_l) \cos(2\psi) \\ 0 & -\sin(\delta_l) \sin(2\psi) & \sin(\delta_l) \cos(2\psi) & \cos(\delta_l) \end{bmatrix} \quad (I.17)$$

où δ_l est la valeur du déphasage introduit et ψ , l'orientation de l'axe d'anisotropie par rapport à l'axe \hat{x} .

On retrouve la biréfringence linéaire chez certains cristaux tels que la calcite, le quartz ou encore le mica qui sont utilisés pour la fabrication de composants optiques déphaseurs comme les lames de phase. La biréfringence linéaire se manifeste également lorsque des contraintes latérales ou de flexion sont appliquées sur des matériaux amorphes comme le plastique, les métaux ou encore la silice. C'est le cas de la fibre optique qui est généralement constituée de silice soumise à de faibles contraintes.

Les lames de phase sont des éléments extrêmement utilisés en optique puisqu'elles permettent de manipuler l'état de polarisation de la lumière. Deux types sont majoritairement employés : les lames demi-onde, obtenues pour un retard fixé à $\delta_l = \pi$, tournent l'état de polarisation incident ; les lames quart d'onde, obtenues pour le retard $\delta_l = \pi/2$, transforment un état de polarisation linéaire en un état circulaire ou elliptique (et inversement). Les matrices de Mueller d'une lame demi-onde ($\mathbf{M}_{\lambda/2}$) et d'une lame quart d'onde ($\mathbf{M}_{\lambda/4}$) sont données par les expressions suivantes :

$$\mathbf{M}_{\frac{\lambda}{2}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\psi) - \sin^2(2\psi) & 2 \cos(2\psi) \sin(2\psi) & 0 \\ 0 & 2 \cos(2\psi) \sin(2\psi) & \sin^2(2\psi) - \cos^2(2\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (I.18)$$

$$\mathbf{M}_{\frac{\lambda}{4}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\psi) & \cos(2\psi) \sin(2\psi) & \sin(2\psi) \\ 0 & \cos(2\psi) \sin(2\psi) & \sin^2(2\psi) & -\cos(2\psi) \\ 0 & -\cos(2\psi) & \sin(2\psi) & 0 \end{bmatrix}. \quad (I.19)$$

La biréfringence circulaire ou activité optique correspond au retard introduit entre les deux états propres circulaires droit et gauche du milieu anisotrope. Cette biréfringence se traduit par la rotation

d'un état de polarisation linéaire incident d'un angle fixé par le retard. Sans entrer dans la complexité physique de cet effet optique, la matrice de Mueller d'un milieu provoquant un retard de phase circulaire permet aisément d'en décrire l'effet sur un faisceau lumineux et est donnée par [9] :

$$\mathbf{M}_{BC} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\theta) & \sin(2\theta) & 0 \\ 0 & -\sin(2\theta) & \cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.20)$$

où θ , est l'angle de rotation optique. L'activité optique apparait dans les fluides ou cristaux constitués de molécules chirales. Ce comportement est également observé lorsque des matériaux amorphes sont soumis à des contraintes de torsion [10,11].

Enfin, il existe des milieux qui introduisent un retard elliptique lorsqu'ils présentent simultanément de la biréfringence linéaire et circulaire. C'est le cas avec le quartz ou encore avec la fibre optique soumise à des contraintes latérale et de torsion. La matrice de Mueller qui permet d'appréhender ces effets est de la forme :

$$\mathbf{M}_{BE} = \begin{bmatrix} 1 & \vec{0}^T \\ \vec{0} & \mathbf{M}_{B3 \times 3} \end{bmatrix}, \quad (1.21)$$

où $\vec{0} = [0,0,0]^T$ et $\mathbf{M}_{B3 \times 3}$ est la sous-matrice de biréfringence de dimension 3 [3]. On peut remarquer que toutes les matrices de biréfringence sont unitaires donc que tout état de polarisation est modifié sans atténuation du faisceau.

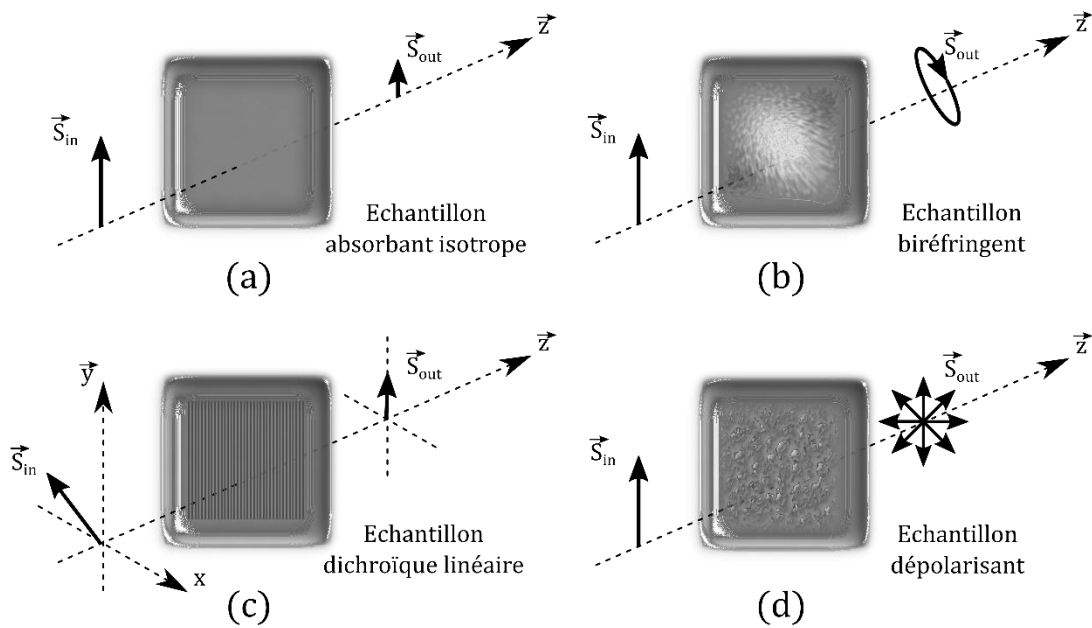


Figure 3 : Illustrations de l'action d'un échantillon absorbant isotrope (a), d'un échantillon biréfringent (b), d'un échantillon dichroïque linéaire (c) et d'un échantillon dépolarisant (d) sur l'état de polarisation d'un faisceau incident polarisé linéairement.

I.2.3. Anisotropie d'absorption ou dichroïsme

Le dichroïsme (ou anisotropie d'absorption) est la propriété qu'ont certains matériaux à induire une différence d'atténuation entre deux états de polarisation orthogonaux définis comme les axes propres (ou axes neutres) du matériau. Le dichroïsme apparaît en transmission après propagation dans un milieu anisotrope mais également en réflexion. On désigne les deux axes transmettant (ou réfléchissant) le plus et le moins de lumière par leur coefficient de transmission respectivement notés T_{max} et T_{min} . Dans sa forme générale, le dichroïsme est elliptique, toutefois, on distingue deux cas particuliers : le dichroïsme linéaire, aussi connu sous le nom de diatténuation linéaire, et le dichroïsme circulaire, ou diatténuation circulaire. On définit le taux de diatténuation d entre les axes propres du milieu par :

$$d = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max} + T_{min}}, \quad (I.22)$$

variant de 0, pour un matériau absorbant isotrope ($T_{max} = T_{min}$), à 1 pour un diatténuateur parfait ($T_{max} = 1$ et $T_{min} = 0$) qui transmet la lumière selon un seul axe.

Dans un repère cartésien, la matrice de Mueller d'un diatténuateur elliptique (\mathbf{M}_{DE}) est [12] :

$$\mathbf{M}_{DE} = \rho \begin{bmatrix} 1 & \vec{d}^T \\ \vec{d} & \mathbf{M}_{d3 \times 3} \end{bmatrix}, \quad (I.23)$$

avec $\rho = (T_{max} + T_{min})/2$ le coefficient d'absorption isotrope (pour une lumière totalement dépolarisée), \vec{d} le vecteur de diatténuation (dans un repère cartésien) constitué de trois composantes : $\vec{d} = [d_H, d_{45}, d_C]^T$ appelées la diatténuation horizontale (d_H), linéaire à 45° (d_{45}) et circulaire (d_C). La sous matrice de diatténuation de dimension 3, $\mathbf{M}_{d3 \times 3}$, s'écrit :

$$\mathbf{M}_{d3 \times 3} = \sqrt{1 - d^2} \mathbf{I} + (1 - \sqrt{1 - d^2}) \hat{d} \hat{d}^T, \quad (I.24)$$

où \hat{d} est le vecteur unitaire suivant \vec{d} et \mathbf{I} est la matrice identité de dimension 3. On peut représenter le vecteur diatténuation \vec{d} dans un repère sphérique par :

$$\vec{d} = d \begin{bmatrix} \cos(2\eta) \cos(2\psi) \\ \cos(2\eta) \sin(2\psi) \\ \sin(2\eta) \end{bmatrix}, \quad (I.25)$$

avec ψ , l'azimut de la diatténuation elliptique (orientation de l'anisotropie) et η , l'ellipticité¹. En remplaçant l'expression $\sqrt{1-d^2}$ par $T = 2\sqrt{T_{max}T_{min}}/(T_{max} + T_{min})$, on écrit finalement la matrice de Mueller d'un diatténuateur elliptique \mathbf{M}_{DE} :

$$\mathbf{M}_{DE} = \rho \begin{bmatrix} 1 & dC_{2\psi}C_{2\eta} & dS_{2\psi}C_{2\eta} & dS_{2\eta} \\ dC_{2\psi}C_{2\eta} & \frac{1+3T}{4} + \frac{1-T}{4}[C_{4\eta} + 2C_{4\psi}C_{2\eta}^2] & \frac{1-T}{2}S_{4\psi}C_{2\eta}^2 & \frac{1-T}{2}C_{2\psi}S_{4\eta} \\ dS_{2\psi}C_{2\eta} & \frac{1-T}{2}S_{4\psi}C_{2\eta}^2 & \frac{1+3T}{4} + \frac{1-T}{4}[C_{4\eta} - 2C_{4\psi}C_{2\eta}^2] & \frac{1-T}{2}S_{2\psi}S_{4\eta} \\ dS_{2\eta} & \frac{1-T}{2}C_{2\psi}S_{4\eta} & \frac{1-T}{2}S_{2\psi}S_{4\eta} & \frac{1+T}{2} - \frac{1-T}{2}C_{4\eta} \end{bmatrix}, \quad (I.26)$$

où les notations compactes $C_{kU}^n = \cos^n(kU)$ et $S_{kU}^n = \sin^n(kU)$, avec $U = \{\eta, \psi\}$, ont été employées par souci de clarté.

En posant $\eta = 0$ dans l'équation (I.26), on déduit la matrice de Mueller \mathbf{M}_{DL} d'un diatténuateur linéaire (ellipticité nulle), dont l'action est représentée sur la Figure 3(c):

$$\mathbf{M}_{DL} = \rho \begin{bmatrix} 1 & d \cos(2\psi) & d \sin(2\psi) & 0 \\ d \cos(2\psi) & \frac{1+T}{2} + \frac{1-T}{2} \cos(4\psi) & \frac{1-T}{2} \sin(4\psi) & 0 \\ d \sin(2\psi) & \frac{1-T}{2} \sin(4\psi) & \frac{1+T}{2} - \frac{1-T}{2} \cos(4\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & T \end{bmatrix}. \quad (I.27)$$

À titre d'exemple de diatténuateurs linéaires, on peut mentionner les polariseurs linéaires filtrant la polarisation de la lumière incidente pour ne transmettre ou ne réfléchir qu'un seul état de polarisation orienté selon l'axe dont la transmission est maximale. On associe un polariseur à un diatténuateur parfait lorsque son coefficient de diatténuation d est égal à 1. Les éléments polarisants, comme les polariseurs ou les cubes polarisants (qui séparent la lumière incidente en deux faisceaux d'états de polarisation linéaires et orthogonaux), sont omniprésents dans les systèmes d'imagerie polarimétrique afin d'accéder aux éléments de la matrice de Mueller, ou aux paramètres de Stokes ou plus généralement à la quantité de lumière polarisée dans une direction.

En posant $\eta = \pi/4$ dans l'équation (I.26), on trouve la matrice de Mueller d'un diatténuateur circulaire \mathbf{M}_{DC} :

$$\mathbf{M}_{DC} = \rho \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & d \\ 0 & T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T & 0 \\ d & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (I.28)$$

¹ L'angle η est formé entre l'équateur de la sphère dans le plan Ox et le vecteur \vec{d} .

I.2.4. Dépolarisation

La dépolarisation est un mécanisme provoqué par le désordre de la matière (matériaux rugueux ou particules diffusantes dans les fluides) qui entraîne la perte de l'état de polarisation d'un faisceau lumineux après interaction, comme illustré sur la Figure 3(d). En d'autres termes, un matériau dépolarisant est très schématiquement décrit comme un matériau réduisant le degré de polarisation (DOP) d'un faisceau polarisé [13]. Cependant, une description rigoureuse et complète de la notion de dépolarisation est complexe à formaliser de manière générale puisqu'elle dépend de nombreux paramètres intrinsèques aux conditions expérimentales de mesure et à l'échantillon. En effet, la dépolarisation fait intervenir un mécanisme de moyennage d'effets anisotropes (dichroïsme, biréfringence) aléatoires. Cette opération de moyennage peut s'effectuer au niveau de la méthode de mesure : spatialement, en intégrant sur le détecteur plusieurs états de polarisation (ou grains de speckle) orientés aléatoirement [14] ; dans le domaine spectral, en collectant un faisceau dont l'état de polarisation varie avec la longueur d'onde ; temporellement si le temps de réponse du détecteur est plus lent que l'évolution de l'état de polarisation du faisceau [15]. Le désordre structural de l'échantillon peut également inclure l'opération de moyennage sur le volume de matière sondé par la lumière [8]. Ainsi, la notion de dépolarisation et sa quantification seront fortement dépendantes de l'instrument de mesure et des conditions expérimentales comme nous l'illustrerons au chapitre 2. La matrice de Mueller d'un milieu dépolarisant \mathbf{M}_Δ s'exprime :

$$\mathbf{M}_\Delta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & P_{L1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{L2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_C \end{bmatrix}, \quad (I.29)$$

où les coefficients P_{L1} , P_{L2} et P_C varient entre 0 et 1 et désignent respectivement la perte de polarisation sur les axes linéaires horizontal/vertical (P_{L1}), linéaires à $\pm 45^\circ$ (P_{L2}) et circulaires droit et gauche (P_C). Une façon pratique de définir le pouvoir dépolarisant Δ d'un matériau est d'utiliser l'expression [16] :

$$\Delta = 1 - \frac{(P_{L1} + P_{L2} + P_C)}{3}. \quad (I.30)$$

Dans ce cas, un matériau idéalement dépolarisant est donné par : $P_{L1} = P_{L2} = P_C = 0$ tel que le pouvoir dépolarisant du matériau vaut : $\Delta = 1$ tandis qu'un matériau non-dépolarisant est représenté par une matrice diagonale unitaire ($P_{L1} = P_{L2} = P_C = 1$), avec $\Delta = 0$. Pour la plupart des matériaux naturels (bois, sable, roche, végétation...), la dépolarisation linéaire est isotrope de sorte que l'on peut écrire : $P_{L1} = P_{L2} = P_L$. Lorsque la dépolarisation est complètement homogène $P_L = P_C$, on qualifie l'élément comme étant purement dépolarisant (ou dépolariseur isotrope).

On peut noter qu'il existe de nombreuses autres métriques de la dépolarisation qui peuvent être calculées à partir d'une matrice de Mueller [8,16–19].

II - Techniques d'imagerie polarimétrique active

L'imagerie polarimétrique repose sur l'analyse de l'état de polarisation de la lumière réfléchie (ou transmise) par une scène ou un échantillon afin de révéler des informations ou contrastes qui n'apparaissent pas sur une image d'intensité. On classe les systèmes d'imagerie polarimétrique en deux catégories. L'imagerie passive repose sur l'analyse de la lumière ambiante (initialement complètement ou partiellement dépolarisée) réfléchie par la scène ou émise par l'objet lui-même. Dans le reste de ce manuscrit, nous nous focaliserons sur la seconde catégorie qui regroupe les imageurs actifs dont le principe est schématisé sur la Figure 4. Ces systèmes sont basés sur la maîtrise de l'état de polarisation à l'illumination, par un élément nommé, par convention, PSG (polarization states generator), et à l'analyse de la scène, par un élément équivalent nommé PSA (polarization states analyzer). Les actions du PSG et du PSA sur l'état de polarisation de la lumière incidente \vec{S}_{in} peuvent être représentées par :

$$\vec{S}_{d\acute{e}tecte\grave{u}r} = \mathbf{M}_{PSA} \mathbf{M}_S \mathbf{M}_{PSG} \vec{S}_{source}, \quad (I.31)$$

où \mathbf{M}_{PSA} est la matrice de Mueller de l'analyseur, \mathbf{M}_{PSG} , du polariseur et \mathbf{M}_S , la matrice de Mueller de la scène en transmission ou en réflexion selon la géométrie de l'acquisition. Bien souvent, le vecteur de Stokes de la lumière envoyée sur la scène est noté : $\vec{S}_{in} = \mathbf{M}_{PSG} \vec{S}_{source}$, et celui de la lumière rétrodiffusée : $\vec{S}_{out} = \mathbf{M}_S \vec{S}_{in}$.

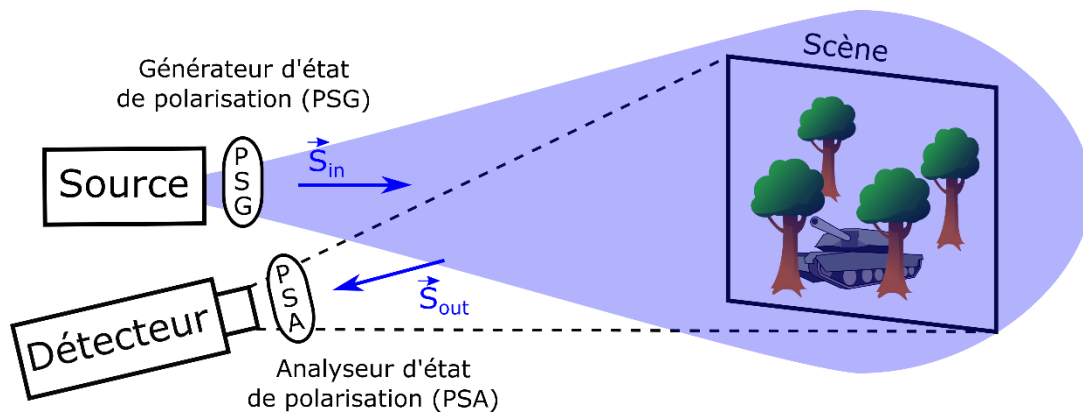


Figure 4 : Représentation schématique d'un imageur polarimétrique actif en réflexion.

L'imagerie polarimétrique active offre plusieurs avantages par rapport aux techniques passives. Dans la majorité des situations rencontrées, les éléments imagés altèrent l'état de polarisation ou dépolarisent la lumière. Le contrôle de la polarisation à l'illumination permet de sélectionner des états de polarisation plus sensibles à ces modifications qu'une lumière dépolarisée qui est plutôt adaptée à l'étude de la capacité d'une scène à polariser la lumière. En conséquence, l'imagerie

active fournit généralement de meilleurs contrastes sur une scène quelconque que les techniques passives. En outre, les techniques actives ne sont pas sensibles aux conditions d'éclairage qui varient souvent au cours du temps. Dans le cas de l'imagerie active monostatique, l'alignement du faisceau d'illumination avec la ligne de vue de la caméra permet de ne collecter que la lumière rétrodiffusée (ou transmise) par la scène et donc de réaliser des mesures répétables qui ne dépendent pas drastiquement des conditions d'ensoleillement. En outre, la détection de la lumière n'est pas dépendante du niveau de luminosité ambiant [20]. Toutefois, la mise en œuvre des imageurs actifs s'avère plus complexe que pour les imageurs passifs puisqu'il est nécessaire de piloter une source lumineuse suffisamment puissante en supplément du détecteur. Quatre techniques classiques sont employées pour réaliser des images polarimétriques. Elles sont décrites dans la suite.

II.1. Imagerie de Mueller

L'imagerie de Mueller permet de déterminer les coefficients m_{ij} [voir équation (I.14)] de la matrice de Mueller \mathbf{M}_s d'une scène. Pour la réaliser de manière complète, quatre états de polarisation sont itérativement générés par le PSG et après interaction avec la scène, la lumière est analysée selon quatre états de polarisation définis par le PSA. Ainsi, la réalisation d'un minimum de 16 acquisitions permet de déduire tous les coefficients de la matrice de Mueller de la scène.

La mesure complète de la matrice de Mueller trouve de nombreuses applications dès lors que plusieurs effets polarimétriques (dépolariation, biréfringence, diatténuation) interviennent simultanément, par exemple pour accéder à l'épaisseur ou l'indice de réfraction de matériaux. On trouve de nombreux travaux menés dans le domaine biomédical pour la détection de tissus atteints de pathologies (cancer, brûlures,...) dont les structures complexes ont une réponse polarimétrique bien différente des tissus sains [21–29]. De même, l'imagerie en milieu diffusant fait intervenir des scènes constituées de particules en suspension ou de tissus biologiques diffusants où l'imagerie de Mueller se révèle pertinente pour imager à travers [30,31] ou encore détecter des inhomogénéités [32,33].

Lors de l'analyse d'une matrice de Mueller mesurée, il est utile d'extraire les propriétés des effets polarimétriques qui caractérisent un échantillon [34]. Plusieurs méthodes de décomposition d'une matrice de Mueller ont été proposées. La méthode de Lu et Chipman (voir quelques exemples sur la Figure 5) est basée sur la factorisation d'une matrice de Mueller quelconque en un produit matriciel (non commutatif) d'une matrice de biréfringence, d'une matrice de dépolariation et d'une matrice de diatténuation [12] :

$$\mathbf{M}_s = \mathbf{M}_B \mathbf{M}_\Delta \mathbf{M}_D. \quad (I.32)$$

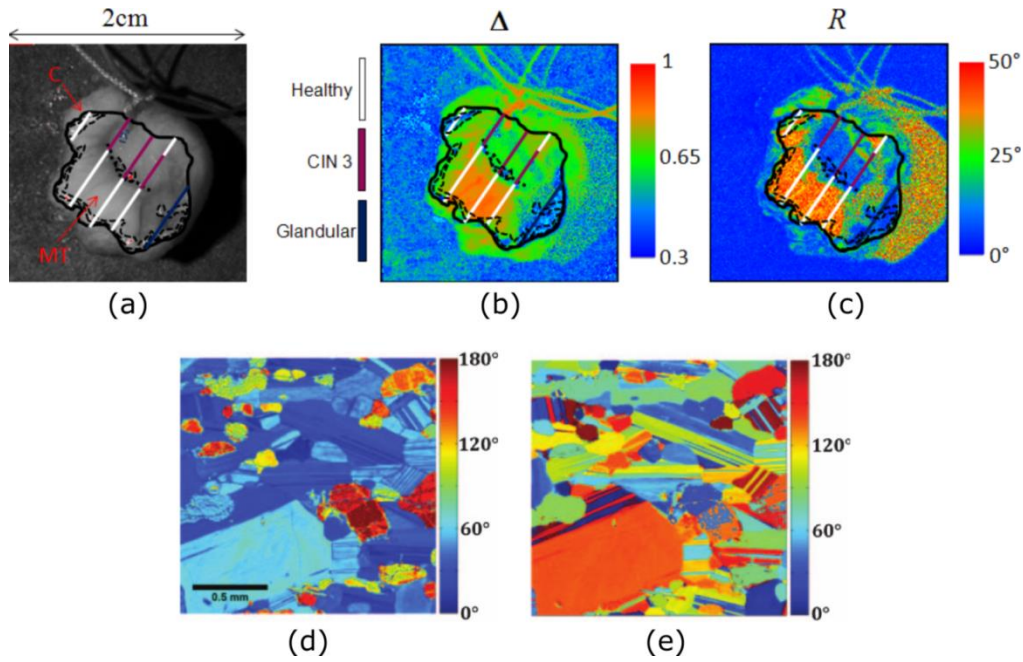


Figure 5 : Exemples d'acquisitions par imagerie de Mueller en utilisant la décomposition de Lu et Chipman. Image d'intensité d'un tissu du col de l'utérus ex-vivo (a), comprenant des zones cancéreuses (barres bleu et violette sur l'image) et saines (barres blanches). Les images de dépolarisation (b) et de biréfringence (c) discriminent les zones cancéreuses des zones saines au sein de la zone contrôlée (bordure noire). Ces images ont été extraites de la référence [25]. Images du retard linéaire (d) et de son orientation (e) d'une coupe de roche magmatique (gabbro) constituée essentiellement de cristaux biréfringents (pyroxène et feldspath). Ces images ont été extraites de la référence [35].

Plus récemment, une décomposition symétrique de ce produit matriciel a été proposée par R. Ossikovski [36] :

$$\mathbf{M}_s = \mathbf{M}_{D1} \mathbf{M}_{B1} \mathbf{M}_{\Delta} \mathbf{M}_{B2} \mathbf{M}_{D2}, \quad (I.33)$$

où la matrice de Mueller de l'échantillon est décomposée en un diatténuateur suivi d'un retardeur, d'un dépolariseur, d'un second retardeur et d'un second diatténuateur. Il existe d'autres décompositions en produits matriciels qui s'avèrent être, avec les décompositions précédentes, des outils appropriés à l'étude d'éléments dépolarisants [34]. En effet, en recoupant plusieurs décompositions asymétriques d'une même matrice de Mueller, il est possible de déterminer la place à laquelle intervient le mécanisme de dépolarisation dans l'échantillon [34]. Par ailleurs, ces méthodes de décomposition sont avantageuses pour leur capacité à séparer les parties dépolarisante et non-dépolarisante d'une matrice de Mueller quelconque. La décomposition de Cloude représente une matrice de Mueller quelconque, dépolarisante, en une somme de matrices non dépolarisantes correspondant à la traversée de plusieurs éléments optiques en parallèle [17] :

$$\mathbf{M}_s = \lambda_1 \mathbf{M}_1 + \lambda_2 \mathbf{M}_2 + \lambda_3 \mathbf{M}_3 + \lambda_4 \mathbf{M}_4, \quad (I.34)$$

où λ_i sont les valeurs propres de la matrice de Mueller de l'échantillon \mathbf{M}_s respectant l'inégalité $\lambda_i \geq 0$ et où les \mathbf{M}_i sont des matrices de Mueller de transformation déterministe. Cette méthode de

décomposition est adaptée à la description d'éléments non dépolarisants. La somme algébrique de matrices déterministes illustre bien comment la superposition de plusieurs éléments non-dépolarisants peut résulter en une dépolarisation.

Enfin, pour certaines applications telles que la détection de cibles [37] ou encore l'ellipsométrie [38], toute l'information contenue dans la matrice de Mueller n'est pas recherchée. On parle alors d'imagerie de Mueller partielle où seuls les coefficients d'intérêts sont déterminés.

II.2. Imagerie de Stokes

Cette seconde approche réduit le nombre d'acquisitions pour ne déterminer que les paramètres du vecteur Stokes de la lumière réfléchiée par la scène. Très souvent rencontrée dans le cadre de l'imagerie passive, la technique de Stokes s'appuie sur la réalisation de quatre à six acquisitions pour estimer le degré de polarisation (DOP) [1,39,40]. L'analyse linéaire de la lumière selon les orientations 0° , 45° , 90° donne accès aux paramètres S_0 , S_1 et S_2 et l'analyse circulaire droite renseigne sur le dernier paramètre S_3 .

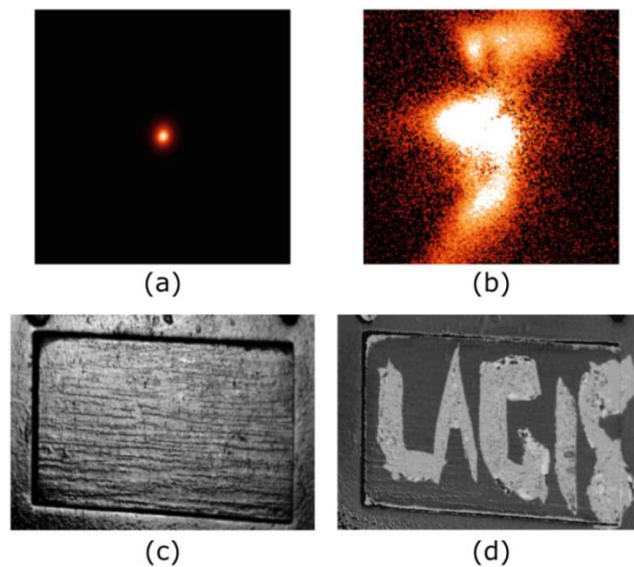


Figure 6 : Images d'intensité (a) et de degré de polarisation (b) de l'étoile T-Tauri par le polarimètre ExPo (Extreme Polarimeter). Ces images ont été extraites de la référence [41]. Images d'intensité (c) et de polarisation (d) d'un film diélectrique en forme de lettres déposé sur surface métallique. Ces images ont été extraites de la référence [42].

L'imagerie active de Stokes consiste à illuminer la scène à l'aide d'une source de lumière polarisée linéairement et à analyser la lumière rétrodiffusée selon quatre orientations d'analyse [1] pour obtenir finalement quatre images correspondant aux paramètres de Stokes S_0 , S_1 , S_2 et S_3 . Cette méthode d'imagerie trouve de nombreuses applications dans la détection de cibles à distance [4,43–45], la détection de pathologies dans le domaine biomédical [46–49], l'imagerie à

travers les milieux turbides [50,51], l'astronomie [41,52,53] [Figure 6(a-b)] ou encore la caractérisation de surfaces [42] [Figure 6(c-d)].

II.3. Imagerie OSC

De manière à réduire davantage le nombre d'images acquises, la technique d'OSC (« orthogonal states contrast ») offre un contraste polarimétrique à partir de deux acquisitions. La scène est illuminée par une source dont l'état de polarisation est fixé linéairement selon l'axe \vec{x} (ou \vec{y}). Deux images, définies comme I_{\parallel} et I_{\perp} , sont acquises en orientant l'analyseur respectivement parallèlement et orthogonalement à l'état de polarisation de l'illumination. On accède alors à l'intensité totale de la scène $I_{tot} = I_{\parallel} + I_{\perp}$ et à l'image de contraste, OSC, définie par l'expression :

$$OSC = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}. \quad (I.35)$$

Ce contraste est particulièrement intéressant dès lors que les matériaux éclairés sont purement dépolarisants [c'est-à-dire qu'ils peuvent être modélisés par une matrice de Mueller diagonale comme à l'équation (I.29)]. En effet, en configuration monostatique (la source et le détecteur sont proches voire superposés), les objets naturels se comportent comme des dépolariseurs purs ($P_L = P_C$) [44,54] tel que l'on peut écrire : $OSC = DOP$ [2]. En présence d'effets anisotropes de biréfringence ou de dichroïsme, l'OSC diffère du degré de polarisation et varie fortement selon l'orientation de l'anisotropie. Dans ces cas, il est difficile d'interpréter les images de contrastes.

La technique d'OSC est extrêmement utilisée pour mettre en évidence des contrastes dans des domaines tels que le biomédical [55] [Figure 7(a-b)], la détection de cibles [20,56,57] [Figure 7(c-d)], l'imagerie à travers les milieux diffusants [58,59] ou encore la télédétection [60].

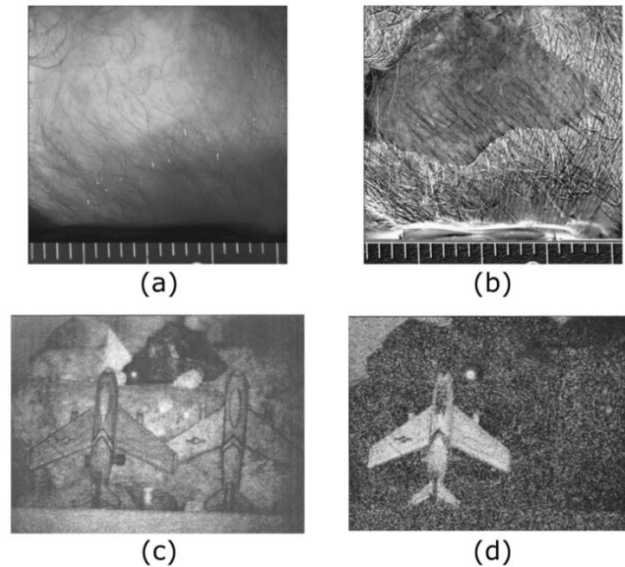


Figure 7 : Images d'intensité (a) et d'OSC (b) d'une cicatrice de brûlure sur la peau. Ces images ont été extraites de la référence [55]. Images d'intensité (c) et d'OSC (d) de deux versions réduites d'avions disposés devant un fond dépolarisant. L'avion de gauche, métallique, apparaît fortement sur l'image polarimétrique tandis que le second, en carton, disparaît dans le fond. Ces images ont été extraites de la référence [44].

II.4. Imagerie scalaire

La réduction ultime du nombre d'acquisitions consiste à ne capturer qu'une seule image dont le contraste polarimétrique final est déterminé par une seule configuration bien choisie des PSG et PSA [61]. Nous verrons dans le chapitre 4 que des techniques récentes [62–64] s'appuient sur l'optimisation des états de polarisation à l'illumination et à l'analyse pour maximiser le contraste sur une unique image acquise. Une autre technique repose sur l'estimation du degré de polarisation à partir d'une seule image d'intensité acquise par une caméra tout en illuminant un échantillon avec une source cohérente. Alors, le speckle domine les images capturées et, sous l'hypothèse que les grains de speckle soient résolus sur le capteur de la caméra, le désordre du speckle (autrement dit la variance du bruit) sur des zones homogènes est relié au degré de polarisation de la lumière détectée [65–68]. Cette technique a l'avantage de ne recourir à aucun élément d'analyse de la lumière mais requiert une caméra de haute résolution et un objectif adapté pour résoudre suffisamment les grains de speckle.

III - Systèmes imageurs

Les techniques standard de polarimétrie, dont les principes ont été rappelés précédemment, ont vu naître de nouveaux moyens de mise en œuvre ces dernières années. Depuis le développement des premiers imageurs polarimétriques dans les années 1980 [69–71], de nombreuses améliorations ont été proposées ainsi que de nouvelles architectures. Nous allons décrire brièvement six classes de systèmes imageurs (actifs et passifs) rencontrées dans la littérature ainsi que récapituler leurs avantages et inconvénients respectifs.

III.1. Imageurs à division de temps ou multiplexage temporel

La solution la plus simple dite à « division de temps » (ou « division-of-time » en anglais) consiste à acquérir, séquentiellement, des images pour différentes configurations d'états de polarisation à l'illumination et l'analyse. Généralement constitué d'un polariseur suivi de deux modulateurs de retard, le PSG fixe l'état de polarisation d'illumination. Le PSA possède une structure équivalente mais inversée afin que la lumière traverse les éléments dans l'ordre inverse au PSG.

Les premiers imageurs utilisaient des rotations mécaniques ou des moteurs pas à pas pour orienter, de manière manuelle ou automatisée, les montures de polariseurs et/ou de lames de phase placés au sein des PSG et PSA [44,70]. Cette méthode est particulièrement lente avec des temps d'acquisition de l'ordre de la dizaine de secondes, incompatibles avec des scènes dynamiques. Les moteurs ont été remplacés, plus récemment, par des cellules à cristaux liquides (à retard variable² ou à retard fixe³) ou encore des modulateurs électro-optiques (cellules de Pockels). Les modulateurs électro-optiques assurent une vitesse de modulation rapide (de l'ordre de 10 MHz) mais requièrent de fortes tensions de commande (~150 à 300 V) et ont une faible ouverture (de l'ordre du millimètre). Quant aux cristaux liquides, ils permettent de manipuler l'état de polarisation de la lumière au moyen de tensions électriques faibles appliquées sur la cellule avec de larges ouvertures (de l'ordre du centimètre) idéales pour l'imagerie. Les cellules à base de cristaux liquides ferroélectriques (retard fixe) ont des temps de réponse rapides, d'au mieux 0,1 ms, permettant uniquement de commuter la polarisation entre deux états particuliers et orthogonaux. Bien que les cellules à cristaux liquides nématiques (retard variable) soient plus lentes, avec des temps de

² En anglais, liquid crystal variable retarder ou plus communément, LCVR. Ces cellules emploient des cristaux liquides nématiques dont le retard varie avec la tension appliquée.

³ Les cristaux liquides ferroélectriques sont à retard fixe. Leur orientation peut être commutée entre deux positions orthogonales (90°) par une tension de commande appliquée à la cellule de cristaux liquides.

réponse supérieurs à 10 ms, elles ont l'avantage de pouvoir balayer un grand nombre d'états de polarisation du fait du retard variable qu'elles proposent. Une solution alternative, et potentiellement plus rapide que les cellules à cristaux liquides, repose sur l'utilisation de modulateur photoélastique [72–76] (« photoelastic modulator » en anglais, noté PEM). La lumière traverse un matériau transparent (verre ou cristal) sur lequel des contraintes sont appliquées pour induire une biréfringence. En modulant les contraintes, la biréfringence introduite par le cristal est modulée à haute cadence, typiquement entre 20 à 100 kHz. Cependant, la synchronisation des modulateurs avec la détection complique leur utilisation par rapport aux cellules à cristaux liquides [74].

De nombreux systèmes utilisent ces modulateurs de retard (LCVR, ou PEM) pour réaliser des mesures polarimétriques complètes ou partielles en un temps d'acquisition limité, au plus, à quelques secondes [35,63,76–79]. La société Bossa Nova Technologies a commercialisé deux générations de caméras polarimétriques utilisant des lames de phase à cristaux liquides pour acquérir les paramètres de Stokes [39,80].

III.2. Imageurs à division d'amplitude

Une autre méthode utilise le principe de séparation de la lumière sur plusieurs capteurs (2 à 4) (voir Figure 8), chacun sensible à un état de polarisation particulier, pour acquérir simultanément toutes les images nécessaires au calcul des paramètres de Stokes ou de l'OSC [81–86]. Bien que ces systèmes soient adaptés à l'imagerie en temps réel avec une haute résolution d'image (fixée par les caméras utilisées), ils requièrent une grande précision d'alignement des caméras, une calibration des aberrations affectant chaque caméra ainsi que le recalage précis des images capturées. On trouve des caméras, commercialisées par la société FluxData [87], basées sur ce principe et utilisées, par exemple, pour mettre en évidence des microstructures à la surface de muqueuses gastriques [88,89].

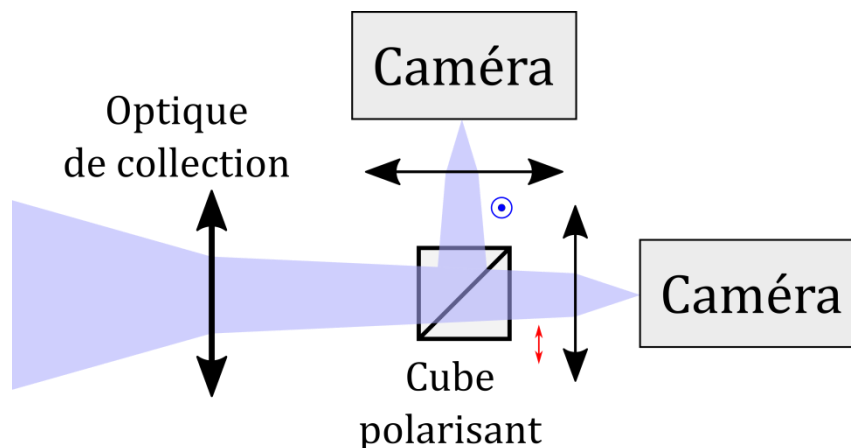


Figure 8 : Schéma d'un imageur à division d'amplitude à deux caméras.

III.3. Imageurs à division d'ouverture

Une autre solution repose sur l'insertion d'au moins un prisme de Wollaston pour séparer angulairement la lumière et acquérir sur une seule caméra plusieurs composantes polarimétriques (cf Figure 9). Ces imageurs à division d'ouverture (en anglais, « division-of-aperture ») sont capables de fournir les paramètres de Stokes [18,90] ou encore l'OSC [59,91] en une acquisition. Les aberrations non symétriques, introduites par les optiques sur les images, entraînent le besoin de calibrer rigoureusement le système imageur. De récents travaux [59,92] ont porté sur la mise au point d'un imageur compensé des aberrations par une conception adaptée du système optique devant la caméra. Un inconvénient majeur de cette méthode d'imagerie réside dans la réduction de la résolution des images finales par deux dans chaque dimension linéaire.

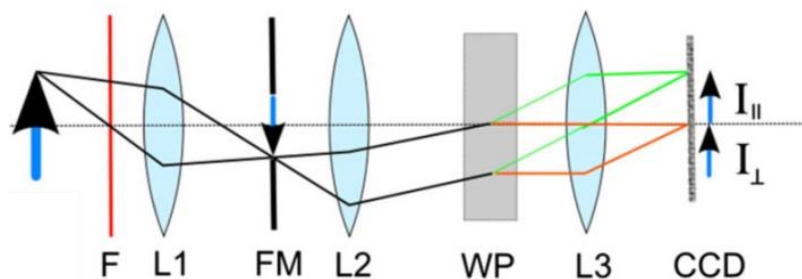


Figure 9 : Schéma d'un imageur à division d'ouverture où deux images ($I_{||}$ et I_{\perp}) sont formées sur le capteur CCD de la caméra à l'aide d'un prisme de Wollaston (WP). La lumière réfléchi par l'objet traverse un filtre spectral (F), une première lentille (L1), un masque de champ (FM) limitant la taille de l'image formée sur le capteur, une seconde lentille (L2), le prisme de Wollaston puis une dernière lentille (L3). Image extraite de la référence [59].

III.4. Imageurs à division de plan focal

Plus récemment, de nombreuses études ont porté sur la fabrication et l'optimisation de matrices de micropolariseurs linéaires directement intégrées sur le capteur de la caméra [93–95]. Comme dans le cas du filtre de Bayer (filtres rouge, vert et bleu) pour l'imagerie en couleur, on définit un « super-pixel », illustré sur la Figure 10, comme un regroupement de plusieurs pixels voisins chacun superposé avec un micropolariseur orienté selon un angle d'intérêt (0° , 45° , 90° , 135° ,...). Après une étape rigoureuse de calibration de chaque super-pixel pour reconstituer les images brutes, le degré de polarisation linéaire ou l'OSC peuvent être calculés en temps réel [96–98]. En pratique, intégrer l'analyseur directement sur le capteur permet de s'affranchir de l'encombrement de multiples éléments optiques (passifs ou actifs) mais nécessite d'aligner très précisément les matrices superposées au capteur et limite la résolution spatiale des images finales [99]. Il existe des caméras disponibles commercialement basées sur cette technologie et vendues par les sociétés Polaris Sensor Technologies Inc. [100,101] et 4D-Technologies [102]. Cependant, ces technologies ne mesurent pas directement le paramètre S_3 ce qui représente leur point faible majeur. Hsu et coll. ont

développé en 2014 un premier prototype d'imageur à division de plan focal qui mesure les quatre paramètres de Stokes en superposant une matrice de microretardeurs devant la grille de micropolariseurs linéaires [103].

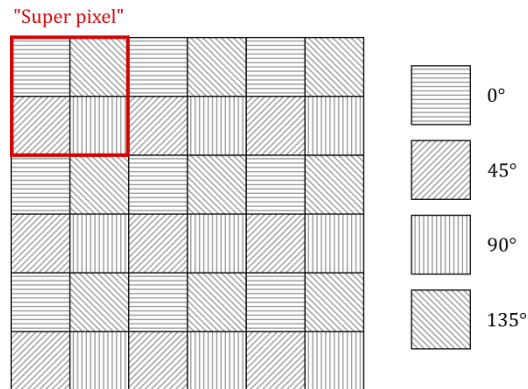


Figure 10 : Illustration d'une matrice de micropolariseurs et d'un superpixel (figure inspirée de la référence [101]).

III.5. Imageurs à encodage spectral/longueur d'onde

Une autre catégorie de polarimètres actifs se base sur l'encodage des coefficients de la matrice de Mueller dans le domaine spectral. Pour cela, une première méthode consiste à utiliser des PSG et PSA en rotation à deux fréquences différentes et à échantillonner l'intensité détectée. Par analyse de Fourier, les paramètres de la matrice de Mueller peuvent être déterminés [104,105]. Cette première configuration requiert un nombre important de mesures pour assurer un bon échantillonnage des signaux acquis ce qui entraîne de long temps d'acquisition. Une méthode plus récente consiste à s'affranchir des mouvements mécaniques en utilisant des PSG et PSA passifs dont la réponse polarimétrique dépend de la longueur d'onde, et à détecter la lumière sur un spectromètre. Dans ce cas, les éléments de la matrice de Mueller sont codés sur une plage de longueurs d'onde [35,106]. En supposant que l'échantillon est achromatique sur la plage employée, le spectre mesuré fournit la matrice de Mueller par analyse de Fourier. En répétant les mesures sur toute la surface d'une scène par balayage laser, il est possible de reconstituer des images. Cette dernière technique a l'avantage d'être peu complexe à mettre en œuvre et de fonctionner à haute vitesse (temps de mesure inférieur à 1 s [35]). Néanmoins, elle requiert un important protocole de calibration, la connaissance de la réponse spectrale de la scène et des cartes d'acquisition performantes.

III.6. Imageurs à encodage spatial

Dans cette catégorie, on classe les imageurs interférométriques qui génèrent des franges d'interférences dans le domaine spatial pour encoder la mesure des paramètres de Stokes dans l'espace de Fourier. Les interférences sont générées par focalisation de la lumière provenant de la scène après passage à travers des optiques biréfringentes [107–110] ou diffractives [111–113] puis un analyseur linéaire (Figure 11). La caméra acquiert alors une image constituée d'un mélange de composantes basses fréquences, reliées à l'intensité non polarisée de la scène, et de hautes fréquences, qui contiennent l'information polarimétrique. Après filtrage et transformation de Fourier, les paramètres de Stokes peuvent être calculés. Ces imageurs ont la particularité d'être construits à partir d'éléments passifs qui évitent tout déplacement mécanique et remplacent l'emploi d'éléments optiques actifs (cellules à cristaux liquides, modulateurs photoélastiques). Ils ont l'avantage d'acquérir simultanément toute l'information polarimétrique mais dégradent la résolution des images.

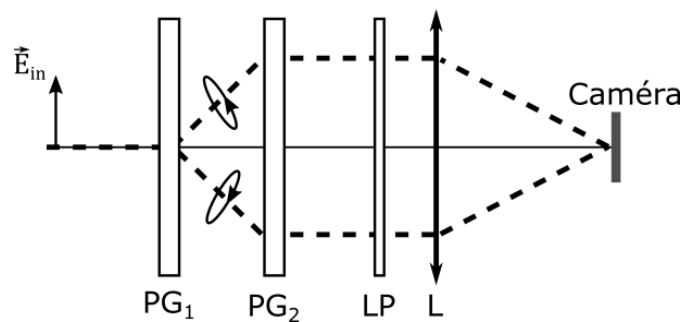


Figure 11 : Illustration (inspirée de la référence [113]) d'un imageur à encodage spatial où deux éléments diffractant à réseau (« polarizing grating », noté PG) placés devant un polariseur linéaire (LP) génèrent une image d'interférence sur le capteur de la caméra.

IV - Conclusion du chapitre 1

L'imagerie polarimétrique permet de révéler des contrastes auxquels l'œil humain, et plus généralement les détecteurs, ne sont pas sensibles. Au travers d'éléments d'analyse de la lumière, cette capacité qu'ont certains invertébrés et insectes à se servir de la polarisation pour « voir » peut être développée artificiellement au moyen des techniques présentées précédemment. Les techniques standards que sont l'imagerie de Mueller, de Stokes, d'OSC et scalaire ainsi que les différentes classes de systèmes imageurs ont été présentées de manière succincte. Le choix d'une technique ou d'un système préférentiellement aux autres est lié à un compromis entre la quantité d'information recherchée (matrice de Mueller, degré de polarisation, contraste polarimétrique), le temps d'acquisition (scène statique ou dynamique), la résolution des images, le degré de complexité/calibration du montage (superposition d'images, correction d'aberrations ou interpolation de pixels), son encombrement (nombre de caméras, éléments optiques devant la caméra ou intégrés) et son coût (nombre de caméras, fabrication de matrices de micropolariseurs). Ce compromis est résumé ci-dessous dans le Tableau 1.

Dans la suite du manuscrit, nous aborderons une technique active alternative développée et explorée tout au long de cette thèse. Elle repose sur l'interaction entre une source de lumière particulière et la scène. La mise au point de cette technique est motivée par notre volonté d'obtenir une mesure unique, rapide, sans élément d'analyse à la détection et qui peut être déportée par fibre optique pour des applications d'imagerie endoscopique en temps réel. Dans le chapitre suivant, nous introduirons le principe de cette technique et exploiterons le formalisme de Stokes-Mueller « instantané » pour détailler la nature des mesures polarimétriques réalisées avec des matériaux anisotropes.

Tableau 1 : Récapitulatif des avantages et inconvénients des différentes architectures de systèmes imageurs.

Type d'imageur	Avantages	Inconvénients
Division de temps	Robuste, modulable Implémentation optique simple Images de haute résolution	Acquisitions séquentielles Imagerie dynamique difficile Composants actifs (tensions de commande)
Division d'amplitude	Acquisition unique Images de haute résolution	Plusieurs caméras (encombrant) Coût élevé Calibration et alignement des caméras
Division d'ouverture	Acquisition unique Composants passifs Implémentation optique simple	Calibration des aberrations Faible résolution des images
Division de plan focal	Système compact Acquisition unique Composants passifs	Fabrication difficile Interpolation des « super pixel » Faible résolution des images Imagerie complète de Stokes peu mature
Encodage spectral	Acquisition rapide Composants passifs Implémentation optique simple	Calibration importante Traitement des données complexe Mesures bruitées
Encodage spatial	Acquisition unique Composants passifs Implémentation optique simple	Traitement des données long et complexe Images de polarisation bruitées

Chapitre 2 : Mesures polarimétriques par brisure d'orthogonalité

Les techniques optiques de polarimétrie active cherchent à déterminer une information polarimétrique, qu'elle soit clairement identifiée par la caractérisation complète de la matrice de Mueller ou bien qu'elle soit restreinte à un contraste ou une mesure partielle. Dans tous les cas de figure, l'information recherchée est obtenue à partir de multiples mesures de l'intensité lumineuse par encodage temporel, spatial ou spectral. Dans ce contexte, nous proposons une technique qui se démarque des méthodes classiques par l'utilisation du champ électrique de la lumière plutôt que de son intensité. À cet égard, cette méthode propose une vision alternative de la mesure polarimétrique. En tirant profit du savoir-faire du domaine hyperfréquence, la technique inscrit la mesure de l'amplitude et de la phase du champ électrique dans la gamme radiofréquence (RF) pour garantir des temps de mesure rapides ($\sim\mu\text{s}$). Dans le cadre de l'imagerie, il s'agit d'un point crucial qui a motivé de nombreux développements visant à enregistrer toutes les mesures de l'intensité lumineuse en une seule acquisition dans les domaines spatial et spectral afin de limiter le temps de mesure total.

La technique que nous proposons, dite de « *brisure d'orthogonalité* », est basée sur l'interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation (en anglais « dual-frequency dual-polarization », DFDP) avec un échantillon, puis la détection de la lumière transmise ou rétrodiffusée. Cette méthode de mesure a l'avantage de ne recourir à aucun élément d'analyse de la polarisation mais plutôt de s'appuyer sur la mise en forme de la source lumineuse. Celle-ci est constituée de deux champs électriques décalés en fréquence dans la gamme RF (~ 10 MHz à 10 GHz) et dont les états de polarisation sont orthogonaux. L'interaction d'un tel faisceau avec un échantillon dichroïque peut entraîner la projection de chaque état de polarisation sur l'autre. On parle alors de *brisure d'orthogonalité*. En réaction, un terme de battement à la différence de fréquences des deux champs électriques initiaux est généré par un photodétecteur « rapide » collectant la lumière après interaction. À l'inverse, si l'échantillon présente uniquement de la biréfringence, les deux états de polarisation sont modifiés mais leur orthogonalité est préservée. La qualification « rapide » du détecteur dénote sa capacité à mesurer le signal de battement généré dans le domaine RF.

Dans la section I de ce chapitre, nous aborderons la modélisation théorique de l'interaction entre un faisceau DFDP et un échantillon, en employant le formalisme de Stokes-Mueller instantané.

Nous démontrerons théoriquement que l'amplitude et la phase du signal de battement sont susceptibles de renseigner les propriétés d'anisotropie d'absorption de l'échantillon. Par ailleurs, nous verrons que la propagation du faisceau DFDP à travers la fibre optique monomode maintient l'orthogonalité polarimétrique du faisceau positionnant la technique de brisure d'orthogonalité comme une candidate adéquate à l'endoscopie polarimétrique. Nous reviendrons en détail sur les enjeux et les techniques développées pour l'endoscopie polarimétrique au chapitre 3. Dans la section II, nous présenterons les premières expériences validant la capacité de la technique à mesurer un contraste polarimétrique sur des échantillons dichroïques en espace libre et à travers la fibre optique. La confrontation des premiers résultats expérimentaux à l'étude théorique nous conduira, à la section III, à fournir une étude approfondie du mécanisme de dépolarisation et de son interaction avec un faisceau DFDP.

I - Théorie de la brisure d'orthogonalité

La technique de brisure d'orthogonalité repose sur l'utilisation d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation (DFDP) pour sonder les propriétés d'anisotropie d'un échantillon illuminé. Dans cette première partie, nous allons modéliser l'expression théorique du vecteur de Stokes instantané de la source DFDP employée et détailler la description physique d'une telle source. Ensuite, nous décrirons les situations rencontrées lorsqu'un faisceau DFDP interagit avec un échantillon biréfringent, dépolarisant ou dichroïque en espace libre et à travers un guide optique monomode biréfringent. Ces travaux ont été menés en collaboration avec Muriel Roche de l'Institut Fresnel à Marseille dans le cadre du projet ANR-ASTRID RADIO LIBRE.

I.1. Faisceau bi-fréquence bi-polarisation

Cette section s'attache à décrire l'expression théorique d'un faisceau DFDP dans le cas général puis dans deux situations pour un couple d'états de polarisation soit linéaires, soit circulaires. Nous discuterons l'interprétation physique de telles sources et aborderons brièvement leur potentiel pour générer des sources dont le degré et l'état de polarisation peuvent être complètement réglés.

I.1.1. Généralités

La technique de brisure d'orthogonalité s'appuie sur la génération d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation pour sonder les propriétés polarimétriques d'un élément. Un faisceau DFDP est constitué d'une superposition de deux champs électriques décalés en fréquence et d'états de polarisation orthogonaux, notés $\vec{E}_1(t)$ et $\vec{E}_2(t)$. L'expression du champ électrique peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned}\vec{E}(t) &= \vec{E}_1(t) + \vec{E}_2(t) \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i2\pi\nu_1 t} [\vec{e}_1 + \sqrt{\gamma} e^{i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_2] \\ &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i2\pi\nu_1 t} \left[\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} + \sqrt{\gamma} e^{i2\pi\Delta\nu t} \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \right],\end{aligned}\tag{II.1}$$

où $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ est le décalage fréquentiel entre les deux champs (ν_1 , la fréquence du champ \vec{E}_1 et ν_2 , la fréquence du champ \vec{E}_2) et γ exprime le potentiel déséquilibre en intensité entre les deux modes avec $\gamma = I_1/I_2 = |E_1|^2/|E_2|^2$ ($|E_i|$ est la norme du vecteur \vec{E}_i). Les deux modes ont des états de polarisation orthogonaux \vec{e}_1 et \vec{e}_2 tels que leurs composantes a_i et b_i peuvent être écrites par :

$$\vec{e}_1 = \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \varepsilon - i \sin \alpha \sin \varepsilon \\ \sin \alpha \cos \varepsilon + i \cos \alpha \sin \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (\text{II.2})$$

et :

$$\vec{e}_2 = \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \cos \varepsilon + i \cos \alpha \sin \varepsilon \\ \cos \alpha \cos \varepsilon + i \sin \alpha \sin \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (\text{II.3})$$

où α est l'angle d'azimut et ε , l'ellipticité de l'état de polarisation. Les équations (II.2) et (II.3) vérifient la condition d'orthogonalité des champs : $a_1 a_2^* + b_1 b_2^* = 0$. Pour la suite, on fixe l'azimut à $\alpha = 0$ sans perte de généralités, puisque nous considérerons des éléments optiques d'azimut arbitraire. En insérant dans l'équation (I.6) le champ $\vec{E}(t)$ de l'équation (II.1), le vecteur de Stokes instantané d'une source bi-fréquence bi-polarisation quelconque s'exprime :

$$\vec{S}(t) = I_0 \begin{pmatrix} \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \cos(2\varepsilon) - 2 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} \sin(2\varepsilon) \sin(\Delta\omega t) \\ 2 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} \cos(\Delta\omega t) \\ \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \sin(2\varepsilon) + 2 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} \cos(2\varepsilon) \sin(\Delta\omega t) \end{pmatrix}, \quad (\text{II.4})$$

où $I_0 = |\vec{E}(t)|^2 = (1+\gamma)E_0^2/2$ est l'intensité totale détectée et $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ désigne la fréquence angulaire correspondant au décalage fréquentiel entre les deux modes \vec{e}_1 et \vec{e}_2 . Le décalage $\Delta\nu$ s'étend dans la gamme radiofréquence et microonde (~ 10 MHz à 10 GHz). On peut également noter que l'intensité instantanée, fournie par le premier paramètre $S_0(t)$, est indépendante du temps et est égale à l'intensité I_0 . Cette observation implique que la détection d'un faisceau DFDP délivre un signal temporel constant.

I.1.2. Source à états de polarisation linéaires ou circulaires

Les modes \vec{e}_1 et \vec{e}_2 sont définis par deux états de polarisation orthogonaux. Nous considérons deux situations pour lesquelles la source DFDP est constituée d'états de polarisation linéaires ou circulaires qui fournissent les formes théoriques les plus simples. Dans un premier cas, une source DFDP à états linéaires est réalisée à partir de deux états de polarisation linéaires ($\varepsilon = 0$) et orthogonaux. En injectant $\varepsilon = 0$ dans l'équation (II.4), le vecteur de Stokes instantané de la source linéaire $\vec{S}_L(t)$ s'écrit :

$$\vec{S}_L(t) = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \\ 2 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} \cos(\Delta\omega t) \\ 2 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} \sin(\Delta\omega t) \end{pmatrix}. \quad (\text{II.5})$$

En supposant que la source soit équilibrée ($\gamma = 1$), c'est-à-dire que l'intensité des modes sont égales, l'expression de $\vec{S}_L(t)$ se réduit à :

$$\vec{S}_L(t) = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos(\Delta\omega t) \\ \sin(\Delta\omega t) \end{pmatrix}, \quad (\text{II.6})$$

qui représente un vecteur de Stokes instantané oscillant continuellement à la fréquence angulaire $\Delta\omega$ entre les états linéaires à $\pm 45^\circ$ ($s_2 = \pm 1$) et les états purement circulaires ($s_3 = \pm 1$) comme illustré sur la sphère de Poincaré sur la Figure 12(a).

Dans le second cas considéré, la source DFDP est réalisée avec deux états de polarisations purement circulaires ($\varepsilon = \pi/4$) et orthogonaux. Nous verrons dans la suite l'intérêt de ces deux situations particulières. À partir de l'équation (II.4), le vecteur de Stokes instantané $\vec{S}_C(t)$ s'exprime :

$$\vec{S}_C(t) = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -2 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} \sin(\Delta\omega t) \\ 2 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} \cos(\Delta\omega t) \\ \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \end{pmatrix}. \quad (\text{II.7})$$

De nouveau, pour une source équilibrée ($\gamma = 1$), l'expression de $\vec{S}_C(t)$ se simplifie :

$$\vec{S}_C(t) = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -\sin(\Delta\omega t) \\ \cos(\Delta\omega t) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{II.8})$$

où le vecteur de Stokes instantané balaie tous les états de polarisation linéaires ($s_3 = 0$), définis sur l'équateur de la sphère de Poincaré, comme représenté sur la Figure 12(b). En pratique, une source DFDP à états circulaires peut être obtenue avec une source DFDP à états linéaires suivie d'une lame quart d'onde dont les axes propres sont orientés à 45° des états de polarisation du faisceau DFDP

incident. L'emploi de chacune de ces deux sources pour sonder les propriétés polarimétriques d'échantillons est discuté dans les sections suivantes. Dans la suite du manuscrit, les expressions « source DFDP linéaire » ou « source DFDP circulaire » pourront être utilisées pour simplifier la désignation des sources bi-fréquence bi-polarisation à états de polarisation respectivement linéaires ou circulaires.

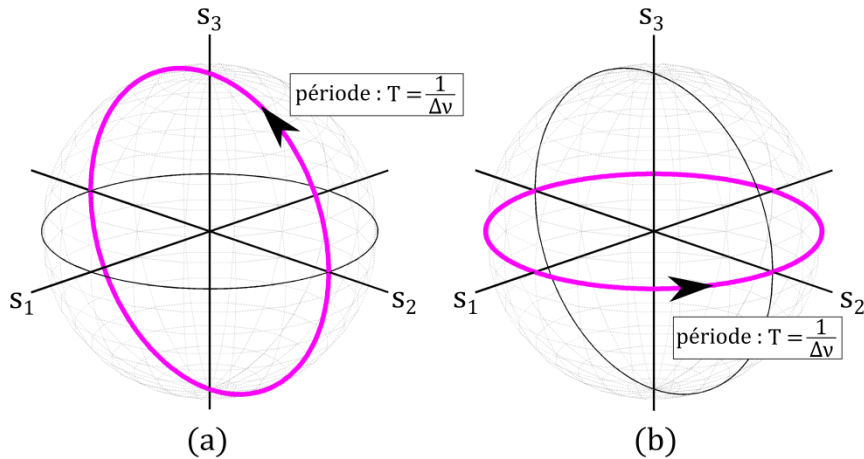


Figure 12 : Représentation du vecteur de Stokes instantané de la source DFDP à états linéaires (a) et de la source DFDP à états circulaires (b) sur la sphère de Poincaré.

I.1.3. Interprétation physique de la description des sources

Une source DFDP peut donc être décrite par deux approches équivalentes. Classiquement, la source peut être représentée comme une superposition de deux champs électriques d'états de polarisation orthogonaux, soit deux points diamétralement opposés sur la sphère de Poincaré, et constants dans le temps. Une source DFDP peut également être perçue comme un seul champ électrique dont l'état de polarisation varie périodiquement sur la sphère de Poincaré à la fréquence imposée par le décalage fréquentiel entre les deux champs. L'état de polarisation décrit alors une trajectoire circulaire qui dépend des états de polarisation des champs et du déséquilibre en intensité γ . Lorsque les deux champs \vec{e}_1 et \vec{e}_2 sont équilibrés ($\gamma = 1$), la trajectoire du champ instantané de la source DFDP décrit un cercle situé à égale distance des deux états propres, comme schématisé sur la Figure 12 pour des champs initiaux linéaires ou circulaires. Lorsque les intensités des champs sont déséquilibrées ($\gamma \neq 1$), la trajectoire circulaire de l'état de polarisation est translatée le long de l'axe contenant les deux champs. Par exemple, sur la Figure 12, la trajectoire sera translatée le long de l'axe s_1 dans le cas linéaire, et le long de l'axe s_3 dans le cas circulaire. Pour un déséquilibre extrême, un des deux champs est nul et le faisceau est parfaitement polarisé selon l'état de polarisation du champ restant. En conséquence, la maîtrise de l'équilibrage γ d'une source DFDP permet de produire un faisceau dont l'état de polarisation peut être précisément contrôlé [114].

Cette observation est valide sous l'hypothèse que le système de détection ait un temps de réponse compatible avec l'évolution rapide de l'état de polarisation. Dans le cas contraire, le détecteur moyenne temporellement une succession d'états de polarisation qui réduisent le degré de polarisation du faisceau DFDP. On peut montrer théoriquement (voir annexe AI.1) que le degré de polarisation de la source n'est relié qu'à l'équilibre γ entre les champs par l'expression :

$$\text{DOP} = \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma}. \quad (\text{II.9})$$

Pour un déséquilibre extrême ($\gamma = 0$), le faisceau est constitué d'un seul champ complètement polarisé. Le degré de polarisation est donc unitaire ($\text{DOP} = 1$). Lorsque les deux champs sont équilibrés ($\gamma = 1$), le moyennage temporel des états de polarisation, décrits périodiquement par le faisceau DFDP, se traduit par la détection d'un faisceau totalement dépolarisé ($\text{DOP} = 0$). La Figure 13 compare les résultats théoriques et expérimentaux en détectant, sur un polarimètre de Stokes (PAT9000B, Thorlabs), un faisceau DFDP dont nous avons varié l'équilibre γ [114]. La fidélité des résultats expérimentaux aux prédictions théoriques confirme qu'une source DFDP permet de générer un faisceau dont le degré de polarisation est déterminé par l'équilibre de la source.

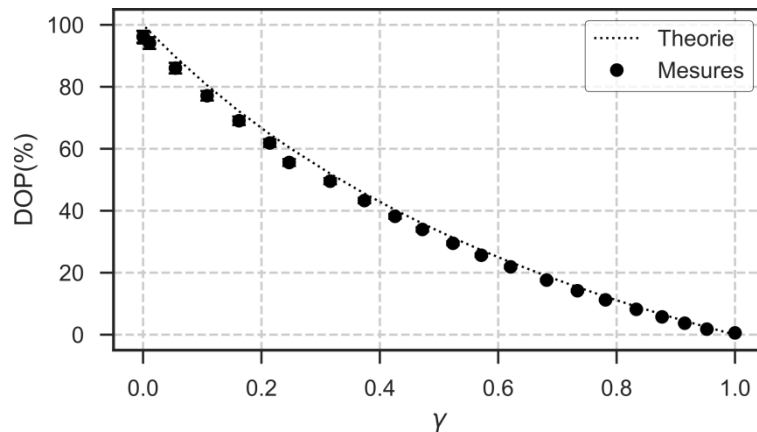


Figure 13 : Évolution du degré de polarisation (DOP) en fonction du déséquilibre en intensité (γ) entre les deux champs électriques d'une source DFDP.

Notons que les sources lumineuses, dont le degré et l'état de polarisation peuvent être contrôlés précisément, possèdent un fort potentiel pour les applications d'imagerie polarimétrique, d'interférométrie, de gyroskopie, de communications quantiques et de calibration d'instrument [115–118]. Dans le cadre de la technique de brisure d'orthogonalité, la source DFDP équilibrée ($\gamma = 1$) permet de sonder plusieurs états de polarisation périodiquement en un temps défini par le décalage fréquentiel entre les deux états de polarisation. Nous reviendrons dans la section suivante sur les raisons motivant l'équilibre parfait ($\gamma = 1$) de la source DFDP.

I.2. Détection par brisure d'orthogonalité

I.2.1. Étude en espace libre

Après interaction d'un faisceau DFDP avec un échantillon en espace libre, le vecteur de Stokes instantané de la lumière transmise s'exprime :

$$\vec{S}_{\text{out}}(t) = \mathbf{M}_s \vec{S}_{\text{in}}(t), \quad (\text{II.10})$$

avec \mathbf{M}_s , la matrice de Mueller de l'échantillon sondé et $\vec{S}_{\text{in}}(t)$, le vecteur de Stokes instantané du faisceau DFDP soit linéaire [équation (II.6)], soit circulaire [équation (II.8)]. Cette expression reste valide après moyennage temporel du vecteur de Stokes instantané [voir équation (I.7)]. En outre, le calcul peut être mené dans la direction inverse pour des configurations en réflexion ou après rétrodiffusion de la lumière, à condition de remplacer la matrice \mathbf{M}_s par la matrice correspondante dans la direction inverse :

$$\mathbf{M}_s = \mathbf{O} \mathbf{M}_s^T \mathbf{O}^{-1}, \quad (\text{II.11})$$

avec $\mathbf{O} = \text{diag}(1, 1, -1, 1)$ si le système de coordonnées inverse (x_r, y_r, z_r) est défini comme : $x_r = -x$, $y_r = y$ et $z_r = -z$ [3]. La technique de mesure par brisure d'orthogonalité repose sur la seule détection de l'intensité instantanée du faisceau après interaction avec l'échantillon, sans composant d'analyse de polarisation à la détection. La mesure accessible à la technique de brisure d'orthogonalité est donc une combinaison linéaire du vecteur de Stokes instantané incident avec la seule première ligne de la matrice de Mueller de l'échantillon :

$$I_{\text{out}}(t) = [m_{00} \quad m_{01} \quad m_{02} \quad m_{03}] \vec{S}_{\text{in}}(t). \quad (\text{II.12})$$

Par construction, la technique de brisure d'orthogonalité ne donne pas accès aux 12 autres paramètres de la matrice de Mueller de l'échantillon. Par conséquent, la technique ne sera pas sensible à tous les effets polarimétriques, ce qui est recherché. Nous étudions maintenant la forme théorique de l'intensité détectée après interaction d'un faisceau DFDP avec les effets polarimétriques décrits à la section I.2 du chapitre 1.

I.2.1-(a). Insensibilité aux échantillons isotropes, biréfringents et dépolarisants

Dans le cas d'un échantillon absorbant isotrope, la matrice de Mueller est diagonale ($m_{ii} = \rho$ et $m_{ij} = 0$) donc l'intensité détectée s'exprime simplement :

$$I_{\text{out}}(t) = \rho I_0. \quad (\text{II.13})$$

Aucun terme de battement à la fréquence $\Delta\nu$ n'apparaît et l'intensité mesurée est constante en fonction du temps. En effet, les deux modes du champ sont atténués identiquement et l'orthogonalité du faisceau est préservée (Figure 14).

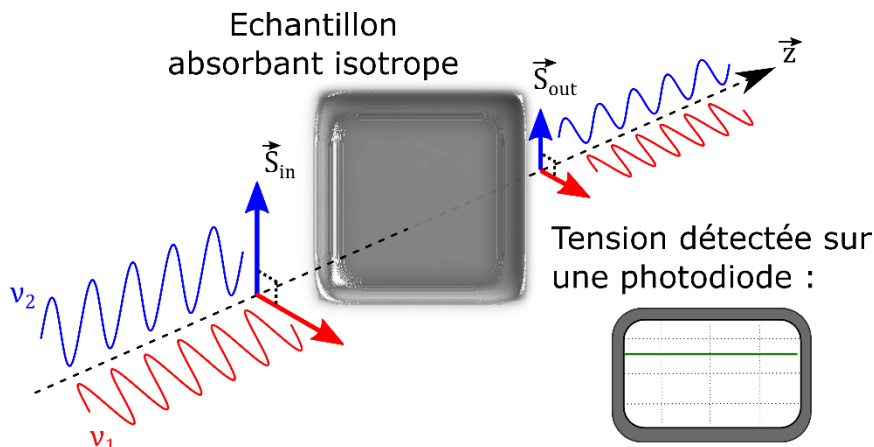


Figure 14 : Interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation avec un échantillon isotrope.

Un échantillon présentant de la biréfringence est décrit par la matrice de Mueller donnée par l'équation (I.21) dont les coefficients m_{01} , m_{02} et m_{03} sont nuls. Après interaction, le faisceau est donc caractérisé par une intensité constante tel que :

$$I_{\text{out}}(t) = I_0. \quad (\text{II.14})$$

En effet, les deux états de polarisation du faisceau DFDP subissent la même biréfringence donc la même modification de leur état de polarisation (Figure 15). En conséquence, l'orthogonalité d'un faisceau DFDP est préservée après interaction avec tout échantillon biréfringent. Cette biréfringence peut être quelconque : elliptique, linéaire ou circulaire. Pour cette raison, la technique est appropriée au déport de la mesure par fibre optique. En effet, les biréfringences résiduelles ou induites d'une fibre monomode ne brisent pas l'orthogonalité du faisceau (voir section I.2.2 de ce chapitre).

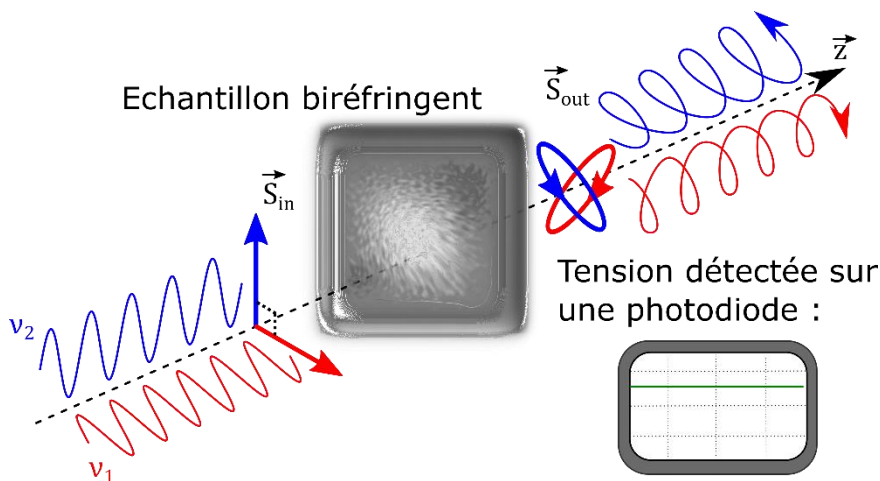


Figure 15 : Interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation avec un échantillon biréfringent.

Pour un échantillon dépolarisant, de matrice de Mueller donnée par l'équation (I.29), les éléments de la première ligne satisfont $m_{0j} = 0$ pour $j \neq 0$. Par conséquent, l'orthogonalité du faisceau reste inchangée et l'intensité détectée est constante (Figure 16) :

$$I_{\text{out}}(t) = I_0. \quad (\text{II.15})$$

Dans la partie II de ce chapitre, nous verrons que les conditions de mesure des premières expériences laissaient penser que la dépolarisation pure était sondée. Toutefois, l'interaction d'un faisceau DFDP et de ce mécanisme se traduit théoriquement par l'absence de signal de brisure d'orthogonalité [équation (II.15)], en considérant implicitement la dépolarisation pure comme une opération de moyennage d'effets anisotropes. En conséquence, la partie III de ce chapitre est consacrée à l'analyse théorique et expérimentale de cette interaction en tenant compte de l'influence de l'opération de moyennage sur les signaux de brisure d'orthogonalité.

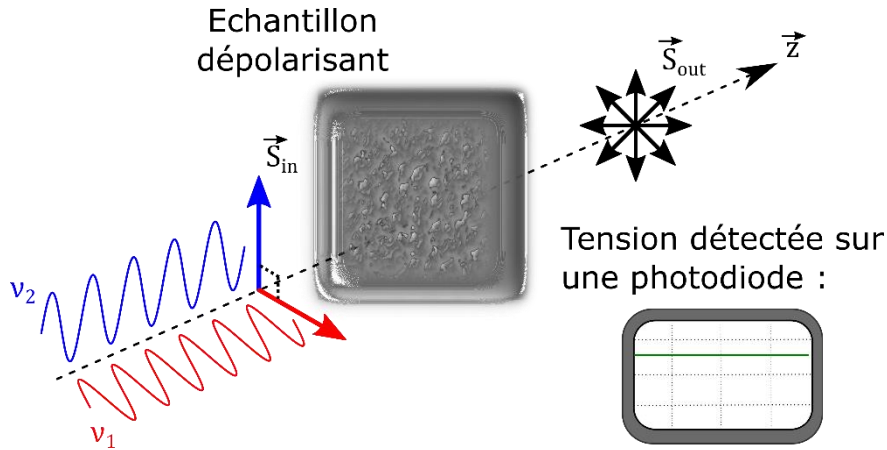


Figure 16 : Interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation avec un échantillon dépolarisant.

1.2.1-(b). Mesure du dichroïsme

La matrice de Mueller d'un dichroïsme elliptique, rappelée à l'équation (I.26), contient des coefficients $m_{0j} \neq 0$ pour $j \neq 0$. On s'attend donc à observer un signal de battement sur l'expression de l'intensité. D'après l'équation (II.12), l'intensité détectée lors de l'interaction d'un faisceau DFDP linéaire [donné par l'équation (II.6)] avec un échantillon dichroïque elliptique d'azimut ψ et d'ellipticité η [voir équation (I.26)], s'exprime :

$$I_{\text{out,L}}(t) = \underbrace{\rho I_0 \left[1 + d \frac{1-\gamma}{1+\gamma} C_{2\psi} C_{2\eta} \right]}_{I_{\text{out,L}}^0} + \underbrace{2d\rho I_0 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} S_{2\psi} C_{2\eta}}_{I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega X}} \cos(\Delta\omega t) + \underbrace{2d\rho I_0 \frac{\sqrt{\gamma}}{1+\gamma} S_{2\eta}}_{I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega Y}} \sin(\Delta\omega t), \quad (\text{II.16})$$

où l'indice L indique l'emploi d'une illumination DFDP à états linéaires et les notations compactes $S_U = \sin(U)$ et $C_U = \cos(U)$ ont été employées. Comme escompté, l'expression de l'intensité met en évidence l'apparition d'un terme de battement, à la fréquence angulaire $\Delta\omega$, sur l'intensité détectée. Sous réserve que la différence de fréquence entre les deux modes est inférieure à la bande passante du détecteur, il est possible d'observer la modulation temporelle de l'intensité. L'intensité détectée peut être séparée en une composante continue, notée I_{out}^0 , et une composante modulée à la fréquence angulaire $\Delta\omega$, dont les amplitudes en phase (exposant X) et en quadrature (exposant Y) sont indiquées respectivement par $I_{\text{out}}^{\Delta\omega X}$ et $I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y}$. L'amplitude du signal de battement, notée $\overline{I_{\text{out}}^{\Delta\omega}}$, est obtenue en calculant la somme quadratique des deux quadratures : $\overline{I_{\text{out}}^{\Delta\omega}} = \sqrt{(I_{\text{out}}^{\Delta\omega X})^2 + (I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y})^2}$. Pour revenir à la situation considérée, le dichroïsme projette partiellement chaque état de polarisation sur l'autre les faisant interférer, comme illustré sur la Figure 17 pour un échantillon dichroïque linéaire.

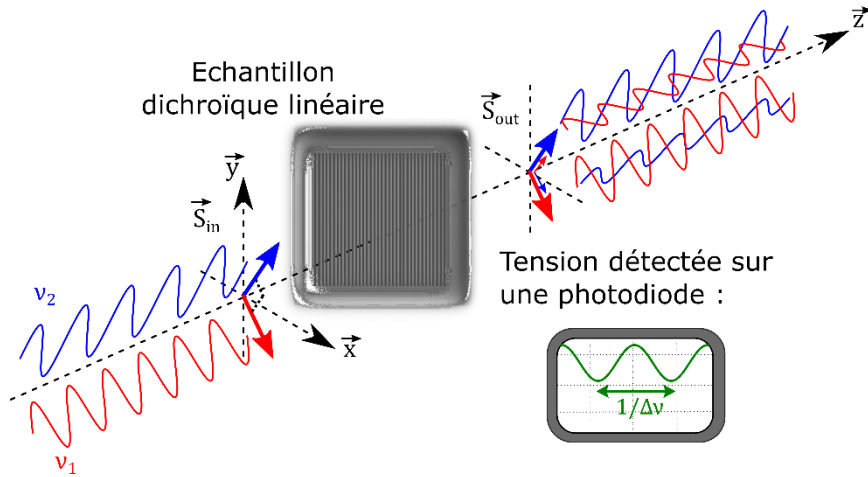


Figure 17 : Interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation avec un échantillon dichroïque linéaire.

En supposant la source DFDP linéaire parfaitement équilibrée ($\gamma = 1$), l'expression de l'intensité est réduite à :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{out},L}(t) &= \rho I_0 \{1 + d[\sin(2\psi) \cos(2\eta) \cos(\Delta\omega t) + \sin(2\eta) \sin(\Delta\omega t)]\}, \\
 I_{\text{out},L}^0 &= \rho I_0, \\
 I_{\text{out},L}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \sin(2\psi) \cos(2\eta), \\
 I_{\text{out},L}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 d \sin(2\eta).
 \end{aligned} \tag{II.17}$$

Dans le reste du manuscrit, nous considérerons toujours que la source DFDP considérée est bien équilibrée avec $\gamma = 1$. Cette condition est avantageuse pour caractériser les propriétés des échantillons puisqu'elle évite l'introduction d'un biais sur l'intensité continue et elle maximise

l'amplitude du signal de battement. Par exemple, pour $\gamma \neq 1$ dans l'équation (II.16), le facteur $d \frac{1-\gamma}{1+\gamma} C_{2\psi} C_{2\eta}$ est non nul en faisant intervenir la valeur du dichroïsme sur l'intensité continue, et les quadratures sont réduites d'un facteur $2\sqrt{\gamma}/(1+\gamma)$.

Pour exploiter les mesures, nous introduisons un paramètre scalaire, le contraste de brisure d'orthogonalité (OBC⁴) qui s'exprime comme l'amplitude du battement normalisée par l'intensité continue :

$$\text{OBC} = \frac{\overline{I_{\text{out}}^{\Delta\omega}}}{I_{\text{out}}^0} = \frac{\sqrt{(I_{\text{out}}^{\Delta\omega X})^2 + (I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y})^2}}{I_{\text{out}}^0}. \quad (\text{II.18})$$

Les variations locales de l'intensité lumineuse sont compensées par cette normalisation et seul le taux de modulation, dépendant des propriétés dichroïques de l'échantillon, est retenu. Un contraste unitaire désigne la projection maximale de chaque état polarisation sur l'autre. Au contraire, un contraste nul signifie que l'amplitude du battement est nulle et donc que l'orthogonalité est préservée.

Dans le cas le plus général, en injectant les expressions de l'équation (II.17) dans l'équation (II.18), le contraste de brisure d'orthogonalité sur un échantillon dichroïque elliptique est de la forme :

$$\text{OBC}_L = d \sqrt{\sin^2(2\psi) \cos^2(2\eta) + \sin^2(2\eta)}. \quad (\text{II.19})$$

À partir des deux quadratures, on peut également accéder à la phase du signal de battement qui renseigne aussi sur les propriétés de l'échantillon dichroïque :

$$\angle I_{\text{out}}^{\Delta\omega} = \text{atan} \left(\frac{I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y}}{I_{\text{out}}^{\Delta\omega X}} \right) = \text{atan} \left[\frac{\tan(2\eta)}{\sin(2\psi)} \right], \quad (\text{II.20})$$

où la notation $\angle I_{\text{out}}^{\Delta\omega}$ désigne la phase du signal de battement. Ainsi, dans le cas d'un échantillon dichroïque elliptique, l'OBC fournit le taux de diatténuation d pondéré par l'ellipticité η et l'angle du dichroïsme ψ , tandis que la phase du battement ne dépend que de η et ψ . Le taux de diatténuation, l'orientation et l'ellipticité du dichroïsme sont couplés sur le contraste et la phase de sorte que la caractérisation complète du dichroïsme est compromise en une seule mesure avec une source DFDP linéaire. En utilisant une source DFDP circulaire à l'illumination, les expressions du contraste et de la phase se réduisent à :

⁴ En anglais, OBC pour « Orthogonality Breaking Contrast ».

$$\begin{aligned} \text{OBC}_C &= d|\cos(2\eta)|, \\ \angle I_{\text{out},C}^{\Delta\omega} &= \text{atan}\left(-\frac{1}{\tan(2\psi)}\right) = 2\psi - \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

où l'indice C indique l'emploi d'une source DFDP circulaire. Dans cette situation, le taux de diatténuation et l'ellipticité sont couplés sur le contraste alors que la phase est reliée uniquement à l'orientation du dichroïsme. L'emploi d'états de polarisation circulaires à l'illumination est donc plus propice à la détermination des propriétés de l'échantillon dichroïque elliptique que des états linéaires. Cependant, sans connaissance a priori de l'ellipticité ou du taux de diatténuation, une seule acquisition ne suffit pas à découpler ces deux quantités sur le contraste. Les calculs, reprenant les équations (II.16) à (II.20), sont détaillés dans l'annexe AI.2 avec les sources DFDP linéaires et circulaires pour des échantillons dichroïques elliptiques, circulaires et linéaires.

Considérons maintenant un échantillon présentant uniquement du dichroïsme circulaire ($\eta = \pi/4$). L'emploi d'une source DFDP linéaire permet de sonder périodiquement les deux états de polarisation circulaire. En résultat, le contraste de brisure d'orthogonalité accède au taux de diatténuation circulaire tandis que la phase reste constante. La sensibilité de cette modalité est très intéressante pour caractériser de faibles dichroïsmes circulaires souvent rencontrés dans le domaine de la chimie [119,120]. Avec une source DFDP circulaire, les deux états de polarisation initiaux (circulaire droit et gauche) sont superposés avec les états propres (circulaires) du dichroïsme. Chaque état de polarisation est atténué selon les coefficients de transmission des axes du dichroïsme sans projection des états de polarisation. En conséquence, l'orthogonalité est maintenue, donc le contraste est nul et la phase reste constante.

Enfin, dans le cas d'un échantillon dichroïque linéaire ($\eta = 0$), un faisceau DFDP linéaire donne accès au taux de diatténuation et à l'orientation du dichroïsme de manière couplée sur le contraste. L'emploi d'un faisceau DFDP circulaire est avantageux puisqu'il permet de découpler les propriétés du dichroïsme linéaire sur le contraste et la phase dont les expressions théoriques sont :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_C &= d, \\ \angle I_{\text{out},C}^{\Delta\omega} &= 2\psi - \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

Les propriétés du dichroïsme linéaire sont donc accessibles en une seule acquisition à condition de déterminer simultanément le contraste de brisure d'orthogonalité et la phase. Ces résultats sont obtenus en mesurant l'intensité en configuration de transmission. Nous démontrons en annexe AI.2.1 que les expressions du contraste ne changent pas en réflexion et que seule la phase subit un décalage : $\angle I_{\text{out},C}^{\Delta\omega}|_{\text{réflexion}} = \pi - \angle I_{\text{out},C}^{\Delta\omega}|_{\text{transmission}}$.

En résumé, en espace libre, une source DFDP linéaire est adéquate pour caractériser un échantillon dichroïque circulaire en une seule acquisition de l'OBC. De manière réciproque, les propriétés d'un échantillon dichroïque linéaire sont directement extraites de l'OBC et de la phase en utilisant une source DFDP circulaire.

1.2.2. Étude à travers la fibre optique monomode

Dans la section II du chapitre 1, nous avons mentionné l'intérêt des techniques polarimétriques (Mueller, Stokes, OSC) pour la détection de tissus atteints de pathologies. Ces techniques standards sont adaptées à l'imagerie *ex vivo* où les tissus sont accessibles en espace libre. Cependant, dès lors que les tissus sont hors d'atteinte en espace libre, par exemple à l'intérieur du corps, le seul moyen actuel d'analyse repose sur l'extraction des tissus à imager puis son analyse *ex vivo*. Pour optimiser ce processus, une solution consiste à employer une technique polarimétrique compatible avec le déport de la lumière par endoscope. Cet instrument permet de réaliser des images de tissus internes en transportant la lumière grâce à un guide optique, souvent flexible, sans déplacer le système imageur jusqu'aux zones d'intérêts. Néanmoins, les guides employés étant biréfringents, ils altèrent l'état de polarisation de la lumière à l'illumination des tissus et à l'analyse de la lumière collectée par le guide. En l'état, les techniques classiques de polarimétrie sont incompatibles avec l'endoscopie. Des solutions, qui seront détaillées au chapitre 3, ont été proposées dans la littérature en déportant la lumière à l'aide de guides optiques monomodes.

Dans ce contexte, nous venons de voir que la technique de brisure d'orthogonalité n'était pas sensible à la biréfringence d'échantillons sondés en espace libre. À présent, nous allons étudier la sensibilité de la mesure par brisure d'orthogonalité aux divers effets polarimétriques lorsque la mesure est réalisée à travers un guide optique monomode, de matrice de Mueller \mathbf{M}_{g01} , déposant le faisceau DFDP sur un échantillon. Par souci de généralité, un second guide optique de matrice de Mueller \mathbf{M}_{g02} est considéré pour la collection de la lumière transmise par l'échantillon. Le vecteur de Stokes instantané à la sortie du second guide optique est donc :

$$\vec{S}_{\text{out}}(t) = \mathbf{M}_{g02} \mathbf{M}_s \mathbf{M}_{g01} \vec{S}_{\text{in}}(t), \quad (\text{II.23})$$

où \mathbf{M}_s est la matrice de Mueller de l'échantillon illuminé. En configuration de réflexion, il suffit de remplacer la matrice de Mueller \mathbf{M}_s par son expression en réflexion, donnée par l'équation (II.11) :

$$\vec{S}_{\text{out}}(t) = \mathbf{M}_{g02} \mathbf{O} \mathbf{M}_s^T \mathbf{O}^{-1} \mathbf{M}_{g01} \vec{S}_{\text{in}}(t). \quad (\text{II.24})$$

Les guides optiques sont assimilables à des éléments retardeurs (anisotropie de phase) susceptibles de présenter une absorption isotrope (sans effets dichroïques) [121]. Les matrices de Mueller \mathbf{M}_{g01}

et \mathbf{M}_{g02} sont donc modélisées par des éléments biréfringents linéaires [voir équation (I.17)] ou circulaires [voir équation (I.20)]. Cette approche signifie que l'intensité du faisceau DFDP est identique à l'entrée et la sortie de chaque guide d'onde puisque leur matrice de Mueller est unitaire. En conséquence, le guide optique de collection ne modifie pas le signal de battement potentiellement produit par le dichroïsme de l'échantillon puisque l'information est exclusivement portée par l'intensité. L'étude est donc concentrée sur l'influence du guide d'onde d'illumination en supposant que la collection de la lumière est effectuée par un guide optique non dichroïque.

Le guide d'illumination transporte le faisceau DFDP jusqu'à l'échantillon en modifiant les états de polarisation émis par la source. Ainsi, il est essentiel de traiter son influence sur l'expression de l'intensité détectée. Nous n'aborderons pas les cas d'échantillons isotrope, biréfringent ou dépolarisant puisqu'ils ne brisent pas l'orthogonalité du faisceau. En effet, les expressions de l'intensité déterminées précédemment [équations (II.13) à (II.15)] restent valables indépendamment des états de polarisation de la source DFDP. Il est important de préciser que la notion de dépolarisation, issue du moyennage d'effets anisotropes, implique que l'échantillon illuminé soit suffisamment loin du guide pour que l'opération de moyennage ait lieu dans ces conditions de mesure. L'étude est donc restreinte aux échantillons dichroïques linéaire ou circulaire illuminés à travers une fibre optique monomode.

1.2.2-(a). Mesure du dichroïsme à travers un guide biréfringent circulaire

En première approche, on considère un guide optique avec un retard uniquement circulaire (activité optique) [voir équation (I.20)]. La propagation d'une source DFDP dans un guide présentant de l'activité optique entraîne simplement la rotation des états de polarisation. En conséquence, lorsqu'un dichroïsme linéaire est sondé par un faisceau DFDP linéaire ou circulaire, les expressions déterminées en espace libre restent valides à une rotation d'angle près, notée θ , introduite par le guide optique sur l'orientation du dichroïsme ψ . Les calculs sont fournis en annexe AI.2.2-(a). Le contraste et la phase obtenus avec la source DFDP circulaire s'expriment donc :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_C &= d, \\ \angle I_{\text{out},C}^{\Delta\omega} &= \frac{\pi}{2} - 2(\psi + \theta). \end{aligned} \quad (\text{II.25})$$

Les expressions de l'équation (II.25) montrent que l'utilisation d'une illumination DFDP circulaire à travers une fibre monomode de biréfringence circulaire n'empêche pas la caractérisation du taux de diatténuation linéaire. L'orientation de l'anisotropie linéaire peut également être déduite si la rotation introduite par le guide optique est connue ou déterminée au préalable.

Le cas d'un échantillon dichroïque circulaire est trivial puisque ses axes propres et ceux du guide sont identiques. Le guide biréfringent n'affecte pas la mesure et les résultats sont donc équivalents à ceux obtenus en espace libre : une source DFDP linéaire permet d'accéder au taux de diatténuation circulaire alors qu'une source DFDP circulaire n'apporte aucune information puisque l'orthogonalité polarimétrique est maintenue.

1.2.2-(b). Mesure du dichroïsme à travers un guide biréfringent linéaire

De manière plus conventionnelle, un guide optique, et plus particulièrement une fibre optique monomode, agit comme un élément isotrope mais dans lequel il peut apparaître des biréfringences linéaires liées aux contraintes mécaniques ou thermiques. La matrice de Mueller d'une biréfringence linéaire est donnée par l'équation (I.17). Après propagation d'un faisceau DFDP à travers une fibre biréfringente linéaire, les deux états de polarisation orthogonaux sont transformés en états elliptiques (orthogonaux) dans le cas général. Alors, en sondant un échantillon dichroïque (linéaire ou circulaire), un biais est introduit sur l'intensité détectée par rapport à la configuration de mesure en espace libre. Nous étudions l'expression de ce biais $B(t)$ donnée par :

$$B(t) = \frac{I_{\text{out},\delta \neq 0}^{\Delta\omega}(t) - I_{\text{out},\delta = 0}^{\Delta\omega}(t)}{I_{\text{out}}^0}, \quad (\text{II.26})$$

où $I_{\text{out},\delta \neq 0}^{\Delta\omega}(t)$ et $I_{\text{out},\delta = 0}^{\Delta\omega}(t)$ désignent respectivement les expressions des amplitudes de battement instantanées à travers la fibre optique et en espace libre (sans guide optique).

L'expression de l'intensité détectée est déterminée à l'aide de l'équation (II.12) où les coefficients m_{0i} sont déduits du produit matriciel $\mathbf{M}_s \cdot \mathbf{M}_{g01}$. Dans le cas d'un échantillon dichroïque linéaire éclairé par une source DFDP linéaire à travers une fibre biréfringente (de retard linéaire δ et d'orientation du retard ψ_G), l'expression de l'intensité est :

$$\begin{aligned} I_{\text{out},L,\delta \neq 0}(t) &= \rho I_0 \\ &\quad + d\rho I_0 \cos(\delta) \cos(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t) \\ &\quad + d\rho I_0 \sin(2\psi_G) \cos[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t) \\ &\quad + d\rho I_0 \sin(\delta) \sin[2(\psi - \psi_G)] \sin(\Delta\omega t), \\ I_{\text{out},L}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out},L}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \{ \sin(2\psi_G) \cos[2(\psi - \psi_G)] + \cos(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\delta) \}, \\ I_{\text{out},L}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 d \sin(\delta) \sin[2(\psi - \psi_G)]. \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

Quand l'axe de la biréfringence est parallèle au dichroïsme ($\psi_G = \psi$), on remarque que ces expressions sont équivalentes à celles obtenues en l'absence du guide [voir équation (A1.11) de l'annexe A1.2.2-(b)]. Cependant, dans le cas général, on s'attend à ce que la biréfringence linéaire introduite par la fibre optique modifie l'intensité détectée. En introduisant les équations (A1.11) et

(II.27) dans l'équation (II.26), on déduit l'expression du biais introduit par la fibre sur l'amplitude du battement avec la source DFDP à états linéaires :

$$B_L(t) = 2d \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(2(\psi - \psi_G)) \left[\cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(\Delta\omega t) - \cos(2\psi_G) \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos(\Delta\omega t) \right], \quad (\text{II.28})$$

où l'indice L désigne l'emploi d'une source DFDP linéaire. Pour des endoscopes de longueur limitée, il est raisonnable de supposer les fibres optiques faiblement biréfringentes ($\delta \ll 1$). Il est donc permis de réaliser le développement en série du biais $B_L(t)$ en δ au premier ordre de telle sorte que son expression se simplifie :

$$B_L(t) = d \sin[2(\psi - \psi_G)] \sin(\Delta\omega t) \delta + O(\delta), \quad (\text{II.29})$$

où $O(\delta)$ désigne le reste de la contribution négligeable devant δ au voisinage de 0. L'amplitude du biais provient essentiellement de la quantité $d\delta \sin[2(\psi - \psi_G)]$ indiquant que le biais dépend des propriétés d'anisotropie de la fibre et de l'échantillon au premier ordre. Évidemment, si l'orientation des anisotropies est la même ($\psi = \psi_G$), le biais est nul. Lorsqu'une source DFDP circulaire est dirigée à travers la fibre optique pour sonder un dichroïsme linéaire, on détermine l'expression du biais de la forme :

$$B_C(t) = 2d \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t - 2\psi_G), \quad (\text{II.30})$$

où l'indice C désigne l'emploi d'une source DFDP circulaire. Les calculs sont détaillés en annexe AI.2.2-(b). De nouveau, en considérant le cas particulier d'une fibre optique faiblement biréfringente, le biais devient :

$$B_C(t) = d \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t - 2\psi_G) \frac{\delta^2}{2} + O(\delta^2). \quad (\text{II.31})$$

L'amplitude du biais dépend principalement de la quantité $d \sin[2(\psi - \psi_G)] \delta^2/2$ indiquant dans ce cas la domination du taux de diatténuation de l'échantillon sur le biais. Comme pour la source DFDP linéaire, le biais est nul lorsque les axes de biréfringence du guide sont alignés avec ceux de l'échantillon dichroïque. On remarque surtout que le faible retard du guide affecte l'amplitude du biais au second ordre.

En comparaison à l'amplitude du biais introduit par une source DFDP linéaire, le retard d'un guide optique monomode (faiblement biréfringent) perturbe moins la mesure du dichroïsme linéaire avec une source DFDP circulaire. En conséquence, une paire d'états de polarisation circulaires sera

appropriée pour sonder des dichroïsmes linéaires à travers une fibre optique faiblement biréfringente.

Comme évoqué à la section I.2.1-(b) de ce chapitre, la mesure du dichroïsme circulaire présente un fort potentiel pour le domaine de la chimie pour lequel de faibles dichroïsmes peuvent être mesurés. On évalue donc le biais introduit par un guide ou un élément optique faiblement biréfringent ($\delta \ll 1$) placé devant l'échantillon. Les calculs sont détaillés en annexe A1.2.2-(c). En employant une source DFDP linéaire, le biais s'exprime :

$$B_L(t) = d \cos(2\psi_G) \cos(\Delta\omega t) \delta + O(\delta). \quad (\text{II.32})$$

L'amplitude du biais dépend du taux de diatténuation de l'échantillon et des propriétés d'anisotropie du guide. Le retard affecte le biais au premier ordre. Par ailleurs, le biais sur la mesure sera peu important si les dichroïsmes sondés sont faibles. Dans le cas d'une source DFDP circulaire, l'orthogonalité polarimétrique est maintenue en espace libre [voir équation (A1.15)] puisque les axes propres (circulaires) du faisceau et de l'échantillon sont alignés. Bien entendu, en présence d'un guide optique biréfringent, les états de polarisation circulaires de la source DFDP deviennent elliptiques dans le cas général. L'interaction avec l'échantillon dichroïque circulaire brise l'orthogonalité. Un signal de battement apparaît et un biais est introduit sur la mesure :

$$B_C(t) = d \cos(\Delta\omega t + 2\psi_G) \delta + O(\delta). \quad (\text{II.33})$$

L'amplitude du biais n'est alors liée qu'au taux de diatténuation du dichroïsme circulaire et au retard au 1^{er} ordre introduit par le guide.

La mesure du dichroïsme circulaire est donc perturbée au 1^{er} ordre par le retard du guide optique biréfringent, que les mesures soient conduites avec une source DFDP linéaire ou circulaire.

II – Mise en œuvre expérimentale de la brisure d’orthogonalité

La brisure d’orthogonalité est une technique qui a été proposée en 2011 [122]. Entre cette période et le début de mes travaux de thèse, des expériences préliminaires ont été effectuées pour étudier ce concept alternatif de mesure polarimétrique. Dans cette partie, nous décrirons tout d’abord les sources bi-fréquence bi-polarisation employées au cours de ces expériences. Ensuite, nous détaillerons les premières expériences qui visaient à étudier le potentiel de la technique pour sonder les effets de dépolarisation et de dichroïsme à travers la fibre optique monomode ainsi qu’en espace libre. Pour terminer, nous montrerons les premières images par brisure d’orthogonalité obtenues sur un échantillon biologique et un échantillon artificiel.

II.1. Architectures de source laser bi-fréquence bi-polarisation

La génération d’un faisceau bi-fréquence bi-polarisation repose sur la superposition de deux états de polarisation orthogonaux et séparés en fréquence. Il existe plusieurs approches pour obtenir un faisceau à deux fréquences optiques. La solution la plus simple en principe est la combinaison de deux lasers monomodes de fréquences légèrement différentes. Nous écarterons rapidement cette solution car elle nécessite des boucles à verrouillage de phase optique extrêmement difficiles à mettre en œuvre [123]. Une seconde solution consiste à utiliser un laser vectoriel qui génère intrinsèquement l’état bi-fréquence souhaité. Une dernière solution consiste à utiliser un laser monomode commercial suivi d’un dispositif de modulation externe mettant en forme un faisceau bi-fréquence. Nous allons détailler les deux dernières approches dont nous nous sommes servis pour générer un faisceau DFDP dans les expériences menées puis nous mentionnerons des solutions alternatives qui aboutissent également à l’obtention d’un faisceau DFDP.

II.1.1. Laser bi-fréquence à état solide

Dans les premières expériences, qui seront détaillées à la section II.2.1 de ce chapitre, un laser bi-fréquence à état solide à 1550 nm a été employé. Cette architecture a été choisie préférentiellement aux autres car il s’agit de la solution qui offre potentiellement l’orthogonalité la plus parfaite des deux champs. La réalisation de lasers bi-fréquences par ailleurs est un savoir-faire de l’équipe de recherche [124–131]. Tous les composants nécessaires à sa réalisation étaient disponibles au laboratoire ce qui a permis de mener à bien les expériences de validation du principe de mesure par brisure d’orthogonalité.

Pour revenir à l'architecture considérée, la structure d'un laser à état solide comprend typiquement une cavité, un milieu à gain et un système de pompage optique du milieu amplificateur. Lorsque le milieu amplificateur présente suffisamment de gain suivant les deux polarisations orthogonales et une constante de couplage $c < 1$, il est possible de faire osciller simultanément deux états de polarisation orthogonaux dans la cavité. Ces conditions sont réunies dans les milieux actifs Er :Yb [126], ND :YAG [132], Yb :KGW [133] ou Ti :Sa [130], par exemple souvent utilisés pour la génération de battements à haute fréquence, entre 0,8 et 1,5 μm . En insérant un (ou plusieurs) cristal biréfringent dans la cavité laser, une différence de chemin optique est introduite entre les axes ordinaire et extraordinaire du milieu biréfringent de telle sorte que deux états de polarisation orthogonaux oscillent à deux fréquences différentes [124,125]. En effet, chaque état de polarisation « voit » une longueur de cavité différente résultant en une différence de fréquence entre les deux états propres de la cavité. Le décalage fréquentiel entre les deux polarisations varie typiquement de la gamme de fréquences RF jusqu'aux THz selon les éléments insérés dans la cavité laser. Ce décalage de fréquence peut être obtenu avec deux lames quart d'onde intracavité dont l'orientation des axes de l'une par rapport à l'autre permet d'ajuster la valeur du décalage [125,134]. Un cristal électro-optique de LiTaO₃ [129,131] permet également de maîtriser continument le décalage fréquentiel de manière électrique. Enfin, la solution que nous avons adoptée repose sur l'insertion d'un cristal biréfringent court taillé à 45° de son axe optique. Dans cette configuration schématisée sur la Figure 18, le cristal biréfringent définit la direction des états propres de polarisation et introduit simultanément une légère séparation spatiale⁵ entre les deux champs dans le milieu actif. Cette séparation spatiale a l'avantage de réduire les couplages non linéaires entre les deux états propres oscillant dans la cavité [135,136] et par conséquent de rendre l'oscillation bi-fréquence robuste. Pour une faible séparation spatiale (de l'ordre de 20 μm [137,138]) il n'est pas nécessaire de recourir à des architectures de pompage compliquées. Un seul faisceau de pompe suffit pour couvrir les deux états propres dans le milieu à gain. De plus, l'équilibre en puissance entre les états propres peut être ajusté par le positionnement latéral du faisceau de pompe. Pour une séparation spatiale importante de l'ordre du millimètre (configuration biaxe), deux faisceaux de pompe sont nécessaires pour exciter les deux états propres de la cavité. Cette deuxième configuration permet d'insérer des éléments intracavité sur chaque état propre indépendamment et donc d'étendre les possibilités sur le contrôle du décalage fréquentiel [130,131].

⁵ En anglais, cette séparation spatiale est désignée par le terme « walk-off ».

Pour assurer le fonctionnement monomode longitudinal du laser sur chaque état propre de polarisation, un étalon en verre de faible épaisseur (entre 20 μm et quelques mm [124,130,133]) est inséré dans la cavité. Par ailleurs, l'inclinaison de l'étalon modifie l'épaisseur traversée par les faisceaux et modifie la longueur d'onde du laser⁶.

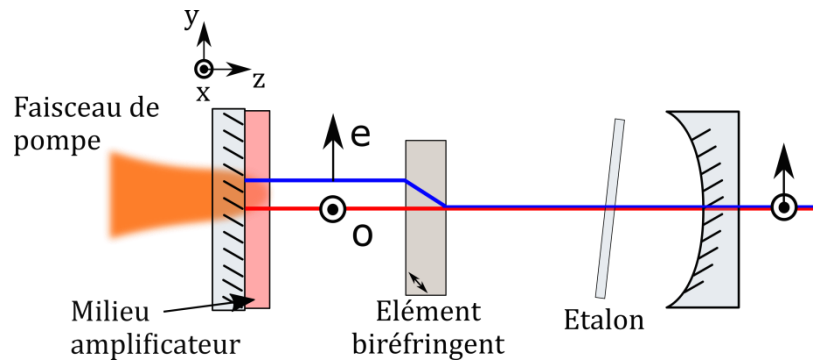


Figure 18 : Structure laser à état solide pour générer un faisceau bi-fréquence bi-polarisation (configuration uniaxe).

En sortie de cavité laser, les deux champs polarisés orthogonalement sont parfaitement superposés par construction puisqu'ils se partagent la même cavité optique. La détection du faisceau DFDP à travers un polariseur (supposé parfait) résulte en un signal de battement à la fréquence $\Delta\nu$ dont l'amplitude de modulation est égale à 100%, comme schématisé sur la Figure 20(a), lorsque la projection des deux états linéaires est maximisée. Il est important de noter que par construction, les deux états de polarisation sont aussi parfaitement orthogonaux.

La source DFDP que nous avons utilisée dans les premières expériences [137] est un laser à état solide, émettant à $\lambda = 1550 \text{ nm}$, de cavité externe de 4 cm de long dans laquelle un cristal dopé Erbium-Ytterbium (Er:Yb) est pompé optiquement par une diode laser à 976 nm. Un étalon en silice (40 μm d'épaisseur), avec un traitement antireflet de 40% à 1550 nm, est inséré dans la cavité pour assurer l'émission monomode longitudinale du laser DFDP. Un cristal biréfringent YVO₄ de 500 μm d'épaisseur est introduit dans la cavité pour : (i) établir le régime à deux états de polarisations linéaires orthogonaux ; (ii) réaliser le décalage fréquentiel ($\sim 1 \text{ GHz}$) ; (iii) induire une faible séparation spatiale (50 μm) des états de polarisations dans le milieu actif augmentant la robustesse de l'oscillation bi-fréquence. De plus, l'intensité sur chaque mode est équilibrée en ajustant latéralement la position du faisceau de pompe. Dans cette configuration, le laser offre une puissance de sortie de 1,8 mW pour une puissance de pompe de 130 mW.

⁶ L'inclinaison de l'étalon modifie finement la longueur totale de la cavité changeant la longueur d'onde du laser. Avec une structure laser biaxe, l'insertion d'un étalon sur chaque état propre indépendamment permet de contrôler la longueur d'onde de chaque état et donc le décalage fréquentiel entre eux.

Aucune stabilisation du décalage fréquentiel n'a été appliquée à cette source. Il est à noter que la variation en température des éléments constituant la cavité peut entraîner une légère dérive temporelle de la fréquence du battement. Un des savoir-faire du laboratoire porte, justement, sur la stabilisation de battements RF et THz par des méthodes optiques ou optoélectroniques basées sur la technique de Pound-Drever-Hall [123,139], la synthèse de fréquence [140] ou encore par verrouillage de phase à boucle optoélectronique (OEPLL⁷) [141–143]. Les mesures réalisées étant ponctuelles et instantanées dans le cas des expériences menées avec le laser DFDP, la stabilisation du battement n'était pas requise.

Enfin, les lasers DFDP à état solide sont caractérisés par des puissances de sortie généralement faibles (quelques dizaines de milliwatts pour des puissances de pompe de l'ordre du watt [130,132–134]) ce qui peut être un frein pour l'imagerie, particulièrement à longue distance. Par ailleurs, ces structures lasers n'ont pour l'instant été développées que dans le domaine proche infrarouge [126,130,136]. On peut toutefois mentionner la génération d'un laser DFDP impulsionnel dans le visible à 532 nm [144] par doublage de fréquence. Dans les expériences que nous allons décrire par la suite, l'étude d'échantillons biologiques a entraîné le besoin de réaliser une source DFDP dans le bleu à 488 nm, longueur d'onde très souvent utilisée en biologie [145]. Les besoins en termes de fréquence de battement et d'accordabilité ne justifiant pas de concevoir une nouvelle source DFDP à cette longueur d'onde, nous avons employé l'approche plus versatile détaillée dans la section suivante.

II.1.2. Source bi-fréquence bi-polarisation par module externe type Mach-Zehnder

Un faisceau bi-fréquence bi-polarisation peut être généré au moyen d'un laser commercial monomode mis en forme par un module externe. Dans ce module qui s'apparente à un interféromètre de type Mach-Zehnder, le faisceau laser est séparé sur deux bras de polarisations orthogonales et un modulateur acousto-optique inséré sur un des deux bras introduit le décalage de fréquence $\Delta\nu$ requis. En recombinaison des deux bras, un faisceau DFDP est obtenu par la superposition de deux états orthogonaux décalés en fréquence. Une lame demi-onde placée à l'entrée du module et orientée autour de 45° permet d'ajuster la puissance dirigée sur chaque bras du module pour équilibrer la puissance lumineuse des deux champs du faisceau DFDP.

L'opération de transposition fréquentielle est réalisée par un transducteur piezo-électrique propageant des ondes acoustiques à une fréquence RF dans un cristal acousto-optique (typiquement de dioxyde de Tellure TeO_2) auquel il est plaqué. Ces ondes créent un réseau d'indice dans le cristal

⁷ En anglais, « Optoelectronic phase-locked loop » (OEPLL).

qui diffracte la lumière en plusieurs spots lumineux. Chaque spot est décalé en fréquence d'un multiple de la fréquence RF appliquée au cristal acousto-optique selon l'ordre de diffraction (régime de Bragg). Pour un angle d'incidence particulier dit angle de Bragg, la lumière transmise peut être maximisée dans l'ordre 1, limitant ainsi les pertes de transposition fréquentielle [146].

Cette architecture à séparation et recombinaison du faisceau peut être adaptée à n'importe quelle longueur d'onde du spectre optique en utilisant un laser et des composants optiques appropriés à la longueur d'onde de travail. La puissance de sortie du faisceau DFDP est limitée uniquement par la résistance des composants aux fortes puissances. En revanche, la mise en œuvre de cette architecture demande une très grande précision d'alignement des deux faisceaux pour les superposer parfaitement. En pratique, il est difficile de les aligner parfaitement si bien que l'amplitude de modulation mesurée en maximisant la projection du faisceau sur un polariseur reste toujours inférieure à 100% (voir Figure 20).

Nous avons utilisé cette architecture pour obtenir un faisceau bi-fréquence bi-polarisation à 488 nm [147,148]. La Figure 19 représente le schéma de cette seconde source. Un laser commercial (PC14584, Newport) de 40 mW à $\lambda = 488$ nm est dirigé sur un cube polarisant (PBS 1) pour obtenir deux faisceaux polarisés orthogonalement. Un bras est décalé en fréquence de 80 MHz par un modulateur acousto-optique (AOM) inséré sur le chemin optique. Un polariseur de Glan (GP) est placé dans le bras non décalé en fréquence pour garantir un état de polarisation parfaitement linéaire avant recombinaison sur le second cube polarisant (PBS 2). En sortie de montage, un faisceau DFDP d'une puissance de 40 mW est généré.

Lors des premiers essais avec cette architecture, le signal de battement mesuré à travers un polariseur était très instable à cause des fluctuations de la différence de marche entre les deux bras. La source était donc incompatible avec la stabilité requise pour une mesure de l'amplitude du battement sur plusieurs périodes ($T = 1/\Delta\nu$) et donc pour la réalisation d'images. Pour limiter l'influence des fluctuations mécaniques et thermiques, toute l'architecture entre les deux PBS (compris) fut compactée sur un bloc monolithique de dimensions 100x100 mm facilitant également l'alignement des faisceaux. Les deux champs électriques sont superposés en ajustant finement l'orientation (\sim mrad) des miroirs de telle sorte qu'avec un analyseur de faisceau (caméra), un seul spot reste visible sur une distance de 1 m. Un diaphragme (D), placé après le second cube polarisant, filtre les multiples ordres du faisceau diffracté par l'AOM et améliore la superposition des deux modes. Le diaphragme peut être remplacé par une fibre optique dont le cœur agit de manière similaire et filtre les modes spatiaux souffrant de légères distorsions après propagation dans l'architecture Mach-Zehnder et l'AOM. Une lame demi-onde (HWP), placée entre le laser et le

cube PBS 1, contrôle la quantité de lumière projetée sur les deux axes du cube polarisant. En tenant comptes des pertes introduites par le modulateur acousto-optique, l'orientation de la lame demi-onde permet d'assurer l'équilibrage précis (en termes de puissance) du faisceau DFDP en sortie du système. Enfin, une lame quart d'onde amovible à la sortie du dispositif Mach-Zehnder transforme les états linéaires du faisceau DFDP en états circulaires.

En pratique, cette approche a l'inconvénient de présenter un signal résiduel à la fréquence RF imposée à l'AOM, comme nous le verrons dans les résultats présentés à la section II.2.2 de ce chapitre. En effet, la protection électronique imparfaite du générateur du signal RF n'empêchait pas une fuite de puissance RF dans les câbles de la photodiode se répercutant par un biais sur la mesure.

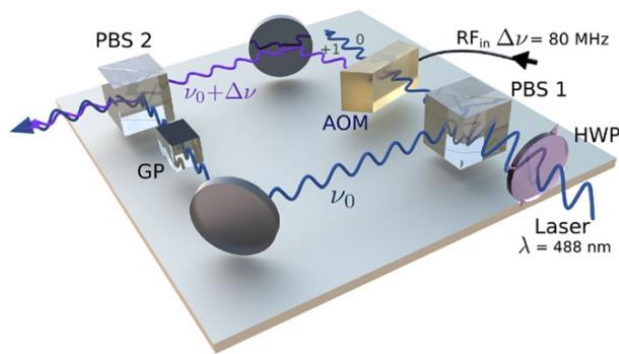


Figure 19 : Module externe type Mach-Zehnder sensible à la polarisation pour générer un faisceau bi-fréquence bi-polarisation.

Les avantages et inconvénients des deux architectures sont résumés dans le Tableau 2. Pour la mise en œuvre de mesures par brisure d'orthogonalité automatisée, il est essentiel de récupérer un signal de référence qui permettra de démoduler le signal de battement détecté. L'opération de démodulation permet de transposer le signal de battement de la gamme radiofréquence en basse fréquence pour finalement rendre possible la conversion du signal analogique en signal numérique et reconstruire le signal détecté sur ordinateur. Dans le cas d'une source DFDP à module externe, le signal de référence peut être extrait directement du signal électrique RF envoyé au modulateur acousto-optique. Une seconde option consiste à prélever une partie du faisceau de sortie (d'un laser bi-fréquence ou avec le PBS 2 de l'architecture à module externe) puis à faire battre les deux états de polarisation à travers un polariseur. Cette seconde méthode évite la dérive temporelle entre les phases de la référence et du signal de battement qui pourrait être induite par des fluctuations résiduelles du chemin optique dans l'architecture interférométrique de la source DFDP à module externe.

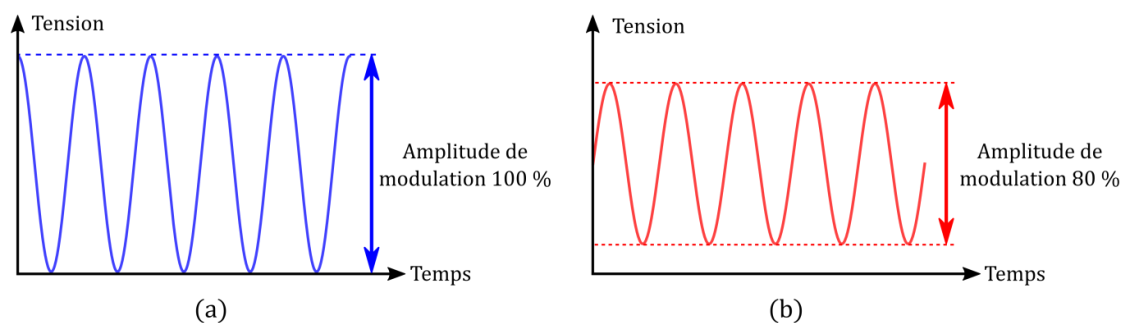


Figure 20 : Signaux de battement maximum produits par un laser DFDP (a) et d'une architecture type Mach-Zehnder (b).

Tableau 2 : Récapitulatif des avantages et inconvénients des deux architectures de sources bi-fréquence bi-polarisation utilisées.

	Avantages	Inconvénients
Laser bi-fréquence à état solide	<ul style="list-style-type: none"> Orthogonalité polarimétrique parfaite Superposition des vecteurs d'onde des états propres parfaite Montée en fréquence aisée Accordabilité du décalage fréquentiel possible (électro-optique intracavité) 	<ul style="list-style-type: none"> Laser « de laboratoire » Longueur d'onde restreinte au domaine proche infrarouge Faible puissance de sortie Équilibre des bras difficile à maîtriser Sans asservissement, dérive fréquentielle du signal RF
Source bi-fréquence à module externe	<ul style="list-style-type: none"> Disponibilité en puissance Agilité en longueur d'onde Modularité 	<ul style="list-style-type: none"> Alignement & mécanique contraignants Orthogonalité polarimétrique imparfaite Superposition des vecteurs d'onde des états propres imparfaite Dérive de la phase du battement Nécessité d'un oscillateur électronique de puissance Signal RF résiduel

II.1.3. Solutions alternatives

Il existe d'autres méthodes pour générer un faisceau bi-fréquence bi-polarisation. L'approche la plus simple consiste à combiner et à stabiliser deux lasers [149–151] de polarisation orthogonale. Par ailleurs, le principe des lasers bi-fréquences à état solide a été transposé aux lasers à semi-conducteurs VECSEL [136,152,153] assurant le fonctionnement bas bruit du laser bi-fréquence. D'autres travaux ont porté sur l'utilisation de laser à fibre DFB (« distributed feedback laser ») [154–157] ou de laser à semi-conducteurs [150,158] biréfringents.

II.2. Validations expérimentales

II.2.1. Première caractérisation de la mesure déportée par fibre optique

La conception de la technique de brisure d'orthogonalité a été motivée par le développement d'une mesure polarimétrique rapide et robuste au déport de la lumière à travers une fibre optique monomode. Ces deux aspects furent l'objet de premiers travaux [137] que nous détaillons dans cette section.

II.2.1-(a). Montage expérimental à $\lambda = 1550$ nm

Pour réaliser cette étude, le montage schématisé sur la Figure 21 a été développé [137]. Le faisceau DFDP infrarouge à $\lambda = 1550$ nm était généré par le laser bi-fréquence à état solide décrit précédemment (section II.1.1). Il était injecté puis guidé dans un montage constitué de fibres optiques monomodes (SMF-28) et d'un circulateur fibré insensible à la polarisation (PIC). Une fibre d'une longueur de 2 m dirigeait l'illumination sur l'échantillon. La lumière était rétrodiffusée, rétro-propagée dans la même fibre, extraite par le circulateur et envoyée sur une photodiode rapide de bande passante 16 GHz supérieure à la fréquence du battement (~ 1 GHz). Enfin, le signal RF détecté était amplifié de 60 dB par un amplificateur de puissance (fréquence de coupure à 2 GHz) puis transmis sur un analyseur de spectre électrique (ASE) de 40 GHz de bande passante.

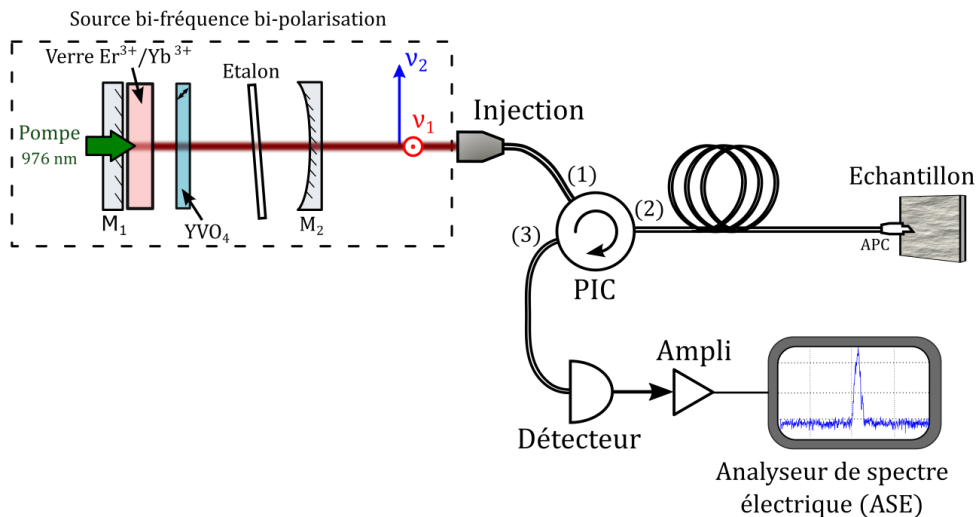


Figure 21 : Schéma du montage expérimental de mesure polarimétrique par brisure d'orthogonalité avec un laser à état solide bi-fréquence à $\lambda = 1550$ nm sur un miroir et un polariseur à travers un montage fibré monomode [137].

II.2.1-(b). Évaluation de la dynamique de mesure maximale à travers la fibre optique

En premier lieu, l'étude a été dirigée sur l'évaluation de la dynamique de mesure maximale du contraste de brisure d'orthogonalité (OBC) lorsque l'orthogonalité du faisceau laser DFDP était maintenue ou, au contraire, projetée sur un polariseur. La dynamique a été estimée en calculant le

rapport de l'amplitude du battement à la fréquence $\Delta\nu$ des signaux résiduel et maximal mesurés ($P^{\Delta\nu}/P_{proj}^{\Delta\nu}$). L'amplitude résiduelle $P^{\Delta\nu}$ était mesurée en illuminant un miroir (rétroreflecteur fibré) alors que l'amplitude maximale $P_{proj}^{\Delta\nu}$ était obtenue en insérant, à la sortie du laser DFDP, un polariseur (de transmission $T_p = 85\%$) orienté à 45° des états propres du faisceau.

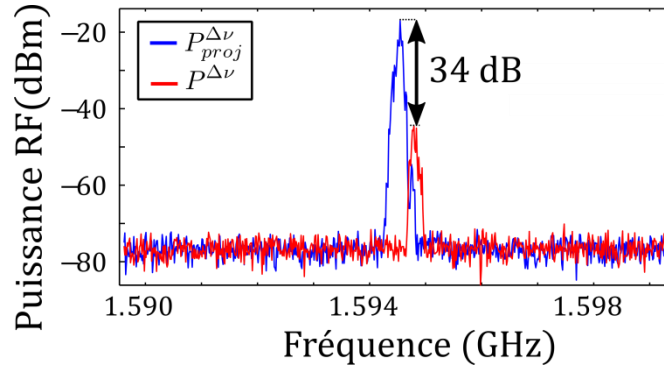


Figure 22 : Spectres électriques acquis sur un miroir ($P^{\Delta\nu}$) et en projetant les états de polarisation sur un polariseur ($P_{proj}^{\Delta\nu}$) placé en sortie du laser. Une fibre optique SMF-28 de 2 m était utilisée pour transporter le faisceau laser jusqu'au miroir [137].

Cette expérience avait pour objectif de démontrer que l'orthogonalité polarimétrique d'un faisceau DFDP est maintenue après propagation dans une fibre monomode et donc que ce guide affecte peu la dynamique de mesure. À partir des spectres électriques acquis et présentés sur la Figure 22, le contraste maximal a été estimé à 34 ± 1 dB après propagation du laser dans une fibre optique monomode de 2 m. L'ajout de 20 km de fibre a entraîné la réduction de la dynamique de mesure à 25 ± 1 dB. Ce contraste reste tout de même important montrant que l'orthogonalité restait bien préservée sur plusieurs dizaines de kilomètres.

Par ailleurs, il avait été constaté que le circulateur dégradait l'orthogonalité entre les deux modes. En effet, le contraste mesuré au port (2) atteignait 28 ± 1 dB tandis qu'il avait été mesuré à 27 ± 1 dB au port (3), après réflexion du faisceau sur le miroir fibré connecté au port (2). Enfin, la légère dérive de la fréquence du battement entre les deux spectres de la Figure 22 s'explique par l'absence d'électronique d'asservissement pour stabiliser la fréquence du battement, comme mentionné dans la description de la source à la section II.1.1 de ce chapitre.

II.2.1-(c). Dépendance du contraste à l'angle du dichroïsme linéaire

Une autre étude a été menée afin de confirmer l'influence de l'orientation du dichroïsme linéaire sur l'amplitude du battement RF (donc du contraste) en employant une source DFDP linéaire [voir équation (A1.12)]. Le montage expérimental (Figure 21) a été modifié en insérant à la sortie de la fibre un collimateur fibré suivi d'un polariseur linéaire tournant et enfin d'un miroir. De plus, la fibre optique fut soigneusement disposée sur la table optique afin d'éviter toute contrainte

importante et ainsi limiter l'influence de la biréfringence sur l'état de polarisation du faisceau. En sortie de fibre, la polarisation du faisceau lumineux était alors peu perturbée afin d'analyser uniquement l'action de l'orientation du dichroïsme sur le contraste.

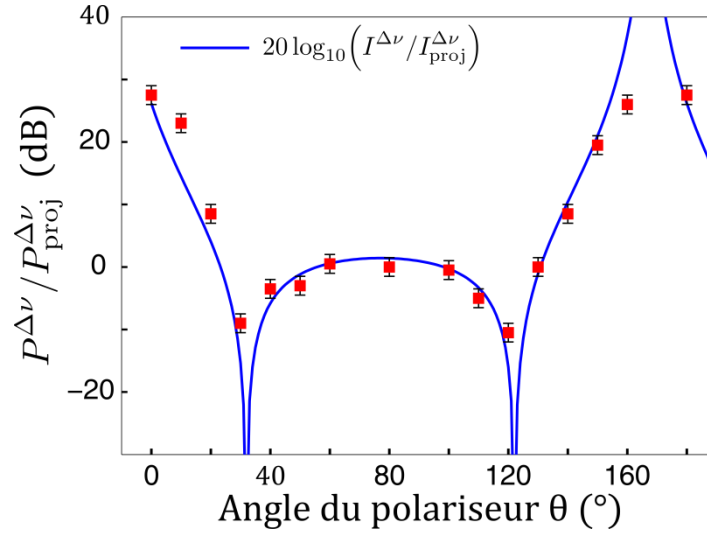


Figure 23 : Contraste de brisure d'orthogonalité mesuré sur un polariseur suivi d'un miroir en fonction de l'angle du polariseur. Les mesures expérimentales (■) obtenues à l'analyseur de spectre électrique sont comparées à son expression théorique (ligne continue bleue).

Le contraste a été déterminé pour diverses orientations relatives du polariseur entre 0° et 180° et a été comparé avec sa forme théorique. Les résultats sont reportés sur la Figure 23 où l'axe passant du polariseur correspond à $\phi_0 = 32^\circ$. En considérant le polariseur sondé comme parfait (taux de diatténuation $d = 1$), l'amplitude du battement s'exprime d'après l'équation (A1.11) : $I^{\Delta\nu} = \rho I_0 \{\sin[2(\phi - \phi_0)] + K_0\}$ où ρ est le coefficient d'absorption isotrope du polariseur. Dans cette expression, la quantité de lumière parasite réfléchi sur le collimateur, notée K_0 , est prise en compte avec $K_0 = 0,3$. La configuration expérimentale ne permettant pas de mesurer la contribution continue I_0 de l'intensité détectée, le contraste de brisure d'orthogonalité (OBC) a été exprimé en normalisant l'amplitude du battement $I^{\Delta\nu}$ par l'amplitude $I_{\Delta\nu}^{proj}$ mesurée en projetant les états de polarisation en sortie du laser. Dans la section II.1, nous avons indiqué que la projection maximale des états de polarisation d'un faisceau DFDP, généré par un laser bi-fréquence, permet d'atteindre une modulation d'amplitude de 100%, autrement dit que l'amplitude de modulation (1/2 de la tension crête-crête) est égale à l'intensité continue. Ainsi, en projetant les états de polarisation orthogonaux à la sortie du laser sur un polariseur orienté à 45° des états propres, l'amplitude du battement $I_{\Delta\nu}^{proj}$ est proportionnelle à la contribution continue I_0 de l'intensité. Après projection sur le premier polariseur, le faisceau, polarisé linéairement, traverse le second polariseur placé après le

collimateur et l'intensité suit la loi de Malus : $I_{proj}^{\Delta\nu} = T_p \rho I_0 \{\cos^2(\phi - \phi_0) + K_0\}$. Le contraste théorique est alors de la forme :

$$\frac{I_{\Delta\nu}}{I_{\Delta\nu}^{proj}} = \left| \frac{2\{\sin[2(\phi - \phi_0)] + K_0\}}{T_p\{1 + \sin[2(\phi - \phi_0)] + 2K_0\}} \right|. \quad (\text{II.34})$$

La fidélité des résultats expérimentaux à la courbe théorique sur la Figure 23 avait confirmé expérimentalement la dépendance du contraste OBC à l'orientation du dichroïsme lorsqu'une source DFDP linéaire sonde un échantillon dichroïque linéaire.

II.2.1-(d). Mesures de la dépolarisation

Pour terminer, les mesures avaient été conduites sur divers échantillons dépolarisants. Chaque échantillon sondé était placé au voisinage de la terminaison distale de la fibre monomode (la fêrûle du connecteur APC⁸) utilisée pour déporter le faisceau DFDP linéaire. Dans cette configuration, une très faible partie de la puissance optique de l'illumination était rétrodiffusée dans la fibre et propagée jusqu'au détecteur : environ 10 μW pour un adhésif métallique contre 0,7 μW avec un papier diffusant. Malgré tout, le système de détection hétérodyne offrait une sensibilité suffisante pour observer une différence de contraste après amplification du signal détecté et analyse à l'ASE. La Figure 24(a) illustre la différence des contrastes mesurés sur l'adhésif métallique non dépolarisant et le papier diffusant dépolarisant. La Figure 24(b) présente les résultats sur dix échantillons où le degré de polarisation mesuré avec un polarimètre de Stokes espace libre est comparé au degré de polarisation estimé à partir du contraste de brisure d'orthogonalité par l'expression : $\hat{\mathcal{P}} = \sqrt{1 - \text{OBC}}$ [137]. Bien que les mesures semblent coïncider avec les deux dispositifs, ces résultats sont clairement en contradiction avec l'expression théorique de l'intensité issue de travaux postérieurs [voir l'équation (II.15)] qui prédit l'insensibilité de la technique à la dépolarisation. Pour cette raison, une étude approfondie de l'interaction entre le faisceau DFDP et la dépolarisation sera menée dans la partie III de ce chapitre.

⁸ Un connecteur APC ou contact physique à angle en français, désigne une fibre dont la terminaison est clivée à 8°.

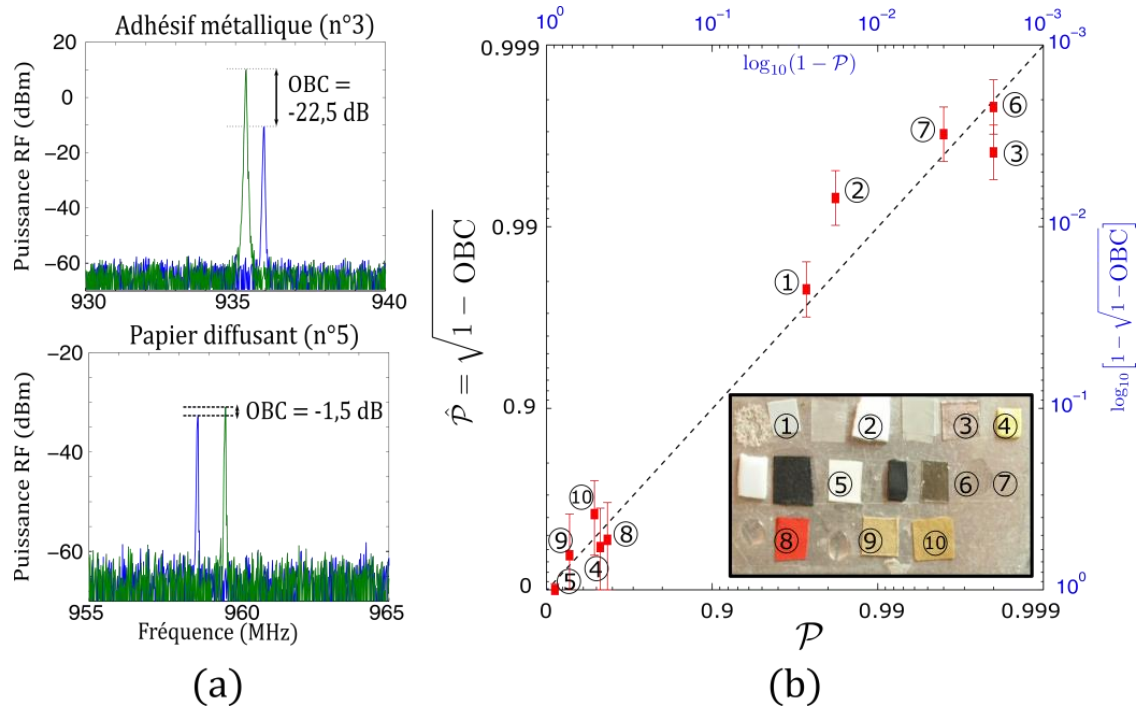


Figure 24 : (a) Évaluation du contraste de brisure d'orthogonalité (OBC) à $\lambda = 1550$ nm sur un échantillon métallique non dépolarisant et un échantillon diffusant dépolarisant. (b) Estimation du degré de polarisation (\hat{P}) à partir du contraste de brisure d'orthogonalité (OBC) mesurés sur dix échantillons à $\lambda = 1550$ nm en fonction du degré de polarisation (P) obtenu avec un polarimètre de Stokes standard espace libre. Ces images ont été extraites de la référence [137].

II.2.2. Mesure par brisure d'orthogonalité en espace libre à $\lambda = 488$ nm

Dans les expériences suivantes, les objectifs étaient de vérifier expérimentalement la capacité de la technique de brisure d'orthogonalité de caractériser complètement le dichroïsme linéaire ainsi que de réaliser les premières images par brisure d'orthogonalité.

II.2.2-(a). Acquisitions locales en transmission

Tout d'abord, les mesures ont été réalisées en un point sur plusieurs échantillons connus, de différents taux de diatténuation, illuminés par un faisceau DFDP circulaire à $\lambda = 488$ nm produit par l'architecture à module externe décrite dans la section II.1.2 [148]. La méthode de mesure, représentée sur la Figure 25, est simple : le faisceau DFDP traverse l'échantillon, installé sur une monture de rotation, puis est détecté sur une photodiode rapide pour plusieurs orientations de l'échantillon entre 0° et 180° . Les valeurs d'OBC et de phase ont été calculées à partir de la trace du signal délivré par le détecteur observé sur un oscilloscope.

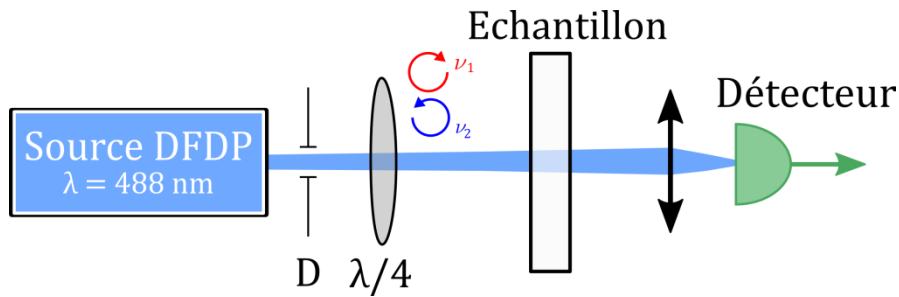


Figure 25 : Schéma du montage expérimental de mesures par brisure d'orthogonalité réalisées en transmission avec la source bi-fréquence bi-polarisation circulaire à $\lambda = 488$ nm.

Le taux de diatténuation a été déduit en normalisant l'OBC par sa valeur maximale mesurée sur un polariseur. Nous avons d'abord mené l'expérience avec une densité optique neutre (absorbant isotrope) et une lame demi-onde (biréfringente) à $\lambda = 850$ nm pour vérification. Idéalement nuls, les taux de diatténuation ont été mesurés respectivement à 0,09 et 0,045 avec la source DFDP circulaire [Figure 26(a)]. Les faibles écarts observés par rapport à 0 s'expliquent par la présence d'un signal résiduel à 80 MHz (voir section II.1.2 de ce chapitre). Comme calculé dans les équations (II.13) et (II.14), l'orthogonalité du faisceau DFDP est préservée (signal de battement quasi-nul) lors de la propagation à travers un milieu biréfringent ou isotrope. Ensuite, un polariseur visible (LP-VIS-A, Thorlabs) et un polariseur infrarouge (LP-NIR, Thorlabs) ont été étudiés. Au préalable, leur taux de diatténuation a été déterminé à partir des mesures des transmissions maximale (T_{max}) et minimale (T_{min}) réalisées avec un faisceau laser classique polarisé linéairement. Les valeurs acquises ont été respectivement mesurées à 0,99 et 0,45 à $\lambda = 488$ nm pour les diatténuateurs visible et infrarouge, en accord avec les données du constructeur. Avec la source DFDP circulaire, le taux de diatténuation sur le polariseur visible est quasi-constant à une valeur moyenne de 0,97, très proche de la valeur de référence 0,99. Sur la Figure 26(a), la faible modulation du taux de diatténuation, qui se dessine lorsque le polariseur est tourné, est probablement liée aux états de polarisation qui n'étaient pas rigoureusement circulaires. Concernant le polariseur infrarouge, le taux de diatténuation a été mesuré en moyenne à 0,43 en bon accord avec la valeur attendue de 0,45.

L'orientation du dichroïsme linéaire a été obtenue à partir du décalage de phase entre le signal mesuré et le signal de référence, lui-même calibré avec un polariseur d'orientation connue afin de compenser le délai de phase introduit par les câbles électriques utilisés et la distance de travail entre la source et le détecteur. L'orientation estimée du dichroïsme est tracée en fonction de l'orientation du polariseur visible sur la Figure 26(b). Les angles calculés à partir de la phase correspondent fidèlement aux orientations du polariseur fixées lors de la mesure (directement lues sur la graduation de la monture de rotation du polariseur).

En résumé, pour sonder un échantillon dichroïque linéaire, l'utilisation d'un faisceau DFDP à états de polarisation circulaires assure la caractérisation complète et simultanée du taux de diatténuation, par l'OBC, et de l'orientation du dichroïsme, par le décalage de phase introduit par rapport au signal de battement de référence.

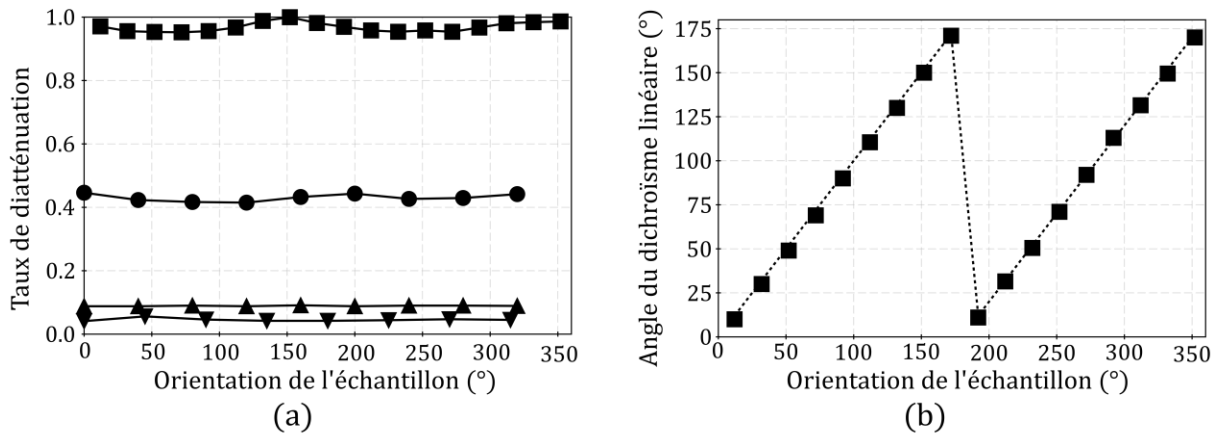


Figure 26 : Taux de diatténuation linéaire (a) mesuré en transmission sur un polariseur linéaire visible (■), un polariseur linéaire infrarouge (●), une densité neutre (▲) et une lame demi-onde à $\lambda = 850$ nm (▼). Angle du dichroïsme fixé (ligne pointillée) et mesuré (■) (b) pour le polariseur visible.

II.2.2-(b). Imagerie de microscopie avec un faisceau DFDP linéaire

Un banc de microscopie confocal disponible au laboratoire a été modifié pour réaliser des images par brisure d'orthogonalité sur un miroir, un polariseur à grille et un échantillon biologique. Le schéma complet du montage expérimental est présenté sur la Figure 27 [147]. Le faisceau DFDP linéaire, généré par la source (décrite à la section II.1.2 de ce chapitre), était injecté dans une fibre à maintien de polarisation (PM) à $\lambda = 488$ nm pour transporter le faisceau jusqu'au microscope. Les axes propres du faisceau étaient orientés sur les axes propres de la fibre à l'aide d'une lame demi-onde. À la sortie de la fibre, le faisceau DFDP entraînait dans le bâti de microscopie puis passait à travers un cube 50/50 insensible à la polarisation. Le faisceau était focalisé sur un échantillon avec un objectif de microscope (de grandissement $\times 4$) qui collectait une partie de la lumière rétrodiffusée par l'échantillon. La lumière renvoyée dans le microscope était réfléchi sur le cube séparateur puis focalisée, par une lentille de focale 75 mm, sur la zone active d'une photodiode PIN en silicium (S9055-01, Hamamatsu) connectée à un amplificateur transimpédance (de sensibilité 5 kV/A et de bande passante DC-100 MHz). Le signal de battement (AC) était extrait de la photodiode séparément du signal continu (DC), puis était dirigé sur un amplificateur à détection synchrone (SR844, Stanford Research Systems), synchronisé sur la référence 80 MHz du driver de l'AOM. Une carte d'acquisition (NI-USB-6009) échantillonnait les deux quadratures $I_{\text{out}}^{\Delta\omega X}$ et $I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y}$ mesurées

par la détection synchrone ainsi que l'intensité continue (DC) amplifiée par un amplificateur passe-bas (gain de 10 dB et bande passante de 36 kHz).

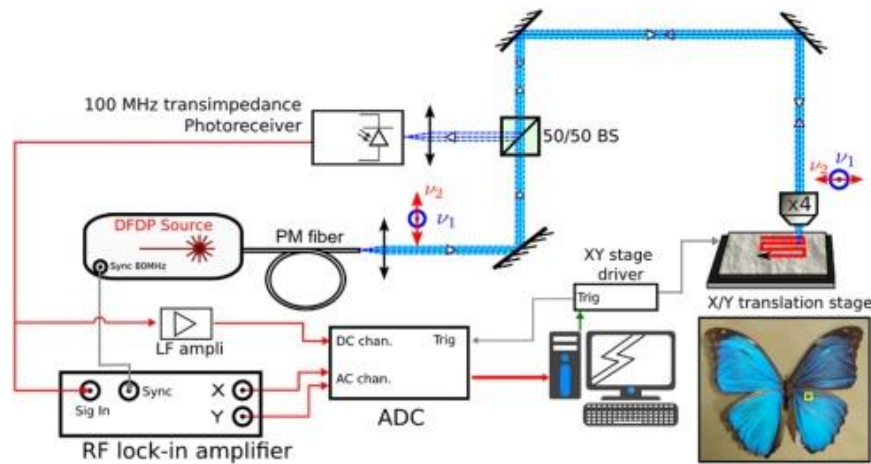


Figure 27 : Schéma du microscope confocal d'imagerie par brisure d'orthogonalité. Image extraite de la référence [147].

Dans cette première version du microscope, l'échantillon était placé sur une platine de translation motorisée (SCAN IM 112x74, Märzhäuser, 10 mm/s) pendant que le faisceau laser restait fixe. Les images de 2000x150 points étaient acquises en 50 s approximativement. En tradant la platine avec un pas de 1,5 μm selon l'axe horizontal et 20 μm selon l'axe vertical, le champ de vision, ou en anglais field of view (FOV), était d'environ 3x3 mm. L'acquisition d'images a, par la suite, été accélérée en utilisant des miroirs galvanométriques [148] [voir section II.2.2-(c)]. L'équilibrage de la source était vérifié avec un miroir disposé sur la platine de translation pour optimiser la puissance de chaque bras détecté sur la photodiode dans le microscope. Malgré cette étape de calibration, un signal de battement résiduel était toujours mesuré, dû partiellement à l'AOM et probablement à l'ellipticité résiduelle du faisceau à la sortie de la fibre.

Le premier échantillon imagé était constitué d'éléments isotropes : un miroir sur lequel une ligne a été tracée au marqueur rouge. Les résultats sont présentés sur la Figure 28. L'intensité moyenne [Figure 28(a)] montre évidemment une forte réflectivité du miroir alors que la ligne tracée au marqueur apparaît sombre puisque l'encre rouge absorbe fortement le rayonnement bleu. L'image d'intensité du battement [Figure 28(b)] est, quant à elle, très faible (facteur multiplicateur de 10 appliqué à l'image) puisque les échantillons isotropes ne brisent pas l'orthogonalité. Par conséquent, l'OBC [Figure 28(c)] est presque nul. Ensuite, un polariseur linéaire, orienté à 45° des axes du faisceau DFDP linéaire, avait été inséré temporairement devant la photodiode pour maximiser le signal de battement produit après réflexion de la lumière sur le miroir. L'intensité moyenne [Figure 28(d)] présente les mêmes résultats qu'en l'absence du polariseur mise à part l'atténuation de la lumière occasionnée par la transmission du polariseur. De son côté, l'intensité du

battement [Figure 28(e)] est bien plus importante qu'en l'absence de polariseur. En conséquence, l'OBC [Figure 28(f)] fournit une valeur moyenne de 0,77 qui correspond à la valeur maximale mesurable avec le montage expérimental décrit. Les images d'OBC présentées dans les Figure 29 et Figure 30 ont donc été normalisées par cette valeur afin que l'OBC maximal restitué soit égal à 1. Entre les images des Figure 28(c) et (f), nous avons mesuré une dynamique d'OBC de 30:1 correspondant au plus grand contraste détectable sur les images finales entre un échantillon brisant totalement l'orthogonalité et un échantillon la préservant.

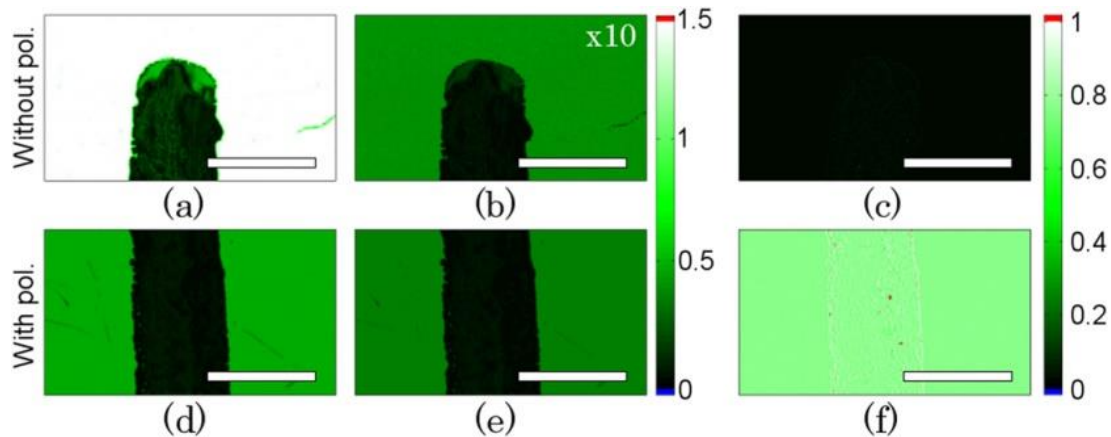


Figure 28 : Images d'intensité moyenne (a), d'amplitude de battement (b) et de contraste par brisure d'orthogonalité (OBC) (c) d'un miroir sur lequel a été tracée une ligne au marqueur rouge. Images d'intensité moyenne (d), d'amplitude de battement (e) et d'OBC (f) sur le même échantillon avec un polariseur linéaire orienté à 45° devant le détecteur. Un facteur multiplicatif de 10 est appliqué au niveau des pixels de l'image (b) afin de rendre visible la ligne de marqueur tout en conservant la dynamique d'affichage choisie. La barre d'échelle (blanche) représente 1 mm et chaque image est constituée de 1400×150 pixels. Ces images ont été extraites de la référence [147].

Les acquisitions ont ensuite été réalisées sur un polariseur à grille (WP12L-VIS, Thorlabs) orienté à 90° et à 45° des axes propres du faisceau DFDP linéaire. Comme dans l'exemple précédent, on remarque que les images d'intensité [Figure 29(a) et (d)] présentent des valeurs proches. En revanche, l'intensité du battement varie entre une faible modulation (valeurs de l'image multipliées par un facteur 10) lorsque l'orientation du dichroïsme est alignée avec un axe propre du faisceau DFDP [Figure 29(b)], et une forte modulation lorsque le polariseur à grille est orienté à 45° des mêmes axes [Figure 29(e)]. Ainsi, les images d'OBC [Figure 29(c) et (f)] sont bien sensibles aux propriétés dichroïques de l'échantillon avec des valeurs d'OBC proches de 1 sur la Figure 29(f). Ces résultats sont conformes aux prédictions théoriques lorsqu'un faisceau DFDP linéaire interagit avec un dichroïsme linéaire [voir équation (A1.11)]. Les motifs de franges parallèles qui apparaissent sur les images de la Figure 29 résultent très probablement d'interférences multiples dans la structure interne du polariseur.

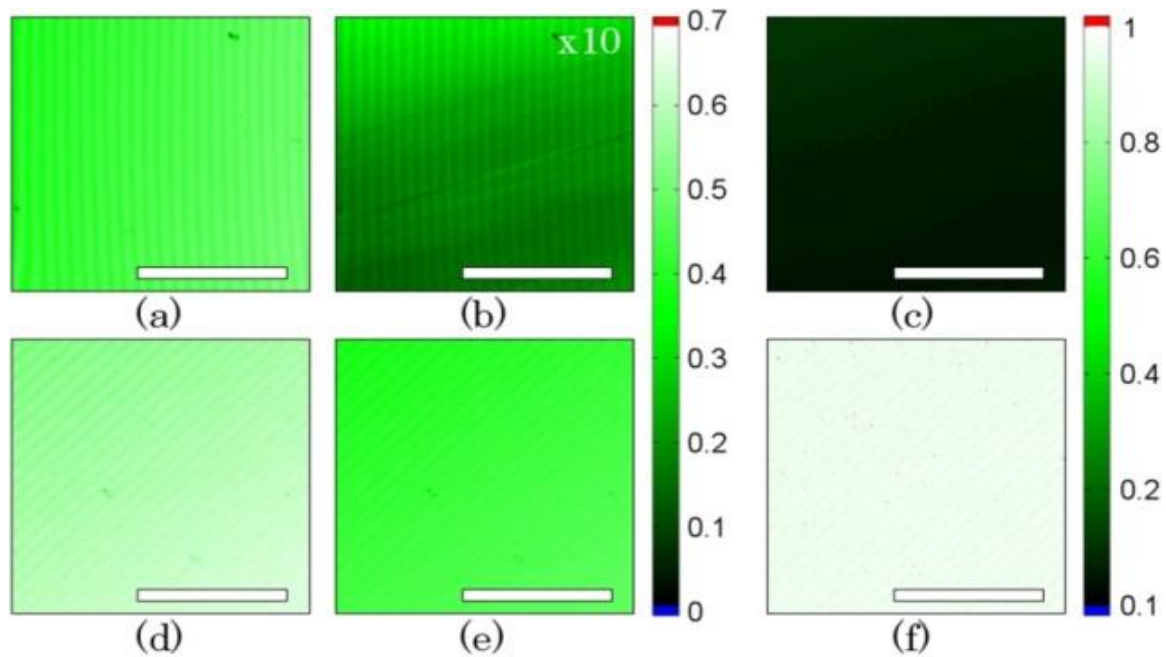


Figure 29 : Images d'intensité moyenne, d'amplitude de battement et d'OBC sur un polariseur à grille orienté à 90° [(a), (b) et (c), respectivement] et 45° [(d), (e) et (f)] des axes du faisceau DFDP linéaire. La barre d'échelle représente 1 mm et chaque image est constituée de 1200×100 pixels. Ces images ont été extraites de la référence [147].

Enfin, une aile de papillon Morpho (échantillon biologique) a été imagée pour illustrer le potentiel de la microscopie par brisure d'orthogonalité pour l'imagerie biomédicale. Sur les images d'intensité moyenne [Figure 30(a)] et de battement [Figure 30(b)], les régions de haute réflectivité correspondent aux écailles de l'aile antérieure alors que la région sombre coïncide avec une veine tubulaire noire qui est la structure nourrissant et supportant les membranes de l'aile. On peut noter que l'amplitude du battement offre une image contenant des détails plus fins que l'image d'intensité moyenne. Cet effet de brisure d'orthogonalité peut s'expliquer par les propriétés internes d'une partie spécifique de la veine tubulaire de l'aile susceptible de présenter un dichroïsme linéaire puisque sa structure est de nature longitudinale et absorbante. Dans les images précédentes (Figure 28 et Figure 29), nous n'avons pas donné la phase puisqu'elle n'apportait aucune information sur les échantillons dichroïques linéaires, comme démontré dans l'équation (A1.11) [voir annexe I.2.1-(a)]. Toutefois, l'image de phase est susceptible d'apporter des informations pertinentes sur la structure plus complexe d'un échantillon biologique. Ainsi, la Figure 30(c) présente l'image de phase sur laquelle apparaissent des discontinuités entre deux régions. En l'occurrence, la phase fait ressortir les différences entre les écailles de l'aile et la veine tubulaire. Enfin, l'image d'OBC [Figure 30(d)] révèle des structures dans la veine tubulaire qui n'apparaissent ni sur l'image d'intensité ni sur l'image d'intensité de battement.

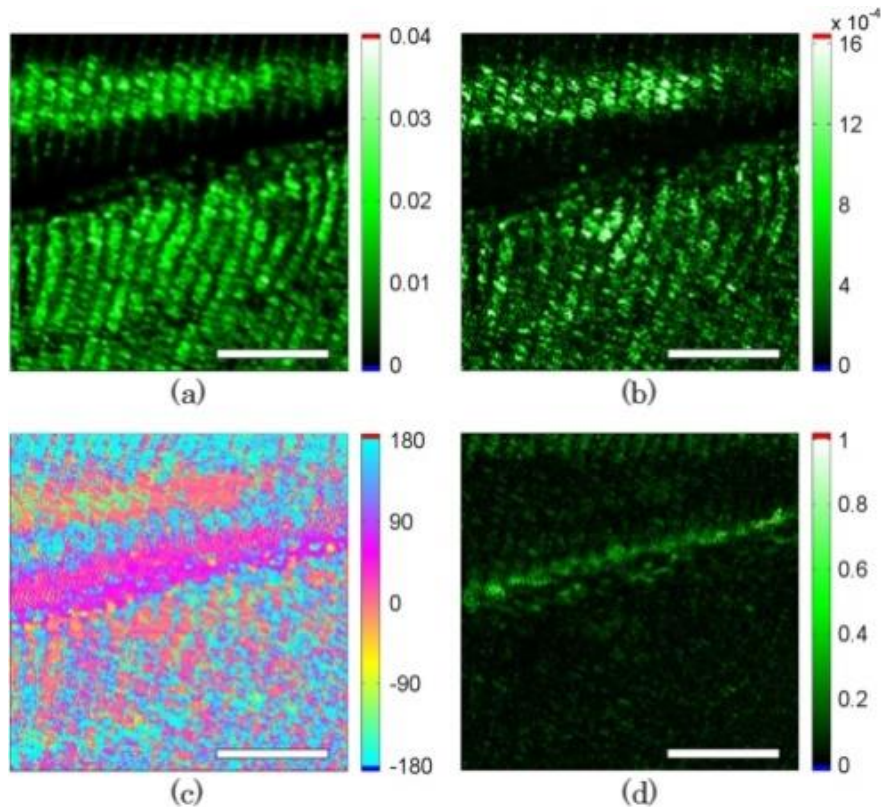


Figure 30 : Acquisitions d'une portion d'aile antérieure de papillon Morpho. Images d'intensité moyenne (a), d'amplitude du battement (b), de phase du battement (c) et d'OBC (d). La barre d'échelle représente 1 mm et chaque image est constituée de 1800 x 150 pixels. Ces images ont été extraites de la référence [147].

II.2.2-(c). Imagerie de microscopie avec un faisceau DFDP circulaire

Dans la section II.2.2-(a), l'emploi d'une source DFDP circulaire a permis de déterminer localement le taux de diatténuation et l'orientation d'un échantillon dichroïque linéaire en une seule acquisition. Dans cette section, nous cherchons à étendre et valider ce principe de mesure aux images formées avec le banc de microscopie.

Dans cette seconde expérience, nous avons modifié le montage afin d'intégrer une paire de miroirs galvanométriques pour réaliser un balayage laser de l'échantillon comme schématisé sur la Figure 31 [148]. Dans cette configuration, les images acquises ont une résolution de 256 x 256 pixels sur une scène de 2,5 mm de côté pour un temps de mesure réduit à 4 s. À la sortie de la fibre PM, le faisceau DFDP linéaire entre dans le microscope confocal et traverse une lame quart d'onde orientée à 45° des axes propres du faisceau pour obtenir des états de polarisation circulaires droit et gauche. La lumière est balayée sur l'échantillon par les miroirs. Une lentille plan-convexe de focale 75 mm (LA1608, Thorlabs) remplace l'objectif de microscope pour focaliser la lumière. La lumière réfléchiée par l'échantillon est collectée par un cube séparateur (CS) insensible à la polarisation 90:10 après passage sur les miroirs de balayage laser. La photodiode détecte la lumière focalisée sur sa zone active et le signal de battement est envoyé sur

l'amplificateur à détection synchrone. Comme discuté à la section II.1.2, il est nécessaire de démoduler le signal de battement RF par un signal de référence pour rendre possible la conversion numérique du signal de battement. Dans cette seconde version, le signal de référence est récupéré en extrayant une partie de la source DFDP à la sortie de l'architecture Mach-Zehnder et en la faisant battre à l'aide d'un polariseur. Cette configuration est avantageuse pour s'affranchir de potentielles dérives temporelles sur la mesure de la phase. D'autre part, le signal de battement délivré par la photodiode fournit l'amplitude maximale du battement mesurable permettant de normaliser les images d'OBC.

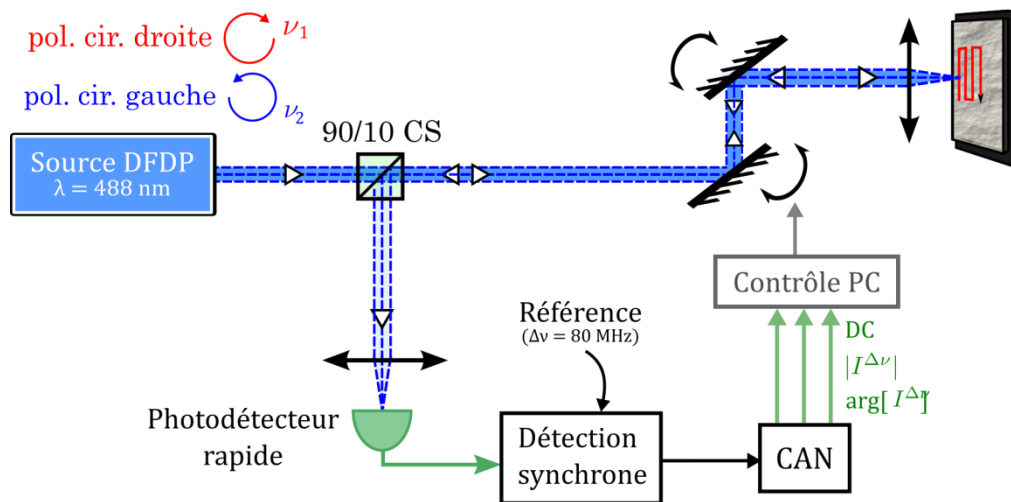


Figure 31 : Schéma de principe du microscope confocal à balayage laser de l'échantillon.

Les acquisitions ont été menées sur un échantillon constitué de plusieurs films Polaroids coincés entre un miroir et une lamelle de microscope liés par de l'huile à immersion de microscopie [148]. Les morceaux de Polaroids ont été coupés pour former des rectangles selon le même axe et disposés radialement autour d'un Polaroid central. La zone imagée est d'environ 10 x 7,5 mm. Une mosaïque de plusieurs images a donc été nécessaire pour visualiser tout l'échantillon dont une photo est présentée sur la Figure 32(a). Comme montré théoriquement [équation (II.22)] et expérimentalement sur un polariseur en transmission (Figure 26) en utilisant une source DFDP circulaire, l'OBC fournit directement le taux de diatténuation et la phase du battement donne l'orientation du dichroïsme. L'image du taux de diatténuation [Figure 32(c)] montre que les valeurs restent constantes indépendamment de l'orientation des Polaroids. Comme attendu, le taux de diatténuation est proche de 1 sur les Polaroids et chute à 0 sur le reste du miroir. Sur la Figure 32(d), la mesure de la phase du battement discrimine avec succès l'orientation de chaque Polaroid. Dans chaque fragment, les valeurs mesurées sont pratiquement constantes avec une meilleure homogénéité que sur l'image de diatténuation. Ce comportement est dû au fait que la phase est moins sujette aux bruits et autres sources de fluctuations que l'amplitude d'un signal.

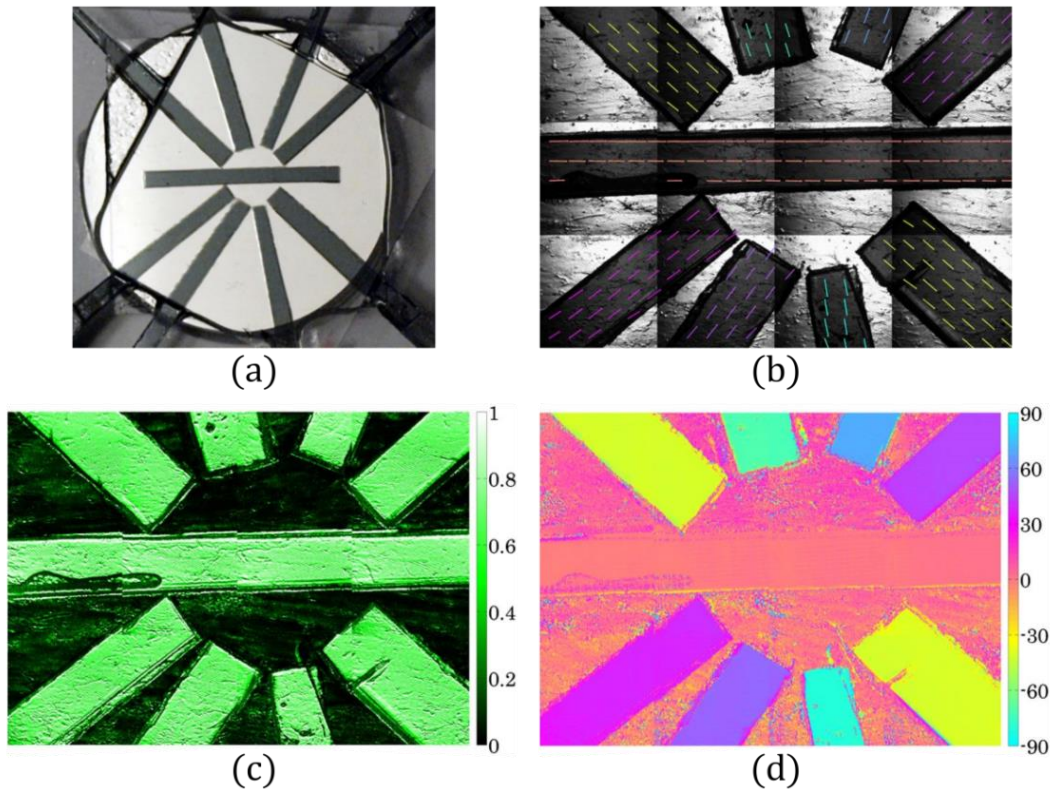


Figure 32 : Photo d'un échantillon constitué de bandes de Polaroids disposés sur un miroir. Mosaïque des images d'intensité moyenne (b), de l'OBC (c) et de la phase du battement (d) acquises par le microscope. Ces images ont été extraites de la référence [148].

On remarque que l'image d'intensité moyenne [Figure 32(b)] est perturbée par des inhomogénéités d'illumination (également présentes sur l'image d'amplitude du battement non affichée). Lors du calcul du contraste et de la phase, ces inhomogénéités sont compensées et n'apparaissent donc pas sur les images (présentées sans traitement d'image). De plus, afin de confirmer la validité des résultats, une reconstruction de l'orientation du dichroïsme est superposée à l'image d'intensité. Pour ce faire, l'image de l'angle du dichroïsme a été divisée en un ensemble de sous-images de 30 x 30 pixels. Un seuil a été appliqué afin de ne tenir compte que des pixels dont le taux de diatténuation est supérieur à 0,5. La moyenne de l'angle du dichroïsme est estimée sur chaque sous-image pour tous les pixels valides. L'angle localement estimé est indiqué graphiquement sur la Figure 32(b) par des lignes dont l'orientation et la couleur correspondent aux valeurs de l'échelle données dans la Figure 32(d). On constate que les orientations mesurées sont bien alignées avec les morceaux de Polaroids et sont constantes sur toute leur longueur.

Enfin, l'image d'OBC est comparée, sur la Figure 33, à l'image d'OSC obtenue dans les mêmes conditions de mesure. Un laser polarisé linéairement est utilisé et un polariseur est inséré devant le détecteur pour acquérir deux images pour les orientations parallèle et perpendiculaire (à l'état de polarisation du laser). Au prix de ces deux acquisitions, la technique d'OSC fournit une image de contraste dont les valeurs varient avec l'orientation du dichroïsme linéaire, comme illustré sur la

Figure 33(a). En revanche, le fond est uniformément clair puisqu'il s'agit d'un miroir non dépolarisant. Dans le cas de la technique de brisure d'orthogonalité, une seule acquisition suffit à identifier tous les Polaroids qui ont le même taux de diatténuation. De plus, la phase, qui n'est pas rappelée, fournit l'orientation de ces éléments.

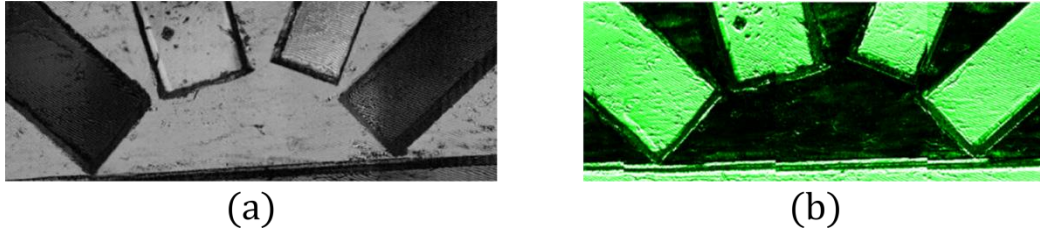


Figure 33 : Comparaison des images OSC (a) et OBC (b).

En conclusion, les premières expériences menées à travers la fibre optique ou en espace libre sur des échantillons dichroïques linéaires ont confirmé les résultats prédits par la théorie. Une source DFDP linéaire révèle le dichroïsme linéaire mais mélange le taux de diatténuation et l'orientation de l'anisotropie sur le contraste de brisure d'orthogonalité (OBC). Une source DFDP circulaire découple ces deux propriétés sur le contraste et la phase du signal de battement. D'autre part, la propagation d'un faisceau DFDP dans une fibre optique monomode a mis en évidence expérimentalement la préservation de l'orthogonalité à travers la fibre monomode ainsi que le maintien d'une forte dynamique de mesure sur plusieurs kilomètres. Enfin, un microscope confocal a été adapté pour mettre en œuvre la modalité de mesure par brisure d'orthogonalité. Une fois de plus, nous avons pu confirmer les prédictions théoriques sur des images réalisées en 4 s par balayage laser. Sur un échantillon biologique, le contraste de brisure d'orthogonalité a révélé des structures peu visibles sur l'image d'intensité encourageant l'emploi de la technique de brisure d'orthogonalité sur d'autres échantillons biologiques.

III - Influence de la dépolarisation sur la mesure par brisure d'orthogonalité

La technique de brisure d'orthogonalité est, en théorie, insensible au mécanisme de dépolarisation. Toutefois, les mesures de brisure d'orthogonalité menées à travers une fibre optique monomode sur des échantillons dépolarisants ont montré qu'un signal de battement apparaissait et qu'il était proportionnel au comportement dépolarisant de l'échantillon sondé. Cette contradiction entre la théorie et l'expérimentation nous a poussés à approfondir la compréhension du mécanisme de dépolarisation pour mieux comprendre cette contradiction apparente

La compréhension de l'origine physique du mécanisme de dépolarisation représente un enjeu majeur en polarimétrie. Sa quantification est directement liée à de nombreux paramètres intrinsèques au montage expérimental exploité et à l'échantillon considéré. Une description générale du mécanisme de dépolarisation comprend :

- les propriétés d'anisotropie optiques de l'échantillon,
- l'organisation structurelle locale de la matière avec des effets spatiaux potentiellement aléatoires,
- les propriétés de la source lumineuse, par exemple, sa bande spectrale,
- les caractéristiques du système de détection, comme son ouverture numérique [14] ou sa résolution spatiale/temporelle [114].

Dans le chapitre 1, nous avons décrit la représentation diagonale de la matrice de Mueller d'un dépolariseur [équation (I.29)] comme une opération de moyennage complète et incohérente d'au moins un de ces aspects. Pour autant, dans certaines expériences, les caractéristiques du système de détection et/ou d'imagerie conduisent à effectuer cette opération de moyennage partiellement. Alors, décrire un échantillon dépolarisant par une matrice de Mueller diagonale n'est potentiellement plus un modèle valable physiquement.

Les calculs basés sur le formalisme de Stokes-Mueller instantané ont démontré l'absence de contraste de brisure d'orthogonalité sur un dépolariseur diagonal (voir section I.2.1-(a) de ce chapitre). Pourtant, nous avons mesuré un signal de brisure d'orthogonalité sur des échantillons dépolarisants. Il est donc nécessaire de comprendre l'interaction entre un échantillon dépolarisant et un faisceau bi-fréquence bi-polarisation ainsi que l'influence du mode d'éclairement et de détection (monomodal/multimodal) sur le résultat de la mesure par brisure d'orthogonalité. À l'aide d'un modèle de dépolariseur stochastique simple, nous allons tenter d'interpréter la nature de cette interaction ainsi que l'influence de la détection sur les mesures.

Dans cette dernière section, nous proposons un modèle stochastique simple de dépolariseur spatial comme un ensemble de diatténuateurs linéaires orientés aléatoirement. Il est important de préciser que ce modèle ne fournit pas une représentation complète du mécanisme de dépolarisation puisque de nombreux paramètres physiques sont négligés. Cependant, le modèle simple permet de décrire la transition progressive entre un échantillon anisotrope déterministe et un échantillon fortement aléatoire, dépolarisant. Les signaux de brisure d'orthogonalité produits par un tel échantillon sont calculés puis les propriétés de la matrice de Mueller résultante du modèle sont étudiées. Ce modèle permet de proposer une interprétation de la dépolarisation vis-à-vis de l'échelle spatiale de mesure, et d'expliquer les apparentes contradictions entre les premières mesures et la théorie. Pour confirmer ces explications sur des cas expérimentaux simples, nous présenterons des mesures par brisure d'orthogonalité en interaction, en espace libre, avec un échantillon présentant du dichroïsme linéaire et permettant de reproduire simplement le comportement du modèle étudié ci-dessous, puis un second présentant essentiellement de la dépolarisation. Enfin, les mesures initiales, présentées en section II.2.1-(d), seront réinterprétées sous l'éclairage nouveau apporté par cette modélisation et ces expériences complémentaires.

III.1. Définition et caractérisation d'un dépolariseur spatial

III.1.1. Définition du modèle stochastique

III.1.1-(a). Détermination de la matrice de Mueller

Sans décrire de manière générale le mécanisme de dépolarisation de la lumière, on peut considérer un milieu dépolarisant dichroïque au sein duquel la dépolarisation est due à l'hétérogénéité des propriétés d'anisotropie (dépolarisation spatiale). Le faisceau lumineux incident rencontre un dichroïsme local aléatoire où la transformation de la polarisation est régie par un taux de diatténuation d_μ , un angle de dichroïsme linéaire ψ_μ , un coefficient d'absorption isotrope ρ_μ et un paramètre de transmission T_μ , où μ désigne une réalisation d'un événement aléatoire. L'effet d'un seul événement sur un faisceau DFDP est indubitablement équivalent à la situation rencontrée dans la section I.2.1 et peut-être représentée par la matrice de Mueller \mathbf{M}_{DL} d'un échantillon dichroïque linéaire donnée par l'équation (I.27). Par conséquent, chaque événement aléatoire est non dépolarisant puisque chaque transformation de l'état de polarisation est déterministe.

La considération macroscopique de la matrice de Mueller de l'échantillon dépolarisant implique l'intégration de plusieurs événements aléatoires tel que : $\mathbf{M}_{DL}^\Delta = \langle \mathbf{M}_{DL,\mu} \rangle_\mu$, où l'opération $\langle \rangle_\mu$ désigne la moyenne sur plusieurs réalisations aléatoires et l'exposant Δ indique une matrice de

Mueller de dépolarisation. Pour simplifier la situation, on considère la variable aléatoire ψ_μ indépendantes des variables d_μ et ρ_μ . La densité de probabilité choisie pour représenter ψ_μ est un modèle statistique pratique pour les variables aléatoires angulaires. Il s'agit de la distribution gaussienne « repliée » (ou en anglais « wrapped-Gaussian distribution », noté WGD), de valeur moyenne $\bar{\psi}$ et de variance σ_ψ^2 [159]. Cette distribution est équivalente à une distribution gaussienne enveloppée sur la circonférence d'un cercle unitaire. À partir des propriétés de cette distribution, rappelées au sein de l'annexe AI.3, la matrice de Mueller de l'échantillon dépolarisant moyennée sur plusieurs réalisations est :

$$\mathbf{M}_{\text{DL}}^{\Delta} = \langle \mathbf{M}_{\text{DL},\mu} \rangle_\mu = \bar{\rho} \begin{bmatrix} 1 & \bar{d} \cos 2\bar{\psi} e^{-2\sigma_\psi^2} & \bar{d} \sin 2\bar{\psi} e^{-2\sigma_\psi^2} & 0 \\ \bar{d} \cos 2\bar{\psi} e^{-2\sigma_\psi^2} & \frac{1+\langle T \rangle}{2} + \frac{1-\langle T \rangle}{2} \cos 4\bar{\psi} e^{-8\sigma_\psi^2} & \frac{1-\langle T \rangle}{2} \sin 4\bar{\psi} e^{-8\sigma_\psi^2} & 0 \\ \bar{d} \sin 2\bar{\psi} e^{-2\sigma_\psi^2} & \frac{1-\langle T \rangle}{2} \sin 4\bar{\psi} e^{-8\sigma_\psi^2} & \frac{1+\langle T \rangle}{2} - \frac{1-\langle T \rangle}{2} \cos 4\bar{\psi} e^{-8\sigma_\psi^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \langle T \rangle \end{bmatrix}, \quad (\text{II.35})$$

où l'on suppose que les variables aléatoires T_{\min} et T_{\max} admettent les valeurs moyennes \bar{T}_{\min} et \bar{T}_{\max} , d'où $\bar{\rho} = \frac{(\bar{T}_{\min} + \bar{T}_{\max})}{2}$, $\bar{d} = \frac{(\bar{T}_{\min} - \bar{T}_{\max})}{(\bar{T}_{\min} + \bar{T}_{\max})}$ et $\langle T \rangle = \frac{2\sqrt{\bar{T}_{\max}\bar{T}_{\min}}}{\bar{T}_{\max} + \bar{T}_{\min}}$. Cette matrice de Mueller est équivalente à la matrice de Mueller d'un échantillon dichroïque linéaire [voir équation (I.27)] auquel un terme de répartition aléatoire des dichroïsmes, $e^{-2\sigma_\phi^2}$ ou $e^{-8\sigma_\phi^2}$, est appliqué aux éléments de la matrice ayant trait aux états de polarisation linéaires.

III.1.1-(b). Interaction avec un faisceau DFDP

L'injection de la première ligne de la matrice ($\mathbf{M}_{\text{DL}}^{\Delta}$) dans l'équation (II.12) fournit l'expression de l'intensité de sortie qui permet de déduire le contraste de brisure d'orthogonalité et la phase du battement (calculés selon la même procédure que dans la section I.2). On trouve pour des états de polarisation linéaires :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,L}}(t) &= \bar{\rho} I_0 \left[1 + \bar{d} e^{-2\sigma_\psi^2} \sin(2\bar{\psi}) \cos(\Delta\omega t) \right], \\ \text{OBC}_L &= \bar{d} e^{-2\sigma_\psi^2} |\sin(2\bar{\psi})|, \\ \angle I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega} &= 0, \end{aligned} \quad (\text{II.36})$$

De même, l'éclairement avec des états circulaires implique :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,C}}(t) &= \bar{\rho} I_0 \left[1 + \bar{d} e^{-2\sigma_\psi^2} \sin(2\bar{\psi} - \Delta\omega t) \right] \\ \text{OBC}_C &= \bar{d} e^{-2\sigma_\psi^2}, \\ \angle I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega} &= 2\bar{\psi} - \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (\text{II.37})$$

Ces expressions sont similaires aux transformations déterministes opérées par un échantillon dichroïque linéaire [équations (A1.12) et (A1.17)], pondérées par un facteur de décroissance de l'amplitude du battement égal à $e^{-2\sigma_\psi^2}$. Une forte dispersion de l'orientation des dichroïsmes locaux de l'échantillon conduit donc à la disparition du battement produit par brisure d'orthogonalité. En effet, la sommation cohérente des battements créés par chaque élément dichroïque (chacun avec une phase différente) conduit à un brouillage des termes d'interférence et à l'absence de battement de brisure d'orthogonalité sur un dépolariseur pur, comme illustré schématiquement par la Figure 34.

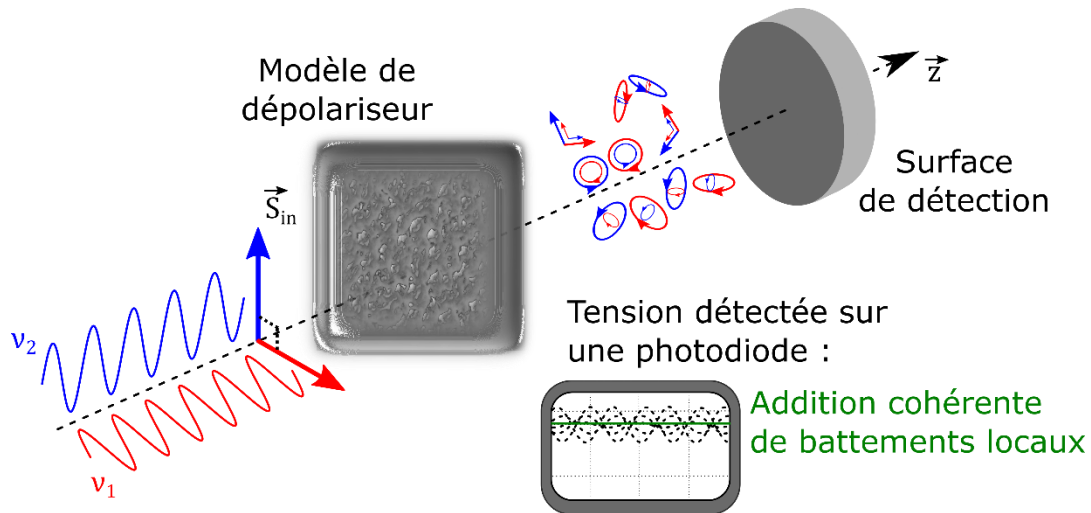


Figure 34 : Interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation avec un échantillon décrit par le modèle de dépolariseur proposé.

Une nouvelle fois, une source DFDP à états circulaires est plus favorable qu'une source à états linéaires puisque la valeur moyenne de l'orientation de la diatténuation peut être déduite de la phase du signal de battement, à condition que l'amplitude du battement ne soit pas complètement atténuée.

III.1.1-(c). Comportement asymptotique du modèle

On peut simplifier l'étude en considérant l'angle du dichroïsme ψ_μ comme la seule variable aléatoire. Les variables d , ρ et T sont supposées déterministes. Si $\sigma_\psi \rightarrow 0$, on remarque immédiatement que : $\mathbf{M}_{DL,\sigma_\psi \rightarrow 0}^\Delta = \mathbf{M}_{DL}$, qui correspond au cas trivial d'un échantillon déterministe dont la mesure avec la technique de brisure d'orthogonalité offre les mêmes résultats que dans la section I.2 de ce chapitre. D'autre part, quand la distribution de l'orientation du dichroïsme devient fortement aléatoire, $\sigma_\psi \gg 1$, la matrice de Mueller tend vers la forme d'un dépolariseur diagonal :

$$\mathbf{M}_{DL,\sigma_\psi \gg 1}^\Delta = \rho \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (1+T)/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (1+T)/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & T \end{bmatrix}. \quad (\text{II.38})$$

Pour un échantillon parfaitement dichroïque ($d = 1$ et $T = 0$), la matrice précédente correspond ainsi à un échantillon dépolarisant totalement le quatrième élément du vecteur de Stokes et réduisant le degré de polarisation de moitié pour tout état de polarisation linéaire. Dans le cas d'un échantillon isotrope ($d = 0$ et $T = 1$), la matrice devient bien sûr proportionnelle à la matrice identité (au facteur d'absorption près). Entre ces deux valeurs extrêmes, le pouvoir dépolarisant varie pour chaque élément du vecteur de Stokes.

Ces caractéristiques confirment que l'approche proposée permet de modéliser simplement la transition continue entre un échantillon caractérisé par une transformation de la polarisation déterministe et un échantillon complètement dépolarisant dépendant des propriétés statistiques des paramètres aléatoires du dichroïsme linéaire.

III.1.2. Caractérisation des propriétés polarimétriques selon le modèle

III.1.2-(a). Diatténuation linéaire effective D

Les propriétés de la matrice de Mueller stochastique \mathbf{M}_{DL}^A peuvent être caractérisées par différents paramètres. Nous proposons, en premier lieu, le taux de diatténuation D qui peut être calculé à partir de la matrice de Mueller (en supposant toujours ψ_μ comme la seule variable aléatoire) par [12] :

$$D = \frac{\sqrt{\sum_{j=1}^3 (\mathbf{M}_{DL}^A)_{0j}^2}}{(\mathbf{M}_{DL}^A)_{00}} = de^{-2\sigma_\psi^2}. \quad (\text{II.39})$$

On remarque évidemment que ce coefficient est parfaitement identique à l'OBC mesuré sur le modèle de dépolariseur, sondé par un faisceau DFDP circulaire, comme dans l'équation (II.37). En conséquence, sur ce type d'échantillon, la technique de brisure d'orthogonalité est capable de mesurer directement la diatténuation linéaire effective ($\text{OBC}_C = D = de^{-2\sigma_\psi^2}$) et l'orientation moyenne $\bar{\psi}$ de la diatténuation. Ces résultats sont exacts en présence ou en l'absence de modèle stochastique.

L'évolution de la diatténuation effective est tracée sur la Figure 35(a) en fonction de la dispersion angulaire σ_ψ et du rapport $\log_{10}(T_{max}/T_{min})$, qui vaut 0 pour un échantillon isotrope ($T_{max} = T_{min}$) et tend vers l'infini pour un échantillon parfaitement dépolarisant ($T_{min} = 0$). On constate une décroissance rapide de la diatténuation linéaire D avec la dispersion angulaire σ_ψ alors que la diatténuation augmente avec le rapport $\log_{10}(T_{max}/T_{min})$. La Figure 35(b) répertorie trois courbes de diatténuation pour trois valeurs de dispersion angulaire σ_ψ (0, 0,5 et 2), où la valeur

nulle dépeint le comportement d'un échantillon linéaire dichroïque ($D = 1$) et, à l'inverse, la valeur de 2 correspond à un échantillon dépolarisant de diatténuation effective nulle. Dans le cas où la dispersion des orientations est faible mais non nulle, la diatténuation effective diminue.

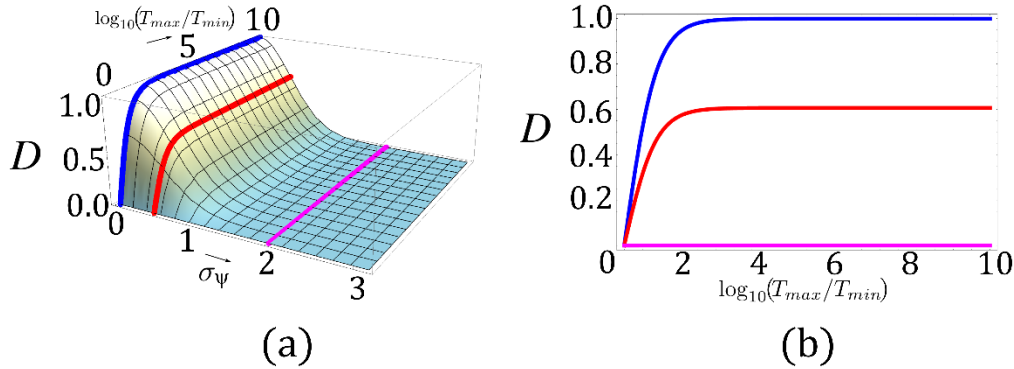


Figure 35 : (a) Évolution de la diatténuation linéaire effective D en fonction de la dispersion angulaire σ_ψ et du rapport $\log_{10}(T_{max}/T_{min})$. (b) Traces de la diatténuation D en fonction du rapport $\log_{10}(T_{max}/T_{min})$ pour trois valeurs particulières de la dispersion angulaire : $\sigma_\psi = 0$ (courbe bleue), $\sigma_\psi = 1/2$ (courbe rouge) et $\sigma_\psi = 2$ (courbe magenta).

III.1.2-(b). Entropie de Cloude S

Il est pertinent d'étudier les propriétés de dépolarisation de la matrice de Mueller \mathbf{M}_{DL}^A . À cet égard, il existe plusieurs métriques qui peuvent être utilisées pour quantifier les propriétés de dépolarisation d'un échantillon [6,12,19,160–162]. Dans les travaux réalisés, la métrique choisie est l'entropie de Cloude qui est largement employée pour caractériser la nature dépolarisante globale d'une matrice de Mueller [17]. L'entropie de Cloude S est donnée par l'expression :

$$S = - \sum_{i=1}^3 \lambda'_i \log_4 \lambda'_i, \quad (\text{II.40})$$

où $\lambda'_i = \lambda_i / \sum_{j=1}^4 \lambda_j$ sont les valeurs propres normalisées de la matrice de cohérence de Cloude 4×4 [17]. La détermination de la matrice de cohérence de Cloude est précisée dans l'annexe AI.4.

L'entropie de Cloude est tracée sur la Figure 36(a) en fonction de σ_ψ et du rapport $\log_{10}(T_{max}/T_{min})$, et la Figure 36(b) présente trois courbes de l'entropie obtenues pour trois valeurs de σ_ψ . L'entropie de Cloude S , autrement dit le désordre de la diatténuation linéaire dans notre cas de figure, est plus importante lorsque la dispersion angulaire σ_ψ augmente. De même, l'entropie croît avec $\log_{10}(T_{max}/T_{min})$. Lorsque la dispersion angulaire ou le rapport $\log_{10}(T_{max}/T_{min})$ sont nuls, la matrice de Mueller de l'échantillon correspond à une matrice de Mueller déterministe entraînant une entropie nulle. L'entropie de Cloude atteint un maximum à $S = 0,75$ pour de hautes valeurs de dispersion angulaire et d'anisotropie [$\log_{10}(T_{max}/T_{min}) \neq 0$]. L'entropie de Cloude maximum ne parvient pas jusqu'à la valeur unité car le modèle stochastique

de l'échantillon considéré ne conduit pas à une dépolarisation totale d'un état de polarisation incident quelconque. En effet, les événements aléatoires pris en compte dans le modèle sont uniquement des dichroïsmes linéaires sans considération plus générale du dichroïsme elliptique.

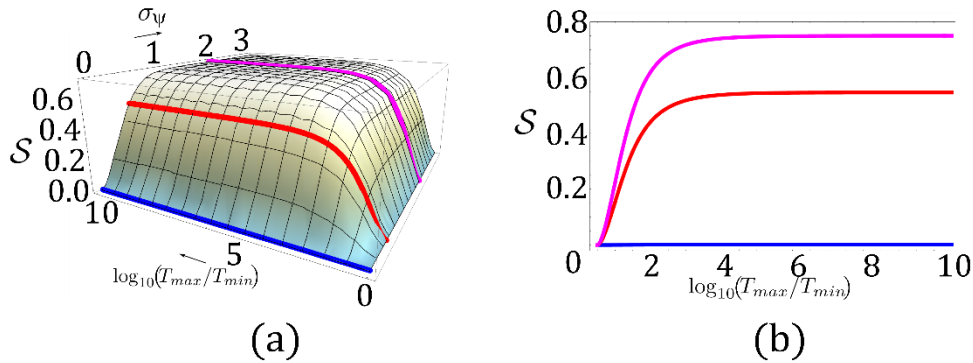


Figure 36 : (a) Évolution de l'entropie de Cloude S en fonction de la dispersion angulaire σ_ψ et du rapport $\log_{10} T_{max}/T_{min}$. (b) Traces de l'entropie de Cloude S en fonction du rapport $\log_{10} T_{max}/T_{min}$ pour trois valeurs particulières de la dispersion angulaire : $\sigma_\psi = 0$ (tirets bleu), $\sigma_\psi = 1/2$ (tirets et points rouge) et $\sigma_\psi = 2$ (ligne magenta).

Enfin, l'analyse conjointe des Figure 35 et Figure 36 confirme l'évolution progressive de \mathbf{M}_{DL}^A depuis une matrice de Mueller déterministe de diatténuateur ($S = 0, D \neq 0$) jusqu'à une matrice de Mueller de dépolariseur (S maximum, $D = 0$) lorsque la dispersion angulaire σ_ψ augmente, comme prédit par l'équation (II.35). Autrement dit, les propriétés dichroïques intrinsèques à l'échantillon disparaissent progressivement avec l'augmentation de la dispersion des orientations locales du dichroïsme linéaire (hausse de σ_ψ) attribuant à l'échantillon une nature dépolarisante que l'on qualifie de « macroscopique ».

III.2. Approche expérimentale

Dans cette seconde partie, nous validerons expérimentalement les signatures de brisure d'orthogonalité acquises sur des échantillons tests simples reproduisant le modèle de dépolariseur spatial que nous venons de décrire. Nous profiterons de cette approche pour proposer une interprétation des premières mesures de brisure d'orthogonalité conduites à la section II.2.1-(d) sur des échantillons dépolarisants.

III.2.1. Validation du modèle de dépolariseur en espace libre

À travers une expérience simple, nous vérifions que l'OBC mesuré est nul lorsqu'un échantillon simule un comportement complètement dépolarisant à partir de diatténuations locales orientées orthogonalement. L'expérience est menée avec la source DFDP à module externe à $\lambda = 488$ nm (voir section II.1.2) pour illuminer un échantillon composé de deux films Polaroids (deux polariseurs linéaires visibles) adjacents et orientés orthogonalement. L'échantillon est représenté

schématiquement à gauche de la Figure 37. Le spot laser est déplacé horizontalement en tradant l'échantillon dont la matrice de Mueller \mathbf{M}_S peut s'écrire :

$$\mathbf{M}_S = A \mathbf{M}_{DL,\psi=0} + (1 - A) \mathbf{M}_{DL,\psi=\pi/2}, \quad (\text{II.41})$$

où A est la fraction de l'aire du faisceau laser située sur le polariseur horizontal. À la position centrale de l'échantillon, $A = 1/2$, les deux polariseurs contribuent de manière égale à l'intensité détectée et la matrice de Mueller devient :

$$\mathbf{M}_{S,center} = \rho \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & T & 0 \\ 0 & 0 & 0 & T \end{bmatrix}. \quad (\text{II.42})$$

On peut noter que cette matrice de Mueller correspond à un dépolariseur diagonal. Les films Polaroids utilisés satisfont $T \approx 0$, donc, à la position centrale, l'échantillon se comporte comme un dépolariseur diagonal qui dépolarise complètement les troisième et quatrième composantes du vecteur de Stokes sans modifier la seconde composante, mise à part l'absorption isotrope. En conséquence, cet échantillon fournit un OBC qui évolue d'une valeur maximum, quand le faisceau est entièrement compris dans un seul polariseur, à une valeur nulle lorsqu'il est centré. La même conclusion peut être trouvée en calculant séparément les intensités de sortie sur chaque Polaroid (orientés à $\psi = 0$ et $\psi = \pi/2$) avec l'équation (A1.11), puis en les ajoutant de façon cohérente à l'échelle du battement. La Figure 37 illustre la situation rencontrée lorsque le faisceau est centré sur l'échantillon. Chaque film polarisant génère un battement maximum (OBC = 1) tandis que la sommation cohérente des deux battements interfèrent destructivement puisqu'ils sont en antiphasse (déphasage de π) de sorte que le contraste s'évanouit (OBC = 0).

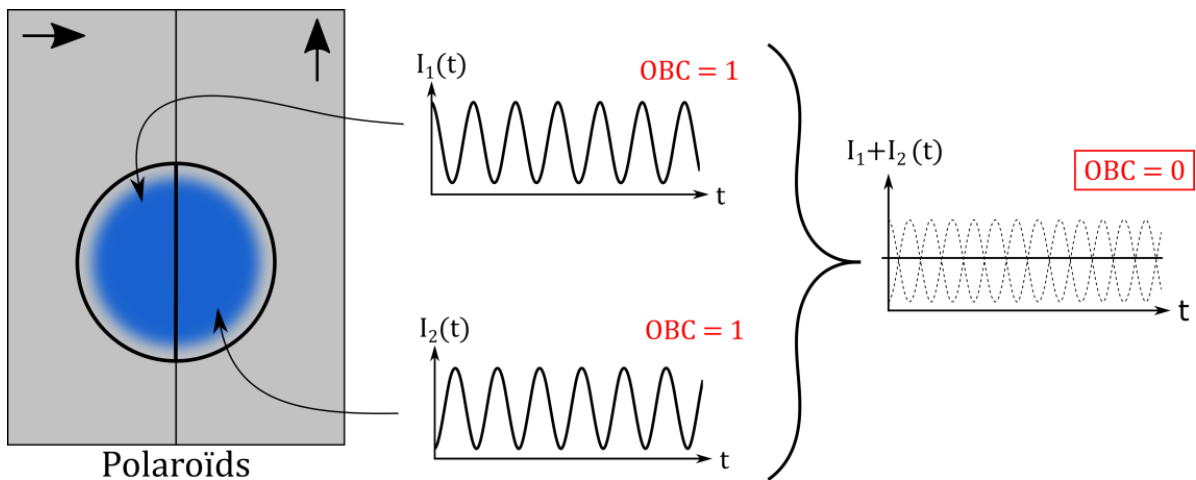


Figure 37 : Représentation schématique de la somme cohérente des battements produits par l'interaction du faisceau centré sur deux Polaroids adjacents et orthogonaux.

Le montage expérimental utilisé est similaire à celui représenté sur la Figure 25. Un faisceau DFDP à états de polarisation linéaires est détecté après transmission à travers un échantillon constitué de deux polariseurs croisés. L'évolution de l'OBC est tracée sur la Figure 38 en fonction de la position du faisceau, x_b , sur l'échantillon. L'allure de la courbe est en accord avec le comportement attendu puisque l'OBC est maximal sur les échantillons dichroïques (positions extrêmes du faisceau sur l'échantillon) et il disparaît progressivement lorsque le faisceau rencontre simultanément les deux polariseurs d'orientations orthogonales. En effet, quand le faisceau est centré, chaque moitié du faisceau interfère avec l'autre de manière destructive sur le détecteur telle que l'amplitude du battement est nulle impliquant un contraste nul.

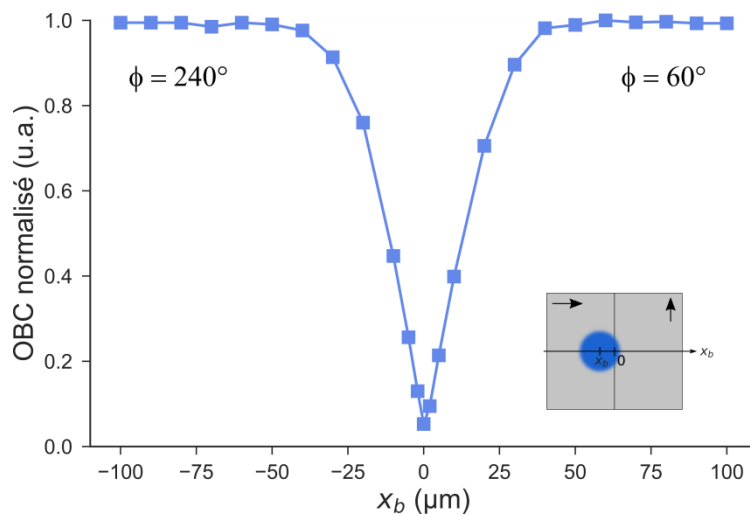


Figure 38 : Évolution de l'OBC et de la phase (ϕ) en fonction de la position du faisceau (x_b) sur l'échantillon. Encadré : schéma de l'échantillon artificiel composé de deux films Polaroids juxtaposés et orientés orthogonalement. Le faisceau incident centré sur la position x_b est translaté horizontalement sur l'échantillon. La position $x_b = 0$ correspond à la juxtaposition des bords des deux films polarisants.

Cette expérience valide le modèle de dépolariseur spatial sur un cas simple où l'échantillon est constitué uniquement de deux dichroïsmes orthogonaux. Par la suite, nous allons étudier expérimentalement deux échantillons, dont le comportement dépolarisant est bien connu en espace libre, afin de prouver l'insensibilité de la technique de brisure d'orthogonalité à la dépolarisation lorsque l'expérience autorise un moyennage spatial suffisamment grand.

III.2.2. Vérification des signatures de brisure d'orthogonalité en espace libre

Le modèle d'échantillon dépolarisant, développé à partir de dichroïsmes linéaires locaux orientés aléatoirement, a permis de mettre en évidence qu'un signal de brisure d'orthogonalité pouvait apparaître localement lorsque l'échantillon est supposé être dépolarisant. À travers l'expérience suivante, nous vérifions les signatures de brisure d'orthogonalité sur un échantillon

essentiellement dépolarisant et un second échantillon dominé par le dichroïsme linéaire. Par ailleurs, la configuration expérimentale mise en œuvre ne restreint pas le nombre de modes du champ interagissant avec le capteur.

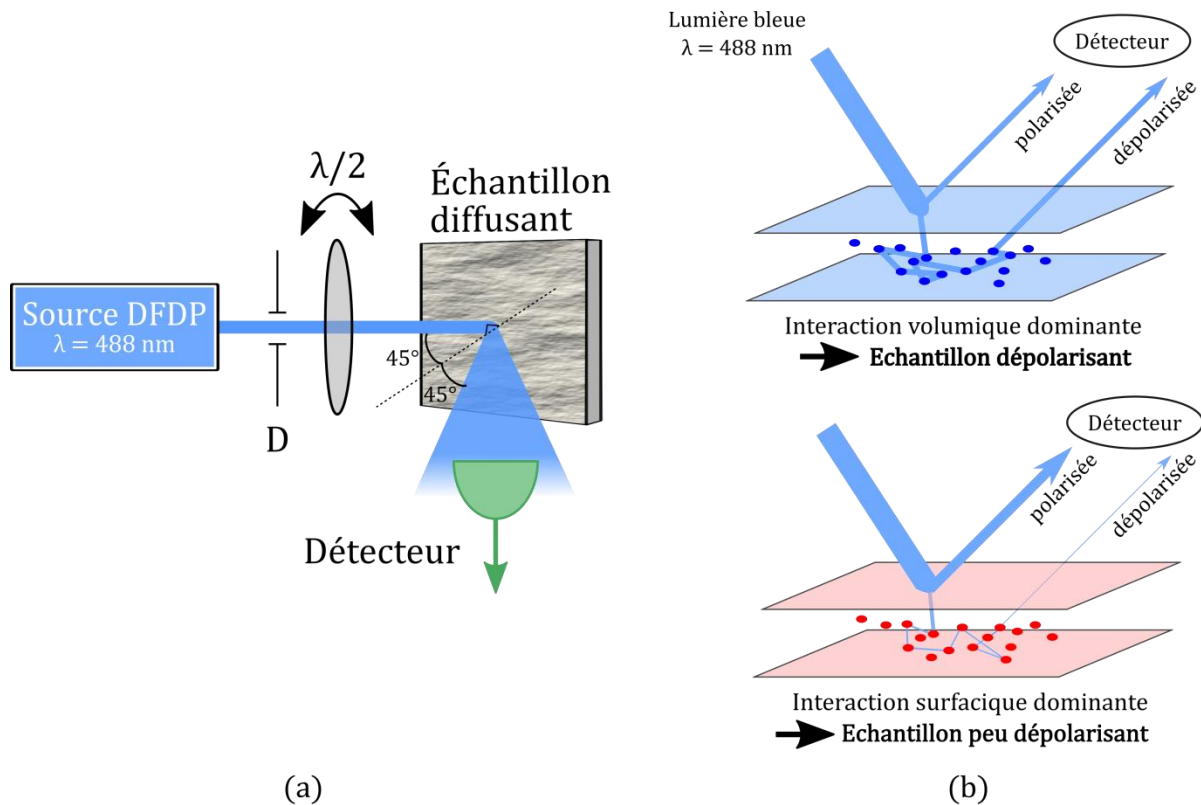


Figure 39 : (a) Schéma du montage expérimental de mesures par brisure d'orthogonalité en réflexion avec la source bi-fréquence bi-polarisation à états de polarisation linéaires à $\lambda=488$ nm. (b) Illustration de l'interaction d'un faisceau laser bleu sur deux papiers diffusants. Sur un papier bleu (haut), la lumière rétrodiffusée est dépolarisée car en grande partie due à la contribution volumique. Sur un papier diffusant rouge (bas), la contribution majoritaire est surfacique engendrant un comportement peu dépolarisant et potentiellement dichroïque.

Les mesures sont conduites en espace libre avec la source DFDP linéaire visible à $\lambda = 488$ nm détaillée dans la section II.2.2 de ce chapitre, sur deux échantillons diffusants : un papier bleu et un papier rouge. Le faisceau lumineux, de diamètre 1 mm, éclaire l'échantillon incliné de 45° . La lumière diffusée est ensuite partiellement détectée sur la surface active ($400 \mu\text{m}$ de diamètre) d'une photodiode (Hamamatsu S4753) placée à une distance de 2 cm de l'échantillon en configuration de réflexion, comme représenté sur la Figure 39(a). Cette configuration est valable pour les deux échantillons sondés. Il est important de noter que, dans cette expérience, le détecteur intègre approximativement 33 grains de speckle [14]. Le comportement polarimétrique attendu sur ces deux échantillons, et illustré sur la Figure 39(b), diffère lorsqu'ils sont tous deux illuminés par une source laser bleue [20]. D'une part, lorsque le papier bleu est éclairé, la contribution majeure à la rétrodiffusion de la lumière provient de l'interaction volumique puisque la lumière est peu absorbée. La rétrodiffusion est alors très dépolarisante et la matrice de Mueller est diagonale.

D'autre part, quand le papier rouge est sondé, les pigments rouges absorbent fortement l'illumination bleue. En conséquence, la lumière détectée provient essentiellement de la contribution surfacique ce qui implique un comportement dépolarisant bien plus faible et une potentielle anisotropie par réflexion sur la surface (coefficients de Fresnel) [20].

Les résultats sont donnés sur la Figure 40 où la composante de battement (AC) de l'intensité détectée est tracée en fonction du temps pour les deux papiers diffusants. Une lame demi-onde est insérée à la sortie de la source DFDP pour orienter les états de polarisation de la source soit selon les axes horizontal et vertical (repère du laboratoire), autrement dit 0° - 90° , soit à $\pm 45^\circ$ de ces directions. Dans la première configuration 0° - 90° , les deux états de polarisation linéaires du faisceau correspondent respectivement aux composantes de polarisation p (parallèle) et s (perpendiculaire) à la surface de l'échantillon tandis qu'à $\pm 45^\circ$, les états de polarisation sont partiellement projetés sur chaque axe p et s .

Dans le cas du papier bleu, l'amplitude du signal de battement est presque nulle indépendamment de l'orientation des états de polarisation linéaires du faisceau DFDP (courbes bleues). C'est l'interaction volumique qui domine la rétrodiffusion comme évoqué précédemment, montrant que la dépolarisation diagonale d'un échantillon ne produit pas de signal de brisure d'orthogonalité.

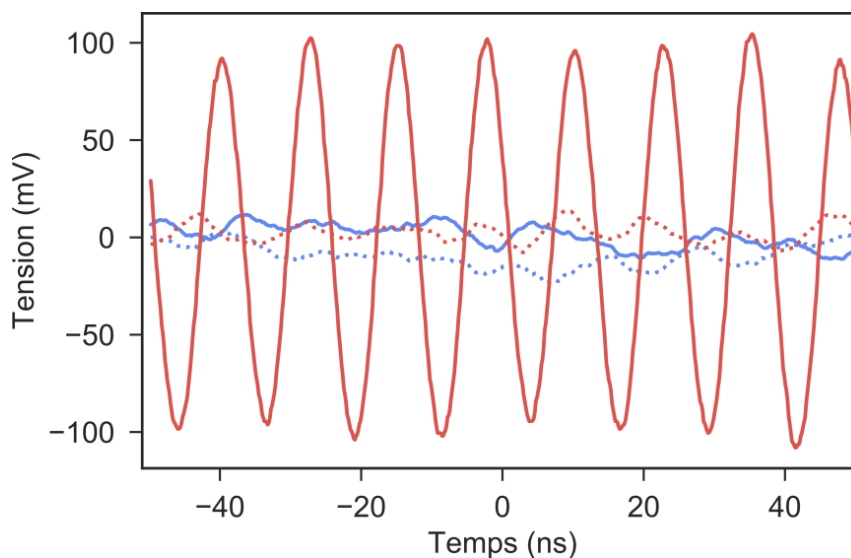


Figure 40 : Composante AC de la lumière rétrodiffusée et détectée sous illumination cohérente bleue ($\lambda = 488 \text{ nm}$) sur un papier bleu et les modes linéaires de la source orientés selon les directions 0° - 90° (courbe bleue en pointillée) et selon les directions $\pm 45^\circ$ (courbe bleue). Les mesures sont également réalisées sur un papier rouge pour les orientations 0 - 90° (courbe rouge pointillée) et $\pm 45^\circ$ (courbe rouge).

Pour le papier rouge, on peut observer une grande variation depuis l'absence de signal AC, quand les états de polarisation de la source sont orientés à 0° - 90° (courbe rouge en pointillés),

jusqu'à une amplitude importante de la composante AC quand les modes sont orientés à $\pm 45^\circ$ (courbe rouge en trait plein). Comme escompté, puisque l'interaction surfacique n'est plus masquée par l'interaction volumique, de faibles différences entre les coefficients de réflexion de l'échantillon (composantes s et p) peuvent aboutir à des effets dichroïques sur la partie polarisée de la lumière rétrodiffusée et détectée.

III.2.3. Interprétation des premières mesures de dépolarisation en bout de fibre monomode

Tandis que les expériences décrites précédemment confirment les prédictions théoriques attendues, les résultats des premières expériences, menées à la section II.2.1-(d), indiquaient que la technique de brisure d'orthogonalité pouvait sonder le caractère dépolarisant d'un échantillon. Toutefois, le modèle de dépolariseur spatial, discuté dans la section III.1.1, permet d'apporter un éclaircissement à l'apparition du signal de brisure d'orthogonalité sur des échantillons dépolarisants. En particulier, la différence de conditions expérimentales entre les deux mesures a d'importantes répercussions sur la mesure de la dépolarisation.

Les mesures de référence ont été réalisées en espace libre au polarimètre de Stokes avec un spot lumineux de taille relativement grande sur l'échantillon et une importante ouverture numérique de collection de la lumière réfléchi. Cette configuration entraîne une opération de moyennage spatial sur la surface de l'échantillon et sur plusieurs grains de speckle (aire cohérente de même état de polarisation) [14]. Dans le cas des signaux de brisure d'orthogonalité détectés sur les mêmes échantillons, le déport de la mesure à travers une fibre optique monomode impliquait une taille de spot lumineux et une ouverture numérique de collection extrêmement réduites par rapport au montage espace libre. Ces conditions expérimentales impliquent une intégration spatiale et angulaire partielle qui correspond vraisemblablement à une position intermédiaire de la transition, décrite dans la section III.1.2, entre un échantillon non dépolarisant et un échantillon complètement dépolarisant. Dans ce cas, le taux de diatténuation et le pouvoir dépolarisant sont compris entre leurs valeurs maximum et minimum comme illustré sur les Figure 35 et Figure 36 par les courbes (rouges en tirets et pointillés) tracées pour une dispersion angulaire $\sigma_\psi = 0,5$. Ainsi, il est crucial de rester vigilant sur la notion de dépolarisation pure. En effet, l'expérience démontre que la dépolarisation pure ne dépend pas uniquement du matériau sondé mais aussi des conditions d'éclaircissement et de collection de la lumière. Enfin, il est intéressant que la technique de brisure d'orthogonalité à travers une fibre monomode puisse donner accès au degré de désordre d'un échantillon.

IV - Conclusion du chapitre 2

La technique de brisure d'orthogonalité s'appuie sur des techniques d'optique hyperfréquence pour mettre en œuvre des mesures de dichroïsme à haute vitesse et potentiellement déportables par fibre optique monomode. À l'aide du formalisme de Stokes-Mueller instantané, nous avons étudié l'interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation avec différents effets polarimétriques (isotropie, biréfringence, diatténuation, dépolarisation). La technique s'est révélée sensible uniquement au dichroïsme où l'utilisation d'une source DFDP à états de polarisation circulaire est particulièrement adaptée à la mesure complète et directe des propriétés (taux de diatténuation et orientation) du dichroïsme linéaire. En outre, la faible influence de la biréfringence sur la mesure du dichroïsme et l'absence d'éléments à la terminaison distale de la fibre constituent des caractéristiques éminemment intéressantes pour le déport de la mesure à travers une fibre monomode.

Au travers de plusieurs expériences, ces propriétés théoriques ont été validées localement sur des échantillons avec un laser bi-fréquence à $\lambda = 1550$ nm, propagé à travers une fibre optique monomode, ainsi qu'avec une source bi-fréquence à module externe à $\lambda = 488$ nm, en espace libre. Les premières tentatives d'imagerie par brisure d'orthogonalité sont restées fidèles aux prédictions théoriques sur des échantillons dichroïques et non dépolarisants. Enfin, la cartographie d'un échantillon biologique a mis en lumière des structures invisibles sur l'image d'intensité ouvrant la voie à des applications biomédicales.

Cependant, les premières mesures de brisure d'orthogonalité à travers la fibre monomode avaient conduit à estimer le caractère dépolarisant d'échantillons placés au contact de la terminaison fibrée. Ces résultats contredisant une interprétation basée sur le formalisme de Mueller, nous avons été amenés à détailler l'interaction d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation avec un échantillon dépolarisant. Pour cela, nous avons proposé un modèle stochastique simple de dépolariseur spatial composé d'un ensemble de diatténuateurs linéaires orientés aléatoirement pour mettre en avant les limites d'une interprétation classique. Cet exemple de dépolariseur a démontré, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, que la signature de la brisure d'orthogonalité n'est liée qu'à la présence de diatténuateurs linéaires, et la somme cohérente de multiples battements locaux résulte en une diminution voire une perte du contraste de brisure d'orthogonalité. À la lumière de ces résultats, nous avons pu expliquer la présence de signatures de brisure d'orthogonalité sur des échantillons dépolarisants par l'intégration partielle (liée aux conditions de mesures) de dichroïsmes linéaires.

Lorsque les conditions expérimentales permettent de se placer dans le cadre classique, l'insensibilité de la technique de brisure d'orthogonalité à la dépolarisation est une propriété particulièrement intéressante. En effet, la plupart des techniques polarimétriques sont sensibles à la dépolarisation pure et sont incapables d'en discriminer les divers aspects physiques : les propriétés structurelles de l'échantillon, la géométrie de détection, et les bandes passantes de la source et de la détection. Ainsi, l'analyse locale d'échantillons dépolarisants par brisure d'orthogonalité a révélé des structures présentant une diatténuation linéaire effective plutôt que de la dépolarisation. Ces résultats démontrent l'intérêt de la technique à être sensible uniquement au dichroïsme sans être altérée par les autres propriétés de l'échantillon, conduisant potentiellement à une méthode de caractérisation spécifique et robuste d'échantillons. Par ailleurs, cet exemple illustre la forte dépendance de la notion de dépolarisation par rapport à l'instrument et aux conditions de mesure.

Chapitre 3 : Brisure d'orthogonalité à travers une fibre légèrement multimode

Au chapitre 1, nous avons évoqué l'intérêt des techniques polarimétriques pour renseigner sur les structures internes des tissus biologiques. À l'heure actuelle, de nombreuses études *ex-vivo* [22–25,46,79,163–166] ont démontré le potentiel de l'imagerie polarimétrique pour détecter des pathologies affectant les organes externes, accessibles sans opération invasive, mais également les organes internes tels que le colon ou le foie, etc. Ces zones difficiles d'accès sont usuellement analysées après prélèvement de tissus par biopsie impliquant une opération chirurgicale coûteuse, parfois lourde et à risque pour la santé du patient. Au cours des analyses conduites, les tissus sains sont révélés par de fortes anisotropies de phase, dues aux structures ordonnées des fibres de collagènes constituant majoritairement les tissus. En revanche, les tissus atteints de pathologies ont tendance à rendre aléatoire cette organisation entraînant un effet de dépolarisation. En conséquence, l'orientation des anisotropies pourra renseigner sur l'état des tissus. Bien que la biréfringence et la dépolarisation soient les paramètres d'intérêt les plus rencontrés, une étude a également démontré que la mesure du dichroïsme (anisotropie d'absorption) pouvait contribuer à la détection de tissus cancéreux au travers d'un signal de fluorescence [23].

Un challenge technologique persistant depuis de nombreuses années consiste à déporter la mesure par fibre optique dans l'espoir de raccourcir le temps d'analyse et ainsi éviter le recours aux biopsies. Alors que les techniques standards de Mueller, de Stokes ou encore d'OSC requièrent des états de polarisation bien définis à l'illumination et à l'analyse, la biréfringence de la fibre optique altère les états de polarisations empêchant l'emploi de ces techniques à travers la fibre optique. Pour autant, des techniques d'imagerie avancée opèrent à travers la fibre optique comme c'est le cas de l'endomicroscope de fluorescence Cellvizio, développé par Mauna Kea Technologies [167–169]. Dans ce dernier, une fibre optique multicœurs monomodes ou légèrement multimodes (< 10 modes guidés) assure le déport de l'imagerie de microscopie *in vivo in situ*. En outre, la souplesse et la faible dimension du guide optique offrent l'avantage d'explorer des zones inaccessibles avec un endoscope classique.

Comme discuté au chapitre 2, la mesure par brisure d'orthogonalité peut être déportée par une fibre optique monomode. La technique présente ainsi l'avantage de pouvoir séparer le système de détection (encombrant) de l'échantillon, placé au voisinage de l'extrémité distale (sortie) de la fibre. L'absence d'éléments polarisants à la terminaison distale de la fibre contribue favorablement à employer la technique de brisure d'orthogonalité à travers un endoscope pour améliorer les contrastes entre des tissus sains et ceux atteints de pathologies. La conception et la commercialisation d'un nouveau dispositif endoscopique spécifique à la technique de brisure d'orthogonalité et utilisable dans les salles d'opération représente un coût considérable en termes de développement et de temps pour obtenir les autorisations de conformité et de mise sur le marché du système médical. Au regard de telles procédures, l'approche choisie consiste plutôt à étudier l'emploi de la technique de brisure d'orthogonalité à travers un endoscope commercial existant. Au cours d'échanges avec l'entreprise Mauna Kea Technologies, les discussions ont portées sur l'emploi de la technique de brisure d'orthogonalité avec le système d'endomicroscopie Cellvizio. Une problématique a émergée et fait l'objet de ce chapitre : la mesure par brisure d'orthogonalité peut-elle être réalisée à travers une fibre optique légèrement multimode et sous quelles conditions ?

Nous synthétiserons la description des diverses solutions d'endoscopie polarimétrique proposées dans la littérature au sein de la section I. Après une brève introduction à la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice, les sections II et III examineront théoriquement et expérimentalement la validité de la technique de brisure d'orthogonalité à travers des fibres optiques légèrement multimodes.

I – État de l’art de l’endoscopie polarimétrique

La biréfringence inhérente à la fibre optique est un frein majeur au développement d’endoscopes compatibles avec les contraintes de l’imagerie polarimétrique. En réponse à ce challenge technologique, plusieurs solutions ont été proposées depuis 2009 pour réaliser des images polarimétriques à travers des endoscopes. Dans cet état de l’art, nous distinguons les endoscopes polarimétriques opérant à travers un guide rigide de ceux travaillant à travers un guide souple (fibre optique). Alors que les premiers, rigides, sont largement répandus pour les opérations chirurgicales ou diagnostics peu invasifs, les endoscopes souples permettent d’atteindre des organes ou tissus plus profonds ou difficiles d’accès au prix d’une réduction du champ de vision. Nous allons passer en revue les différents systèmes conçus en les décrivant brièvement et en donnant leurs avantages et inconvénients.

I.1. Endoscopes rigides

Avant d’aborder les travaux publiés dans la littérature, il convient d’explicitier la structure d’un endoscope rigide. Il s’agit d’un système optique divisé en un objectif, une tige rigide, comprenant un agencement de lentilles épaisses, et un oculaire [170]. Un canal d’illumination achemine la lumière jusqu’aux tissus à observer et l’objectif forme une image de la scène illuminée. Cette image est relayée dans la tige par plusieurs lentilles qui transmettent les rayons lumineux sans toucher la paroi de la tige. L’oculaire projette l’image à l’infini pour observer les tissus à l’œil ou à l’aide d’une caméra après focalisation avec une lentille. L’objectif et l’oculaire sont protégés par des fenêtres pour résister aux procédures de stérilisation des instruments chirurgicaux. Ces fenêtres indispensables à l’utilisation de l’endoscope peuvent être fabriquées à partir de cristaux biréfringents (saphir) empêchant l’emploi direct des techniques polarimétriques [170].

Plusieurs travaux ont porté sur l’amélioration du contraste des images d’intensité classiques avec la polarisation. N. Clancy et coll. se sont inspirés de la technique d’OSC pour développer un endoscope stéréo sensible à la polarisation [171]. L’endoscope est constitué d’un canal pour acheminer la lumière sur la zone à imager, et de deux canaux d’imagerie qui collectent et dirigent la lumière sur deux caméras distinctes. Un filtre polarisant inséré à la terminaison distale fait office de polariseur linéaire pour l’illumination, et d’analyseur linéaire parallèle (I_{\parallel}) pour un des canaux d’imagerie. La conception particulière du filtre polarisant permet de collecter, avec le second canal d’imagerie, la quantité polarisée orthogonalement (I_{\perp}). En fusionnant la différence des deux images ($I_{\parallel} - I_{\perp}$) avec l’intensité I_{\perp} sur les canaux RGB, une seule image polarimétrique est obtenue. Les auteurs montrent que cette image permet d’améliorer nettement le contraste entre les structures des

tissus en profondeur et en surface. Ce système n'a pas vocation à quantifier la réponse polarimétrique des zones sondées mais plutôt à révéler des contrastes utiles au praticien sur des lésions peu contrastées avec un endoscope classique.

Sur un principe similaire, K. Kanamori a exploité des caméras polarimétriques commerciales pour améliorer la visibilité de microstructures invisibles à la surface d'échantillons biologiques sur des images d'intensité [88,89]. L'illumination est assurée par 4 LED, disposées en anneau à la terminaison distale de l'endoscope, en émettant deux états de polarisations linéaires orthogonaux (0° - 90°). La lumière réfléchie par l'échantillon est collectée par une caméra polarimétrique à division d'amplitude ou à division de plan focal [89] après transmission à travers le cathéter de l'endoscope rigide (Figure 41). Après traitement des données, l'image finale combine les informations polarimétriques d'intérêt, superposées à l'image d'intensité. Les caméras commerciales offrent l'avantage d'acquérir en temps réel les images polarimétriques, cependant, les dimensions importantes du dispositif d'illumination empêchent clairement l'adaptation du dispositif à l'endoscopie.

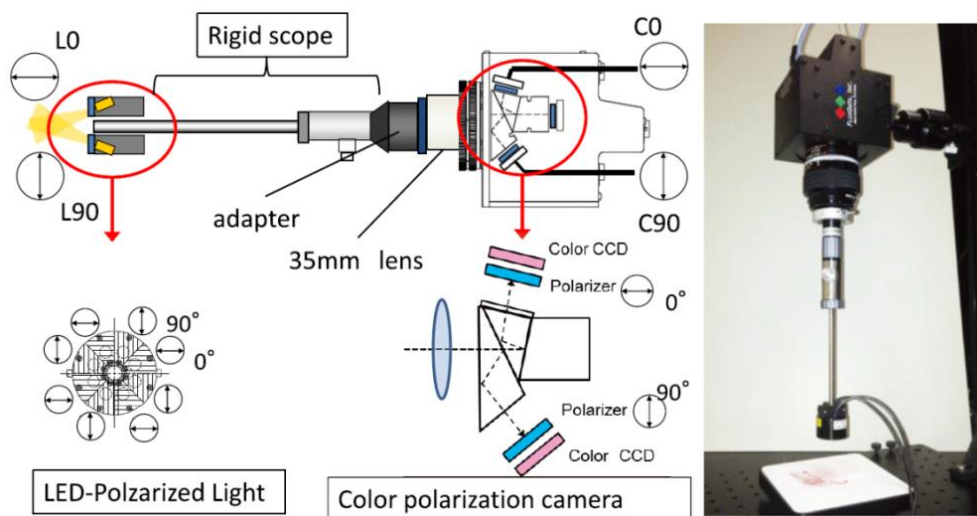


Figure 41 : Dispositif d'endoscope utilisant une caméra commercial à division d'amplitude. Image extraite de la référence [88].

Dans leurs travaux publiés en 2013 [172], Qi et coll. ont conçu un laparoscope⁹ polarimétrique qui acquiert la matrice de Mueller réduite 3x3 (composantes linéaires) d'un échantillon. Le dispositif expérimental repose sur l'adaptation d'un cathéter commercial composé de deux canaux d'illumination (sur les bords), qui délivrent la lumière (lampe au mercure équipée d'une roue à filtres sélectionnant une bande spectrale de 20 nm entre 490 et 678 nm) jusqu'à l'échantillon, et d'un troisième canal (central) pour acquérir les images. Un polariseur en anneau fixé à la

⁹ Un laparoscope est un endoscope rigide inséré, à travers une incision, dans l'abdomen pour examiner l'intérieur de l'abdomen, les ovaires, les trompes et l'utérus.

terminaison distale du cathéter définit l'état de polarisation de l'illumination. Le cathéter est attaché à une roue tournante du côté proximal du guide rigide et entraîne l'orientation du polariseur pour reproduire l'action d'un PSG. La lumière réfléchiée par l'échantillon est propagée dans un canal imageur, analysée par plusieurs polariseurs placés sur une roue tournante, et est collectée par une caméra CCD. La rotation du cathéter et du PSA implique un temps total d'acquisition relativement long de 11,6 s. À partir de la décomposition de la matrice de Mueller 3x3 [173], la biréfringence, la diatténuation et la dépolarisation linéaire peuvent être reconstruites sous les hypothèses que la diatténuation circulaire soit connue ou nulle et que la matrice de dépolarisation soit diagonale avec les composantes selon les axes $0-90^\circ$ et $\pm 45^\circ$ égales. Le dispositif a été employé pour l'étude ex-vivo d'un abdomen de rat où le champ de vue important de 70° (lié au laparoscope utilisé) suffit à la réalisation des images. Les résultats ont mis en évidence des contrastes sur les images de dépolarisation et de retard linéaire entre les différents organes imagés (foie, estomac, intestins). Bien qu'avantageux par sa conception relativement simple (peu d'éléments à la terminaison distale de l'endoscope) et son adaptabilité à n'importe quel laparoscope, la détermination de la matrice de Mueller 3x3 n'est pas valable dans toutes les situations, en particulier lorsque l'échantillon étudié présente du dichroïsme circulaire et/ou de la dépolarisation linéaire non isotrope.

Dans cette optique, les auteurs ont développé plus récemment un dispositif réalisant des acquisitions de Mueller complète (4x4), toujours à travers un laparoscope [174]. En reprenant le montage développé dans leur étude précédente [172], les auteurs ont modifié la terminaison distale du cathéter commercial pour y intégrer un film quart d'onde en forme d'anneau après le polariseur, également annulaire et fixé horizontalement, devant les canaux d'illumination. Quatre positions optimales du PSG (cathéter tournant) sont déterminées. La lumière réfléchiée est dirigée jusqu'à la caméra après propagation dans le cathéter biréfringent et le PSA à la terminaison proximale du cathéter. Le temps d'acquisition de l'appareil atteint une durée de 30 s qui est toujours due aux mouvements mécaniques lents des PSG et PSA.

Grâce à la méthode de décomposition de Lu et Chipman [12], cette nouvelle configuration particulièrement intéressante donne accès à toute l'information polarimétrique : la dépolarisation linéaire et circulaire, le dichroïsme linéaire et circulaire, la biréfringence. L'étude d'un échantillon biologique provenant d'une vessie de porc a confirmé l'apport de la dépolarisation circulaire pour améliorer le contraste des images acquises par rapport à leur dispositif précédent. Cependant, cette technique reste particulièrement lente et incompatible, en l'état, avec des acquisitions *in vivo* en temps réel.

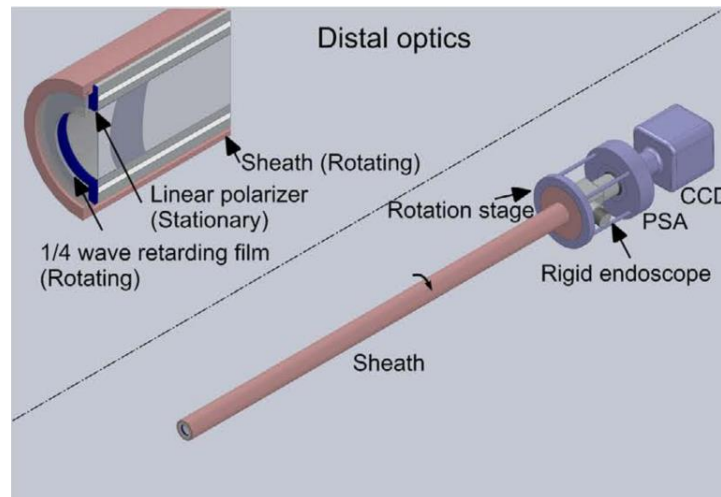


Figure 42 : Endoscope polarimétrique rigide pour l'imagerie de Mueller complète. Image extraite de la référence [174].

I.2. Endoscopes souples

À présent, nous dressons un état de l'art des techniques endoscopiques à fibre optique flexible. L'instrument est constitué d'une sonde (un ou plusieurs fibres optiques) acheminant la lumière jusqu'aux tissus et collectant également la lumière réfléchie.

I.2.1. Déport distal des éléments polarisants

Pour conférer une sensibilité polarimétrique à un endoscope, une première méthode consiste à placer les éléments polarisants (polariseur et analyseur) au bout distal. A. Myakov et V. Turzhitsky ont utilisé cette approche en développant des sondes fibrées (flexibles) particulières pour mettre en œuvre des mesures spectroscopiques [175,176]. Une fibre optique multimode (canal d'illumination) achemine le faisceau d'illumination jusqu'à l'échantillon, puis la lumière est collectée par deux autres fibres multimodes (canaux de collection). Deux polariseurs linéaires sont collés et agencés au bout distal de la sonde de telle manière à filtrer un état de polarisation sur le canal d'illumination et un canal de collection, et l'état orthogonal sur le second canal de collection. Cette méthode, sensible à la polarisation, est cependant restreinte à une utilisation superficielle (mesures non invasives).

Récemment, S. Forward et coll. ont proposé un prototype de sonde endoscopique, s'inspirant du principe précédent, pour l'acquisition de matrices de Mueller réduite 3x3 (composantes linéaires). Cet endoscope est constitué de six fibres optiques multimodes dont les terminaisons distales sont intégrées au sein d'un support cylindrique (matériau biocompatible) de faible dimension (voir Figure 43). Chaque terminaison distale est suivie d'un micropolariseur linéaire orienté soit horizontalement (noté H), soit verticalement (noté V), soit à -45° (noté B) par rapport à l'axe horizontal. Tous les ensembles fibre-micropolariseur sont collés dans le support. Chaque état de

polarisation est filtré pour deux fibres diamétralement opposées dans le support et indiquées par les indices 1 et 2.

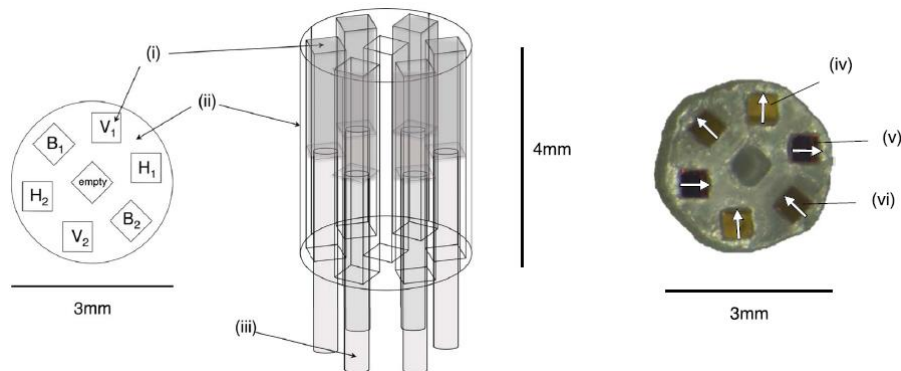


Figure 43 : Schémas et image de la sonde endoscopique. Image extraite de la référence [177].

Une mesure est réalisée en sélectionnant une fibre pour acheminer la lumière jusqu’à l’échantillon, et une seconde pour détecter la lumière renvoyée. En répétant la mesure selon neuf combinaisons successives¹⁰ (réalisées en 5 minutes), la matrice de Mueller 3x3 de l’échantillon peut être déduite. Pour accéder à cette matrice de Mueller, la réponse de la sonde doit être caractérisée au préalable une fois (après fabrication) pour chaque combinaison. Une seconde étape de calibration est requise avant une acquisition complète (9 mesures) afin de prendre en compte divers facteurs (quantité de lumière atteignant l’échantillon, géométrie d’illumination et de collection, ...) affectant les mesures indépendamment des propriétés de l’échantillon. La procédure de calibration complète dure 30 minutes. Les mesures ont ensuite été conduites en réflexion à travers l’endoscope sur un polariseur, puis une lame quart d’onde et enfin un tissu biologique. Les résultats ont été validés en les comparant à ceux obtenus avec un polarimètre espace libre.

Avec ce premier prototype, les auteurs démontrent la compatibilité de cette technique polarimétrique avec le déport par fibre optique. Dans ce dispositif, l’utilisation de fibres multimodes est avantageuse pour collecter une grande quantité de lumière, en comparaison aux fibres monomodes qui ont une ouverture numérique plus petite. Cependant, la mise en œuvre des multiples combinaisons est lente et cette modalité est restreinte à des mesures ponctuelles. De plus, cette méthode requiert une importante procédure de calibration pour fournir des résultats physiques. Les auteurs prévoient donc d’améliorer leur dispositif (insertion d’un miroir commutable au bout distal de l’endoscope pour calibrer la sonde *in situ*, réduction des temps de calibration et de mesure) pour le rendre compatible avec des mesures *in vivo in situ*. Une autre piste d’amélioration repose sur la conception d’une sonde permettant de mesurer la matrice de Mueller complète (4x4).

¹⁰ Les neuf combinaisons sont : H_1H_2 , H_1V_2 , H_1B_1 , V_2H_1 , V_2V_1 , V_2B_1 , B_1H_1 , B_1V_2 et B_1B_2 , où chaque lettre et indice désigne une des six fibres multimodes de la sonde (voir Figure 43).

I.2.2. Compensation optique de la biréfringence de la fibre optique

En 2009, J. Desroches et coll. ont proposé une technique polarimétrique compatible avec l'endoscopie capable de mesurer la biréfringence linéaire d'échantillons [178]. Pour y parvenir, la technique s'appuie sur deux particularités :

- la biréfringence introduite par la fibre optique est directement compensée par double passage (aller et retour) dans un rotateur de Faraday inséré à la terminaison distale de la fibre optique monomode,
- la biréfringence linéaire introduite par l'échantillon est déterminée en analysant la lumière réfléchie par l'échantillon pour un grand nombre « aléatoire » d'états de polarisation à l'émission.

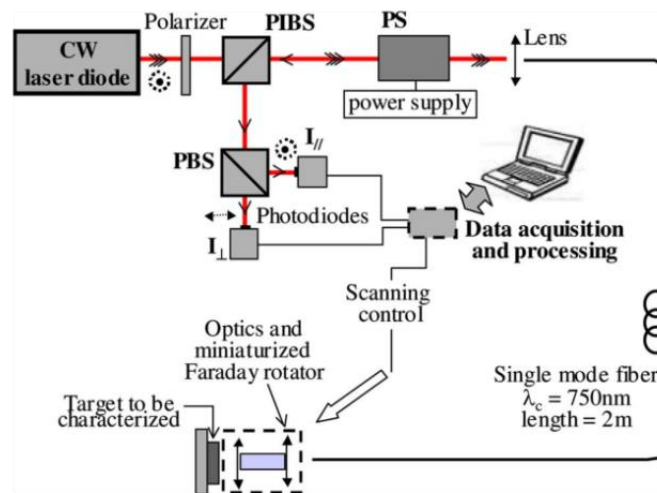


Figure 44 : Montage expérimental de la technique polarimétrique endoscopique par compensation induite de la biréfringence de la fibre avec un rotateur de Faraday. Image extraite de la référence [178].

Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 44(a). Une source laser continue émet un faisceau linéairement polarisé à $\lambda = 830$ nm qui traverse un cube séparateur insensible à la polarisation (PIBS) puis un brouilleur d'états de polarisation (PS). L'état de polarisation est séquentiellement modifié pour décrire toute la sphère de Poincaré sur le temps d'acquisition total¹¹. Après propagation dans une fibre monomode de 2 m de long, le faisceau est collimaté et passe à travers un rotateur de Faraday miniaturisé avant d'interagir avec l'échantillon. La lumière rétrodiffusée traverse à nouveau le rotateur de Faraday, compensant la biréfringence de la fibre après un aller-retour, puis est couplée dans la fibre. À la sortie proximale de la fibre, la lumière est dirigée sur le système d'analyse par réflexion sur le cube séparateur. Un second cube polarisant

¹¹ Le brouilleur d'états de polarisation dépolairise temporellement le faisceau incident pour lui donner une multitude d'états de polarisation à partir d'une polarisation linéaire

sépare la lumière en deux composantes linéaires et orthogonales détectées sur deux photodiodes délivrant les intensités I_{\parallel} et I_{\perp} . Le paramètre K est défini comme : $K = I_{\parallel}/(I_{\parallel} + I_{\perp})$. Il est mesuré pour un grand nombre d'états de polarisation aléatoires. Dans le cas d'un échantillon peu, voire non, dépolarisant, l'expression de sa valeur maximum est reliée à la biréfringence par : $K_{\max} = \sin^2(\delta_l/2)$, où δ_l est la biréfringence linéaire de l'échantillon sondé. Un tendon de queue de rat présentant de la biréfringence (collagène de type I) est imagé à travers la fibre en déplaçant l'échantillon sur une platine de translation motorisée. Avec un minimum de 50 états de polarisation aléatoires, l'image polarimétrique d'un échantillon biologique (tendon de queue de rat) a pu révéler des contrastes entre des zones biréfringentes et non biréfringentes que l'on ne différencie pas sur l'image d'intensité.

Malgré la pertinence des résultats, la présence d'un rotateur de Faraday à la terminaison distale de la fibre complique la miniaturisation de la tête endoscopique pour des mesures *in vivo in situ*. De plus, le nombre important d'acquisitions nécessaires pour réaliser une image polarimétrique représente un frein majeur au développement d'un imageur temps réel. On peut mentionner le développement d'un système endoscopique similaire où les nombreux états de polarisation sont encodés spectralement sur une source large [179]. Cette version permet de réduire le temps de mesure mais implique la perte de la résolution spectrale.

Divers systèmes de tomographie cohérente optique (OCT) ont été développés utilisant de la fibre PM [180,181] ou standard [182,183]. Ces méthodes présentent les inconvénients de requérir un temps de mesure long, d'avoir un coût élevé, de présenter des artefacts sur les images obtenues ou bien de ne proposer qu'un contraste qualitatif. Les travaux de Z. Ding et coll. [184] ont conduit au développement d'un système OCT pour mesurer le retard et l'orientation de la biréfringence linéaire d'un échantillon étudié à travers une fibre optique monomode standard. Le montage expérimental, un interféromètre de Michelson fibré, est présenté sur la Figure 45. L'influence de la fibre optique, supposée uniquement biréfringente, est compensée intrinsèquement au montage par l'ajustement de contrôleurs de polarisation (boucles de Lefèvre, PC2-PC5) insérés sur les bras de référence (PC2), d'analyse de l'échantillon (PC3) et de détection (PC4 et PC5). Deux modules, intitulés détecteur de diversité de polarisation (« Polarization diversity detector » en anglais), analysent l'état de polarisation du signal interférentiel généré entre la lumière réfléchiée par le miroir mobile du bras de référence et par l'échantillon dans le bras de mesure.

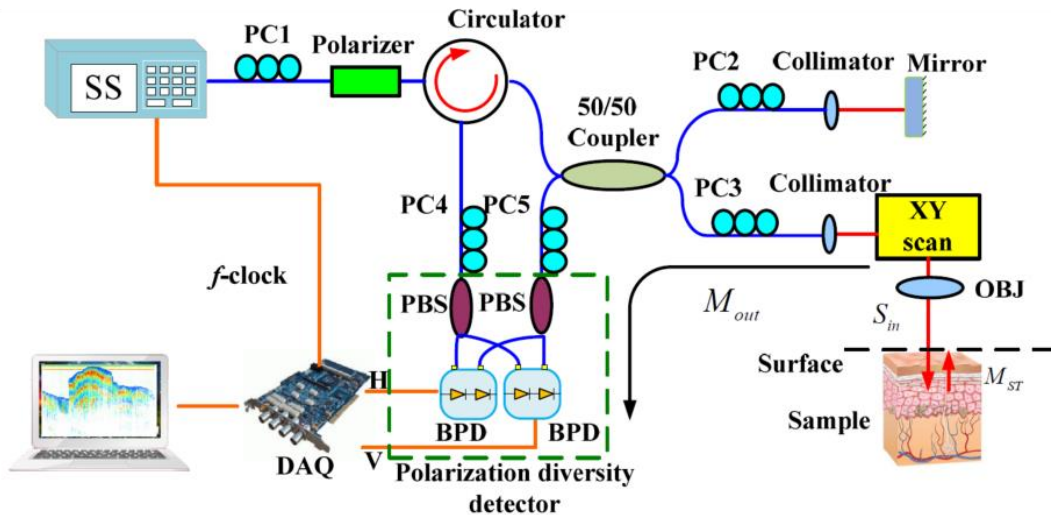


Figure 45 : Schéma de l'imageur par tomographie optique cohérente mesurant la biréfringence linéaire et son orientation à travers une fibre optique monomode. Image extraite de la référence [184].

Les images obtenues sur des échantillons biologiques présentent des résultats satisfaisants et en adéquation avec ceux donnés dans la littérature malgré l'existence d'erreurs de mesures inhérentes au montage et constatées lors de la calibration de la mesure des propriétés biréfringentes avec une lame quart d'onde. Enfin, l'insertion d'un contrôleur de polarisation volumineux sur le bras sondant l'échantillon ne contribue pas favorablement à l'adaptation d'une telle technique à un endoscope de terminaison distale miniaturisée pour des mesures in situ.

I.2.3. Détermination et compensation de l'influence de la fibre

Une autre stratégie pour développer des systèmes endoscopiques sensibles à la polarisation s'appuie sur la détermination de la matrice de Mueller de la fibre optique seule. En compensant son influence sur la mesure de la matrice de Mueller de l'ensemble fibre-échantillon, il est possible d'extraire la matrice de Mueller de l'échantillon. Plusieurs approches ont été explorées pour acquérir la matrice de Mueller complète d'un échantillon.

En 2015, S. Manhas et coll. ont conçu le premier imageur polarimétrique à division de temps capable de déterminer tous les paramètres de la matrice de Mueller d'un échantillon sondé à travers une fibre optique monomode [121]. Un miroir commutable miniature inséré à la terminaison distale de la fibre optique permet de mesurer séquentiellement la matrice de Mueller de la fibre puis celle de l'ensemble fibre-échantillon. Le schéma de principe de l'instrument est illustré sur la Figure 46(a). Un laser visible ($\lambda = 660 \text{ nm}$) passe à travers un PSG, constitué d'un polariseur suivi de deux cellules à cristaux liquides à retard variable, puis est injecté dans la fibre déportant le faisceau lumineux jusqu'à l'échantillon. Après réflexion sur le miroir mobile ou l'échantillon, la lumière est couplée dans la fibre et est dirigée jusqu'à un détecteur après analyse à travers un PSA dont

l’agencement est symétrique par rapport au PSG. Les images sont obtenues en caractérisant point par point l’échantillon placé sur une platine de translation motorisée. Après calibration du polarimètre [185], les mesures expérimentales sont validées sur divers échantillons manufacturés et biologiques présentant de la biréfringence et/ou de la diatténuation. Les résultats obtenus par les auteurs caractérisent précisément la biréfringence d’un échantillon biologique confirmant la qualité de cet instrument pour analyser des tissus biologiques faisant intervenir des interactions polarimétriques complexes où la diatténuation, la biréfringence et la dépolariation peuvent survenir simultanément. Ce dispositif est d’autant plus intéressant qu’il peut être transposé à n’importe quelle longueur d’onde voire plusieurs longueurs d’onde de manière séquentielle tant que la fibre reste monomode à la longueur d’onde de travail.

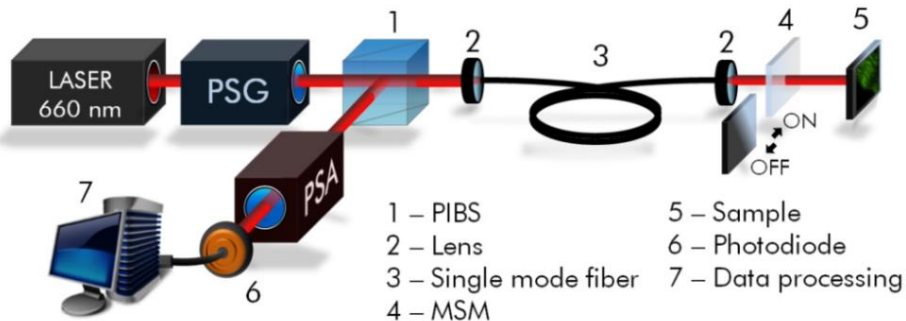


Figure 46 : Dispositif de mesure de la matrice de Mueller complète par miroir. Image extraite de la référence [121].

Toutefois, le temps de mesure du polarimètre est de 70 ms par pixel ce qui implique une durée d’acquisition totale bien trop longue pour des applications endoscopiques. De plus, la calibration de l’influence de la fibre sur la mesure doit être répétée dès lors que la fibre est manipulée empêchant une calibration unique du dispositif et contribuant à allonger la durée d’acquisition. De plus, l’insertion d’un miroir miniature à la terminaison distale de la fibre pose problème quant aux tensions élevées qui traverseraient l’endoscope pour commander la position du miroir. Enfin, combiner la commutation du miroir à la réalisation d’images par un système de balayage laser est peu envisageable par manque de place dans une tête endoscopique miniature (quelques millimètres de diamètre).

Une autre solution, basée sur le même polarimètre [121], fait appel à une approche bi-spectrale pour caractériser simultanément la fibre et l’échantillon [186]. Deux longueurs d’onde sont choisies assez proches afin de subir une biréfringence quasi identique lors de la propagation à travers la fibre et le polarimètre (PSG et PSA). Le miroir mobile est remplacé avantageusement par un miroir dichroïque fixe réfléchissant une seule des deux longueurs d’onde à la sortie de la fibre. Dans un système plus avancé, les auteurs évoquent la possibilité de photoinscrire un miroir de Bragg à la

terminaison distale de la fibre faisant office de miroir dichroïque et évitant l'insertion de composants supplémentaires à la sortie de la fibre. Dans le montage présenté sur la Figure 47(a), deux lasers continus à $\lambda_1 = 633 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 638 \text{ nm}$ sont combinés puis envoyés à travers le PSG et la fibre optique monomode. Un filtre dichroïque réfléchit le laser à λ_1 tandis que la lumière de la source à λ_2 est réfléchiée par l'échantillon. La lumière est ensuite analysée puis collectée par deux détecteurs affiliés chacun à la collection d'une longueur d'onde précise. La matrice de Mueller de la fibre est caractérisée par la longueur d'onde λ_1 et les propriétés polarimétriques de l'échantillon sont déterminées après extraction de sa matrice de Mueller puis décomposition de Lu et Chipman [12]. Un échantillon biologique provenant d'un tissu de colon humain est analysé et les résultats présentés sont fidèles aux images obtenues avec un polarimètre de Mueller standard (erreurs du même ordre de grandeur) confirmant la pertinence de l'approche proposée [186].

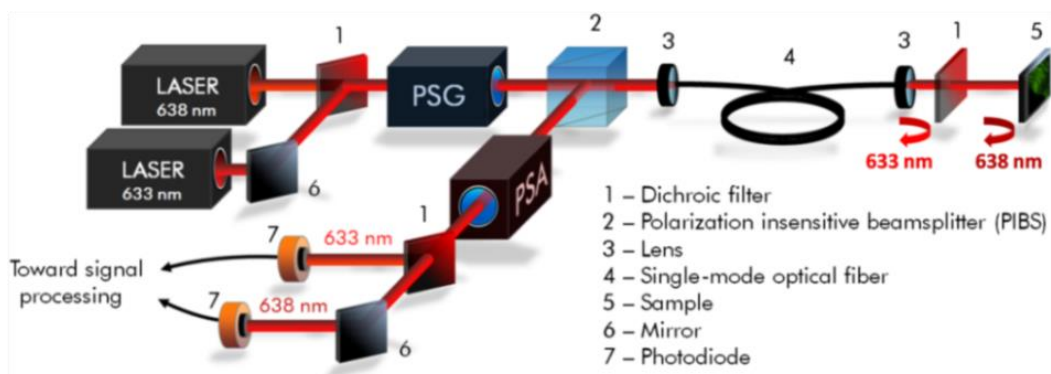


Figure 47 : Dispositif polarimétrique robuste au déport de la mesure par fibre optique par compensation de l'influence de la fibre optique avec deux longueurs d'onde. Image extraite de la référence [186].

Pour autant, l'acquisition de la matrice de Mueller d'un seul pixel des images reconstituées est effectuée en 32 ms soit un temps total d'acquisition de près de 4 minutes pour les images présentées dans la référence [186]. Une durée d'acquisition aussi importante est difficilement compatible avec l'imagerie endoscopique en temps réel. Les auteurs proposent d'augmenter drastiquement la vitesse d'acquisition jusqu'à une image par seconde en remplaçant les modulateurs à cristaux liquides dans les PSG et PSA par des cellules électro-optiques ou des modulateurs photo-élastiques, et en optimisant la stratégie d'imagerie avec des micro-miroirs résonnants ou en utilisant un bundle de fibres optiques.

Pour terminer cette revue bibliographique, il est également pertinent de décrire la technique proposée par S. Rivet et coll. [187]. Dans leurs travaux, les auteurs présentent un polarimètre capable de mesurer la matrice de Mueller d'un échantillon à travers une fibre optique monomode à une fréquence de 70 kHz soit en 14 μs . Ce système s'appuie sur l'encodage spectral des états de polarisation d'illumination et d'analyse par des éléments passifs (polariseurs et lames

biréfringentes). Les matrices de Mueller de l'ensemble fibre-échantillon et de la fibre sont mesurées simultanément sur un spectromètre. L'ensemble fibre-échantillon est caractérisé aux basses fréquences du domaine de Fourier tandis que les éléments de la matrice de Mueller de la fibre sont rapportés dans les hautes fréquences au moyen d'une technique interférométrique dite d'échantillonnage par cohérence optique (ou en anglais « optical coherence gating »). Cette technique consiste, dans le cas considéré, à faire interférer la lumière qui se propage et se réfléchit à la sortie de la fibre sondant l'échantillon, avec la lumière provenant de la réflexion à la sortie d'une fibre dite de référence dont la matrice de Mueller est calibrée et connue au préalable. Le montage expérimental est présenté sur la Figure 48 et comprend une source lumineuse de spectre large (longueur de cohérence courte), un interféromètre de Michelson, deux modules passifs pour coder (PSG) et décoder (PSA) spectralement l'état de polarisation du faisceau et un spectromètre. Le bras de référence comprend une fibre optique monomode (1 m de long) et un miroir de référence. Le bras de mesure est constitué d'une fibre optique monomode (1 m) et d'un miroir partiel (de coefficient de réflexion 50%) suivi d'un échantillon réfléchissant. Le miroir partiel est positionné tel que la différence de marche avec le bras de référence soit inférieure à la longueur de cohérence de la source pour provoquer des interférences. L'acquisition de ce signal et de la lumière renvoyée par l'échantillon permet de mesurer simultanément la matrice de Mueller de la fibre monomode et de l'ensemble fibre-échantillon, alors utilisées pour extraire la matrice de Mueller de l'échantillon. Après une procédure importante de calibration du système interférométrique (longueur des bras) et polarimétrique, la détermination précise des propriétés de biréfringence et de diatténuation d'une lame quart d'onde et d'un polariseur a validé la qualité du montage proposé. La mesure simultanée et rapide (14 μ s) de la réponse polarimétrique de la fibre et de l'ensemble fibre-échantillon assure la correction dynamique des mesures ce qui est pertinent lorsque la fibre de mesure est manipulée comme dans le cadre de l'endoscopie. Ce polarimètre pourrait être converti en imageur en utilisant un système de balayage laser à la terminaison distale de la fibre optique (endoscope).

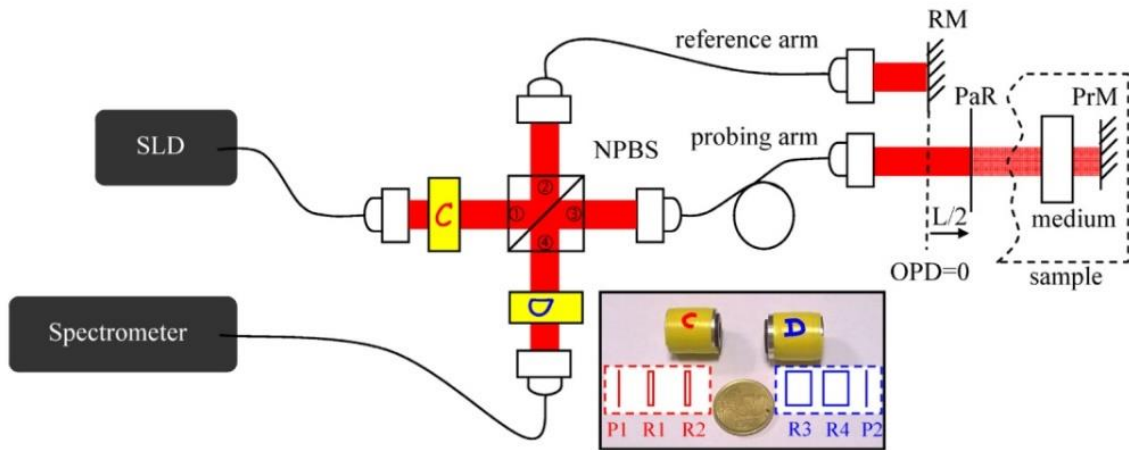


Figure 48 : Schéma du montage expérimental du polarimètre de Mueller opérant à haute vitesse à travers la fibre monomode à encodage spectral et ininterférentiel. Image extraite de la référence [187].

Néanmoins, la méthode de mesure suppose que la fibre monomode ne présente que de la biréfringence et que les optiques utilisés soient achromatiques. En pratique, lors de la calibration de la fibre optique, des effets de dépolarisation ont été mesurés et attribués à la chromaticité des optiques sur la largeur spectrale de la source. De plus, pour des fibres plus longues (plusieurs mètres), la dispersion de la fibre pourrait également induire une dépolarisation spectrale. En solution, les auteurs prévoient d'utiliser une source plus fine spectralement pour limiter l'influence de la dépolarisation spectrale.

1.3. Discussion sur le déport de la mesure polarimétrique par fibre optique

Les techniques polarimétriques classiques (Mueller, Stokes, OSC) sont incompatibles avec le déport par endoscope qui présente une biréfringence résiduelle variant avec la température et les contraintes mécaniques. Des solutions ont été apportées pour répondre à ce défi technologique. D'une part, des endoscopes rigides commerciaux ont été adaptés pour développer une sensibilité à la polarisation. Les solutions reposent sur l'insertion des PSG et/ou PSA fixes ou tournants à la terminaison distale du cathéter. Ces solutions apportent soit un contraste qualitatif, soit la mesure de la matrice de Mueller au prix d'un temps de mesure long et le recours à des éléments polarisants insérés à la terminaison distale de l'endoscope. Dans le cas des endoscopes souples, la majorité des techniques proposées sont restreintes à l'utilisation de fibres monomodes avec un élément inséré à la terminaison distale de l'endoscope, ou bien d'une sonde dédiée au dispositif ou à la technique mise en œuvre. Une première technique consiste à déporter les éléments polarisants à la terminaison distale de l'endoscope. Une seconde solution repose sur la compensation optique de l'influence de la fibre sur la mesure polarimétrique. Une troisième méthode s'appuie sur la détermination de la matrice de Mueller de la fibre puis la compensation, par calcul, de son influence sur la mesure

comprenant l'ensemble fibre-échantillon. Actuellement, les développements expérimentaux de ces techniques ne permettent malheureusement pas d'atteindre des taux de rafraîchissement d'image compatibles avec l'imagerie en temps réel. En outre, ces techniques requièrent le développement d'un endoscope polarimétrique spécifique à la technique employée avec l'obligation de miniaturiser les composants placés à la terminaison de la fibre pour assurer l'insertion du dispositif dans le corps du patient.

Comme mentionné en introduction de ce chapitre, notre approche consiste à s'affranchir de l'étape de développement d'un nouvel instrument médical et plutôt d'étudier la compatibilité de la technique de brisure d'orthogonalité avec un dispositif endoscopique commercial. Cette conception permettrait, à faible coût, d'apporter une sensibilité polarimétrique à un système d'imagerie endoscopique. L'approche Cellvizio développée par Mauna Kea Technologies est particulièrement intéressante puisque l'image est formée par une multitude de cœurs faiblement multimodes. Ainsi, dans le reste de ce chapitre, nous traiterons le comportement de la technique de brisure d'orthogonalité à travers une fibre optique faiblement multimode au moyen d'études théorique et expérimentale. Nous n'aborderons pas l'emploi de fibres fortement multimodes, utilisées pour transmettre directement une image [188,189], puisque les fréquences de modulation RF de la technique de brisure d'orthogonalité ne sont pas, à ce jour, compatibles avec les temps de réponse des caméras disponibles commercialement.



Figure 49 : Système d'endomicroscopie confocal Cellvizio de Mauna Kea Technologies [167].

II - Étude théorique de la brisure d'orthogonalité à travers la fibre légèrement multimode

Les études théoriques et expérimentales ont démontré au chapitre 2 que l'orthogonalité d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation était préservée lors de la propagation à travers une fibre monomode et que la dynamique de mesure était peu dégradée sur de longues distances (plusieurs kilomètres). Dans cette partie, nous étendons l'étude théorique aux fibres optiques légèrement multimodes (< 10 modes) en combinant le formalisme de Jones aux expressions des modes guidés dans la fibre. Dans un premier temps, nous rappelons les outils mathématiques permettant de décrire la propagation de la lumière dans une fibre optique. Ensuite, nous allons définir les conditions nécessaires à la préservation de l'orthogonalité d'un faisceau DFDP après propagation dans une fibre légèrement multimode en développant un modèle théorique complété par une simulation.

II.1. Rappels sur la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice

II.1.1. Approche du guidage dans la fibre par l'optique géométrique

Une fibre optique est un guide diélectrique le plus généralement à symétrie de révolution formé d'une gaine et d'un cœur, d'indices de réfraction respectifs n_g et n_c tels que $n_c > n_g$ [Figure 50(a)]. Les coordonnées cylindriques (r, φ, z) seront utilisées pour décrire la propagation de la lumière selon l'axe \vec{z} et l'expression du champ dans le plan transverse (r, φ) . Ce système de coordonnées est parfaitement adapté à la description d'un guide circulaire.

On définit le profil d'indice $n(r, \varphi)$ comme la distribution de l'indice dans le plan transverse de la fibre. Dans le cas d'un guide circulaire, le profil d'indice est invariant par rotation et ne dépend que de la coordonnée radiale r . Dans ce chapitre, nous n'utiliserons que des fibres optiques à saut d'indice¹² [Figure 50(b)] dont le profil d'indice s'exprime :

$$n(r) = \begin{cases} n_c & \text{si } r < a \\ n_g & \text{si } r > a \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

où a est le rayon du cœur de la fibre.

Cette introduction se limite à la description de la propagation de la lumière dans une fibre circulaire à saut d'indice composée de matériaux homogènes et non absorbants (indices de

¹² Il existe d'autres profils d'indice de réfraction plus exotiques qui ne sont pas mentionnés dans cette introduction au guidage dans la fibre optique.

réfraction réels). Une première approche du mécanisme de propagation de la lumière dans la fibre optique à saut d'indice repose sur l'optique géométrique et est illustrée sur la Figure 51. Aux interfaces cœur-gaine, la lumière subit une succession de réflexions totales ($n_c > n_g$) et reste piégée dans le cœur. Pour être guidée dans la fibre, les rayons incidents doivent être compris dans un cône d'acceptance défini par l'ouverture numérique de la fibre, notée ON:

$$ON = n_c \sqrt{2\Delta} = n_c \sqrt{2 \frac{n_c - n_g}{n_c}}, \quad (\text{III.2})$$

où $\Delta = (n_c - n_g)/n_g$ est le paramètre de guidage d'une fibre à saut d'indice dont la valeur est typiquement inférieure à 0,01.

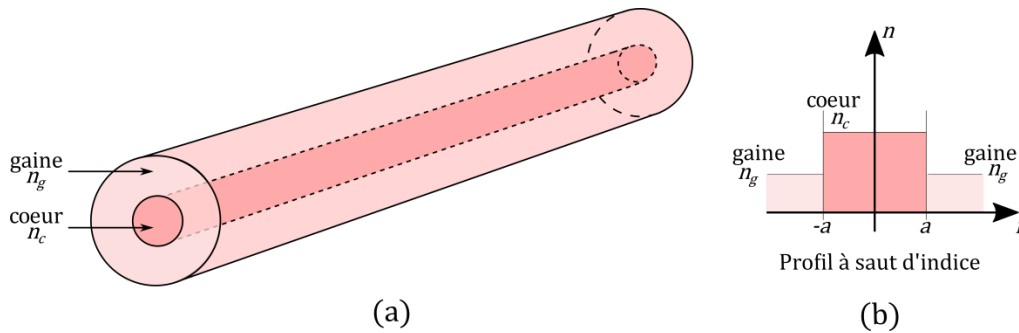


Figure 50 : (a) Structure d'une fibre optique circulaire constituée d'un cœur et d'une gaine d'indices de réfraction respectifs n_c et n_g . (b) Profil d'indice de réfraction d'une fibre à saut d'indice.

Cette description est valide pour la propagation d'ondes planes lorsque les dimensions du cœur sont grandes devant la longueur d'onde de travail, or ce n'est pas le cas des fibres optiques monomodes ou légèrement multimodes où la dimension du cœur est d'une dizaine de fois supérieure à la longueur d'onde de travail. Le diamètre du cœur d'une fibre standard monomode¹³ est typiquement de l'ordre de quelques micromètres tandis que celui de la gaine est de 125 μm . En outre, cette première approche ne tient pas compte de la polarisation et ne permet pas d'exprimer la répartition de l'énergie dans le plan transverse. Les équations de Maxwell et plus particulièrement l'équation de propagation de Helmholtz permettent d'établir l'évolution du champ au cours de la propagation dans la fibre sous forme de modes qui sont solutions de l'équation de propagation.

¹³ La fibre optique commerciale est souvent protégée par d'autres gaines en verre, en plastique ou encore en kevlar selon l'utilisation recherchée.

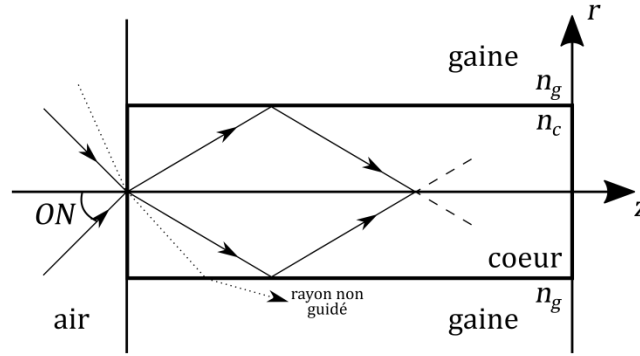


Figure 51 : Principe de guidage dans la fibre optique par réflexion totale aux interfaces cœur-gaine.

II.1.2. Calcul des modes guidés dans une fibre à saut d'indice

Les modes sont des ondes progressives qui se propagent dans la fibre optique que l'on supposera, en premier lieu, non absorbante, autrement dit sans perte. Avant de déterminer leur forme avec l'équation de propagation, on formule l'hypothèse dite d'approximation de guidage faible aussi appelée l'équation d'onde scalaire. Elle suppose que la valeur du paramètre de guidage est faible ($\Delta \ll 1$) indiquant que la variation de l'indice entre le cœur et la gaine est faible. En outre, lorsque Δ tend vers 0, la recherche des modes guidés est simplifiée car les composantes longitudinales des champs disparaissent. Alors, les composantes du champ électrique (et magnétique) sont transverses et peuvent avoir une polarisation quelconque.

Sous ces conditions, le champ électrique s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$\vec{E}(r, \varphi, z, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i2\pi\nu t} \psi(r, \varphi) e^{-i\beta z} \vec{u}_T, \quad (\text{III.3})$$

où β est la constante de propagation longitudinale (selon l'axe z), ω , la fréquence angulaire du champ lumineux et \vec{u}_T , un vecteur arbitraire dans le plan transverse. La fonction $\psi(r, \varphi)$ est la distribution transverse du champ dans la fibre. Pour vérifier l'équation de propagation, on montre que la fonction $\psi(r, \varphi)$ doit vérifier :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + (k_0^2 n^2(r) - \beta^2) \right] \psi(r, \varphi) = 0, \quad (\text{III.4})$$

avec le nombre d'onde $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda_0$.

La recherche des inconnues $\psi(r, \varphi)$ et β aboutit à la détermination complète de l'expression des modes guidés dans la fibre. Pour cela, la méthode consiste à séparer la fonction $\psi(r, \varphi)$ en une partie angulaire indépendamment de la partie radiale puis à résoudre séparément chaque équation. À partir des propriétés de symétrie par rotation de la fibre et de son profil d'indice, ici à saut d'indice, on détermine la solution de la forme [190] :

$$\psi_l(r, \varphi) = \begin{cases} AJ_l\left(u\frac{r}{a}\right) \begin{cases} \cos l\varphi \\ \sin l\varphi \end{cases} & \text{si } r < a \text{ (coeur)} \\ BK_l\left(v\frac{r}{a}\right) \begin{cases} \cos l\varphi \\ \sin l\varphi \end{cases} & \text{si } r > a \text{ (gaine)} \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

avec a le rayon de la fibre et A et B , deux quantités. L'indice l désigne la périodicité de la fonction angulaire tel que $l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$, etc (les valeurs négatives partagent la même distribution radiale). Pour chaque valeur de l , il peut y avoir deux états de polarisation orthogonaux (orientés selon les axes \vec{x} et \vec{y}). Par conséquent, le mode est dégénéré¹⁴ deux fois (en polarisation) pour $l = 0$, et pour $l \geq 1$, les modes sont dégénérés quatre fois (en polarisation et en distribution spatiale paire et impaire). Les fonctions de Bessel de première espèce $J_l(ur/a)$ et de seconde espèce $K_l(vr/a)$ sont les solutions de la partie radiale de l'équation. Les quantités u et v sont les constantes de propagation transverses normalisées, respectivement, dans le cœur et dans la gaine. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, elles s'expriment :

$$\begin{aligned} u &= a\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta^2}, \\ v &= a\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_g^2}, \\ V &= \sqrt{u^2 + v^2} = ak_0\sqrt{n_c^2 - n_g^2}, \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

où V est la fréquence normalisée (sans dimension). On définit également une constante de propagation normalisée b , dépendant des constantes u , v et β , par :

$$b = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_g^2}{k_0^2 (n_c^2 - n_g^2)} = \frac{v^2}{V^2}. \quad (\text{III.7})$$

Les quantités A et B , figurant dans l'équation (III.5), sont déterminées à partir de la relation de continuité de la fonction ψ en $r = a$ qui fournit :

$$B = A \frac{J_l(u)}{K_l(v)}. \quad (\text{III.8})$$

La continuité de la dérivée de ψ en $r = a$ permet d'accéder à la valeur de la constante de propagation normalisée b :

¹⁴ La dégénérescence d'un mode guidé indique que les solutions (en polarisation et en distribution paire/impaire) sont caractérisées par la même vitesse de groupe dans le guide.

$$u \frac{J_{l-1}(u)}{J_l(u)} = -v \frac{K_{l-1}(v)}{K_l(v)}. \quad (\text{III.9})$$

Cette équation est appelée relation de dispersion et relie la constante de propagation longitudinale β aux indices de la fibre. En injectant dans l'équation (III.9) les paramètres normalisés du guide, V et b , donnés par les équations (III.6) et (III.7), la relation de dispersion devient :

$$V\sqrt{1-b} \frac{J_{l-1}(V\sqrt{1-b})}{J_l(V\sqrt{1-b})} = -V\sqrt{b} \frac{K_{l-1}(V\sqrt{b})}{K_l(V\sqrt{b})}. \quad (\text{III.10})$$

Pour chaque valeur de l , un nombre entier $m = 1, 2, 3, \text{etc}$ de modes guidés existe, correspondant aux solutions de la condition (III.10). On désigne alors les modes guidés par l'écriture LP_{lm} (linéairement polarisé) d'indices l et m qui rappellent respectivement la périodicité de la fonction angulaire et le nombre d'extremums de la fonction radiale $\psi_l(r)$.

La résolution numérique de la relation de dispersion (III.10) donne la constante de propagation normalisée b de tous les modes guidés dans la fibre. La résolution graphique est bien souvent préférée puisqu'elle consiste à tracer sur la même figure chaque membre de l'équation en fonction de b . Les intersections entre les deux courbes fournissent les constantes de propagation normalisées b de chaque mode excité. Ainsi, connaissant les indices de réfraction et le rayon du cœur de la fibre, et évidemment la longueur d'onde de travail, la constante de propagation longitudinale β_{lm} de chaque mode guidé peut être déterminée, indiquant par la même occasion le nombre total de modes guidés.

En pratique, il est plus aisé de tracer un réseau de courbes donnant l'évolution de la constante de propagation normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V comme illustré sur la Figure 52 pour les fibres à saut d'indice. La fréquence normalisée V peut être calculée à partir des caractéristiques de la fibre optique considérée :

$$V = \frac{2\pi a \text{ON}}{\lambda}, \quad (\text{III.11})$$

où $\text{ON} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$ est l'ouverture numérique de la fibre. On peut remarquer que la fréquence de coupure V_c d'un mode est indiquée par $b(V_c) = 0$.

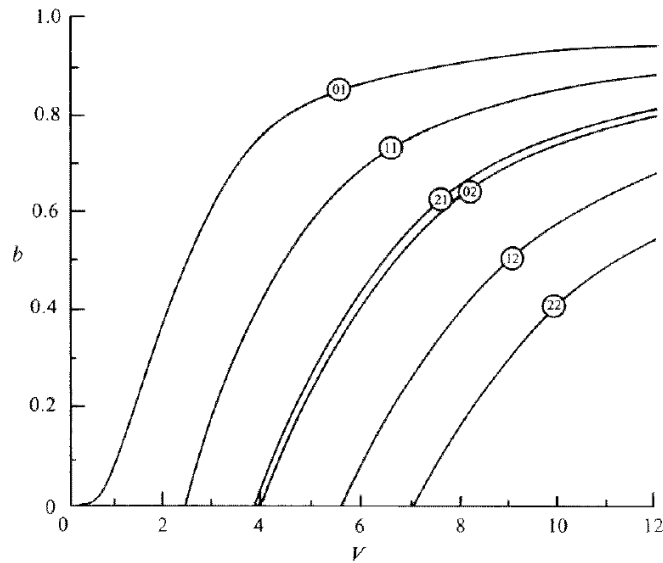


Figure 52 : Evolution de la constante normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V d'une fibre à saut d'indice pour six modes LP d'indices 01, 11, 21, 02, 12 et 22/ Le graphique a été extrait de la référence [190].

Pour $V < 2,405$, un seul mode se propage dans la fibre, le mode fondamental LP_{01} (dégénéré deux fois car $l = 0$). La fibre est dite monomode et à cette condition, la distribution transversale du mode guidé peut être approchée par une fonction gaussienne :

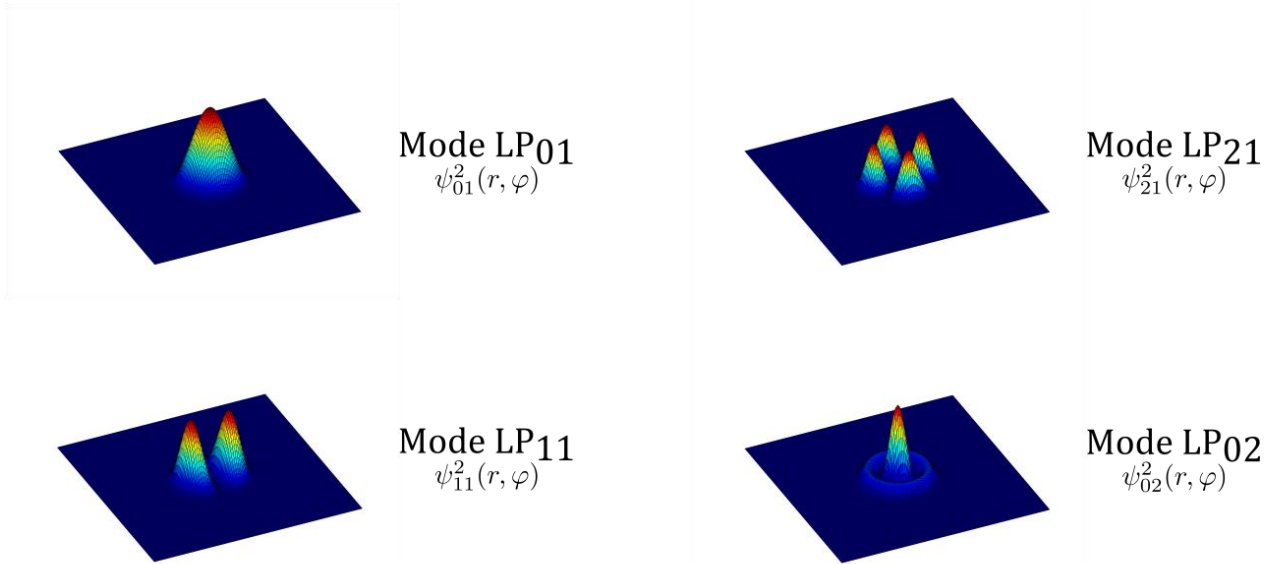
$$\psi_{LP_{01}}(r) \approx \psi_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right), \quad (\text{III.12})$$

avec ψ_0 , une constante arbitraire et w , le rayon du champ de mode¹⁵. Pour un bon confinement et un guidage correct du mode fondamental dans le cœur de la fibre à saut d'indice, il est plus adapté de travailler sur une gamme de fréquences normalisées comprises entre 1,5 et 2,405 [190]. Sur la Figure 52, pour $V > 2,405$, on voit apparaître successivement les modes : LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} , LP_{12} , LP_{22} dont la constante de propagation normalisée b croît avec V . La fibre optique est alors dite multimode puisque la lumière est répartie sur plusieurs distributions transverses du champ qui se propagent dans la fibre. Au sein de chaque mode guidé, deux états de polarisation seront propagés. À titre d'exemple, le Tableau 3 renseigne les fréquences de coupures normalisées de 16 modes (où l'indice l est compris entre 0 et 3) pour une fibre à saut d'indice et la Figure 53 présente les profils d'intensité $\psi_{lm}^2(r, \varphi)$ des 4 premiers modes LP dans une fibre à saut d'indice.

¹⁵ On reconnaît ici le diamètre du champ de mode $2w$, plus connu sous son nom anglophone : mode field diameter (MFD).

Tableau 3 : Fréquence normalisée de coupure pour plusieurs modes LP_{lm} dans une fibre à saut d'indice (tableau reproduit de la référence [190]).

$l = 0$		$l = 1$		$l = 2$		$l = 3$	
Mode	V_c	Mode	V_c	Mode	V_c	Mode	V_c
LP ₀₁	0	LP ₁₁	2,4048	LP ₂₁	3,8317	LP ₃₁	5,1356
LP ₀₂	3,8317	LP ₁₂	5,5201	LP ₂₂	7,0156	LP ₃₂	8,4172
LP ₀₃	7,0156	LP ₁₃	8,6537	LP ₂₃	10,1735	LP ₃₃	11,6198
LP ₀₄	10,1735	LP ₁₄	11,7915	LP ₂₄	13,3237	LP ₃₄	14,7960

Figure 53 : Représentation du profil d'intensité 3D des quatre premiers modes guidés dans la fibre : le mode fondamental LP₀₁ et les modes LP₁₁, LP₂₁ et LP₀₂.

- Si $k_0^2 n_c^2 > \beta^2 > k_0^2 n_g^2$, la partie radiale de la fonction ψ se propage le long du cœur (fonction de Bessel J_l), décroît dans la gaine (fonction de Bessel K_l) et β prend des valeurs discrètes, ce sont les modes guidés représentés par les modes LP_{lm} . Ces modes sont les solutions de l'équation de propagation scalaire, en conséquence, ils sont orthogonaux (au sens du produit scalaire) :

$$\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \psi_{lm}^*(r, \varphi) \psi_{l'm'}(r, \varphi) r dr d\varphi = \delta_{ll'} \delta_{mm'}, \quad (\text{III.13})$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker égal à 1 pour $i = j$ et 0 sinon.

- Si $\beta^2 < k_0^2 n_g^2$, la partie radiale de la fonction ψ se propage dans la gaine et le cœur, et β prend des valeurs continues : ce sont les modes rayonnants. Ces modes ne sont pas guidés et se traduisent par des pertes de propagation [191]. Pour minimiser ces modes rayonnants, il est nécessaire d'optimiser l'injection de l'onde lumineuse dans la fibre optique pour distribuer le champ incident sur le champ des modes guidés.

Les modes guidés et rayonnants forment une base complète sur laquelle n'importe quel mode peut être décomposé :

$$\psi(r, \varphi) = \sum_{l,m} c_{lm} \psi_{lm}(r, \varphi) + \int c(\beta) \psi_{\beta(r,\varphi)} d\beta. \quad (\text{III.14})$$

Le premier terme est une somme des modes discrets et le second terme, une intégrale sur un continuum de modes. La quantité $|c_{lm}|^2$ est le coefficient de couplage de l'énergie dans le mode LP_{lm} et $|c(\beta)|^2 d\beta$ est proportionnel à la puissance portée par les modes rayonnants. Il en découle l'expression du champ électrique total en coordonnées cylindriques :

$$\vec{E}(r, \varphi, z, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i2\pi\nu t} \left\{ \sum_{l,m} c_{lm} \psi_{lm}(r, \varphi) e^{-i\beta_{lm} z} + \int c(\beta) \psi_{\beta(r,\varphi)} e^{-i\beta z} d\beta \right\} \vec{u}_T, \quad (\text{III.15})$$

II.1.3. Atténuation dans la fibre optique

Bien que jusqu'à présent nous avons négligé les pertes dans les fibres optiques, en réalité, plusieurs mécanismes contribuent à atténuer la quantité de lumière propagée. L'effet Rayleigh caractérise la diffusion des photons dans toutes les directions due aux légères fluctuations de composition du verre de la fibre ; il varie en λ^{-4} et prédomine donc aux courtes longueurs d'onde. Aux grandes longueurs d'onde ($\lambda > 1,6 \mu\text{m}$), l'absorption multiphonon domine le phénomène d'atténuation en transformant partiellement l'énergie lumineuse en énergie vibrationnelle (phonons). Ces deux effets conduisent à un minimum théorique d'atténuation qui peut être dégradé par la présence de bandes d'absorption dans les matériaux constituant la fibre, ainsi que par les pertes par courbures (perte de guidage) et microcourbures (perte de puissance) inhérentes aux conditions d'utilisation de la fibre. Ces pertes ne représenteront pas un frein au déport de la mesure par brisure d'orthogonalité puisqu'elles diminueront uniquement la puissance lumineuse transmise.

Un spectre typique d'atténuation pour une fibre utilisée en télécommunication (bandes spectrales C et L) est donné sur la Figure 54(a). On peut remarquer la faible valeur d'atténuation de 0,2 dB/km de la lumière à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ dans une fibre optique SMF-28 largement utilisée pour les applications

de télécommunications. Enfin une autre source d'atténuation se présente à la jonction entre deux fibres optiques lorsque les deux terminaisons sont désalignées longitudinalement, transversalement ou angulairement, comme illustré sur la Figure 54(b). À l'inverse des pertes linéiques précédentes, les pertes par couplage entre deux fibres optiques pourront être gênantes si elles introduisent un dichroïsme

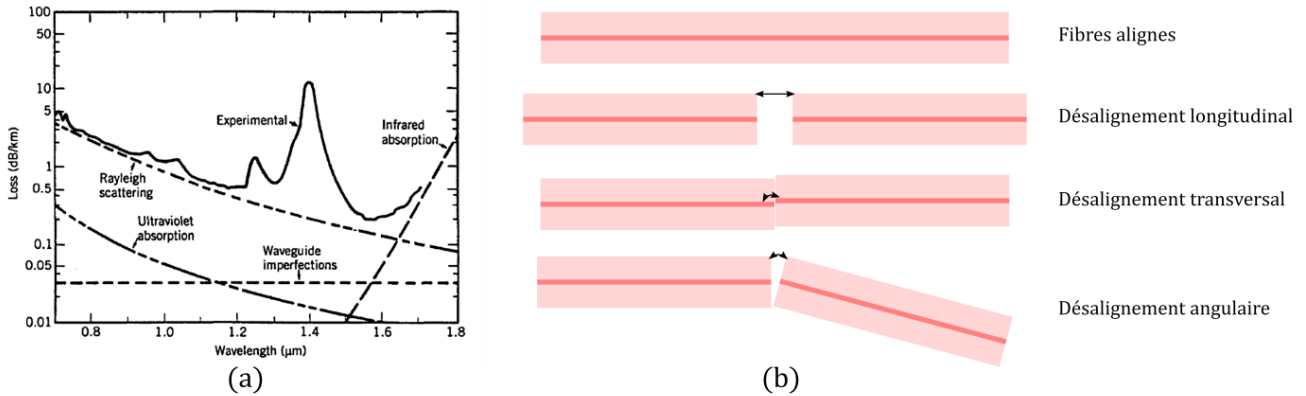


Figure 54 : (a) Courbe d'atténuation d'une fibre SMF-28 (reproduit de la référence [192]). (b) Exemples de désalignement à la jonction de deux fibres optiques.

II.1.4. Évolution de la polarisation dans la fibre optique

En théorie, la polarisation d'un faisceau lumineux qui se propage dans une fibre optique de cœur circulaire ne devrait pas être altérée car la dégénérescence des deux modes de polarisation induit la même vitesse de propagation de la lumière sur les axes \vec{x} et \vec{y} . En réalité, la légère ellipticité du cœur de la fibre et les contraintes (mécaniques et thermiques) appliquées à la fibre impliquent une biréfringence locale qui lève la dégénérescence des deux modes. Une manière de représenter cette anisotropie locale est de décomposer la fibre optique en une suite de tronçons courts qui agissent indépendamment comme des lames biréfringentes caractérisées par un axe rapide (indice de réfraction effectif bas) et un axe lent orthogonal (indice de réfraction effectif haut). La biréfringence de la fibre est définie comme la différence d'indice effectif entre les deux modes propres : $\delta_n = |n_x - n_y|$. En outre, un mode quelconque verra son état de polarisation varier puis revenir identique à lui-même au bout d'une longueur de battement $L_b = \lambda/\delta_n$. Dans une fibre optique standard, la biréfringence (de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-7} [193]) et la direction des axes propres varient de manière incontrôlée avec les contraintes mécaniques et thermiques si bien que l'état de polarisation est rapidement altéré et de manière imprévisible. En conséquence, la propagation d'un faisceau DFDP dans une fibre optique monomode modifie aléatoirement les deux états de polarisation. Leur orthogonalité est préservée puisque les deux états subissent la même biréfringence.

Une fibre à maintien de polarisation (PM) est une fibre optique dont la structure a été modifiée pour contraindre son cœur et induire une forte biréfringence (de l'ordre de 10^{-4} [194]) entre ses axes propres. On distingue les biréfringences de forme, où le cœur de la fibre est elliptique, des biréfringences induites par des barreaux de contraintes disposés autour du cœur pour définir les deux axes propres [Figure 55(b)]. Ces fibres particulières ont l'avantage de préserver un état de polarisation linéaire et son état orthogonal, qui sont tous deux superposés aux deux axes propres de la fibre. L'emploi de fibres PM peut donc sembler être une alternative viable au déport de la mesure polarimétrique. Cependant, lors de la collection de la lumière, un état de polarisation quelconque injecté dans une fibre PM est fortement altéré de manière incontrôlée lors de la propagation. Ainsi, une telle fibre sera uniquement avantageuse pour transmettre un faisceau DFDP à états de polarisation linéaires.

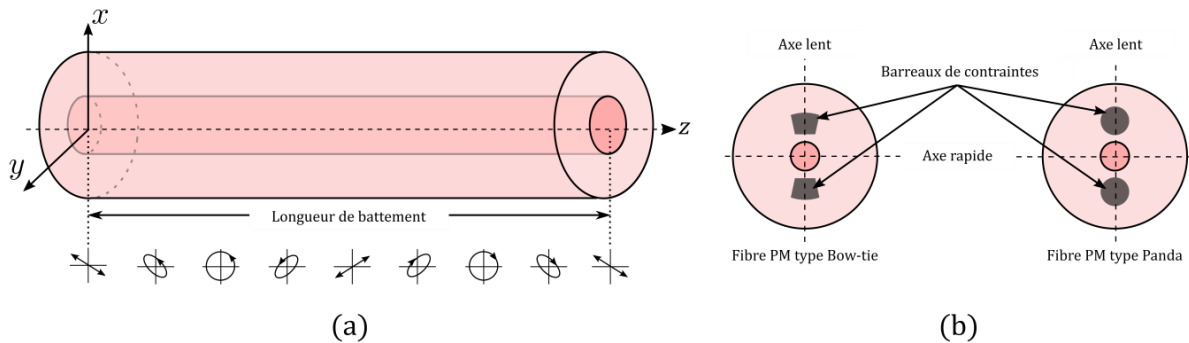


Figure 55 : Illustrations (a) de la longueur de battement L_b d'une fibre optique et (b) des profils transverses de fibres à maintien de polarisation de type Bow-tie et Panda.

II.2. Modèle théorique

Nous tirons profit du formalisme de Jones pour décrire l'état de polarisation de la source DFDP. En reprenant l'équation (II.1), on peut écrire le champ de la source DFDP :

$$\vec{E}(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i2\pi\nu_1 t} \vec{J}(t), \quad (\text{III.16})$$

avec $\vec{J}(t) = \vec{e}_1 + e^{i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_2$, où le vecteur \vec{e}_1 désigne l'état de polarisation de la source [équation (II.2)] et le vecteur \vec{e}_2 , l'état de polarisation orthogonal du champ décalé en fréquence [équation (II.3)].

Les notations employées à la section précédente sont modifiées pour faciliter la compréhension des équations à suivre et éviter la confusion entre plusieurs notations. Les modes guidés ne sont plus désignés par les indices l et m mais plutôt par un indice n (entier) correspondant à l'ordre auquel les modes guidés apparaissent (fréquence normalisée V croissante) : par exemple le mode fondamental LP_{01} est noté LP_1 , le second mode LP_{11} devient LP_2 , et ainsi de suite pour les modes

suivants. Les coefficients de couplage de l'énergie dans chaque mode c_{lm} et les constantes de propagation longitudinales β_{lm} de chaque mode sont donc respectivement notés c_n et β_n . La fonction $\psi_{lm}(r, \varphi)$, décrivant la distribution du champ dans le plan transverse de chaque mode guidé, est désormais notée $u_n(r, \varphi)$ pour éviter toute confusion avec l'orientation de la biréfringence du n -ième mode écrite ψ_n .

Lorsque la lumière est injectée dans une fibre multimode, l'énergie est projetée sur un nombre n de modes orthogonaux caractérisés par n distributions transverses $u_n(r, \varphi)$. Une distance de propagation fixe z_0 sera considérée dans le modèle théorique et dans la simulation pour décrire l'influence de la propagation dans la fibre optique sur une distance finie. La fonction $u_n(r, \varphi)$ forme une base de modes orthogonaux LP (pour « linearly polarized ») dans le plan transverse comme décrit par l'équation (III.13). Les constantes de propagation β_n sont supposées réelles afin de négliger les pertes dans la fibre. L'influence de la fibre sur les modes guidés est décrite par des matrices de biréfringence linéaire, notées \mathbf{M}_n , en utilisant le formalisme de Jones car il s'agit d'une transformation déterministe. Les pertes (isotropes ou anisotropes) au cours de la propagation de la lumière sont négligées et la biréfringence circulaire n'est pas considérée.

En première approximation, on suppose que la biréfringence linéaire est uniformément distribuée tout le long de la fibre avec une orientation ψ_n et un retard linéaire δ_n . Cette hypothèse permet de considérer que la matrice \mathbf{M}_n décrit l'effet polarimétrique du mode n , accumulé sur toute la longueur de la fibre. Une modélisation plus fidèle de la biréfringence de la fibre consisterait à la décrire comme une concaténation de tronçons assimilables à des lames biréfringentes linéaires d'orientations différentes [195] ou d'utiliser des formalismes différentiels [5,19,196]. Néanmoins, le modèle simple que nous considérons est suffisant pour l'analyse conduite par la suite. La matrice de Jones \mathbf{M}_n de la fibre pour chaque mode s'écrit :

$$\mathbf{M}_n = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta_n}{2}} \cos^2(\psi_n) + e^{-i\frac{\delta_n}{2}} \sin^2(\psi_n) & \cos(\psi_n) \sin(\psi_n) \left(e^{i\frac{\delta_n}{2}} - e^{-i\frac{\delta_n}{2}} \right) \\ \cos(\psi_n) \sin(\psi_n) \left(e^{i\frac{\delta_n}{2}} - e^{-i\frac{\delta_n}{2}} \right) & e^{-i\frac{\delta_n}{2}} \cos^2(\psi_n) + e^{i\frac{\delta_n}{2}} \sin^2(\psi_n) \end{bmatrix}, \quad (\text{III.17})$$

avec δ_n , le retard de phase linéaire et ψ_n , l'orientation des axes propres de la biréfringence. En raison des différentes matrices de Jones, l'état de polarisation de chaque mode évoluera différemment. L'orthogonalité polarimétrique sera préservée au sein de chaque mode. Cependant, les états de polarisation vont évoluer différemment d'un mode à l'autre. Ainsi, dans l'absolu, la détection de plusieurs modes peut entraîner la superposition d'états non orthogonaux ce qui aura pour conséquence de briser l'orthogonalité de l'ensemble du faisceau.

II.2.1. Expression de l'intensité d'un faisceau DFDP multimode

En restreignant l'étude aux modes guidés définis dans l'équation (III.15), le champ électrique \vec{E}_{mult} , résultant de la propagation de n modes guidés dans la fibre multimode, s'écrit :

$$\vec{E}_{\text{mult}}(r, \varphi, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i2\pi\nu_1 t} \sum_n \mathcal{U}_n(r, \varphi) \mathbf{M}_n \vec{J}(t), \quad (\text{III.18})$$

avec $\mathcal{U}_n(r, \varphi) = c_n u_n(r, \varphi) \exp(-i\beta_n z_0)$. On exprime l'intensité du faisceau après propagation sur une distance z_0 dans la fibre à l'instant t par :

$$\begin{aligned} I_{\text{mult}}(r, \varphi, t) &= \vec{E}_{\text{mult}}^\dagger(r, \varphi, t) \vec{E}_{\text{mult}}(r, \varphi, t) \\ &= \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m \underbrace{\mathcal{U}_n^*(r, \varphi) \mathcal{U}_m(r, \varphi)}_{s_{n,m}(r, \varphi)} \underbrace{\vec{J}^\dagger(t) \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{J}(t)}_{P_{n,m}(t)} \end{aligned} \quad (\text{III.19})$$

où n et m sont les indices des modes. Les termes de la double somme peuvent être séparés en un facteur spatial $s_{n,m}(r, \varphi) = \mathcal{U}_n^*(r, \varphi) \mathcal{U}_m(r, \varphi)$, et un facteur $P_{n,m}(t)$ qui reflète la transformation polarimétrique subie par les modes n et m à l'instant t . Les exposants $*$ et \dagger désignent respectivement le complexe conjugué et la matrice adjointe (ou transposée conjuguée). En développant le vecteur de Jones $\vec{J}(t)$, l'expression de $P_{n,m}(t)$ devient :

$$\begin{aligned} P_{n,m}(t) &= (\vec{e}_1^\dagger + e^{i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_2^\dagger) \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m (\vec{e}_1 + e^{-i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_2) \\ &= \underbrace{\vec{e}_1^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_1 + \vec{e}_2^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_2}_{P_{n,m}^{DC}} \\ &\quad + \underbrace{e^{i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_1^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_2 + e^{-i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_2^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_1}_{P_{n,m}^{AC}(t)}. \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

Cette expression peut se décomposer en une partie continue ($P_{n,m}^{DC}$) et une partie sinusoïdale [$P_{n,m}^{AC}(t)$] à la fréquence $\Delta\nu$:

$$P_{n,m}(t) = P_{n,m}^{DC} + P_{n,m}^{AC}(t). \quad (\text{III.21})$$

En supposant la transformation polarimétrique unitaire mais différente pour chaque mode, $\mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_n = \mathbf{M}_n \mathbf{M}_n^\dagger = \mathbf{I}$ (\mathbf{I} , la matrice de Jones identité), on montre :

$$\begin{aligned} P_{n,m}^{DC} &= 2 + \vec{e}_1^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_1 + \vec{e}_2^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_2, \\ P_{n,m}^{AC}(t) &= e^{i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_1^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_2 + e^{-i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_2^\dagger \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m \vec{e}_1, \end{aligned} \quad (\text{III.22})$$

où $P_{n,n}^{DC} = 2$ et $P_{n,n}^{AC}(t) = 0$. L'intensité peut alors aussi se séparer en deux parties DC et AC :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{mult}}(r, \varphi, t) &= \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m s_{n,m}(r, \varphi) [P_{n,m}^{DC} + P_{n,m}^{AC}(t)] \\
 &= I_{\text{mult}}^{DC}(r, \varphi) + I_{\text{mult}}^{AC}(r, \varphi, t)
 \end{aligned} \tag{III.23}$$

II.2.1-(a). Analyse de la contribution continue (DC) de l'intensité détectée

La contribution continue de l'intensité s'exprime localement :

$$I_{\text{mult}}^{DC}(r, \varphi) = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m s_{n,m}(r, \varphi) P_{n,m}^{DC}. \tag{III.24}$$

On modélise l'action d'un détecteur photosensible, de surface Σ , dans le plan transverse de détection par l'intégration partielle de la répartition d'intensité $I_{\text{mult}}^{DC}(r, \varphi)$ sur l'aire Σ :

$$I_{\text{mult}}^{DC}|_{\Sigma} = \frac{|E_0|^2}{2} \iint_{\Sigma} I_{\text{mult}}^{DC}(r, \varphi) r dr d\varphi. \tag{III.25}$$

En inversant les opérateurs d'intégrale et de somme, on trouve :

$$I_{\text{mult}}^{DC}|_{\Sigma} = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m \left[\iint_{\Sigma} s_{n,m}(r, \varphi) r dr d\varphi \right] P_{n,m}^{DC}. \tag{III.26}$$

Dès lors que le faisceau est entièrement intégré sur la surface Σ_{tot} , en accord avec la propriété d'orthogonalité des modes dans la fibre [équation (III.13) en remplaçant la notation ψ_{lm} par \mathcal{U}_n], la contribution continue (DC) de l'intensité est alors de la forme :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{mult}}^{DC}|_{\Sigma_{\text{tot}}} &= \frac{|E_0|^2}{2} \sum_{n,m} \left[\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \mathcal{U}_n^*(r, \varphi) \mathcal{U}_n(r, \varphi) r dr d\varphi \right] P_{n,m}^{DC} \\
 &= \frac{|E_0|^2}{2} \sum_{n,m} c_n^* c_m \delta_{n,m} P_{n,m}^{DC} \\
 &= |E_0|^2 \sum_n |c_n|^2.
 \end{aligned} \tag{III.27}$$

La partie continue de l'intensité ne dépend que de l'énergie injectée dans les n modes guidés. On peut remarquer que $P_{n,n}^{DC} = P_{n,n} = 2$ et que l'intégration partielle du faisceau entraîne bien entendu une baisse de l'intensité puisque l'inégalité suivante s'applique :

$$\sum_{n,m} \left[\iint_{\Sigma_{\text{tot}}} s_{n,m}(r, \varphi) r dr d\varphi \right] \geq \sum_{n,m} \left[\iint_{\Sigma} s_{n,m}(r, \varphi) r dr d\varphi \right]. \tag{III.28}$$

II.2.1-(b). Analyse de la contribution modulée (AC) de l'intensité détectée

L'intensité de la contribution modulée (AC) s'exprime :

$$I_{\text{mult}}^{AC}(r, \varphi, t) = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m s_{n,m}(r, \varphi) P_{n,m}^{AC}(t). \quad (\text{III.29})$$

L'intégration de l'intensité sur une surface Σ donne :

$$I_{\text{mult}}^{AC}(t)|_{\Sigma} = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_{n,m} \left[\iint_{\Sigma} s_{n,m}(r, \varphi) r dr d\varphi \right] P_{n,m}^{AC}(t) \quad (\text{III.30})$$

Quand la distribution des modes guidés $\mathcal{U}_n(r, \varphi)$, les vecteurs de Jones d'entrée \vec{e}_1 et \vec{e}_2 , et les matrices de Jones \mathbf{M}_n de la fibre sont connus, la phase et l'amplitude de modulation de l'intensité $I_{\text{mult}}^{AC}(t)|_{\Sigma}$ peuvent être retrouvées à partir de l'équation (III.30). Cette équation démontre l'existence d'une modulation en tout point du plan transverse de détection, et dès lors que le faisceau est partiellement collecté. En conséquence, l'orthogonalité peut être brisée par la propagation d'un faisceau DFDP à travers une fibre multimode. Toutefois, nous allons voir que l'orthogonalité n'est pas brisée lorsque tous les modes sont intégralement collectés, et cela malgré le fait que localement cette orthogonalité soit brisée.

II.2.2. Discussion sur l'intensité détectée

Bien que les deux états de polarisation orthogonaux injectés dans chaque mode soient toujours orthogonaux après propagation ($P_{n,n}^{AC}(t) = 0$), la biréfringence différentielle rencontrée entre deux modes LP différents brisera localement l'orthogonalité entre les états de polarisation. La Figure 56 illustre cette situation pour deux modes où un signal de battement à la fréquence $\Delta\nu$ est généré en chaque point du plan transverse conformément à l'équation (III.29). Par conséquent, quand le faisceau est collecté sur un photodétecteur dont la surface ne couvre pas entièrement le plan transverse, la contribution globale des battements locaux entraîne la génération d'un signal de battement non nul. Cependant, pour deux points symétriques par rapport à l'axe \vec{y} , on peut noter que les contributions modulées sont en opposition de phase. Si ces deux battements sont sommés, alors le signal détecté est continu et l'orthogonalité est conservée. Ce résultat peut s'étendre à tout le faisceau où l'addition cohérente de tous les battements locaux sur le détecteur entraîne la disparition du signal de battement RF. Il s'agit d'un résultat remarquable qui témoigne de la préservation de l'orthogonalité lorsque le faisceau est entièrement collecté sur la surface du détecteur. Ce résultat est aisément vérifié théoriquement en intégrant l'équation (III.30) dans le plan Σ_{tot} :

$$I_{\text{mult}}^{AC}(t)|_{\Sigma_{\text{tot}}} = 0. \quad (\text{III.31})$$

Cette situation est analogue à celle rencontrée pour la dépolarisation et qui a été étudiée en détail à la section III du chapitre 2. En effet, la dépolarisation se comporte localement comme des anisotropies pouvant induire des battements. Après interaction avec un échantillon dépolarisant, la collection du faisceau lumineux implique l'addition cohérente de multiples battements locaux qui résulte en un signal de battement nul, donc en une absence de signal de brisure d'orthogonalité.

Par ailleurs, la Figure 56 illustre également un cas où le faisceau est partiellement collecté et où l'aire de détection partage la symétrie du faisceau. Dans ce cas, les battements locaux se compensent sur la surface de détection¹⁶ et l'orthogonalité est préservée.

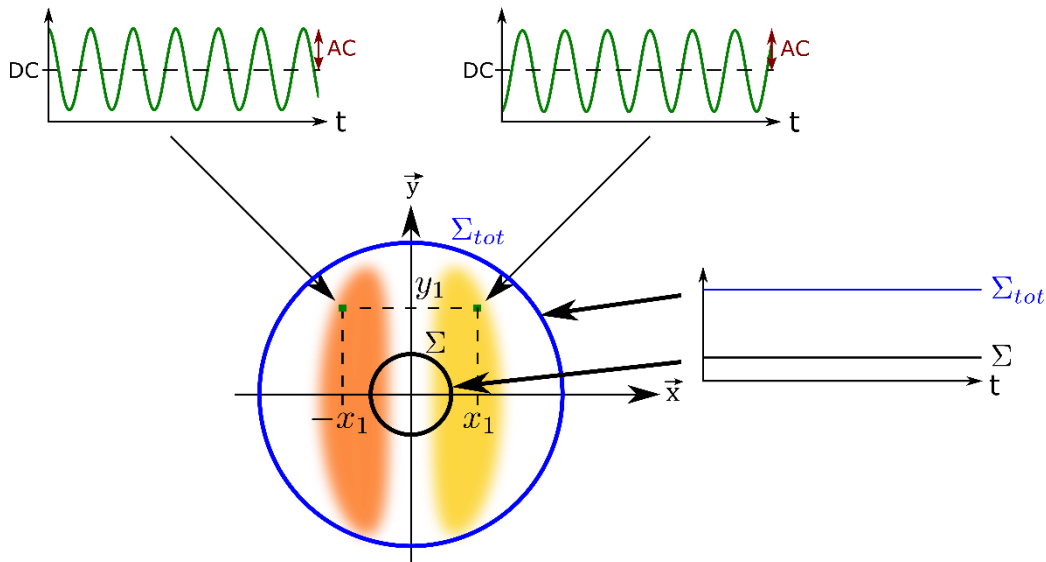


Figure 56 : Illustration de la préservation de l'orthogonalité polarimétrique dans une configuration avec deux modes guidés: le mode fondamental LP₀₁ (non représenté) et le mode LP₁₁. À chaque point du plan transverse, l'orthogonalité, entre les deux polarisations du mode LP₁₁ par rapport à celles de mode LP₀₁, est brisée produisant ainsi la modulation (AC) du signal comme illustré pour deux positions (x_1, y_1) et $(-x_1, y_1)$. En raison de l'orthogonalité spatiale des modes, les battements interfèrent destructivement quand le faisceau est entièrement collecté (Σ_{tot}) conduisant à un signal constant ($\text{DC}_{\Sigma_{\text{tot}}}$). Dans l'exemple proposé, le caractère impair des modes par rapport à l'axe y implique des battements en antiphase pour les deux positions symétriques choisies sur le faisceau. Ainsi, la collection partielle mais symétrique du faisceau sur une aire telle que Σ aboutirait également à la compensation des contributions des battements.

¹⁶ Pour maintenir l'orthogonalité après propagation multimode, une autre éventualité consiste évidemment à avoir $\mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_m = \mathbf{M}_n^\dagger \mathbf{M}_n = 1$, autrement dit que l'effet de la biréfringence de la fibre optique soit identique pour chaque mode. En pratique, cela reviendrait à contrôler toutes les contraintes (thermique et mécanique) appliquées à la fibre, ce qui s'avère irréalisable dans la plupart des situations rencontrées.

II.3. Simulations

Nous avons développé un outil de simulation sous MATLAB, qui intègre les relations théoriques précédentes. Ce modèle va nous permettre d'étudier précisément les effets de brisure d'orthogonalité dans des situations plus générales et de les comparer aux résultats expérimentaux. La distance de propagation dans la fibre est fixée à $z_0 = 1$ m. L'équation (III.23) est utilisée pour calculer l'intensité détectée à chaque instant t et en tout point du plan transverse.

II.3.1. Description de la simulation

Nous modélisons l'intensité délivrée par un photodétecteur après collection d'un faisceau DFDP, propagé dans un guide faiblement multimode (uniquement en transmission), pour différentes géométries de détection. On suppose l'amplitude du champ électrique unitaire ($E_0 = 1$). L'intensité calculée à partir de l'équation (III.23) est exprimée en unité arbitraire. Le vecteur de Jones $\vec{J}(t)$ de la source DFDP peut décrire une multitude de couples d'états de polarisation (\vec{e}_1, \vec{e}_2) orthogonaux. En définissant les valeurs de l'angle α du grand axe de l'ellipse et de son ellipticité ε , on détermine le couple d'états de polarisation de la source. La distribution transverse $u_n(r, \varphi)$ du champ électrique de chaque mode guidé est pondérée par son coefficient c_n et sa matrice de biréfringence \mathbf{M}_n . L'intensité est calculée en chaque point du plan transverse, pixélisé en une matrice 2D de dimension 120x120 pour la simulation. À noter que le rayon du plan transverse considéré est trois fois celui du cœur de la fibre ce qui implique que la zone simulée décrit le cœur de la fibre et partiellement la gaine, dans laquelle le champ s'atténue rapidement. Ensuite, un masque, soit plan, soit circulaire, est appliqué sur l'image d'intensité pour transformer la géométrie de détection et ainsi simuler l'intégration partielle du faisceau. La Figure 57 illustre la forme des deux masques appliqués sur le faisceau simulé. L'intensité finalement mesurée est la somme des contributions locales de l'intensité qui ne sont pas recouvertes par le masque.

Finalement, l'évolution temporelle des signaux DC et AC, qui seraient délivrés expérimentalement par une photodiode, est obtenue en répétant le processus de calcul de l'intensité à chaque instant t . La position du masque sur le faisceau est incrémentée pour tracer l'évolution de l'amplitude du battement. Pour une configuration donnée de la source et de la fibre, la répartition de l'intensité dans le plan transverse est gardée en mémoire et seule l'étape d'intégration spatiale est répétée quand le masque est déplacé.

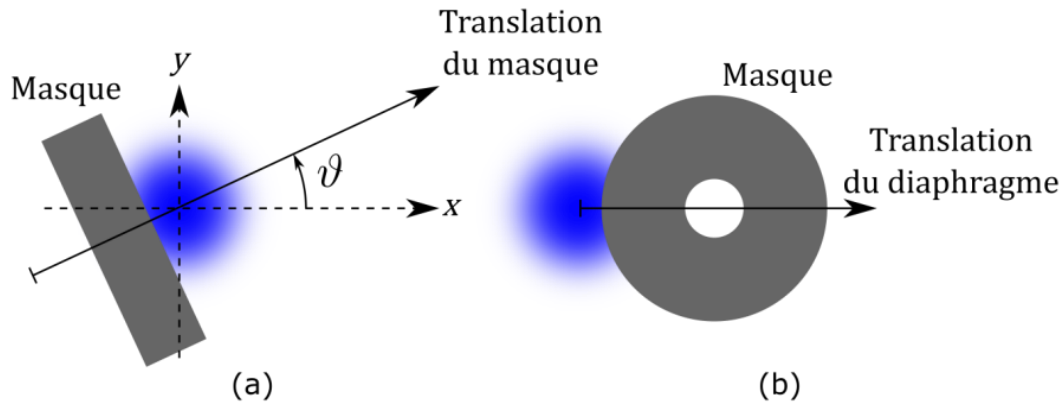


Figure 57 : Masques (objets gris foncé) considérés pour modifier la géométrie de détection dans la simulation. (a) Masque plan (lame de rasoir) progressivement traduit sur la surface du faisceau pour couvrir le faisceau entier. Le masque est tourné d'un angle ϑ pour simuler la possible rotation du faisceau dans une fibre. (b) Diaphragme circulaire traduit du centre du faisceau jusqu'à un bord du faisceau pour sélectionner partiellement le faisceau.

Il est important de préciser que le modèle théorique et donc la simulation ne tiennent pas compte d'un éventuel couplage des modes, autrement dit un transfert de la puissance lumineuse d'un mode dans un autre, lors de la propagation dans la fibre optique [197]. En effet, dans la pratique la propagation doit se faire sur quelques mètres et les rayons de courbure de la fibre restent très grands devant le diamètre du cœur. Cependant, il est utile de mentionner que, s'il existe, ce mécanisme de couplage peut entraîner la génération d'un signal de battement résiduel biaisant ainsi la mesure de brisure d'orthogonalité pour de faibles signatures. Cette dégradation de la mesure sera d'autant plus importante que le couplage entre les modes guidés le sera aussi. Ainsi, le couplage des modes dans la fibre est fortement défavorable à la préservation de l'orthogonalité dans de longues fibres optiques ou en présence de fortes contraintes sur la fibre.

II.3.2. Paramètres influents dans une fibre bimode

Les propriétés de la fibre optique, comme sa biréfringence, sont inconnues en pratique. Nous varions quatre paramètres susceptibles d'influencer l'amplitude du battement généré par la détection partielle du faisceau :

- le retard linéaire δ_n des matrices de biréfringences \mathbf{M}_n de chaque mode guidé,
- l'angle ψ_n des axes propres des matrices de biréfringences \mathbf{M}_n de chaque mode guidé,
- les coefficients c_n du couplage de l'énergie dans chaque mode guidé,
- l'angle ϑ qui définit l'orientation du masque.

En pratique, les trois premiers paramètres sont fortement dépendants des contraintes appliquées à la fibre comme les courbures et les compressions ou les changements de températures. Le dernier dépend de la façon dont la lumière est collectée

En première approche, nous considérons seulement deux modes guidés (le mode fondamental LP₀₁ est désigné par l'indice $n = 1$ et le mode LP₁₁ par l'indice $n = 2$) pour simplifier la compréhension des phénomènes à l'œuvre. Nous varions la différence de retard de phase $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_2$ et la différence entre les axes propres $\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2$ pour illustrer l'influence de la biréfringence de la fibre. Les coefficients de couplage c_n dépendent de l'intégrale de recouvrement entre le champ incident sur la fibre et le mode considéré. Ils ne dépendent donc que de la méthode d'injection de la lumière dans la fibre. Le choix de la valeur de ces coefficients respecte toujours la règle de normalisation : $\sum_i |c_i|^2 = 1$, sans quoi on considérerait des pertes par injection ($\sum_i |c_i|^2 < 1$). Le dernier paramètre ϑ est primordial. La moindre rotation de la distribution de l'intensité dans le plan transverse est susceptible de modifier l'amplitude du battement produit par la détection partielle du faisceau. Or, les contraintes appliquées à la fibre rendent aléatoire l'orientation de cette distribution. L'orientation aléatoire du faisceau à la sortie de la fibre est donc prise en compte à travers la variation de l'angle ϑ dans la simulation. Dans la situation proposée en exemple où deux modes sont guidés, nous verrons qu'une symétrie axiale pourra conduire à la réduction de l'amplitude du battement voire à sa disparition quand ϑ est varié entre 0° et 360° .

Nous varions les quatre ensembles de paramètres $\Delta\delta$, $\Delta\psi$, $|c_n|^2$ et ϑ successivement (un paramètre variable et les trois autres constants) dans la simulation pour explorer leur influence sur les signaux de brisure d'orthogonalité. Nous considérons une source DFDP à $\lambda = 488$ nm à états de polarisation linéaire avec un décalage fréquentiel $\Delta\nu = 80$ MHz pour répliquer les conditions expérimentales de mesure qui seront détaillées dans la section III de ce chapitre. Les caractéristiques de la fibre utilisée dans la simulation correspondent à celles de la fibre utilisée dans les expériences : P3-630A-FC-1 (Thorlabs), qui est faiblement multimode à $\lambda = 488$ nm avec une fréquence normalisée $V = 3,6$ ($a = 2,15$ μm et $\text{ON} = 0,13$ ¹⁷). D'après le Tableau 3, deux modes peuvent être guidés dans cette fibre. La Figure 58 représente l'intensité à la sortie de la fibre pour les paramètres $|c_1|^2 = 0,25$ et $|c_2|^2 = 0,75$.

¹⁷ La mesure de l'ouverture numérique est effectuée en mesurant le rayon du faisceau à une distance de 1 m.

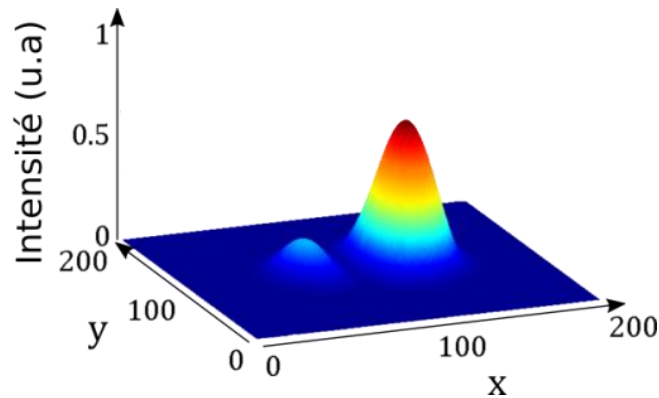


Figure 58 : Profil 3D de l'intensité dans le plan transverse (coordonnées cartésiennes) pour deux modes guidés (LP_{01} désigné par l'indice 1 et LP_{11} désigné par l'indice 2) en utilisant les paramètres : $|c_1|^2 = 0,25$ et $|c_2|^2 = 0,75$, $\psi_1 = \pi/6$ et $\delta_1 = \pi/3$, $\psi_2 = \pi/3$ et $\delta_2 = \pi/3$, et $\vartheta = 0^\circ$.

La contribution de chacun des jeux de paramètres $\Delta\delta$, $\Delta\psi$, $|c_n|^2$ et ϑ à l'amplitude RF est tracée sur la Figure 59. Les valeurs utilisées sont données dans la légende de la Figure 58, excepté pour le paramètre variable. Dans les simulations, nous considérons un masque plan qui est translaté sur le faisceau comme illustré dans la Figure 59(a). Une analyse rapide des résultats de simulation indique que dans toutes les situations, la collection complète de l'énergie transmise par la fibre optique (translation du masque nulle) fait tendre l'amplitude du battement vers 0 et par conséquent assure le maintien de l'orthogonalité conformément aux prédictions théoriques.

L'influence de la différence de biréfringence ($\Delta\delta$ et $\Delta\psi$) entre les deux modes (LP_{01} et LP_{11}) sur l'orthogonalité du faisceau DFDP est représentée sur les Figure 59(b-c). La modification de la biréfringence d'un seul mode affecte l'amplitude du battement. Évidemment, quand les matrices de biréfringence des deux modes sont proches voire identiques, $\delta_1 = \delta_2$ ($\Delta\delta = 0$) et $\psi_1 = \psi_2$ ($\Delta\psi = 0^\circ$), l'amplitude du battement est nulle (courbes bleues) et l'orthogonalité est préservée quelle que soit la position du masque. Une situation équivalente pourrait se produire dans le cas spécifique où la longueur de la fibre concorderait avec un nombre entier de longueurs de battement L_b de chaque mode guidé. Cependant, dans la majorité des situations, les deux modes sont soumis à deux biréfringences différentes au cours de la propagation dans la fibre ($\Delta\delta \neq 0$ et $\Delta\psi \neq 0$) impliquant la hausse de l'amplitude du battement et potentiellement la brisure de l'orthogonalité si l'ensemble du signal n'est pas collecté.

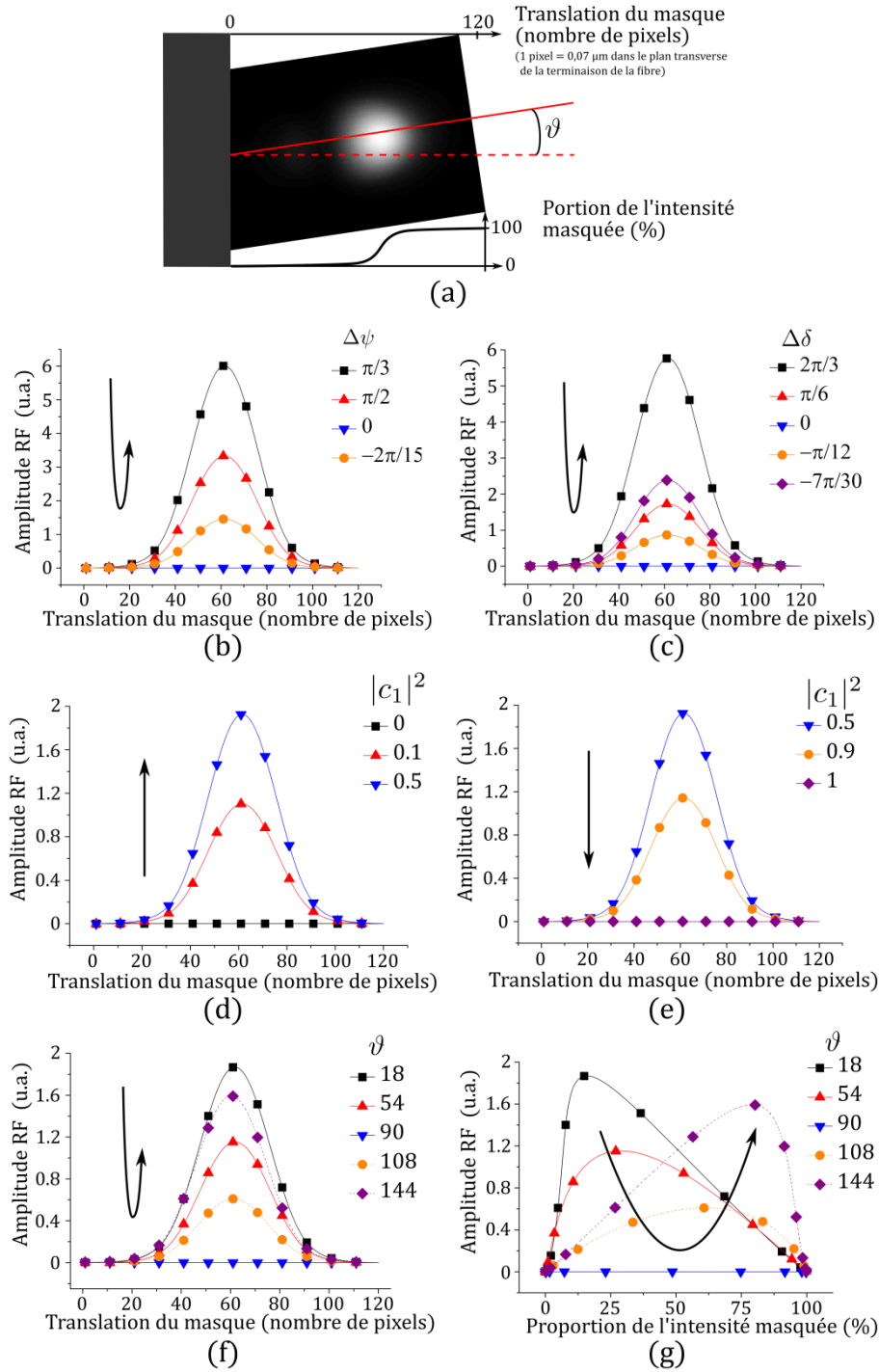


Figure 59 : (a) Illustration de la translation progressive du masque plan sur le faisceau constitué de deux modes : LP_{01} et LP_{11} désignés respectivement par les indices 1 et 2. Les courbes (b) à (f) représentent l'amplitude du battement RF ($\Delta\nu = 80$ MHz) en fonction de la position du masque progressivement incrémentée. Les valeurs des paramètres sont : $|c_1|^2 = 0,25$ et $|c_2|^2 = 0,75$, $\psi_1 = \pi/6$ et $\delta_1 = \pi/3$, $\psi_2 = \pi/3$ et $\delta_2 = \pi/3$, et $\vartheta = 0^\circ$. L'influence de la biréfringence de la fibre optique est décrite par (b) la différence de retard $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_2$ et (c) la différence entre les axes propres $\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2$ où (δ_1, ψ_1) varie et (δ_2, ψ_2) sont constants. L'influence de la répartition de l'énergie entre les modes est obtenue en modifiant la valeur du coefficient $|c_1|^2$ (d) entre 0 et 0,5 et (e) entre 0,5 et 1 en respectant la règle de normalisation. L'influence de l'orientation ϑ du faisceau transmis à la sortie de la fibre est illustrée en traçant l'amplitude du battement en fonction (f) du déplacement du masque et (g) de la proportion de l'intensité masquée.

Les Figure 59(d-e) décrivent l'impact de la répartition de l'énergie lumineuse dans les modes guidés. Pour une collection partielle du faisceau, l'excitation d'un seul mode ($|c_1|^2 = 0$ ou 1) évite l'apparition d'un battement tandis que la répartition équivalente de l'énergie dans chaque mode ($|c_1|^2 = |c_2|^2 = 0,5$) fournit l'amplitude de battement maximale. La variation de l'amplitude du battement est directement liée à la forme du faisceau dans le plan transverse qui varie avec la répartition de l'énergie dans les modes guidés.

Enfin, les contraintes thermiques et mécaniques ainsi que les torsions appliquées à la fibre optique peuvent entraîner la rotation de la distribution des modes dans le plan transverse. La Figure 59(f) illustre le changement (même la suppression) de l'amplitude du battement selon l'orientation ϑ du faisceau. La Figure 59(g) est une représentation alternative des mêmes résultats décrivant l'amplitude du battement en fonction de la proportion d'intensité masquée¹⁸. Visiblement, la forme des courbes simulées et l'amplitude du battement sont fortement affectées par l'orientation ϑ du masque. Dans la situation particulière où seulement deux modes sont guidés dans la fibre, une symétrie axiale assure le maintien de l'orthogonalité quand $\vartheta = 90^\circ$. Si d'autres modes étaient guidés, la situation serait plus complexe et impliquerait des courbes avec des formes plus chahutées, comme nous le verrons par la suite.

L'étude d'un cas simple, avec deux modes guidés dans la fibre, a permis d'interpréter l'origine physique de la brisure d'orthogonalité à travers une fibre légèrement multimode. Cependant, la conclusion principale de cette étude est que l'orthogonalité peut être préservée dans une fibre bimode (deux modes guidés) dès lors que le faisceau est entièrement collecté par une photodiode en tirant profit de l'orthogonalité spatiale des modes LP dans la fibre. Nous allons vérifier si ce résultat reste vrai pour un nombre de modes plus important.

II.3.3. Généralisation des résultats aux fibres légèrement multimodes

L'outil de simulation a été développé pour rendre compte des mesures expérimentales dans lesquelles plus de deux modes peuvent être guidés. Nous décrivons maintenant le protocole de simulation et présentons des résultats obtenus avec quatre modes ou plus, situations qui peuvent être rencontrées en pratique.

Les paramètres des fibres optiques (rayon du cœur, ouverture numérique) fournis par les fiches techniques du fabricant, alimentent la simulation dont le temps de calcul est fixé par les choix de l'utilisateur concernant la résolution (le nombre de pixels) dans le plan transverse et l'intervalle de

¹⁸ La proportion de l'intensité masquée est égale au rapport entre l'intensité non collectée lorsque le masque est translaté sur le faisceau et l'intensité totale.

temps sur lequel le signal est intégré. Ensuite, des valeurs aléatoires sont générées pour les paramètres qui ne sont pas contrôlés en pratique : la biréfringence de la fibre et l'injection dans la fibre qui affecte les coefficients c_n . Ce processus permet de générer des signaux aléatoires qualitatifs qui sont ensuite comparés avec une série de mesures expérimentales où la surface de détection est progressivement occultée. Les signaux simulés sont interpolés tour à tour sur un signal expérimental choisi par l'utilisateur. La simulation minimise le critère d'erreur quadratique moyenne : $EMQ = \langle (I_{theorique} - I_{experimentale})^2 \rangle$ et sélectionne les paramètres donnant le résultat le plus fidèle aux mesures expérimentales. Enfin, les coefficients c_n de répartition de l'énergie entre les modes guidés sont ajustés numériquement pour minimiser davantage l'erreur quadratique moyenne. Cette étape d'optimisation nous permet de retrouver les paramètres correspondant à la configuration expérimentale ou au moins de trouver des valeurs qui s'en rapprochent, comme illustré dans la section III sur la Figure 62.

Dans la Figure 60, nous présentons les résultats de la simulation pour une fibre guidant jusqu'à quatre modes et une seconde fibre guidant jusqu'à 9 modes. L'amplitude du signal de battement RF est exprimée en fonction de la position du masque comme dans les représentations précédentes sur les Figure 59(b-f). Dans les deux cas considérés, un signal de battement est généré lorsque le faisceau est partiellement collecté. De plus, quand le faisceau est progressivement masqué, on observe plusieurs maxima. Leur présence s'explique par les distributions asymétriques de l'intensité du faisceau dans le plan transverse (profils transverses affichés à droite des courbes). Néanmoins, dès lors que le faisceau est entièrement détecté, l'amplitude du battement est nulle indiquant ainsi que l'orthogonalité polarimétrique est retrouvée. Par conséquent, en prenant soin de collecter l'intégralité du faisceau DFDP après propagation dans une fibre légèrement multimode, l'orthogonalité polarimétrique est préservée.

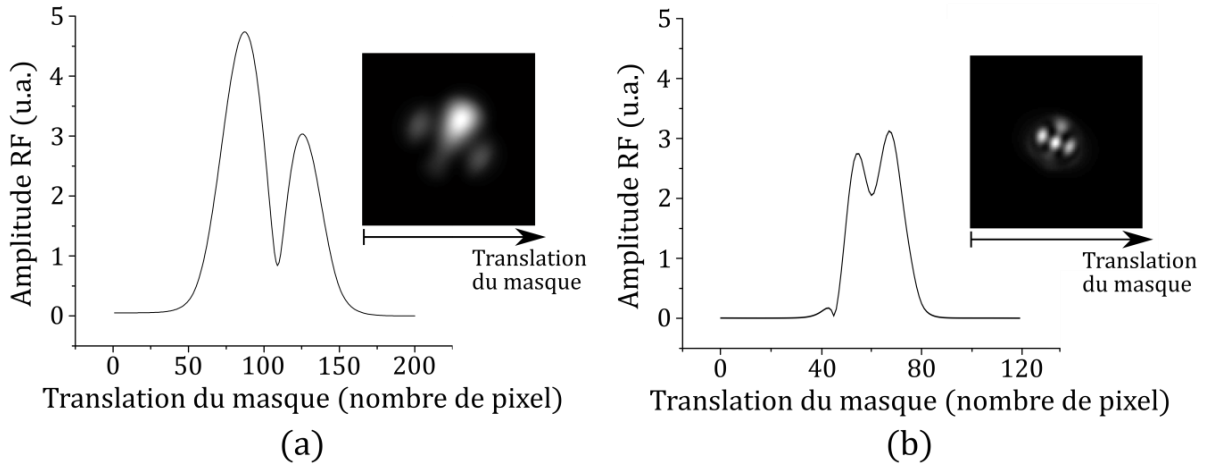


Figure 60 : Évolution de l'amplitude du battement simulé en fonction de la position du masque pour (a) 4 modes guidés avec la fibre SM800-5,6-125 (Thorlabs) et (b) 9 modes guidés avec la fibre SMF-28. Les distributions de l'intensité du faisceau correspondant dans le plan transverse sont affichées dans les cadres à droite de chaque courbe.

Bien que la simulation actuelle suffise à décrire la propagation d'un faisceau DFDP dans une fibre faiblement multimode, elle ne tient pas compte de tous les mécanismes qui peuvent dégrader l'orthogonalité de la source. Sur de longues distances, il serait judicieux de considérer la fibre optique comme une suite de tronçons de fibres à maintien de polarisation (PM) orientés aléatoirement. Alors, la polarisation du faisceau DFDP pourrait être modélisée au cours de la propagation le long de la fibre. Dans cette situation, le couplage entre les modes guidés pourrait être implémenté dans la simulation. Il introduirait éventuellement un dichroïsme résiduel et donc un biais sur la mesure de brisure d'orthogonalité. Pour approfondir la simulation, il serait pertinent de rendre compte des couplages entre les modes dégénérés en polarisation et en distribution spatiale [198]. Cette modélisation aurait potentiellement l'avantage de décrire plus fidèlement les mesures expérimentales menées dans la suite du chapitre.

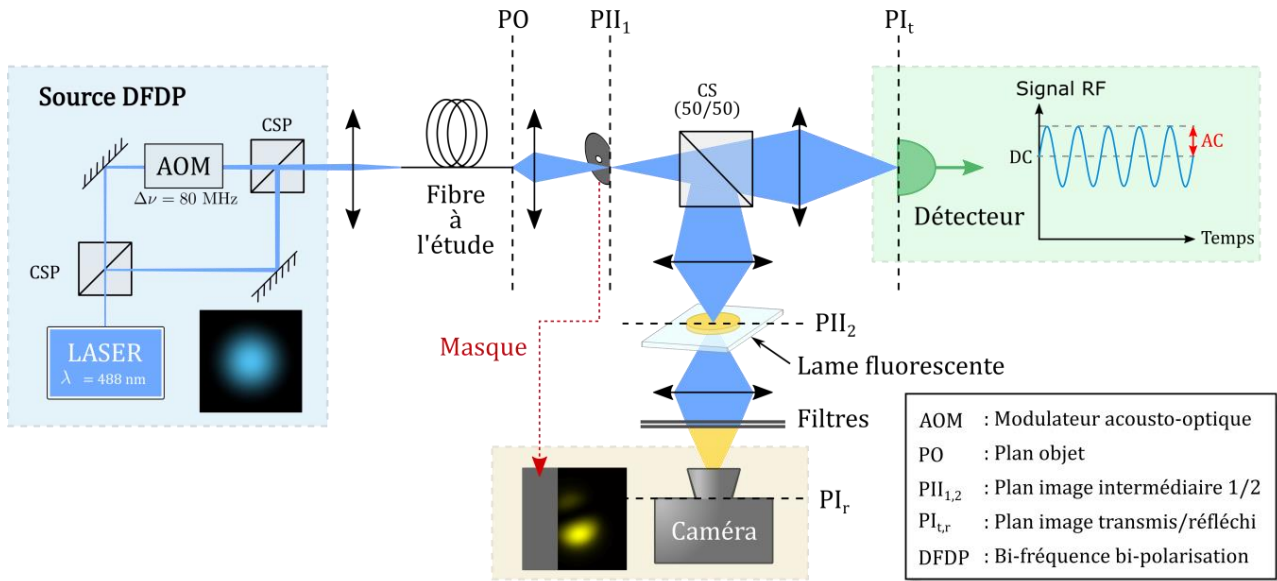
III - Étude expérimentale

Cette section porte sur l'étude expérimentale de la propagation d'un faisceau DFDP dans des fibres légèrement multimodes. Dans un premier temps, les expériences seront réalisées en transmission afin de confirmer la compréhension théorique des phénomènes en jeu. Ensuite, les mesures seront menées en réflexion afin d'explorer la pertinence de la technique de brisure d'orthogonalité en configuration endoscopique avec des fibres légèrement multimodes.

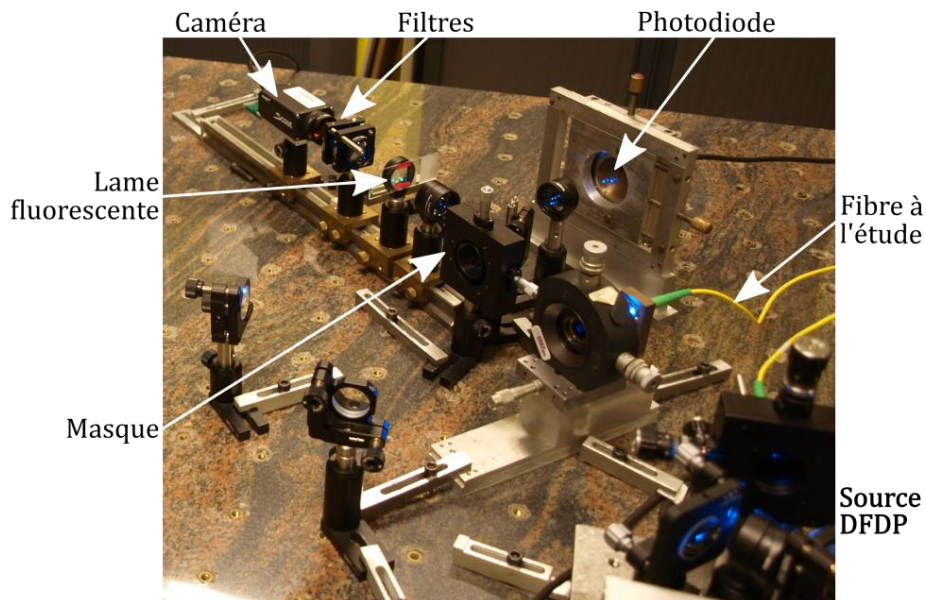
III.1. Validation expérimentale en transmission

III.1.1. Montage

Nous allons confronter l'étude théorique de la préservation de l'orthogonalité polarimétrique d'un faisceau DFDP à des mesures expérimentales. Pour cela, nous avons mis au point le montage de la Figure 61. Un faisceau DFDP linéaire est généré par la source visible décrite à la section II.1.2 du chapitre 2. Elle émet une puissance de 40 mW à $\lambda = 488$ nm. La lumière est ensuite injectée dans la fibre optique testée à travers une lentille traitée antireflet dans le visible (système de collimation, N414TM-A, Thorlabs). La sortie de la fibre est située dans un plan que nous désignons plan objet (PO). Un objectif de microscope de grossissement $\times 10$, d'ouverture numérique 0,25 et de correction à distance finie (160 mm), conjugue le plan objet dans un premier plan image intermédiaire (PII_1) qui contient un masque. Pour le besoin de l'expérience, le masque est un disque dans lequel un trou de 100 μm de diamètre a été percé au centre, P100S (Thorlabs). Un de ses bords a été coupé et biseauté afin de créer un masque plan fin. La forme du masque permet d'utiliser soit le trou, soit le bord droit par translation. La conjugaison du masque dans un plan image permet d'imiter la détection partielle du faisceau sur un photodétecteur. Le faisceau est ensuite séparé en deux par un cube séparateur (CS) 50/50, BS010 (Thorlabs). Le faisceau transmis est focalisé sur une photodiode rapide (Hamamatsu S4753, $f_{coupure} = 1,5$ GHz). Cette dernière sert à mesurer à la fois les composantes continue (DC) et modulée (AC) de l'intensité. Un tel montage permet donc de garder une position fixe du détecteur, tout en simulant très précisément à l'aide du masque une géométrie de détection imparfaite. Le reste du montage est destiné à visualiser la répartition des modes et du masque de détection comme décrit-ci-dessous.



(a)



(b)

Figure 61 : (a) Schéma et (b) photographie du montage expérimental développé pour l'étude de la propagation d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation dans une fibre faiblement multimode.

La lumière réfléchiée par le cube séparateur est imagée dans un second plan image intermédiaire (PII₂) sur une lame de fluorescéine (10 μm d'épaisseur). Cette lame convertit une partie de l'illumination bleue, monochromatique et cohérente, en une illumination jaune ($\lambda_{max} = 521 \text{ nm}$), spectralement large et incohérente. La conversion par fluorescence permet de détruire la cohérence du faisceau laser et ainsi de s'affranchir du speckle. Le plan PII₂ est ensuite imagé sur une caméra CCD (scA640-70fm, Basler). La lumière cohérente bleue non absorbée par la lame fluorescente est supprimée par deux filtres passe-haut (FGL550, Thorlabs) et passe-bande (515-550 nm) placés

devant la caméra. Seule la lumière incohérente est détectée par la caméra qui fournit alors l'image de la distribution des modes dans le plan transverse et du masque.

En résumé, ce montage assure simultanément, la visualisation en temps réel du faisceau masqué et la mesure des signaux de brisure d'orthogonalité (AC et DC) quand le faisceau est progressivement occulté par le masque.

III.1.2. Résultats

En premier lieu, une fibre monomode (P1-405B-FC-1) est testée pour confirmer la validité du montage. En effet, l'absence de battement avec une telle fibre permet de valider le bon fonctionnement du dispositif expérimental. Nous considérons ensuite trois fibres guidant un nombre de modes différents : une fibre monomode à $\lambda_c = 600$ nm (P1-630A-FC-1, Thorlabs), une fibre monomode à $\lambda_c = 800$ nm (P1-830A-FC-1, Thorlabs) et une dernière monomode à $\lambda_c = 1260$ nm (SMF-28) où λ_c est la longueur d'onde de coupure. La longueur des fibres employées est de 1 m. L'axe optique est aligné avec le vecteur d'onde du champ électrique à la sortie de la fibre en utilisant des connecteurs de type FC-PC (clivage droit). En effet, la face de sortie des connecteurs FC-APC est inclinée de 8° ce qui peut introduire un biais sur l'alignement et provoquer une légère brisure de l'orthogonalité. Les signaux DC et AC, délivrés par le détecteur, sont acquis pendant que le faisceau est progressivement occulté par le masque plan, comme illustré sur la Figure 57(a). Les images du faisceau sont également enregistrées et affichées à côté des courbes.

L'amplitude du battement (AC) est tracée en fonction de la tension moyenne (DC) normalisée pour les trois fibres étudiées. La Figure 62 présente les résultats obtenus avec la fibre 630A. La courbe bleue (et marqueurs carrés) a été obtenue en maximisant la quantité de lumière injectée dans la fibre. La courbe rouge (et marqueurs triangles) présente les résultats après réduction de la quantité de lumière injectée dans la fibre. Dans les deux situations, on remarque qu'un battement, traduisant la brisure de l'orthogonalité, apparaît quand le faisceau est progressivement occulté. L'amplitude atteint une valeur maximale avant que le faisceau ne soit complètement masqué. On peut remarquer que les valeurs maximales de chaque courbe ne sont pas égales car toutes les mesures ont été normalisées avec l'amplitude de battement mesurée la plus importante des deux configurations. Or, l'intensité est naturellement plus importante lorsque l'injection dans la fibre est optimale. Pour cette raison, l'amplitude AC maximale est plus grande lorsque l'injection est maximisée (courbe bleue) que dégradée (courbe rouge).

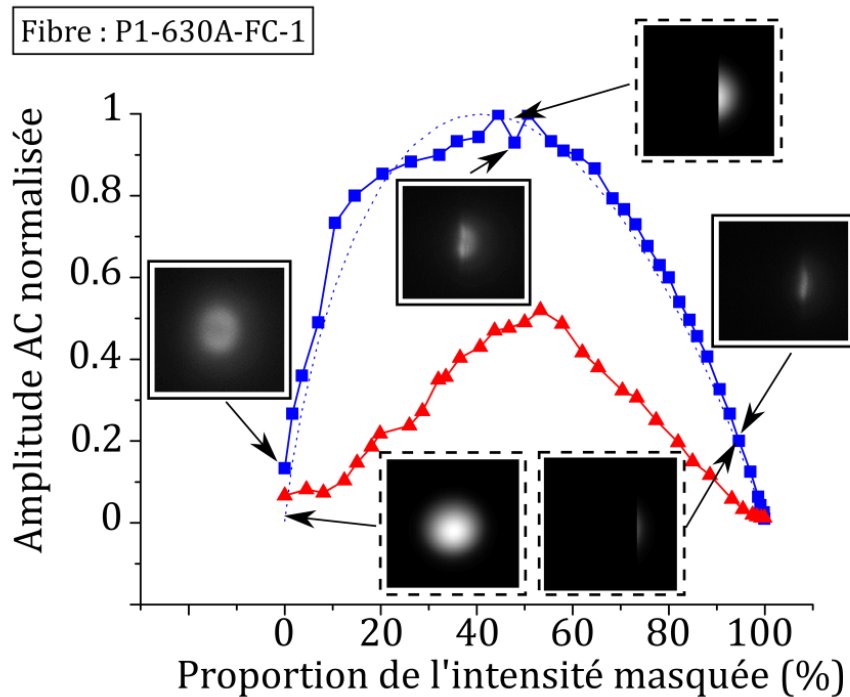


Figure 62 : Évolution de l'amplitude du battement en fonction de la proportion d'intensité occultée par le masque plan après optimisation de l'injection dans la fibre (courbe bleue avec marqueurs ■) et pour une configuration non optimale de l'injection (courbe rouge avec marqueurs ▲). La courbe bleue en pointillée est le résultat d'une simulation approchant la courbe mesurée bleue après optimisation de l'injection dans la fibre. La fibre testée est monomode à $\lambda = 630$ nm et sa référence est P1-630A-FC-1 (Thorlabs). Trois paires d'images affichent l'évolution de la forme du faisceau, obtenue par simulation (encarts de bords pointillés) et par mesure expérimentale (encarts de bords continus). Les mesures d'amplitude du battement sont normalisées par la valeur la plus grande mesurée dans cette configuration.

Il est important de remarquer que le battement a une faible amplitude quand le faisceau est complètement détecté. Ceci valide ainsi les prédictions théoriques précédentes et les simulations de la section II. Lorsque l'ensemble du faisceau est collecté, un faible battement subsiste ($\sim 5\%$). Il peut être attribué aux imperfections expérimentales ou provenir d'un éventuel couplage des modes provoquant une projection de la polarisation entre les modes. Ces résultats restent valables également pour des fibres avec un nombre de modes guidés plus important (Figure 63 et Figure 64) : l'intégration complète du faisceau minimise la brisure d'orthogonalité résiduelle lors de la propagation multimode d'un faisceau DFDP. Cette propriété a également été vérifiée en tordant légèrement ou en agitant les fibres durant l'expérience.

Dans la Figure 62, la courbe en pointillés correspond à la courbe simulée la plus fidèle aux mesures expérimentales. Ce résultat démontre que la procédure de simulation, décrite dans la section II.3.3 de ce chapitre, reflète correctement la réalité et permet de déduire l'évolution globale du battement en fonction de la position du masque. Les images acquises et celles déduites par

simulation du profil transverse de l'intensité sont affichées pour trois positions du masque. On peut noter un bon accord entre la simulation et les mesures.

Afin de confirmer les précédents résultats, une seconde fibre (P1-830A-FC-1, Thorlabs) a été testée. Cette fibre est légèrement multimode. Sa fréquence normalisée est plus importante que précédemment, en l'occurrence $V = 4,83$ ($a = 2,8$ et $ON_{mesuré} = 0,134$). Dans cette situation, le Tableau 3 montre que 4 modes peuvent être guidés dans la fibre. La Figure 63 décrit l'évolution de l'amplitude du battement produit en occultant le faisceau par un masque plan : le battement est maximal quand la moitié de l'intensité est bloquée. Une amplitude de modulation résiduelle de 7% est néanmoins mesurée quand le faisceau est totalement détecté.

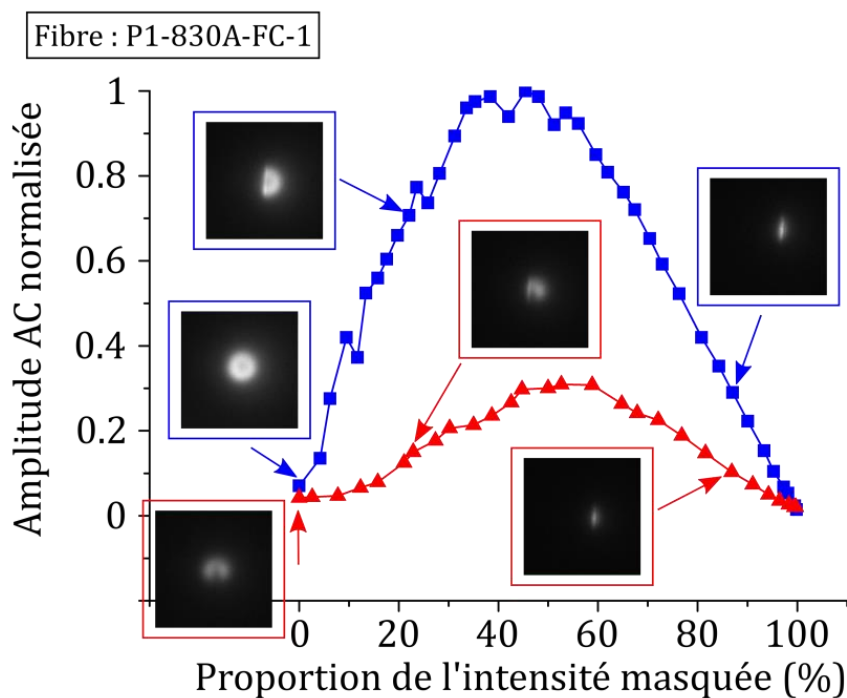


Figure 63 : Évolution de l'amplitude du battement en fonction de la proportion de l'intensité occultée par le masque plan après optimisation de l'injection dans la fibre (courbe bleue et marqueurs ■) et en configuration non optimale (courbe rouge avec marqueurs ▲). La fibre testée (P1-830A-FC-1, Thorlabs) est monomode à $\lambda = 830$ nm. Les images du faisceau sont acquises expérimentalement. Les valeurs de l'amplitude du battement sont normalisées par la valeur mesurée la plus grande dans la configuration optimale.

Pour les deux fibres testées (Figure 62 et Figure 63), les mesures montrent que l'amplitude du battement est maximale lorsque le faisceau est approximativement à moitié occulté. Cela n'est cependant pas une règle générale puisque l'amplitude du battement peut être maximale pour une autre position du masque. Nous illustrons une telle situation avec une troisième fibre (SMF-28) qui permet d'observer l'influence d'un nombre plus important de modes guidés dans la fibre. La fréquence normalisée de cette fibre à $\lambda = 488$ nm est $V = 7,34$ ($a = 4,1$ et $ON = 0,14$), soit

potentiellement 9 modes guidés (voir le Tableau 3¹⁹). Dans ce cas, l'amplitude du battement suit une évolution plus chahutée due au profil transverse plus complexe de l'intensité mesurée. Cependant, on peut de nouveau constater que son amplitude tend vers 0 lorsque l'ensemble du faisceau est intégré. Il subsiste néanmoins un battement résiduel de 7%, comme précédemment.

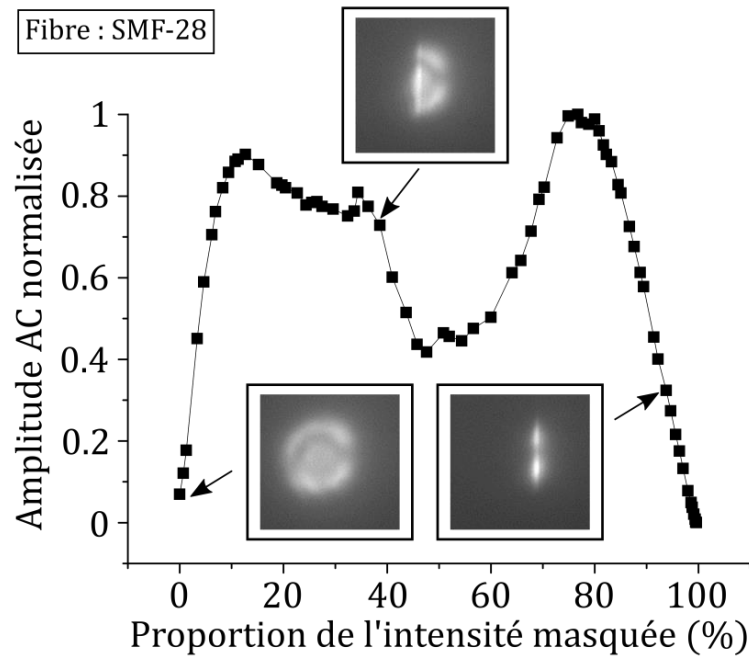


Figure 64 : Évolution de l'amplitude du battement en fonction de la proportion de l'intensité occultée par le masque plan après optimisation de l'injection dans une fibre SMF-28, monomode à $\lambda = 1260$ nm. Les images du faisceau sont acquises expérimentalement. Les valeurs de l'amplitude du battement sont normalisées par la valeur mesurée la plus grande dans la configuration optimale.

Enfin, nous avons employé le trou au centre du masque pour sélectionner le faisceau, comme représenté sur la Figure 57(b). Dans le plan image intermédiaire PII_1 contenant le masque, le diamètre du faisceau est de $300 \mu\text{m}$. De ce fait, le trou du masque de $100 \mu\text{m}$ garantit une détection partielle. Sur la Figure 65, l'amplitude normalisée du battement est tracée en fonction de l'intensité locale sélectionnée par le masque. Les mesures ont été menées avec les fibres 630A et 830A, utilisées précédemment. Sous l'hypothèse que le faisceau est gaussien, la position centrale du masque donne une intensité DC maximale. Le masque est donc déplacé sur le faisceau du centre vers un bord provoquant la diminution de l'intensité DC. Bien que le faisceau soit partiellement collecté, l'amplitude du battement reste faible quand le trou est bien centré sur le faisceau. La translation du masque sur le faisceau produit une augmentation du battement comme illustré sur la Figure 65.

¹⁹ Pour 8 modes LP (1 compris entre 0 et 3) auxquels le mode LP41 doit être ajouté ($V_c = 6,4$).

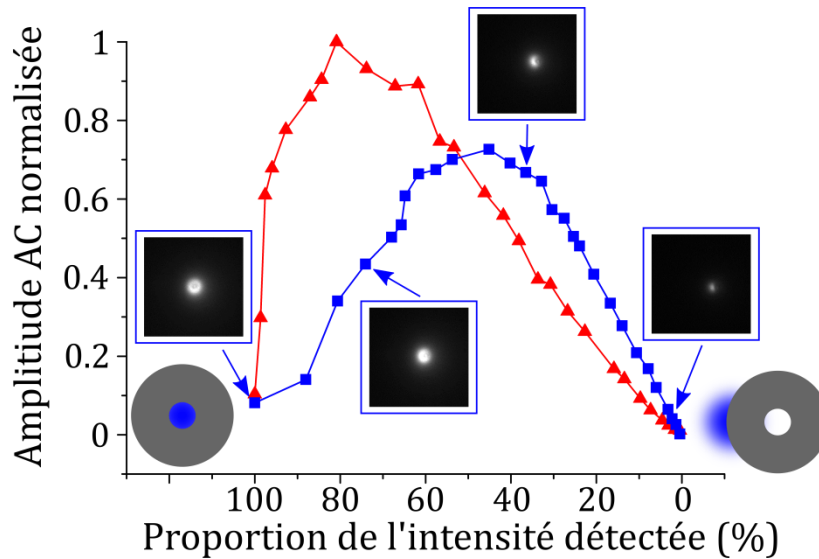


Figure 65 : Évolution de l'amplitude du battement en fonction de la proportion de l'intensité détectée. La courbe bleue (marqueurs ■) correspond aux mesures réalisées avec la fibre P1-630A-FC-1 (Thorlabs). La courbe rouge (marqueurs ▲) désigne les mesures obtenues avec la fibre P1-830A-FC-1. Le masque circulaire est progressivement déplacé depuis le centre du faisceau jusqu'au bord. Les valeurs d'amplitude du battement sont normalisées par la valeur la plus importante mesurée pour les deux fibres.

Les mesures expérimentales en transmission ont confirmé la préservation de l'orthogonalité polarimétrique d'un faisceau DFDP légèrement multimode à condition que celui-ci soit entièrement détecté. Par ailleurs, lorsque la surface de détection partage la symétrie du faisceau, les résultats expérimentaux ont confirmé que l'orthogonalité pouvait être également préservée, en accord avec les prédictions théoriques. Malgré tout, on observe la présence d'un biais résiduel sur l'amplitude du battement mesuré. Ce biais croît avec le nombre de modes guidés réduisant de ce fait la sensibilité de la mesure.

Par conséquent, il est pertinent d'évaluer l'influence de la propagation multimode d'un faisceau DFDP sur la dynamique de mesure, autrement dit la plage de mesure disponible, de la technique de brisure d'orthogonalité.

III.2. Dynamique de mesure à travers des fibres légèrement multimodes

Pour compléter l'étude de la mesure de brisure d'orthogonalité à travers la fibre légèrement multimode, nous comparons la dynamique de mesure à travers une fibre monomode et trois fibres multimodes. Cette caractérisation est mise en œuvre par la mesure d'OBC maximum obtenue après projection, sur un polariseur, des états de polarisation du faisceau résultant de la propagation d'une source DFDP circulaire dans la fibre testée. Deux états circulaires (et non linéaires) sont employés à l'émission puisqu'il s'agit de la configuration la plus adaptée à caractériser un dichroïsme linéaire.

Par ailleurs, à la section I.2.2-(b) du chapitre 2, nous avons démontré que la mesure de dichroïsme linéaire (par brisure d'orthogonalité) est moins affectée par la biréfringence d'une fibre monomode lorsqu'une source DFDP à états circulaires est employée plutôt qu'une source à états linéaires.

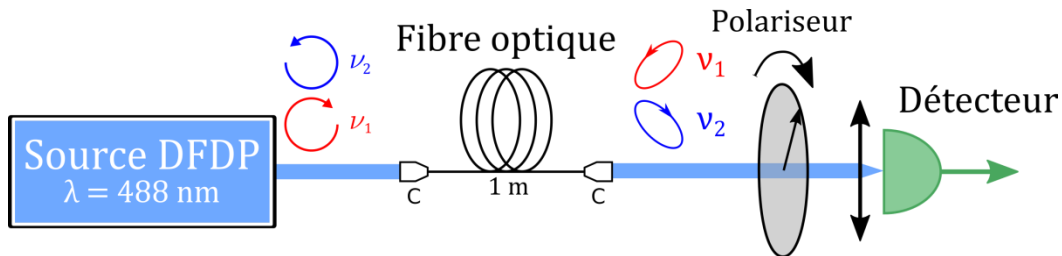


Figure 66 : Schéma du montage expérimental utilisé pour comparer la dynamique de mesure de la technique de brisure d'orthogonalité à travers des fibres monomode et multimode à $\lambda = 488$ nm. La lettre C désigne le système de collimation (NT414TM-A, Thorlabs) utilisé pour injecter le faisceau DFDP dans la fibre ou le collimer en espace libre.

La Figure 66 représente le schéma de l'expérience mise en place pour caractériser la dynamique de mesure en transmission. Une source DFDP circulaire à $\lambda = 488$ nm (voir section II.1.2 du chapitre 2) est injectée dans la fibre optique à l'aide d'une lentille (système de collimation, N414TM-A, Thorlabs). À la sortie de la fibre, le faisceau DFDP est collimaté et ses états propres, altérés par la biréfringence de la fibre, sont projetés sur un polariseur linéaire (LPVISA050, Thorlabs) orientable. Une lentille focalise ensuite le faisceau lumineux sur le détecteur (S9055-01, Hamamatsu). L'OBC est mesuré à dix reprises en appliquant différentes contraintes sur la fibre. Entre chaque mesure, l'orientation du polariseur est modifiée afin de maximiser l'OBC. Les résultats sont résumés dans le Tableau 4 et les incertitudes sur la mesure sont données par l'écart-type des dix mesures.

Tableau 4 : Contraste de brisure d'orthogonalité (OBC) maximum mesuré après propagation dans la fibre optique (connecteurs FC-PC et longueur de 1 m).

Fibre optique étudiée	Nombre de modes guidés (maximum)	OBC maximum (%)
405B	1	$75,7 \pm 1,6$
630A	2	$55,8 \pm 5,5$
830A	4	$51,7 \pm 8,5$
SMF-28	9	$45,0 \pm 5,1$

Après propagation dans une fibre optique monomode, la projection du faisceau sur le polariseur fournit en moyenne un OBC de 75,7%. Dès lors que plusieurs modes sont guidés, on observe une diminution d'OBC. Ainsi, pour deux modes guidés, l'OBC est de 55,8%. D'autre part, cette baisse d'OBC s'accroît avec le nombre de modes guidés dans la fibre. Ainsi, l'OBC vaut 51,7% lorsque quatre modes peuvent être guidés et il chute à 45% pour neuf modes. La diminution d'OBC est liée à la biréfringence différentielle entre les modes guidés dans les fibres multimodes. Cela implique que la projection des états de polarisation de chaque mode sur le polariseur n'est pas identique. Lors de la détection du faisceau, les contributions des différents modes sont donc caractérisées par des signaux d'amplitudes et de phases différentes. Par conséquent, l'intégration des différentes contributions conduit à leur moyennage qui réduit l'OBC maximum mesuré. En outre, le contraste chute d'autant plus que le nombre de modes moyennés sur la surface du détecteur est grand.

Ces derniers résultats expérimentaux obtenus avec des fibres différentes (fréquences normalisées V) démontrent que la dynamique de mesure par brisure d'orthogonalité est dégradée dans les fibres multimodes et cela, d'autant plus que le nombre de modes guidés est important. Nous proposons d'explorer maintenant l'influence de la mesure endoscopique sur la préservation de l'orthogonalité polarimétrique, celle-ci faisant intervenir un aller-retour de la lumière dans la fibre après interaction avec l'échantillon.

III.3. Étude expérimentale en configuration de réflexion

III.3.1. Contexte de la mesure

Les études théoriques et expérimentales précédentes ont porté sur la compréhension des facteurs impliqués dans la préservation et la dégradation de l'orthogonalité d'un faisceau DFDP propagé à travers une fibre légèrement multimode. Pour revenir aux applications endoscopiques (examen *in vivo in situ*), la fibre optique flexible transporte la lumière jusqu'aux régions internes du corps puis, après interaction avec les tissus, elle la propage jusqu'au système de détection typiquement situé à la terminaison proximale de l'endoscope. La terminaison distale des endoscopes ou endomicroscopes commerciaux est placée au voisinage des tissus imagés à l'intérieur du corps. L'évaluation du potentiel de l'approche par brisure d'orthogonalité pour l'endoscopie passe donc par la caractérisation de la préservation de l'orthogonalité polarimétrique en configuration de réflexion à travers une fibre faiblement multimode. Pour cela, nous comparons le comportement des signatures de brisure d'orthogonalité à travers une fibre monomode et une fibre bimode (deux modes guidés). Les mesures sont conduites en réflexion où la terminaison distale de la fibre est presque en contact avec un échantillon non diffusant qui ne contribue pas à briser l'orthogonalité.

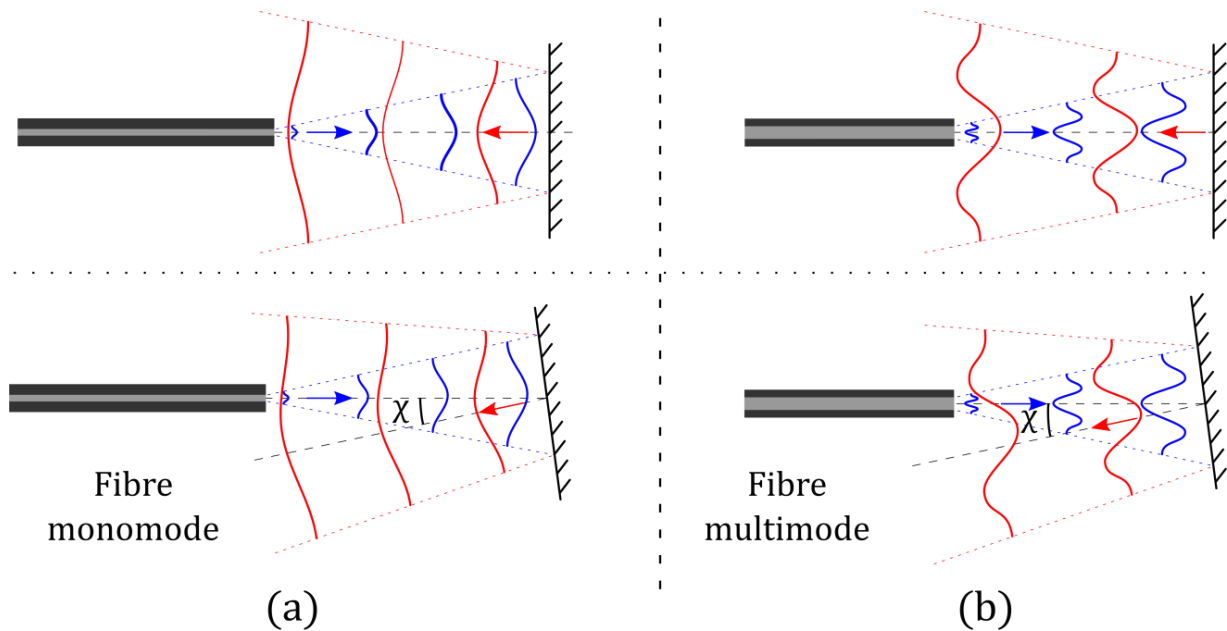


Figure 67 : Comparaison schématique entre le champ quittant une fibre monomode (a) et une fibre légèrement multimode (b), et le champ réfléchi par un miroir normal à la terminaison de l'endoscope (ligne supérieure) ou légèrement incliné d'un angle χ (ligne du bas). Les ondes bleues décrivent la propagation du champ de l'illumination tandis que les ondes rouges sont réfléchies par le miroir et partiellement collectées par la fibre considérée.

Analysons la situation où la lumière réfléchi par l'échantillon est rétro-propagée dans la fibre. D'un point de vue géométrique, une partie de la lumière rétrodiffusée par l'échantillon est réinjectée dans la fibre dont le cœur se comporte comme un diaphragme circulaire sélectionnant partiellement le faisceau. Dans le cas d'une fibre monomode, la sélection spatiale du faisceau n'affecte pas l'orthogonalité entre les deux états de polarisation mais uniquement la quantité de lumière couplée dans la fibre. Cette situation est représentée sur la Figure 67(a) lorsque l'extrémité de la fibre optique est proche d'un miroir. Dans le cas multimode, on peut s'attendre à ce que la réinjection de la lumière dans la fibre faiblement multimode induise une sélection spatiale du faisceau et puisse provoquer une brisure de l'orthogonalité. Cette situation est décrite par la Figure 67(b) où seulement un seul mode d'ordre supérieur est tracé par souci de clarté. Un point notable est que l'amplitude du battement²⁰ doit dépendre de l'orientation de l'échantillon et de la rugosité de sa surface, de manière incontrôlée. En effet, l'inclinaison de l'échantillon agira comme le déplacement d'un diaphragme circulaire pouvant affecter le contraste (OBC) produit. Ainsi, la mesure polarimétrique par la technique de brisure d'orthogonalité, en configuration de réflexion et à travers un endoscope, peut être limitée en termes de dynamique de mesure par le biais de brisure d'orthogonalité résiduelle provoqué par la réinjection dans le guide faiblement multimode. Pour

²⁰ On peut également considérer le contraste de brisure d'orthogonalité OBC calculé comme le rapport de l'amplitude du battement sur le signal continu [voir équation (II.18)].

cette raison, il est essentiel de caractériser expérimentalement l'influence de la géométrie de réinjection de la lumière réfléchie dans la fibre sur l'OBC mesuré avec des fibres faiblement multimodes. Par exemple, il est intéressant d'étudier l'inclinaison relative qui peut être tolérée, avec une fibre légèrement multimode, pour conserver un plancher de mesure d'OBC raisonnable.

III.3.2. Mesures expérimentales

III.3.2-(a). Montage

Nous avons développé deux montages expérimentaux pour étudier l'influence de l'inclinaison de l'échantillon sur le contraste de brisure d'orthogonalité (OBC). Pour simplifier cette analyse, l'échantillon utilisé est un miroir, comme dans les situations décrites dans la Figure 67. Les expériences sont conduites avec la source DFDP à $\lambda = 488 \text{ nm}$ (voir section II.1.2 du chapitre 2).

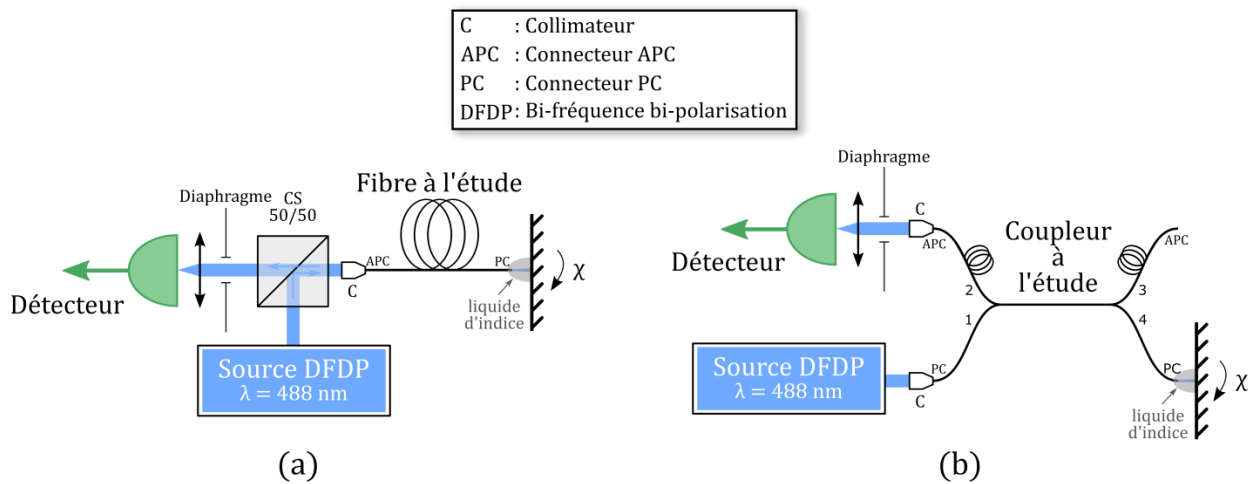


Figure 68 : Étude de la préservation de l'orthogonalité d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation en configuration de réflexion (endoscopie). (a) Schéma du montage en espace libre permettant d'étudier et de comparer deux fibres : monomode (405B, Thorlabs) et bimode (630B, Thorlabs). (b) Schéma du montage fibré permettant l'étude d'un coupleur monomode (FC488-50B-FC-1, Thorlabs) et de comparer l'influence de la méthode de séparation des faisceaux sur la préservation de l'orthogonalité.

La Figure 68(a) présente le schéma du montage développé lorsqu'une fibre monomode (405B-FC, Thorlabs) ou une fibre bimode (630A-FC, Thorlabs) sont employées. La source DFDP est envoyée sur un cube séparateur (CS) 50/50 non polarisant (BS010, Thorlabs) qui assure la séparation des chemins aller et retour du faisceau DFDP après propagation dans la fibre. La lumière est ensuite injectée dans la fibre à travers une lentille traitée antireflet dans le visible (système de collimation, NT414TM-A, Thorlabs). Au voisinage de la sortie de la fibre, la lumière est réfléchie par un miroir (PF10-03-P01, Thorlabs) placé dans une monture de miroir laser. Ce support permet de contrôler précisément l'angle d'inclinaison χ du miroir. Une partie de la lumière réfléchie se propage dans la fibre (sens retour) avant d'être collimatée en espace libre. Un diaphragme bloque

les rayons lumineux issus de réflexions parasites provenant de l'entrée de la fibre. Enfin, le faisceau est focalisé sur une photodiode (S9055-01, Hamamatsu). Les valeurs des composantes AC²¹ et DC du signal délivré par le détecteur sont relevées à l'aide d'un oscilloscope. Le rapport de ces deux composantes fournit les valeurs d'OBC.

Il est important de préciser que les connecteurs à l'entrée et à la sortie de la fibre ne sont pas identiques. En effet, à l'entrée, le connecteur est de type FC-APC (clivée à 8°) afin de séparer spatialement la faible réflexion du faisceau injecté dans la fibre et le faisceau réfléchi par le miroir. Cette séparation permet de bloquer les réflexions parasites avec le diaphragme. En sortie de fibre, c'est un connecteur FC-PC (clivage droit) qui est utilisé pour préserver l'alignement de l'axe optique et du vecteur d'onde du champ électrique de la source. Par ailleurs, cette terminaison est plongée dans un liquide d'indice de réfraction $n_r \approx 1,46$ (LS-5246, Lightspan Photonics) pour minimiser les réflexions de Fresnel entre la sortie de la fibre et l'air. Dans un système commercial, la terminaison de la fibre pourrait être traitée antireflet pour éviter l'utilisation d'un liquide d'indice.

Dans le montage de la Figure 68(b) dédié au guidage monomode, un coupleur fibré 50/50 remplace l'ensemble cube séparateur et fibre de la Figure 68(a). Cette modification permet de comparer l'influence de la séparation des faisceaux en espace libre (cube séparateur) ou dans la fibre optique (coupleur monomode) sur l'orthogonalité du faisceau DFDP. Dans ce second montage, la source DFDP est injectée dans le coupleur par le port numéro 1. La lumière se propage jusqu'aux ports 3 et 4. Le miroir est placé au voisinage du port 4 dont la terminaison est plongée dans le liquide d'indice pour réduire les réflexions de Fresnel. La lumière est réfléchi par le miroir et est partiellement réinjectée dans le coupleur. Le faisceau est détecté au port 2 après propagation dans le coupleur. Afin de ne pas gêner la détection du faisceau réfléchi par le miroir, les réflexions de Fresnel aux ports 2 et 3 ont été fortement réduites en clivant et fusionnant les deux terminaisons à des connecteurs FC-APC (pertes de retour de l'ordre de 60 dB).

III.3.2-(b). Résultats

Les mesures de brisure d'orthogonalité ont été réalisées pour des angles d'inclinaison compris entre $\pm 2^\circ$. La Figure 69 présente les mesures d'OBC en fonction de l'inclinaison χ du miroir. Les barres d'erreur ont été évaluées à partir de l'écart-type de dix mesures. On peut noter que pour de fortes inclinaisons, l'intensité totale détectée est faible et les mesures sont proches du bruit de détection. Ainsi, l'incertitude sur l'OBC (représentée par les barres d'erreurs sur la Figure 69) croît lorsque l'inclinaison du miroir est accentuée.

²¹ La composante AC vaut la moitié de l'amplitude crête-à-crête du signal de battement

Lorsque le miroir est perpendiculaire à la fibre ($\chi = 0^\circ$), l'intensité détectée est maximisée et un OBC résiduel de 0,63% est obtenu. Pour la fibre bimode, l'OBC résiduel est de 2,6% traduisant un biais sur la mesure plus important qu'avec la fibre monomode. Cette hausse du biais provient de la difficulté à préserver la symétrie du faisceau DFDP lors de la réinjection dans la fibre. Cette situation a été illustrée précédemment sur la Figure 67(b). Dès lors que l'angle d'inclinaison n'est pas nul ($\chi \neq 0^\circ$), on observe une remontée du biais d'OBC qui est d'autant plus prononcée que la fibre est multimode. Considérons le cas où l'excursion angulaire correspond à la position du miroir pour laquelle l'intensité détectée (DC) vaut la moitié de l'intensité maximale ($\chi = \pm 0,7^\circ$). L'OBC résiduel reste inférieur à 1% pour la fibre monomode tandis qu'il est de 7% pour la fibre bimode. Cette observation est encore plus flagrante pour une excursion angulaire plus importante ($\chi = \pm 1,5^\circ$) où seulement 10% de l'intensité maximale est détectée. L'OBC résiduel est inférieur à 2% pour la fibre monomode alors qu'il atteint près de 20% pour la fibre bimode.

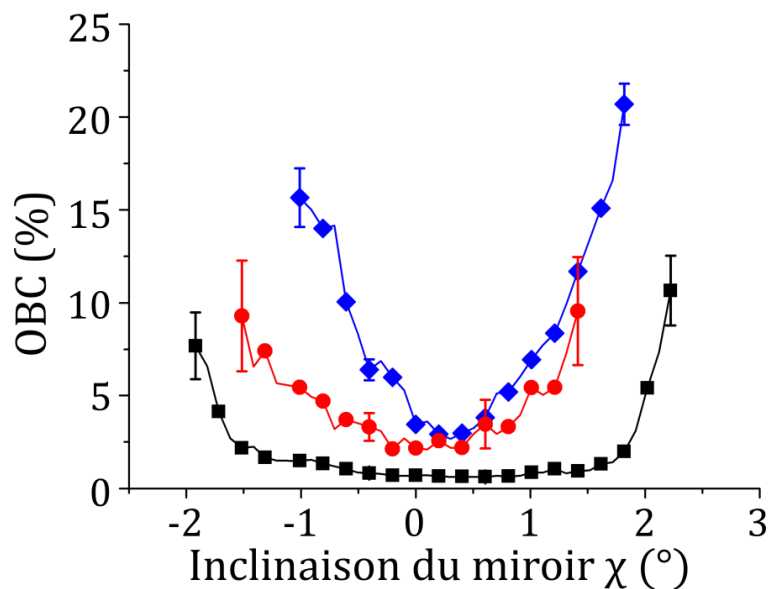


Figure 69 : Résultats expérimentaux de la mesure d'OBC en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir par rapport à la face de la sortie de la fibre monomode (courbe noire et marqueurs ■), d'un coupleur monomode 2x2 (courbe rouge et marqueurs ●) et la fibre bimode (courbe bleue et marqueurs ◆). Par souci de clarté, un marqueur sur deux est affiché pour chaque courbe.

Dans le cas du coupleur monomode, l'OBC résiduel atteint 2% lorsque le miroir n'est pas incliné ($\chi = 0^\circ$). En comparaison à l'OBC résiduel de 0,63% obtenu avec la fibre monomode, l'orthogonalité du faisceau est dégradée. Une explication possible est l'introduction d'un dichroïsme résiduel lié aux pertes dans le coupleur. En outre, un biais croissant est introduit avec l'augmentation de l'inclinaison du miroir.

À partir des courbes sur la Figure 69, on peut déduire une excursion angulaire χ où l'OBC reste raisonnablement faible. Cet intervalle permet de concilier la mesure par brisure d'orthogonalité (sur

des objets réfléchissants) au départ par fibre optique légèrement multimode tout en conservant une sensibilité suffisante. Par exemple, pour maintenir un OBC résiduel inférieur à 10%, l'excursion angulaire de mesure devra être restreinte à $\pm 2^\circ$ pour la fibre monomode tandis qu'elle sera réduite à $\pm 1^\circ$ pour une fibre guidant deux modes.

En pratique, les échantillons étudiés seront des tissus biologiques diffusants. Dans ce cas, la lumière est rétrodiffusée par l'échantillon. La sélection spatiale du faisceau, par réinjection dans la fibre, sera peu sensible à l'angle d'inclinaison de l'échantillon. La mesure d'OBC sera donc plus biaisée en sondant un échantillon réfléchissant incliné qu'avec un échantillon diffusant incliné. Malgré cela, on constate qu'en ne récoltant que 10% de l'intensité, le biais d'OBC est encore acceptable pour une imagerie de contraste. Or, il est important de rappeler que l'objectif de l'endoscopie polarimétrique est de mettre en évidence des contrastes spécifiques entre des tissus, en temps réel, pour la réalisation de diagnostic in situ. Tant que la détermination des propriétés polarimétriques n'est pas recherchée, l'imagerie de contraste polarimétrique peut se révéler efficace même avec une dynamique de mesure limitée.

IV - Conclusion du chapitre 3

Nous avons passé en revue les différentes techniques développées pour l'endoscopie dans le but de concilier la mesure polarimétrique et le déport de la mesure par fibre. Trois solutions se distinguent: soit les éléments polarisants sont déportés à la terminaison distale de l'endoscope, soit la biréfringence de la fibre optique est compensée expérimentalement pour n'acquérir que les propriétés de l'échantillon, soit la matrice de Mueller de la fibre est mesurée indépendamment de l'échantillon puis la matrice de Mueller l'échantillon est extraite de la mesure comprenant la fibre et l'échantillon simultanément. Bien que ces techniques aient un fort potentiel pour la caractérisation des propriétés polarimétriques des tissus biologiques à travers un endoscope, elles requièrent cependant l'emploi de fibres optiques monomodes et/ou le développement d'une sonde endoscopique particulière. La commercialisation d'un endoscope médical spécifique étant contraint par de lourdes démarches (administratives et médicales), nous nous sommes plutôt intéressés à la faisabilité du déport de la technique de brisure d'orthogonalité à travers un endoscope déjà commercialisé, pouvant être légèrement multimode. Ainsi, nous avons étudié la propagation d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation à travers des fibres légèrement multimodes et en avons caractérisé les performances.

L'étude théorique a mis en évidence l'importance de collecter tout le faisceau DFDP, après propagation dans une fibre faiblement multimode, afin de préserver l'orthogonalité polarimétrique. Dans le cas contraire, la détection partielle du faisceau brise cette orthogonalité et dégrade le signal reçu d'un échantillon placé à l'extrémité de la fibre. En complément de cette étude, nous avons mis au point un outil de simulation qui a permis d'approfondir la compréhension de la physique de la brisure d'orthogonalité en présence de plusieurs modes du champ. En effet, on montre qu'en variant les paramètres liés à la fibre et à sa manipulation (biréfringence et profil d'intensité), la différence de biréfringence entre les multiples modes guidés produit localement la perte de l'orthogonalité. Cependant, l'orthogonalité reste préservée si l'ensemble des modes sont collectés.

Les expériences en transmission ont confirmé l'importance de collecter l'ensemble du faisceau sur le détecteur. Un battement résiduel et croissant avec le nombre de modes guidés existe néanmoins. L'étude de la compatibilité de la technique de brisure d'orthogonalité à l'endoscopie a motivé la réalisation de mesures expérimentales en configuration de réflexion avec la terminaison distale de la fibre placée au voisinage de l'échantillon. L'expérience a souligné la réduction de la sensibilité de la technique avec des fibres faiblement multimodes lorsque l'échantillon est incliné par rapport à la terminaison de la fibre.

Par conséquent, l'emploi de fibres faiblement multimodes pour l'endoscopie polarimétrique devra être restreinte aux situations où l'utilisateur souhaite simplement mettre en lumière des contrastes sur des tissus. En revanche, la caractérisation de propriétés polarimétriques des échantillons ou la détection de faibles contrastes à travers la fibre optique nécessitera l'emploi d'un endoscope constitué d'une fibre multicœurs (ou un bundle de fibres) monomodes.

Compte tenu des résultats obtenus, un faisceau DFDP doit maintenant être implémenté sur un endoscope à fibre multicœurs, de Mauna Kea Technologies. Une première étape consistera à vérifier les conditions de préservation de l'orthogonalité en transmission et en réflexion à travers la sonde soumise à des contraintes reproduisant les conditions de mesures d'une intervention médicale (fibre manipulée et tordue). Sous réserve que les mesures en réflexion, réalisées à travers une fibre multicœur, détériorent peu l'orthogonalité du faisceau, il serait envisageable d'adapter une source bi-fréquence bi-polarisation et un système de détection à un appareil d'endomicroscopie Cellvizio de Mauna Kea Technologies. On pourrait ensuite valider le fonctionnement d'un tel imageur polarimétrique endoscopique sur des échantillons biologiques, de comportement anisotrope connu, avant d'étendre les mesures *ex vivo* (voire *in vivo*) à toutes sortes d'échantillons biologiques.

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés au déport de la mesure par brisure d'orthogonalité à travers une fibre optique monomode ou légèrement multimode pour l'analyse d'objets biologiques de faible dimension (microscopiques). Nous allons maintenant orienter l'étude de la technique de brisure d'orthogonalité pour la réalisation d'images sur des scènes extérieures (macroscopiques) pour les applications de détection de cibles.

Chapitre 4 : Démonstrateur d'imagerie polarimétrique actif infrarouge

L'imagerie polarimétrique active pour la détection de cibles vise à optimiser le contraste entre des objets non entièrement dépolarisants dans un environnement naturel fortement dépolarisant. Dans un contexte militaire, les objets manufacturés (armement, véhicules) présentent des surfaces peu dépolarisantes généralement recouvertes de revêtements (peintures, filets de camouflage) imitant la réponse spectrale du milieu environnant (feuillage, bois, roche, sable, terre, ...) qui, lui, dépolarise la lumière [44,64]. C'est pourquoi, l'apport de la polarimétrie aux imageurs « classiques » d'intensité est étudié pour détecter (voire identifier) des objets manufacturés ou pour déjouer les méthodes de camouflage.

Dans ce chapitre, nous nous focaliserons sur la mise en œuvre d'un démonstrateur d'imagerie polarimétrique actif employant la technique de brisure d'orthogonalité pour la détection d'objets à une distance de 2 m. Dans cette configuration, les objets observés seront de taille macroscopique et non plus microscopique comme dans les situations de microscopie ou d'endoscopie rencontrées précédemment. Bien évidemment, une distance d'imagerie de 2 m reste faible pour une utilisation dans des conditions réelles. Ce démonstrateur permet néanmoins de dimensionner de futurs instruments à plus longue portée et d'évaluer les contraintes technologiques de cette approche. Tout d'abord, dans la section I, nous dresserons un état de l'art des imageurs polarimétriques actifs proche infrarouge. Dans la section II, nous détaillerons la conception du démonstrateur en partant du développement de la source de lumière bi-fréquence bi-polarisation, spécifique à cet imageur, jusqu'au choix de la chaîne d'acquisition puis nous en caractériserons les performances. La section III portera sur la comparaison des avantages et défauts du démonstrateur par rapport à la technique d'OSC (la plus répandue), puis étudiera l'influence de la cohérence de la source lumineuse sur les images acquises. Enfin, la section IV conclura par la description et la mise en œuvre de configurations alternatives du démonstrateur pour révéler des contrastes de dépolarisation ou de biréfringence. En combinant l'apport de trois modalités, nous montrerons qu'il est possible de découpler chaque effet polarimétrique et ainsi d'isoler les éléments présentant de la dépolarisation, de la biréfringence ou du dichroïsme.

I - État de l'art des imageurs polarimétriques actifs IR

I.1. Définition du cadre de l'étude

Dans le chapitre 1, nous avons vu que l'imagerie polarimétrique active se distingue des techniques passives par la maîtrise simultanée de l'état de polarisation à l'illumination et à l'analyse. Dans le cadre d'applications militaires, l'emploi d'une source de lumière visible est peu envisageable puisqu'elle trahirait la recherche de cibles. Le choix d'une illumination infrarouge à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ permet d'assurer la furtivité du système mais également de limiter efficacement le risque d'endommagement de la rétine de sujets soumis à ce rayonnement. En effet, la cornée et l'humeur aqueuse, constituées essentiellement d'eau, sont les éléments de l'œil qui absorbent fortement la lumière dans le proche infrarouge [199–201]. Pour cette raison, les imageurs utilisant une illumination dans le domaine proche infrarouge sont très souvent associés à des systèmes dits à « sécurité oculaire ».

L'illumination de la scène peut être gérée par des sources continues qui éclairent la scène sans interruption. Bien que faciles d'utilisation et adaptées à des expériences de laboratoire, ces sources lumineuses atteignent généralement des niveaux de puissances incompatibles avec des acquisitions en environnement extérieur à longue portée (~100 à 1000 m). Dans ces situations, les sources impulsionnelles sont préférées puisqu'elles sont caractérisées par de fortes puissances optiques malgré la gestion d'un système électronique plus complexe pour synchroniser la source et la détection.

On peut aussi séparer les méthodes de formation de l'image de la scène en deux catégories : l'imagerie plein champ et l'imagerie par balayage. En imagerie plein champ, le faisceau d'illumination diverge et éclaire toute la scène. L'image de la scène est directement formée sur le capteur d'une caméra (matrice de pixels) dont le temps d'exposition fixe la durée d'acquisition d'une seule image. Dans le cas de l'imagerie par balayage, le faisceau est pointé et balayé sur la scène puis, après rétrodiffusion, la lumière est partiellement collectée par un photodétecteur (équivalent à un pixel). Le temps de balayage du faisceau sur la scène détermine le temps d'acquisition d'une image. À l'interface entre ces deux méthodes d'imagerie, une troisième méthode consiste à focaliser le faisceau sous forme d'une ligne et à détecter la lumière rétrodiffusée avec une barrette de pixels. L'image de la scène est obtenue par balayage du faisceau dont la durée fixe le temps d'acquisition.

Nous allons poursuivre cette section en répertoriant les techniques de polarimétrie active décrites dans la littérature et qui se servent d'un éclairage proche infrarouge (entre 800 et 1550 nm) pour discriminer des éléments peu contrastés dans le cadre des applications de détection de cibles. Les systèmes passifs [91,202–204], ou développés pour d'autres gammes spectrales que le proche infrarouge [205,206], ou encore visant une autre application²² que la détection ou le décamouflage de cibles ne seront pas évoqués.

I.2. Acquisition du degré de polarisation

I.2.1. Imageurs OSC

Un des systèmes pionniers de l'imagerie polarimétrique active infrarouge a été développé au début des années 2000 par S. Breugnot et P. Clémenceau [44]. La technique intitulée « Dual Rotating Retarder Technique » (DRRT) proposait de réaliser 16 acquisitions pour lesquelles les états de polarisation à l'illumination et à l'analyse étaient séquentiellement fixés par deux lames à retard placées dans le PSG (générateur d'états de polarisation) et le PSA (analyseur d'états de polarisation), et orientées par des moteurs. Expérimentalement, une diode laser continue à $\lambda = 806$ nm générait un faisceau divergeant d'une puissance de 10 W qui passait au travers du PSG, constitué d'un polariseur suivi d'une lame à retard, pour ensuite illuminer une scène située à 20 m. La lumière réfléchie était collectée par un télescope de Newton puis était focalisée sur une caméra CCD (120x120 pixels) après passage au travers du PSA, de structure symétrique à celle du PSG. L'utilisation du télescope pour collecter la lumière visait à placer le montage en configuration monostatique (systèmes d'illumination et de collection de la lumière supposés confondus). Les auteurs ont montré que l'image d'intensité ne permettait pas de mettre en évidence une pièce métallique, peu dépolarisante, placée devant du bois et du papier, eux fortement dépolarisants, puisque tous ces éléments avaient des coefficients de réflectivité proches à $\lambda = 806$ nm. Les matrices de Mueller mesurées sur les trois échantillons ont pu être approchées par des matrices diagonales indiquant le comportement purement dépolarisant des objets manufacturés métalliques et des éléments naturels. De surcroît, le degré de polarisation (DOP) a pu être calculé à partir de ces matrices comme la moyenne des 3 derniers éléments de la diagonale. La pièce métallique préservant la polarisation (matrice identité), avec une valeur de DOP proche de 1, était contrastée par rapport aux deux autres éléments (papier ponce et bois) dépolarisants (coefficients diagonaux inférieurs à 1) où le DOP était réduit à 0,37 pour le papier ponce et 0,19 pour le bois.

²² Des systèmes d'imagerie polarimétrique actifs dans le proche infrarouge ont été conçus pour l'identification [37] ou la classification de matériaux [218,219] dans une image.

Le caractère diagonal des matrices de Mueller acquises a conduit les auteurs à employer une technique réduisant le nombre d'images nécessaires et donc le temps d'acquisition pour ne capturer que l'information utile à discriminer les objets. Les auteurs ont ainsi poursuivi leurs travaux en présentant la technique d'OSC qui ne nécessite que deux acquisitions pour obtenir un contraste polarimétrique. En supposant la scène constituée d'éléments purement dépolarisants (matrices diagonales), l'OSC est directement relié au DOP (voir section II.3 du chapitre 1). Expérimentalement, le montage décrit précédemment a été employé et simplifié : les moteurs qui orientaient les lames à retard du PSG et du PSA ont été retirés et une cellule à cristaux liquides a été insérée entre la lame à retard et le polariseur du PSA pour tourner l'état de polarisation d'analyse de 90° . La source laser polarisée éclairait la scène et deux acquisitions étaient capturées en orientant successivement le PSA parallèlement (I_{\parallel}) puis orthogonalement (I_{\perp}) au PSG. Sur les précédents échantillons, l'intensité et le DOP ont été comparés pour les techniques DRRT et OSC. Les résultats étant proches, les auteurs montrent que la méthode d'OSC est pertinente pour apporter un contraste de dépolarisation. La Figure 70 présente les images d'intensité et d'OSC obtenues en illuminant une scène distante de 60 m du système optique et construite en plaçant un objet métallique peint devant un fond dépolarisant. Sur l'image d'OSC, la plaque métallique apparaît plus blanche que le fond dépolarisant, et plus contrastée que sur l'image d'intensité où la faible différence de réflectivité entre la plaque et le fond empêche leur discrimination.

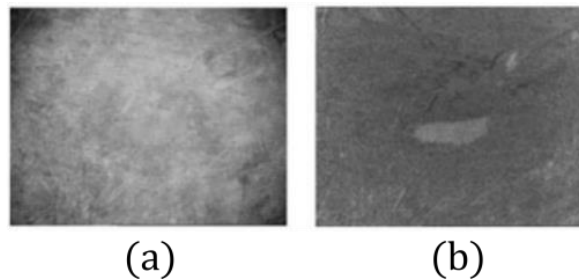


Figure 70 : Images d'intensité (a) et d'OSC (b) acquises en environnement extérieur sur une scène contenant une plaque recouverte d'une peinture de camouflage couleur sable dissimulée parmi du sable. Ces images ont été extraites de la référence [44].

La méthode d'acquisition étant séquentielle, seules des scènes statiques furent imagées. En 2008, X. Zhang et coll. ont réalisé un montage expérimental similaire en remplaçant le système à division de temps par un système à division d'amplitude à deux caméras [207]. Malgré la faible qualité des images, l'OSC mit en évidence les éléments qui dépolarisaient peu la lumière bien qu'ayant des coefficients de réflectivités similaires. La même année, D. Lavigne et coll. ont comparé l'apport des rayonnements proche infrarouge ($\lambda = 860$ nm) et lointain infrarouge ($\lambda = 10,6$ μm) pour la détection de cibles et de traces sur scènes réelles [208]. L'imageur actif (nommé VIZIR) à

$\lambda = 860$ nm effectuait deux acquisitions plein champ en utilisant une illumination impulsionnelle (énergie par pulse de 1,7 mJ) et une caméra, placée à côté (montage bi-statique), devant laquelle un polariseur était placé. Ce système à division de temps acquérait deux images en polarisations parallèle (I_{\parallel}) et orthogonale (I_{\perp}) pour calculer l'OSC. La source laser impulsionnelle infrarouge a permis d'obtenir des contrastes (Figure 71) sur des objets manufacturés à longues distances (50 m et 267 m) parmi des environnements naturels dépolarisants.

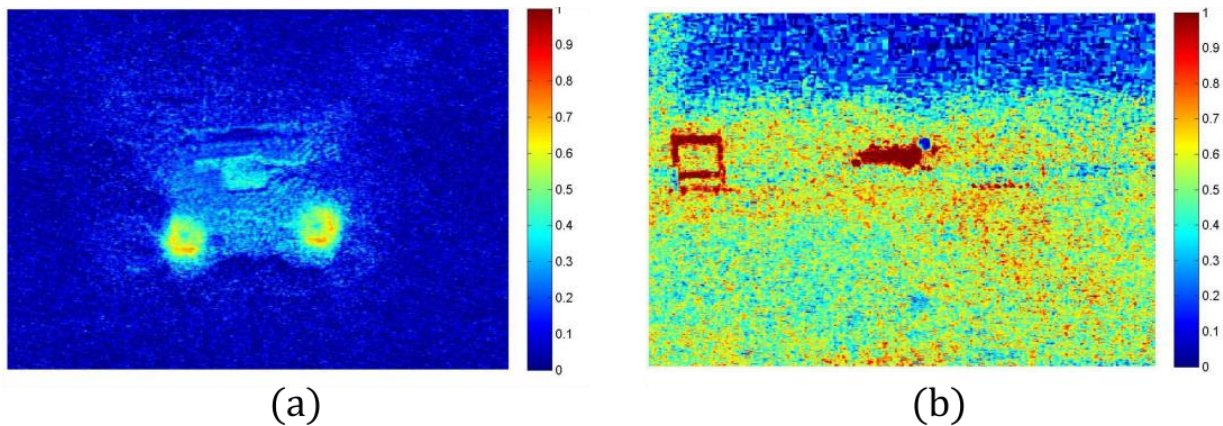


Figure 71 : Images d'OSC (a) de l'arrière d'un véhicule militaire à une distance de 50 m en condition hivernale et (b) d'un piéton à côté d'une automobile (tache rouge au centre) à une distance de 267 m. Ces images ont été extraites de la référence [208].

1.2.2. Imageur OSC multispectral

Dans une étude menée en 2008 [20], M. Alouini et coll. ont montré que combiner les mesures spectrales et polarimétriques apporte des informations sur la nature diffusante des objets constituant une scène. En 2009, les auteurs ont publié leurs travaux portant sur la conception d'un démonstrateur d'imagerie active infrarouge associant ces deux mesures pour améliorer les capacités de détection de cibles à longue distance sur des scénarios en extérieur [57]. Pour ce faire, l'illumination de la scène était réalisée par une source OPO (optical parametric oscillator) impulsionnelle générant quatre canaux spectraux entre les longueurs d'onde de 800 à 2100 nm (énergie de 1 mJ par pulse de 10 ns par canal). Chaque canal était caractérisé par une largeur spectrale suffisamment grande (~ 5 nm) pour limiter la présence de speckle sur les images acquises. Le faisceau était focalisé sous forme d'une ligne verticale balayée horizontalement sur la scène et la lumière réfléchiée par la scène était détectée par un imageur hyperspectral (synchronisé sur la source). Au sein de ce détecteur, un module d'analyse de la lumière filtrait les états de polarisation parallèle (I_{\parallel}) et perpendiculaire (I_{\perp}) à l'état de polarisation de l'illumination. Les images d'intensité et d'OSC de trois canaux spectraux étaient sélectionnées puis encodées chacune en une image couleur (canaux rouge, vert et bleu). Des acquisitions ont été effectuées sur une scène constituée d'une plaque métallique verte cachée dans le feuillage d'un arbre à une distance de 20 m.

La Figure 72(a) présente les images obtenues où la plaque métallique est visible sur l'intensité mais est bien plus contrastée sur l'image OSC puisque le fond végétal dépolarise la lumière et apparaît donc sombre par rapport à la plaque peu dépolarisante. À l'aide d'une seconde scène [Figure 72(b)], constituée d'une plaque métallique masquée par un filet de camouflage à une distance de 40 m, les auteurs avaient précisé l'importance du choix de la longueur d'onde pour optimiser la détection d'objets diffusants sur l'image OSC.

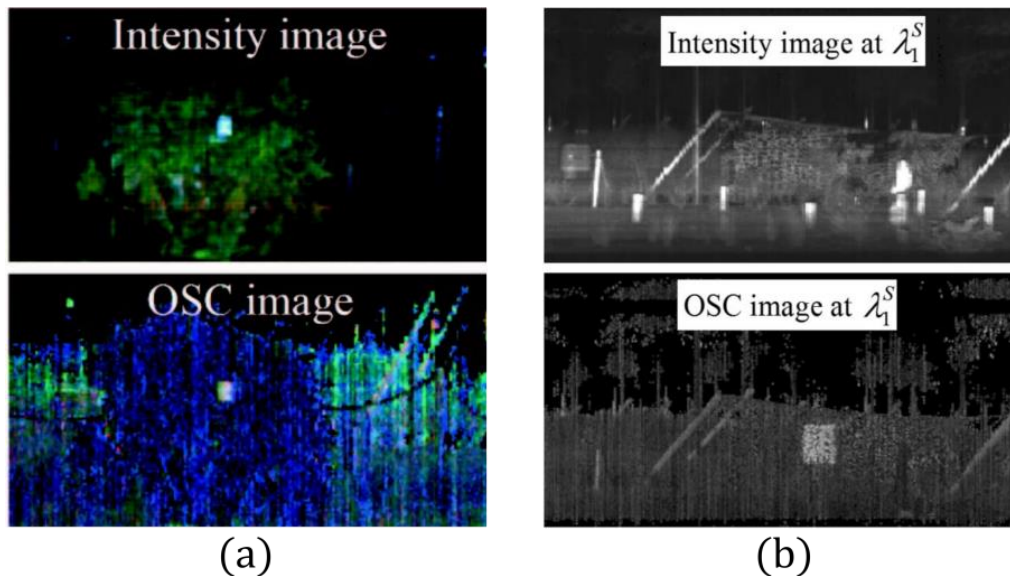


Figure 72 : (a) Images d'intensité et d'OSC, de trois canaux spectraux (dans le proche infrarouge) encodés en couleur, d'une scène contenant une plaque métallique dissimulée au sein d'un feuillage d'arbre à une distance de 20 m. (b) Images d'intensité et d'OSC d'un seul canal spectral où la scène est constituée d'une plaque métallique sablée cachée derrière un filet de camouflage à une distance de 40 m. Ces images ont été extraites de la référence [57].

1.2.3. Imageur OSC à longue portée

En 2012, M. Laurenzis et coll. ont publié des travaux portant sur l'adaptation de la technique d'OSC à deux systèmes d'imagerie active infrarouge. Initialement utilisés pour la surveillance de nuit et par mauvaises conditions météorologiques, ces systèmes ont été modifiés pour la détection de cibles cachées ou peu visibles [78]. Un premier système s'appuyait sur une illumination quasi-continue à $\lambda = 808$ nm (puissance de 1 kW) et le second, à $\lambda = 1570$ nm, sur une illumination impulsionnelle (énergie de 65 mJ par pulse de 9 ns). Ces sources utilisaient des guides d'onde particuliers qui homogénéisent le profil du faisceau et réduisent l'apparition de bruit de speckle sur les images capturées par la caméra associée à l'imageur utilisé. En outre, la combinaison de sources à forte puissance aux caméras de grande sensibilité leur permettait d'atteindre des portées importantes de 1 à 3 km.

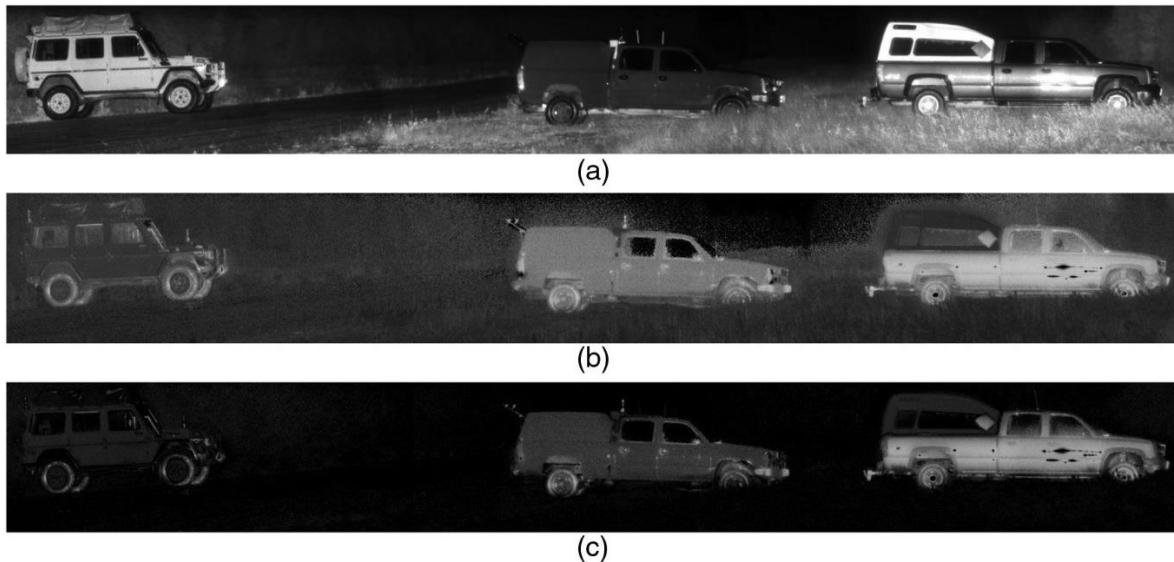


Figure 73 : Images panoramiques d'intensité (a), d'OSC linéaire (b) et d'OSC circulaire (c) d'une scène constituée de véhicules en environnement naturel, capturée à une distance de 300 m avec un imageur actif à $\lambda = 808$ nm. Ces images ont été extraites de la référence [78].

Les images d'intensité et d'OSC (linéaire) ont été réalisées avec des PSG et PSA constitués d'un polariseur (ou analyseur) et d'un module à cristaux liquides. L'introduction d'une lame quart d'onde à l'illumination, et d'une seconde à l'analyse, a permis d'obtenir des états circulaires et de construire une image d'OSC dite circulaire. Le système opérant à $\lambda = 808$ nm a été employé pour imager une scène constituée de trois véhicules sur un fond végétal [Figure 73(a)]. Sur les images d'OSC [Figure 73(b-c)] acquises séquentiellement, les parties métalliques des véhicules apparaissent plus claires que le fond sombre dépolarisant. On peut noter que sur le véhicule de droite, la partie en toile du coffre dépolarise la lumière puisqu'elle apparaît sombre sur les images d'OSC. Les auteurs ont présenté les deux systèmes imageurs comme de bons candidats pour l'imagerie polarimétrique active à longue distance dans le proche infrarouge en particulier grâce à l'insertion d'un guide d'onde dans la source (de forte puissance) prévenant l'apparition de speckle sur les images capturées.

1.3. Imageur polarimétrique adaptatif

Plus récemment, N. Vannier et coll. ont développé un système infrarouge ($\lambda = 1550$ nm) à division de temps capable de mettre en œuvre la plupart des techniques d'imagerie polarimétrique à division de temps (Mueller, Stokes ou encore OSC). Cet imageur est basé sur la construction de PSG et PSA de hautes performances assurant le balayage de toute la sphère de Poincaré, autrement dit capable de définir n'importe quel état de polarisation à l'illumination et à l'analyse [63]. Le module PSG intègre un polariseur suivi de deux cellules à cristaux liquides et inversement pour le PSA. Le système est transportable. Il emploie une source laser infrarouge continue à $\lambda = 1550$ nm, amplifiée

à 10 W, dont l'état de polarisation est défini par le PSG. Un système de lentilles fait diverger la source pour éclairer toute une scène située jusqu'à 20 m. Une caméra InGaAs capture la lumière réfléchie après passage à travers le PSA. Un ordinateur synchronise les états de polarisation, fixés par le PSG et le PSA, avec la capture de chaque image afin d'acquérir la grandeur polarimétrique d'intérêt (matrices de Mueller, DOP, OSC, ...). Plusieurs approches ont été étudiées avec cet imageur qui opère en configuration quasi-monostatique (systèmes d'illumination et de détection proches) :

- l'imagerie adaptative scalaire [63,64] qui s'effectue en trois étapes : (i) la mesure de la matrice de Mueller de la scène ; (ii) l'application d'un algorithme de segmentation pour déterminer les matrices de Mueller « moyennes » d'une zone d'intérêt (désignée par un opérateur) parmi le fond environnant ; (iii) la détermination des configurations optimales du PSG et du PSA maximisant le contraste entre les zones d'intérêt et environnantes en une seule acquisition, avec ou sans normalisation par l'image d'intensité,
- l'imagerie 3-OSC [64] qui s'appuie sur six acquisitions (trois paires de deux acquisitions) pour construire trois images d'OSC selon les orientations linéaires $0^\circ/90^\circ$, $+45^\circ/-45^\circ$ et les orientations circulaires gauche/droite, puis à encoder chaque image sur chaque canal de couleur (rouge, vert et bleu) pour obtenir une unique image de contraste polarimétrique nommée « 3-OSC ».

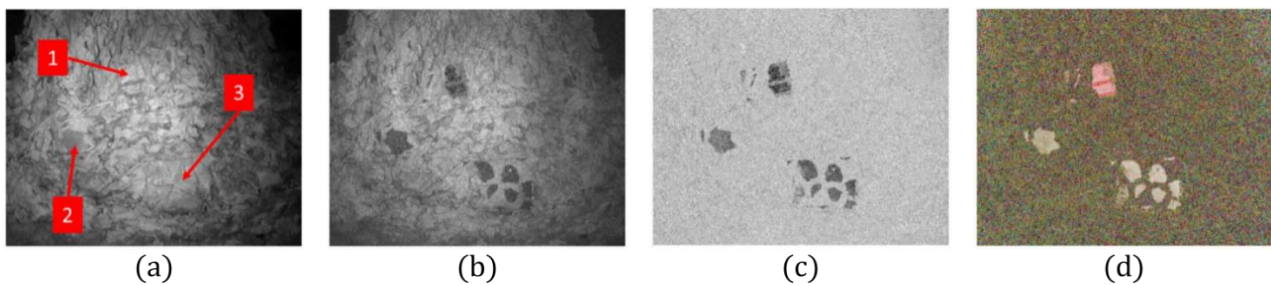


Figure 74 : Images d'intensité (a), d'imagerie scalaire adaptative (b), d'imagerie scalaire adaptative normalisée (c) et d'imagerie 3-OSC (d) de plaques métalliques dissimulées par un filet de camouflage à 10 m. Ces images ont été extraites de la référence [64].

Dans ses travaux de thèse [64,209], N. Vannier a comparé ces deux approches sur divers scénarios pour la détection d'objets dissimulés par un filet de camouflage (Figure 74) ou peu visibles dans un fond naturel à une distance d'imagerie de 10 m. La comparaison des configurations scalaire adaptative sans et avec normalisation a souligné l'importance de normaliser les images par l'intensité totale afin de supprimer les inhomogénéités d'illumination et les variations spatiales de l'intensité (liées au fond dépolarisant de la scène). De plus, dans la majorité des scénarios rencontrés par les auteurs, les matrices de Mueller des objets manufacturés et naturels étaient

essentiellement diagonales, signe d'un comportement purement dépolarisant particulièrement bien discriminé avec la technique 3-OSC. La combinaison des six acquisitions de cette dernière méthode d'imagerie a permis de discriminer d'autres effets polarimétriques, comme c'est le cas avec une plaque métallique recouverte de ruban adhésif biréfringent qui apparaît rouge sur la Figure 74(d).

I.4. Discussion

La détection de cibles par imagerie polarimétrique active infrarouge consiste à révéler des objets manufacturés de réflectance proche avec le fond environnant fortement dépolarisant souvent de nature végétale ou minérale. Plusieurs études expérimentales en configuration monostatique ou quasi-monostatique ont démontré que les matrices de Mueller mesurées sur ces surfaces se réduisaient à des matrices diagonales. Dans ce cadre, le degré de polarisation est une quantité appropriée à la représentation de toute l'information polarimétrique en une unique image qui peut être estimée à partir de l'OSC réduisant le nombre d'acquisitions à deux. Cette technique est adaptée à la mesure de la dépolarisation avec des valeurs de contraste quasi nulles sur le fond dépolarisant et proches de 1 pour les objets non-dépolarisants. Le développement de cellules à cristaux liquides de hautes performances dans la gamme proche infrarouge a permis d'améliorer le temps d'acquisition des deux images I_{\parallel} et I_{\perp} , néanmoins, ils restent toujours limités à des fréquences de rafraîchissement inférieures à la cadence vidéo (> 20 images par seconde) pour l'imagerie en temps réel. La distance entre l'imageur et la scène est également un point critique. Typiquement, éclairer la scène par des sources continues divergentes limite la portée à environ 20 m (densité de puissance faible sur une grande surface). Pour atteindre des portées plus grandes, il faut recourir à une source impulsionnelle qui dépose l'énergie lumineuse en un temps court. En synchronisant la durée de l'émission lumineuse avec le temps d'intégration du système imageur, le rapport signal à bruit est considérablement amélioré (par rapport à une illumination continue) puisque le temps de mesure est court (peu de bruit). Toutefois, la mise en œuvre de cette synchronisation entraîne une conception plus avancée des systèmes imageurs.

Dans la littérature, la majorité des systèmes expérimentaux opérant dans le proche infrarouge réalisent des acquisitions plein champ ce qui leur confère l'avantage d'acquérir toute la scène en un temps de mesure court (fixé par le temps d'exposition) mais demandent plusieurs acquisitions (imageurs à division de temps). En comparaison, les dispositifs de balayage laser impliquent des temps de mesure relativement plus longs qu'une seule acquisition plein champ. Ainsi, lorsque plusieurs séquences sont nécessaires pour former une image polarimétrique, la durée totale d'acquisition devient difficilement compatible avec l'imagerie en temps réel. Au chapitre 2, nous avons montré que la technique de brisure d'orthogonalité ne requiert qu'un seul balayage laser pour

accéder à l'information polarimétrique. Par conséquent, en employant un système de balayage suffisamment rapide, la durée d'acquisition d'un imageur par brisure d'orthogonalité peut être compatible avec les cadences vidéo de l'imagerie en temps réel. Dans le reste de ce chapitre, nous aborderons la conception et l'exploitation d'un démonstrateur d'imagerie polarimétrique actif à $\lambda = 1550$ nm basé sur la technique de brisure d'orthogonalité et réalisant des acquisitions par balayage laser 2D.

Tableau 5 : Résumé des systèmes actifs d'imagerie polarimétrique IR pour la détection de cibles.

<u>Technique</u>	« DRRT » et « OSC » [44]	« OSC » (division d'amplitude) [207]	« OSC » (VIZIR) [208]	OSC multispectral [20]	« Range-gated OSC » [78]	« Imagerie adaptative et 3-OSC » [63,64]
<u>Source lumineuse</u>	Continue (10 W) $\lambda=806$ nm	Continue (10 W) $\lambda=808$ nm	Impulsionnelle (1,7 mJ) $\lambda=860$ nm	Impulsionnelle (1 mJ/canal) $\lambda=[800-2100$ nm]	Quasi-continue (1 kW) $\lambda=808$ nm Impulsionnelle (65 mJ) $\lambda=1570$ nm	Continue (10 W) $\lambda=1550$ nm
<u>Capteur d'imagerie</u>	Caméra CCD	2 caméras CCD	Caméra CCD	Imagerie hyperspectrale Balayage 1D du faisceau Caméras MCT et InGaAs	Caméra CCD Caméra à crénelage temporel	Caméra InGaAs
<u>Portée atteinte</u>	60 m	10 m	50 à 267 m	20 à 100 m	1000 à 3000 m	10 à 20 m
<u>Avantages</u>	Longue portée	Acquisition instantanée	Longue portée	Informations spectrale et polarimétrique Speckle réduit	Très longue portée Homogénéisation du speckle	Agilité polarimétrique
<u>Inconvénients</u>	Lent (acquisitions séquentielles)	Faible qualité des images Calibration rigoureuse des caméras	Lent (acquisitions séquentielles)	Système complexe	Lent (acquisitions séquentielles) Système complexe	Lent (acquisitions séquentielles) Calibration rigoureuse des PSG/PSA

II - Conception d'un démonstrateur d'imagerie active par brisure d'orthogonalité à $\lambda = 1550$ nm

Le système imageur conçu vise à exploiter la technique de brisure d'orthogonalité pour la détection et le décamouflage de cibles au sein de diverses scènes synthétiques situées à une distance de 2 m en laboratoire. Dans un premier temps, nous allons en décrire le fonctionnement général et en détailler chaque élément : du développement de la source jusqu'à la construction des images finales. Dans un second temps, nous caractériserons le démonstrateur en étudiant les bruits des signaux acquis, ainsi que la résolution spatiale du système. Enfin, le fonctionnement du démonstrateur sera validé en utilisant une scène de laboratoire dont la réponse polarimétrique est connue.

II.1. Description de l'imageur

Le démonstrateur est constitué de six blocs, notés de (a) à (f), schématisés sur la Figure 75 [210]. Une photographie du montage est présentée sur la Figure 76. Tout d'abord, on génère un faisceau bi-fréquence bi-polarisation à $\lambda = 1550$ nm à l'aide d'un montage totalement fibré qui s'avère pratique à la longueur d'onde de travail choisie. Un coupleur fibré PM dirige 10% de la puissance du faisceau dans une voie de référence afin de produire un signal de battement à la fréquence $\Delta\nu = 80$ MHz. Ce signal de référence servira d'oscillateur local (OL) pour démoduler le signal utile. Le faisceau transporté jusqu'à la sortie 90% du coupleur est collimaté en espace libre. Une paire de miroirs galvanométriques balaie le faisceau DFDP sur la scène. À l'aide d'une optique de mise en forme, placée devant les miroirs, le faisceau lumineux est focalisé sur la scène. La lumière rétrodiffusée par la scène est collectée par l'optique de mise en forme puis le dispositif de balayage laser. Un cube séparateur envoie la lumière collectée sur une photodiode à avalanche (PDA) de bande passante 100 MHz. Cette fréquence de coupure est supérieure au décalage fréquentiel $\Delta\nu$ de la source. Les intensités continue (I_{out}^0) et de battement ($I_{out}^{\Delta\nu}$) sont obtenues à partir des composantes continue (DC) et modulée (AC) du photocourant délivré par la photodiode. Un circuit de démodulation électronique synchrone fournit les quadratures (I et Q) du signal de battement AC. Enfin, les trois signaux DC, I et Q sont numérisés par une carte d'acquisition et enregistrés sur un ordinateur qui assure l'acquisition et la construction des images.

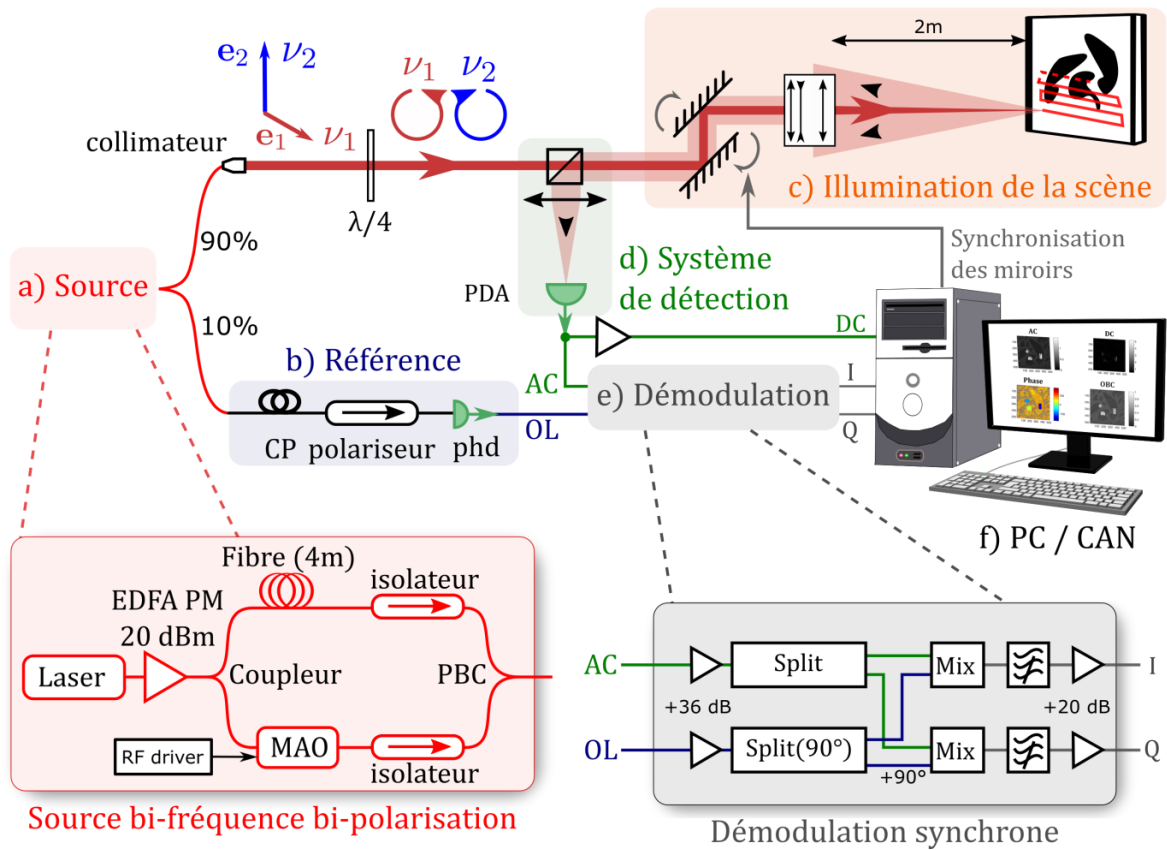


Figure 75 : Schéma de l'imageur polarimétrique actif par brisure d'orthogonalité à $\lambda = 1550$ nm.

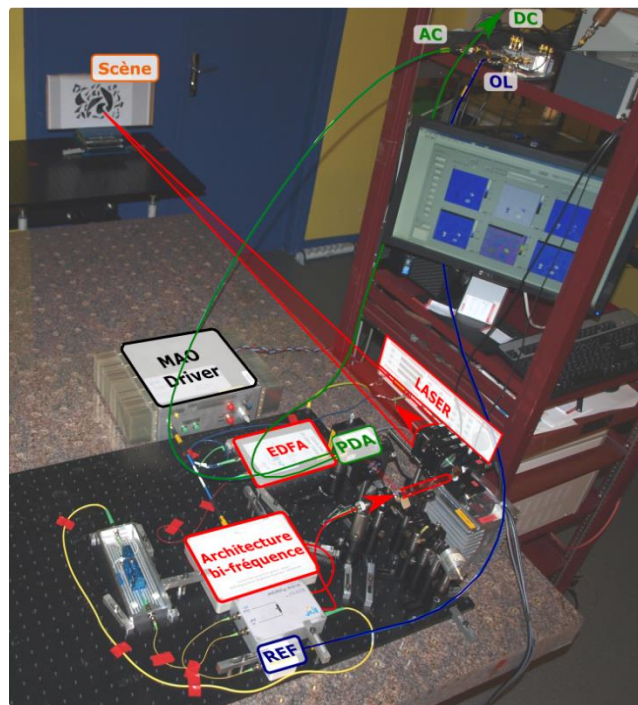


Figure 76 : Photographie du démonstrateur où le trajet du faisceau lumineux (en rouge) et des signaux électriques délivrés par la photodiode à avalanche (DC et AC, en vert) et la photodiode de la voie de référence (OL, en bleu) sont surlignés en couleurs pour faciliter la compréhension du montage.

II.1.1. Source DFDP fibrée

De manière similaire à la source DFDP réalisée à $\lambda = 488$ nm (voir chapitre 2 et 3), un laser commercial à $\lambda = 1550$ nm est envoyé dans un module externe de type Mach-Zehnder (MZ) pour produire le faisceau DFDP. Néanmoins, dans ce cas, l'architecture est développée uniquement à partir de composants fibrés (fibres optiques, modulateur acousto-optique, isolateur, coupleurs) à maintien de polarisation. Cette configuration assure la robustesse, la facilité d'alignement des faisceaux et la compacité du dispositif. De plus, les composants fibrés sont largement disponibles dans le commerce du fait de leur développement massif pour le domaine des télécommunications.

Le laser commercial (Yenista, Tunic 100HP-CL), fortement cohérent ($l_{coh} > 0,8$ km) et accordable sur les bandes C et L (entre 1500 et 1630 nm), est amplifié par un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) à maintien de polarisation réalisé au laboratoire. Cet amplificateur fonctionne en régime de saturation. Il fournit une puissance maximale de 20,5 dBm pour une puissance d'entrée de 10 dBm à $\lambda = 1550$ nm. La lumière pénètre dans le module externe où 70% de la puissance lumineuse est envoyée dans un bras contenant un modulateur acousto-optique (MAO) fibré afin de décaler la fréquence du faisceau de 80 MHz. Le faisceau est ensuite recombinaison avec le second bras par un coupleur polarisant (PBS) qui recombine les deux états de polarisation orthogonalement pour générer le faisceau DFDP. À l'extrémité de chaque bras, un isolateur polarisant fibré filtre l'état de polarisation et bloque de potentielles réflexions vers la source. L'architecture MZ est isolée thermiquement et mécaniquement dans une boîte (200x150x30 mm) remplie de mousse en polyuréthane pour limiter les fluctuations du chemin optique des deux bras qui pourraient gêner la bonne démodulation du signal détecté.

Bien que la source ne soit pas utilisée en tant qu'interféromètre, une attention particulière a été portée à l'égalisation précise de la longueur des deux bras de l'architecture MZ. Si les longueurs sont différentes, un décalage temporel existe entre les faisceaux issus des deux bras. Le signal de battement [Figure 75(b)] porte alors le bruit de phase du laser. Rappelons que les interféromètres fortement déséquilibrés sont des outils pratiques communément utilisés pour caractériser le bruit de phase des laser [211]. Dans notre cas, de telles fluctuations, illustrées sur la Figure 77, entraveraient la démodulation du signal détecté, ou tout du moins réduiraient la bande passante de démodulation. La précision requise pour l'équilibre des bras dépend de la cohérence de la source. Celle-ci a été estimée à plusieurs dizaines de centimètres pour le laser Tunic afin de ne plus observer de fluctuations de phase du signal de battement. Des détails seront apportés dans la section III.2.2 de ce chapitre sur l'importance d'équilibrer la longueur des bras de l'architecture pour des sources moins cohérentes.

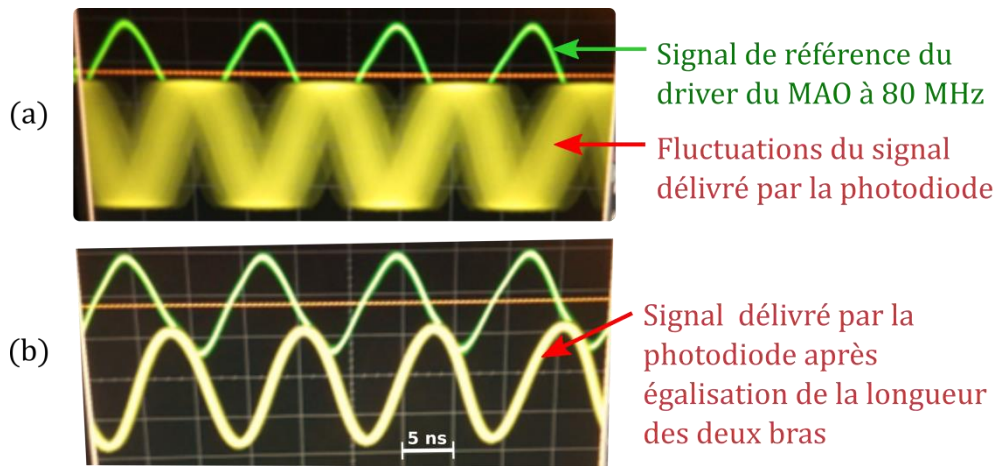


Figure 77 : Influence du déséquilibre des longueurs des bras sur le signal de battement [Figure 75(b)] affiché sur l'écran d'un oscilloscope numérique.

II.1.2. Signal de référence

Un coupleur PM extrait 10% de la source DFDP vers une photodiode fibrée InGaAs, après passage à travers un contrôleur de polarisation (CP) puis un polariseur. L'utilisation conjointe de ces composants permet d'optimiser la projection des deux états de polarisation afin que le détecteur fournisse un signal de référence à 80 MHz. Ce signal est utilisé comme oscillateur local (OL) pour l'opération de démodulation détaillée à la section II.1.5 de ce chapitre. La contribution continue délivrée par la photodiode est supprimée à l'aide d'un filtre passe-haut passif dont la fréquence de coupure est de 12 kHz. Seule la contribution modulée est envoyée vers l'étage de démodulation.

On peut également préciser que le contraste maximal disponible après projection du faisceau DFDP sur un polariseur a été mesuré à 95%. Cette valeur est grande en comparaison au contraste maximal de 80% obtenu avec la source DFDP à $\lambda = 488$ nm développée en espace libre et utilisée dans les chapitre 2 et 3. En effet, l'alignement intrinsèque des faisceaux lumineux dans les fibres optiques assure la superposition parfaite des vecteurs d'onde donc l'optimisation du taux de modulation.

II.1.3. Illumination de la scène

À la seconde sortie du coupleur (80% de la puissance totale dans l'expérience), le faisceau est collimaté en espace libre à l'aide d'une lentille de collimation (Newport, F-H10-IR-APC). On peut noter que ce collimateur engendre un faisceau de 5,5 mm de waist. Une lame quart d'onde ($\lambda/4$) amovible, dont les axes propres sont orientés à 45° des deux états de polarisation, permet de transformer les états linéaires du faisceau DFDP en états circulaires gauche/droit. Un cube non polarisant 50/50 à $\lambda = 1550$ nm sépare les trajets aller et retour du faisceau en dirigeant la lumière réfléchi par la scène vers le détecteur. La transmission du cube étant estimée expérimentalement à 44%, seulement 35% (44% de 80% de la puissance totale) de la source DFDP initiale atteint le

dispositif de balayage laser. Une paire de miroirs galvanométriques (6220 H, Cambridge Technology), contrôlés par ordinateur, déplace le faisceau laser du bas en haut de la scène en décrivant des lignes horizontales, comme représenté sur la Figure 78. Le faisceau est focalisé à une distance de 2 m du démonstrateur à l'aide d'un triplet de Cooke de trois lentilles de diamètre 50,8 mm, traitées antireflet dans le proche infrarouge (réflectance de 0,09% à $\lambda = 1550$ nm) et de distances focales respectives de 175 mm, -50 mm et 150 mm. Cette combinaison de lentilles assure une profondeur de champ de ± 10 cm à une distance de 2 m tout en réduisant les aberrations optiques [212]. L'opération de balayage laser 2D permet de déposer une puissance lumineuse maximale en chaque point de la scène. Enfin, la lumière rétrodiffusée par la scène vers l'imageur est détectée à travers la même optique de mise en forme du faisceau, les miroirs et le cube séparateur dirigeant de nouveau 44% de la lumière collectée (mesure expérimentale) vers le détecteur optique.

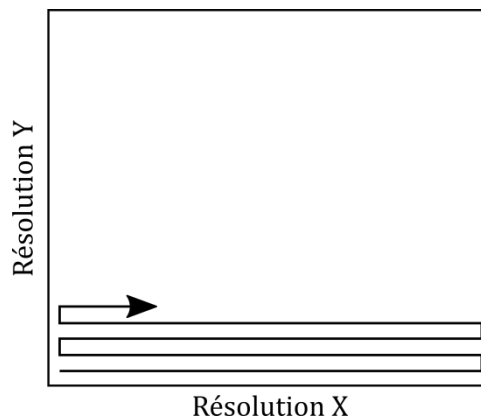


Figure 78 : Représentation du déplacement du faisceau laser par les miroirs galvanométriques.

II.1.4. Fonction de la photodiode à avalanche

Sur le chemin retour, la lumière est focalisée sur une photodiode à avalanche de 200 μm de diamètre suivie d'un amplificateur transimpédance intégré, de bande passante 100 MHz, (PLA 641, Princeton Lightwave). La lentille de focalisation a une distance focale de 50 mm et est traitée antireflet dans le proche infrarouge. La photodiode possède deux sorties, pour détecter communément un signal en mode différentiel, que nous avons détournées pour récupérer le signal d'intensité continu (DC) et le signal modulé (AC) sur deux voies distinctes. La voie AC est filtrée de la contribution continue pour ne conserver que le signal de battement. Sa sensibilité théorique est de 170 V/mW. La voie DC est quant à elle amplifiée d'un facteur 12 par un étage d'amplification bas bruit (amplificateur opérationnel en montage inverseur) pour une sensibilité globale théorique de 3600 V/mW. Le détournement du fonctionnement différentiel de la photodiode engendre la présence d'un signal d'offset sur le signal DC que nous avons compensé à l'aide d'un montage

soustracteur à amplificateur opérationnel. Toutefois, en l'absence de lumière sur la photodiode, le signal DC est non nul et fluctue lentement autour de 300 mV.

Nous avons caractérisé expérimentalement les réponses des voies DC et AC de la photodiode à avalanche en fonction de la puissance optique déposée sur la zone de détection. Le détail de cette caractérisation est fourni dans l'annexe AII.1.1. Les valeurs moyennes des signaux délivrés par les voies DC et AC sont représentées sur la Figure 79 en fonction de la puissance optique mesurée à l'entrée de la photodiode. La réponse de la photodiode a été approchée par régression linéaire pour des puissances optiques comprises entre 0,1 et 1 μ W. Les valeurs expérimentales des gains des voies AC et DC ont été estimées respectivement à 155 mV/ μ W et 3550 mV/ μ W. En conséquence, son utilisation sera restreinte à la détection de puissances optiques inférieures à 1 μ W.

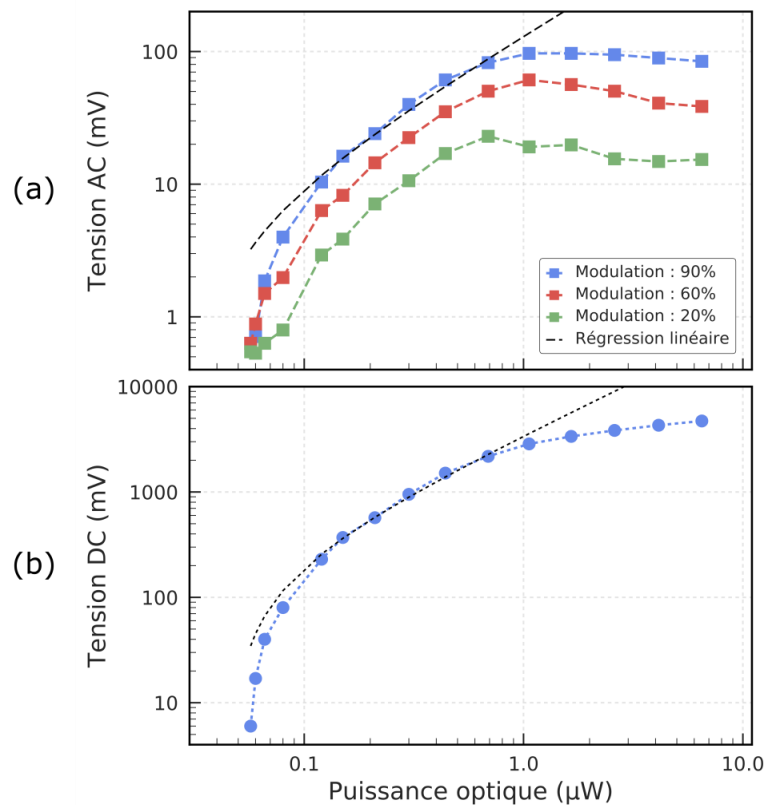


Figure 79 : Réponse des voies AC (a) et DC (b) de la photodiode à avalanche en fonction de la puissance lumineuse collectée et mesurée au puissance-mètre. Le taux de modulation du signal de battement délivré par la voie AC est modifié en tournant un polariseur linéaire inséré devant la photodiode à avalanche. Les signaux DC et AC mesurés pour un taux de modulation de 90% (courbes bleues) sont approchées par des régressions linéaires entre 0,1 et 1 μ W superposées en tirets pour la voie AC et en pointillés pour la voie DC.

II.1.5. Fonction de la démodulation

Une électronique de démodulation en quadrature (démodulation IQ [213,214]) à 80 MHz a été développée pour extraire simultanément l'amplitude et la phase du signal AC tout en assurant une vitesse d'acquisition rapide nécessaire dans le cadre de l'imagerie en temps réel. Dans ce dispositif

[Figure 75(e)], les signaux aux entrées OL (pour l'oscillateur local) et AC (pour le signal à démoduler) sont amplifiés de 36 dB puis séparés en deux par des diviseurs de puissance (perte de 3 dB en sortie). En outre, un déphasage de $\pi/2$ est appliqué sur une des deux copies de l'OL. Deux mixeurs multiplient le signal AC avec chaque copie du signal OL pour générer les contributions démodulées (signaux continus) en phase (I) et en quadrature (Q). La puissance des signaux OL est réglée à 7 dBm en entrée des mixeurs (-26 dBm à l'entrée OL de la démodulation) à l'aide du contrôleur de polarisation de la voie de référence. Cette puissance assure le fonctionnement optimal des mixeurs, c'est-à-dire là où les pertes par conversion de chaque copie du signal AC sont minimales. Les deux signaux, I et Q , sont filtrés par un filtre passe-bas de Butterworth du 5^{ème} ordre de fréquence de coupure $f_c = 250$ kHz. Ils sont ensuite amplifiés de 20 dB (montage amplificateur non-inverseur avec un gain en tension de 10) pour exploiter toute la gamme des signaux d'entrée (± 5 V) sur 16 bits de la carte d'acquisition. Le processus de démodulation est fondamental puisque la carte d'acquisition, de bande passante 1 MHz, n'est pas capable d'acquérir le signal analogique AC à la fréquence de 80 MHz. On peut également noter que la fréquence de coupure de 250 kHz des filtres passe-bas a été choisie plus petite que la bande passante de la carte d'acquisition afin de limiter l'impact de bruits parasites provenant de l'environnement de mesure (rayonnement des amplificateurs de puissance et des alimentations électriques dans les câbles et les connecteurs électriques). Après conversion numérique des quadratures, l'amplitude du battement, sa phase et le contraste de brisure d'orthogonalité, notés respectivement $|AC|$, ϕ et OBC, sont calculées par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} |AC| &= \sqrt{I^2 + Q^2}, \\ \phi &= \text{atan}(Q/I), \\ \text{OBC} &= |AC|/DC. \end{aligned} \tag{IV.1}$$

On peut noter que le résultat de la fonction arc tangente est compris entre $\pm 90^\circ$ de telle sorte que pour $Q = 0$, la phase ϕ est nulle et pour $I = 0$, ϕ tend vers $\pm 90^\circ$ selon le signe de Q/I .

Nous donnons la conclusion principale de la caractérisation du dispositif de démodulation qui est détaillée à l'annexe AII.1.2 Expérimentalement, l'amplitude du signal à l'entrée AC a été variée afin d'étudier l'influence de la démodulation sur les deux quadratures I et Q et donc d'estimer la phase (ϕ) et l'amplitude ($|AC|$) du signal de contrôle. Le gain de démodulation (rapport entre l'estimation $|AC|$ et la valeur efficace de l'amplitude de modulation du signal de contrôle) a également été évalué. La Figure 80 présente les résultats obtenus en variant l'amplitude de modulation du signal AC pour trois phases différentes : 0° , 45° et 75° . Un aperçu des résultats permet de remarquer la non-linéarité de la réponse de la démodulation ainsi que la variation des

amplitudes estimées avec le déphasage introduit entre l'OL et le signal AC. Sur la Figure 80(a), l'opération de démodulation se comporte linéairement entre 0 et 25 mV puis sature au-delà. La Figure 80(b) présente l'évolution du gain de démodulation et de la phase estimée à partir des deux quadratures I et Q . Alors que la phase reste globalement constante, le gain diminue d'un facteur 3 avec l'augmentation de l'amplitude de modulation entre 5 mV et 100 mV. Cette baisse du gain s'explique notamment par la réponse non linéaire des mixeurs utilisés dans la démodulation.

Malgré la saturation du signal $|AC|$, le dispositif sera employé sur la gamme d'amplitude de modulation entre 0 et 100 mV. En effet, l'objectif étant de distinguer de fortes amplitudes de modulation parmi de faibles modulations, l'obtention de contrastes qualitatifs est suffisante.

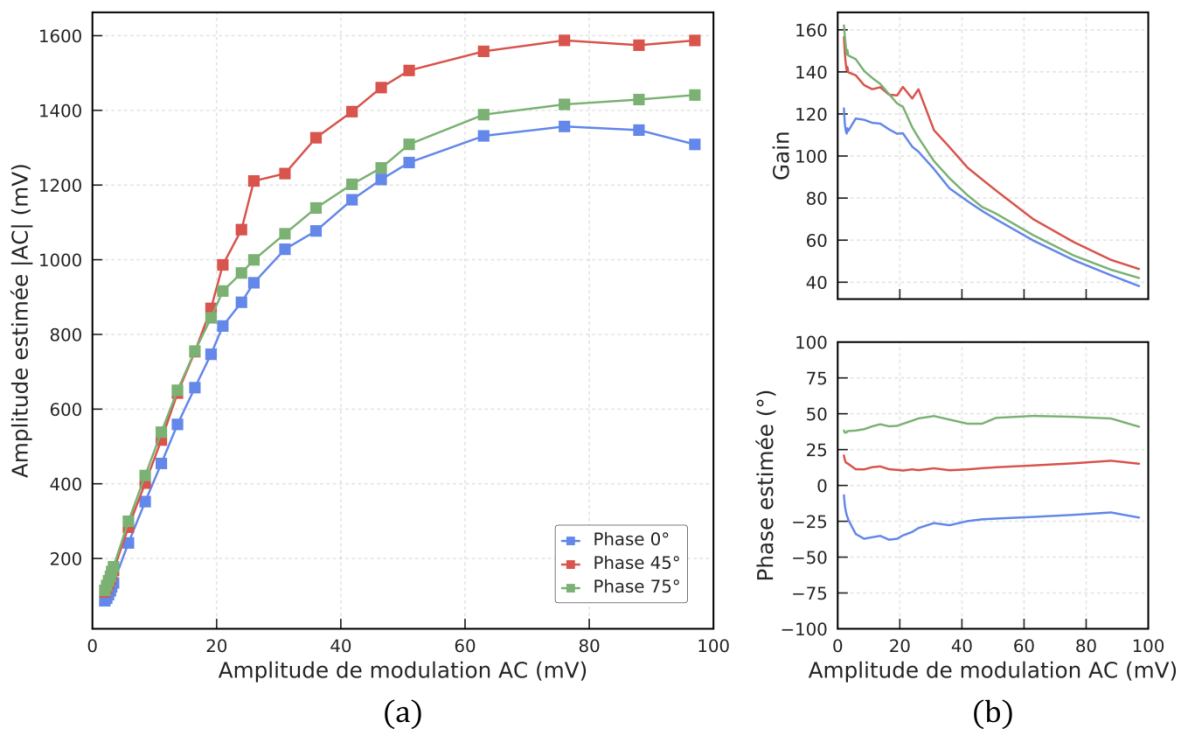


Figure 80 : Réponse du dispositif de démodulation en variant l'amplitude de modulation (valeur crête-à-crête) du signal modulé. L'amplitude (valeur efficace) (a) et la phase (b) sont estimées à partir de la mesure des deux quadratures I et Q . La courbe de gain (b), qui est le rapport des valeurs efficaces entre l'amplitude estimée et l'amplitude de contrôle, est également tracée en fonction de l'amplitude de modulation de contrôle.

II.1.6. Construction des images

Les signaux analogiques DC, I et Q sont envoyés sur trois entrées analogiques d'une carte d'acquisition 16 bits (USB-6356, National Instruments) qui numérise ces signaux. La carte incorpore également des sorties analogiques (convertisseurs numérique-analogique) que l'on utilise pour générer deux signaux pilotant la position des miroirs galvanométriques, et ainsi la position du faisceau laser. La synchronisation de la position des miroirs avec l'acquisition des signaux est réalisée par un programme LabVIEW qui offre également à l'utilisateur la possibilité de modifier la

résolution des images (nombre de pixels), les dimensions de la zone scannée (champ de vision ou FOV) et la vitesse d'acquisition. De plus, le programme permet d'associer les valeurs des signaux DC, I et Q mesurées à chaque point de la scène pour construire trois images brutes (images DC, I et Q) de N pixels de côté (images carrés) à chaque balayage laser. À partir de ces données, les images d'amplitude du battement $|AC|$, de phase ϕ et de contraste (OBC) sont calculées. À chaque acquisition, les six images DC, I , Q , $|AC|$, ϕ et OBC sont construites, affichées et peuvent être enregistrées (après acquisition) si l'utilisateur le souhaite.

II.2. Caractérisation de l'imageur

Dans cette section, nous allons étudier les bruits qui affectent les signaux bruts DC, I et Q ainsi que la résolution spatiale (ou instantaneous field of view, iFOV) du démonstrateur à 2 m. Ces études ont été menées en collaboration avec Muriel Roche et Morgan Lefranc (stagiaire) de l'Institut Fresnel dans le cadre du projet ANR-ASTRID RADIO LIBRE. Enfin, nous validerons la capacité du démonstrateur à mettre en évidence des contrastes polarimétriques sur une scène test de laboratoire.

II.2.1. Étude des signaux temporels

Lors de la conception du démonstrateur, les premières acquisitions temporelles du bruit affectant les signaux bruts DC, I et Q avaient révélées la présence de pics parasites. Un exemple de spectre du signal Q , calculé par transformation de Fourier du signal temporel, est présenté sur la Figure 81(a). On peut y noter de nombreuses fréquences parasites. Après optimisation des filtres passe-bas, remplacement des alimentations et isolation électromagnétique des cartes de fortes puissances pilotant les miroirs galvanométriques, nous avons pu réduire drastiquement l'impact de ces bruits parasites [voir Figure 81(b)]. La Figure 81(c) présente les histogrammes des signaux temporels DC, I et Q enregistrés sur 1 s en pointant le faisceau sur un polariseur infrarouge (Polaroid) placé devant une plaque métallique. Les histogrammes sont approchés par des distributions gaussiennes superposées en ligne continues noires. Le bon accord entre les histogrammes expérimentaux et les distributions gaussiennes théoriques indique que le bruit dominant les signaux temporels DC, I et Q est gaussien. Une analyse plus détaillée du bruit affectant ces signaux est fournie dans l'annexe AII.1.3.

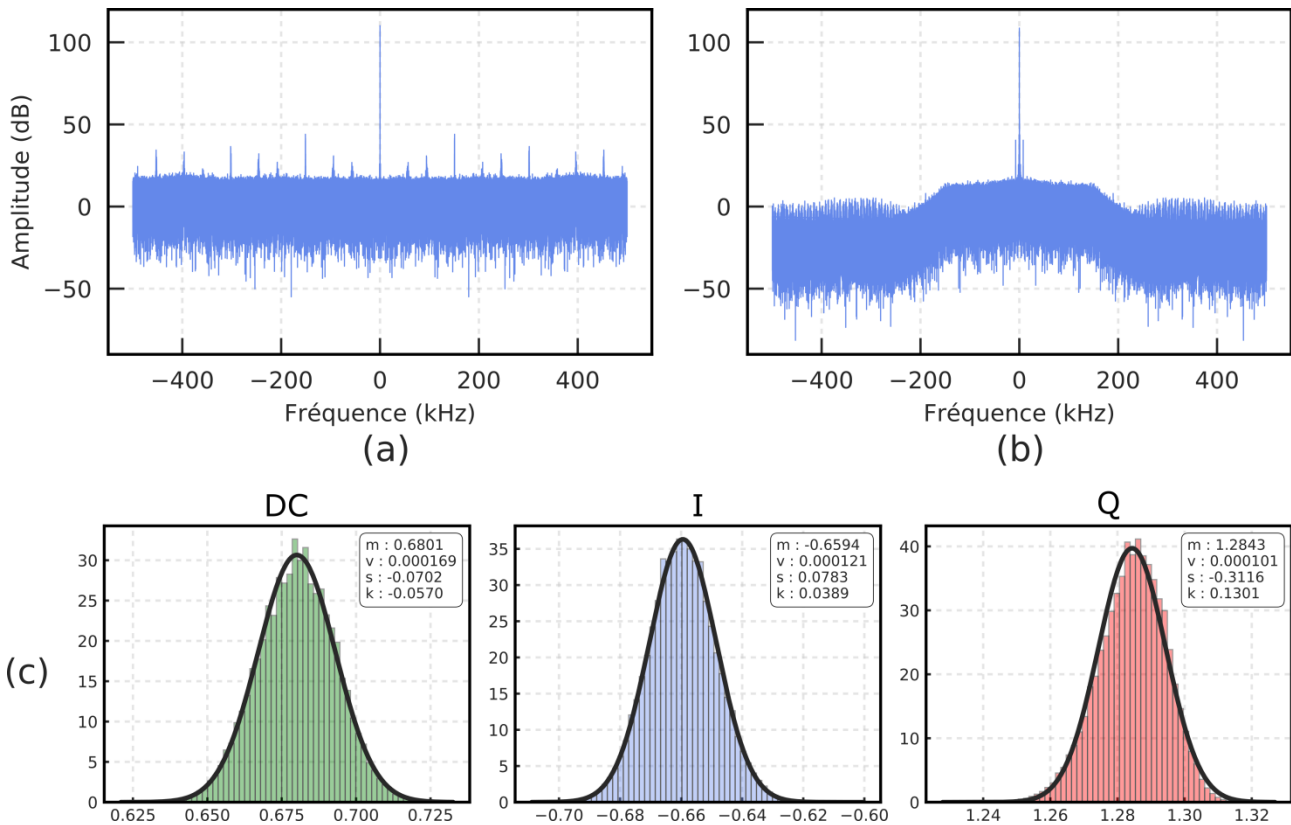


Figure 81 : Spectres du signal Q avant (a) et après (b) réduction des sources de bruit du démonstrateur. (c) Histogrammes (60 classes avec 10^6 points) des signaux DC, I et Q acquis sur un polariseur placé devant une plaque métallique à une distance de 2 m du démonstrateur. Les encadrés, en haut à droite de chaque histogramme, fournissent les valeurs de moyenne (m), de variance (v), d'asymétrie (skewness) (s) et d'excès d'aplatissement (excess kurtosis) (k) calculées à partir des signaux enregistrés. Les histogrammes sont approchés par des distributions gaussiennes (lignes solides noires) calculées à partir de la moyenne et de la variance.

Dans l'ensemble, les signaux temporels DC, I et Q sont affectés par un bruit additif gaussien malgré de légères déformations de leur distribution pour de fortes valeurs moyennes. On peut alors montrer que les signaux temporels $|AC|$ et ϕ peuvent être approchés, en théorie, par des distributions de Rice et de phase respectivement [215]. En ce qui concerne l'expression théorique du signal OBC, aucune expression analytique du rapport d'une distribution de Rice sur une distribution gaussienne n'a été référencée, à notre connaissance, dans la littérature²³.

II.2.2. Étude des images

Dans un premier temps, nous nous intéressons au bruit dominant les images en l'absence de lumière sur le détecteur. La surface du détecteur est masquée avec un papier noir (fortement absorbant) et la source DFDP est éteinte. Alors, l'image DC, affichée sur la Figure 82(a), reflète le courant d'obscurité du signal continu (voie DC) délivré par la photodiode à avalanche. Le signal

²³ On trouve dans la littérature la description du rapport de deux distributions gaussiennes [220] ou encore d'une distribution gaussienne par une distribution de Rice [221] sans trouver de solution analytique au rapport d'une distribution de Rice par une distribution gaussienne.

résiduel varie entre 285 et 305 mV et apparaît sous formes de lignes irrégulières. En effet, les fluctuations temporelles lentes du signal résiduel sont transcrites sous forme de « lignes » par le modèle de reconstruction des images décrit sur la Figure 78 à la section II.1.6 de ce chapitre. Il est toutefois possible de réduire l'impact du signal résiduel sur l'image DC. Pour cela, une valeur statistique (moyenne, médiane, ...) du courant d'obscurité de la photodiode pourrait être déterminée pour chaque ligne de l'image. La soustraction de chaque ligne de l'image par le courant d'obscurité moyen ou médian permettrait de réduire l'influence du courant d'obscurité de la photodiode. Le signal résiduel DC fluctuerait sensiblement autour de zéro. Ce traitement implique toutefois de sacrifier quelques colonnes de l'image (par exemple, les bords gauche et/ou droit) pour déterminer les valeurs du courant d'obscurité.

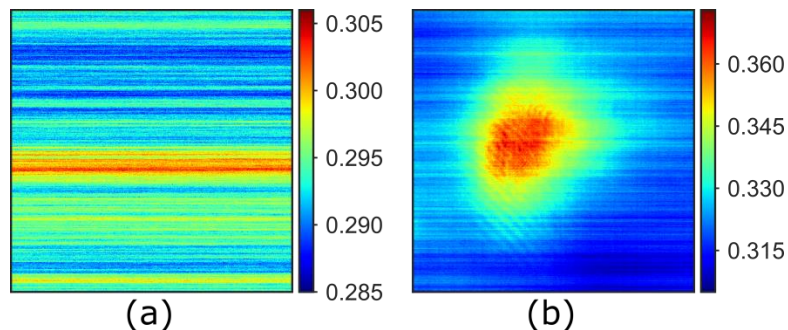


Figure 82 : Images DC acquises en l'absence de lumière sur le détecteur (a) et lorsque la lumière renvoyée par la scène est confondue dans le courant d'obscurité (b).

En retirant le masque devant le détecteur et en allumant la source DFDP, on observe un signal parasite lorsque la scène réfléchit très peu de lumière vers le détecteur. La Figure 82(b) illustre la présence de ce signal parasite qui provient de réflexions du faisceau lumineux sur les lentilles formant l'optique de focalisation. Ces lentilles sont traitées antireflet dans le proche infrarouge à 0,09%. Pour s'affranchir du signal parasite, nous désalignons partiellement l'optique de mise en forme. Cependant, une solution plus appropriée consisterait à utiliser des lentilles avec un traitement antireflet plus performant. Dès lors que la quantité de lumière détectée est bien supérieure au bruit d'obscurité, ces réflexions deviennent négligeables par rapport au signal provenant de la scène.

La nature du bruit affectant les images est caractérisée en traçant les histogrammes des signaux DC, I et Q obtenus sur des zones homogènes (même matériau) au sein des images acquises avec un nombre total de 262144 pixels (512x512 pixels). L'étude complète du bruit est fournie en annexe AII.1.4 et nous en résumons ici les principales conclusions. Lorsqu'une faible quantité de lumière est collectée, les images sont dominées par un bruit gaussien à l'instar de l'étude des signaux temporels. L'étude du bruit a ensuite été conduite sur une plaque métallique renvoyant une grande

quantité de lumière vers le détecteur. Un polariseur a été inséré devant le détecteur pour générer un signal de battement. La Figure 83 présente les histogrammes des signaux DC, I et Q obtenus sur une zone homogène de la plaque métallique, et correctement approchés par des distributions Gamma (courbes noires en pointillés). Dans cette situation, les images sont dominées par un bruit proche du bruit de speckle. Il s'agit d'un bruit multiplicatif qui croît avec la puissance optique collectée par la photodiode à avalanche. Les distributions qui caractérisent alors les bruits dominant les images $|AC|$, ϕ et OBC n'ont pas de formes analytiques simples, ni référencées à notre connaissance dans la littérature.

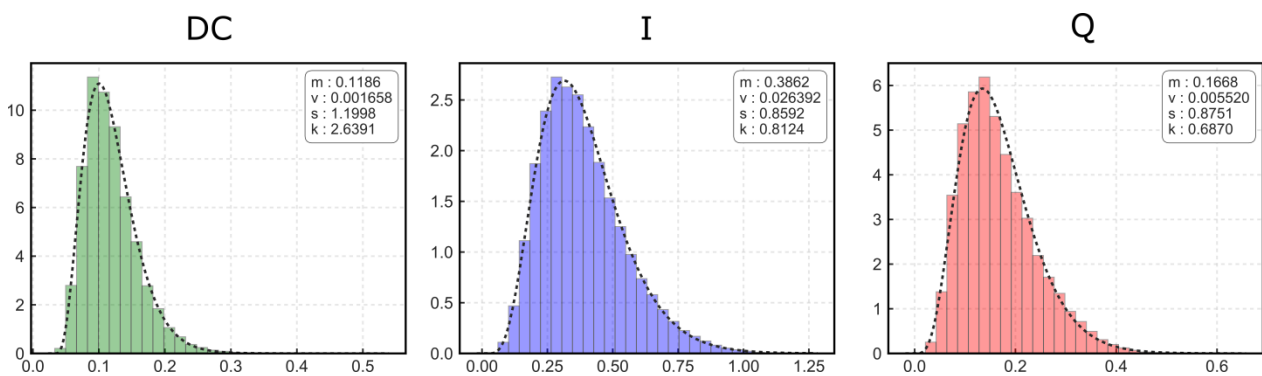


Figure 83 : Histogrammes (avec 30 classes) des images DC, I et Q capturées sur une zone homogène d'une plaque métallique. Les histogrammes sont approchés par des distributions Gamma (lignes pointillées noires). La valeur moyenne du bruit d'obscurité a été soustraite aux valeurs de l'histogramme DC. Les encadrés, en haut à droite de chaque histogramme, fournissent les valeurs de moyenne (m), de variance (v), d'asymétrie (skewness) (s) et d'aplatissement (kurtosis) (k) calculées à partir des signaux enregistrés.

II.2.3. Résolution spatiale

Nous avons estimé la résolution du démonstrateur en balayant le faisceau sur une mire USAF (R3L3S1N, Thorlabs) située à une distance de 2 m de l'optique de focalisation. Un polariseur IR a été placé devant le détecteur pour induire un signal de battement afin de déterminer simultanément les résolutions sur les images $|AC|$ et DC. La mire est constituée de dix groupes de dimensions décroissantes et composés chacun de six éléments (de taille décroissante également), comprenant eux-mêmes trois lignes horizontales et trois lignes verticales. La résolution est déterminée par le premier ensemble groupe-élément dont les lignes horizontales et verticales ne sont pas clairement distinguables sur les images acquises. Les estimations ont été réalisées avec six acquisitions constituées d'un nombre croissant de pixels. Les images DC et $|AC|$ constituées de 800x800 pixels sont présentées sur les Figure 84(a-b). L'évolution de la résolution est tracée sur la Figure 84(c). Lorsque l'image est constituée de 512x512 pixels, la résolution de l'imageur varie peu, entre 0,6 et 0,7 mm, sur les images DC et $|AC|$. Le champ de vision (FOV) est alors de 0,35 mrad (0,02°) à une distance de 2 m.

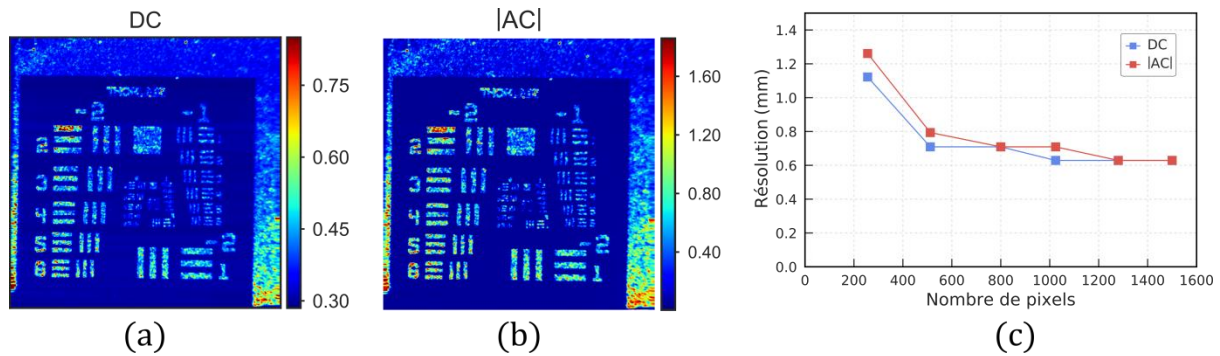


Figure 84 : Images DC (a) et $|AC|$ (b) de la mire USAF (R3L3S1N, Thorlabs) utilisée pour estimer la résolution spatiale du démonstrateur à une distance de 2 m sur une zone de dimension 8x8 cm. Ces deux images sont construites avec 800x800 pixels. (c) Évolution de la résolution en fonction du nombre de pixels constituant les images enregistrées

II.2.4. Validation du démonstrateur

Après avoir caractérisé les bruits qui affectent ce système d'imagerie, une scène test est acquise pour analyser les images obtenues sur une scène bien maîtrisée. La scène est constituée d'une plaque métallique sur laquelle divers éléments sont disposés : deux polariseurs infrarouges (n°1) orientés à 45° entre eux ; trois adhésifs polarisants dans le visible (n°2) orientés relativement à 0°, 45° et 90° ; du ruban adhésif biréfringent (n°3, 7 et 9) ; une feuille d'aluminium non dépolarisante (n°4) ; un papier rouge dépolarisant (n°6) ; des traces d'abrasion dépolarisantes (n°8) ; une lamelle en verre (n°10) et un adhésif en aluminium anodisé non dépolarisant (n°11). Les états de polarisation de la source DFDP sont définis circulaire gauche et droit en insérant la lame quart d'onde après le collimateur. Une photographie de la scène et les images obtenues avec le démonstrateur sont présentées sur la Figure 85.

Les éléments qui renvoient le plus de lumière vers le détecteur sont bien visibles sur l'image DC [Figure 85(c)] qui est l'image d'intensité classique que l'on aurait obtenue avec un imageur actif standard. On distingue la feuille d'aluminium (n°4) et quelques éléments peu diffusants : les adhésifs polarisants (n°2) et les bandes adhésives (n°3 et 7). La bande adhésive n°9, qui est différente de celle utilisée pour les éléments n°3 et 7, apparaît sombre tout comme les éléments dépolarisants. L'image OBC [Figure 85(b)] révèle clairement les deux polariseurs infrarouges (n°1) fortement dichroïques avec un contraste similaire : $OBC \approx 1,1$, alors qu'ils n'étaient pas contrastés sur l'image d'intensité. Les valeurs maximales non-physiques d'OBC supérieures à 1 sont dues au fait qu'aucune compensation des gains entre les voies AC et DC n'a été appliquée. Les éléments diffusants n°2, 3 et 7, eux, visibles sur l'image DC présentent également un faible dichroïsme à $\lambda = 1550$ nm puisque l'on constate un très faible contraste par rapport à la plaque métallique non dichroïque.

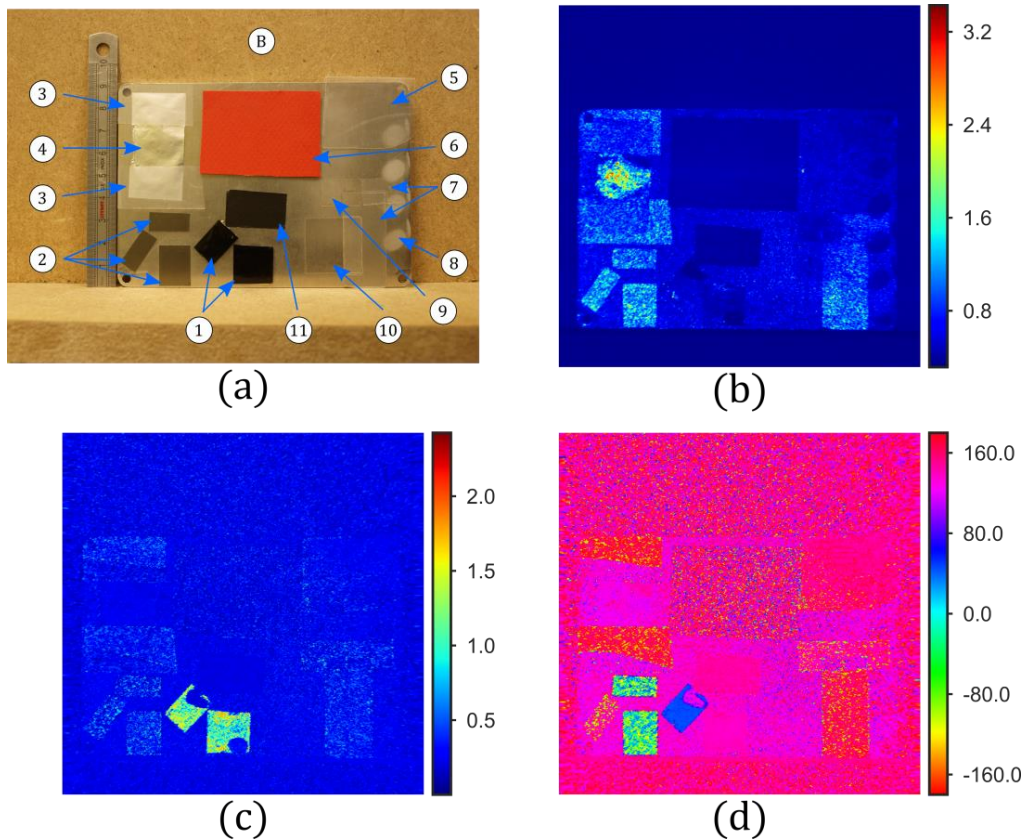


Figure 85 : (a) Photographie de la scène utilisée pour valider le fonctionnement du démonstrateur à une distance de 2 m. Divers éléments, numérotés de 1 à 11, sont disposés sur une plaque métallique de dimension 9x13 cm. Autour, le fond en bois est désigné par la lettre B. Les images DC (b), OBC (c) et ϕ (d), constituées de 512x512 pixels, sont acquises en 1,4 s. Les échelles de couleur sont exprimées respectivement en volts, sans unité et en degrés.

Les variations de la phase (ϕ) [Figure 85(d)] permettent de discerner légèrement chaque élément qui compose la scène. Nous avons déterminé les valeurs moyennes de la phase sur les deux polariseurs infrarouges (n°1) (zones de 30x30 pixels) avec $137^\circ \pm 3^\circ$ et $46^\circ \pm 2^\circ$. Ceci correspond, comme attendu, à une différence d'orientation approximative de 45° après calcul avec l'équation (II.22). Sur les rubans adhésifs n°3, on note une différence de phase entre deux parties. En effet, les rubans adhésifs sont constitués d'une première partie (haut des éléments) avec une seule couche de ruban adhésif et d'une seconde (bas des éléments) avec deux couches de ruban adhésif. C'est cette différence qui est mise en évidence sur l'image de phase à travers la variation de la biréfringence. En ce qui concerne les éléments peu dépolarisants (plaque métallique n°5, papier aluminium n°4) et dépolarisants (bois B, papier cartonné n°6, aluminium anodisé n°11), ils ne sont pas discernables sur l'image OBC ce qui peut être problématique pour les applications de détection de cibles.

Le démonstrateur que nous avons construit et caractérisé dans cette partie est capable de mettre en évidence des éléments dichroïques linéaires et de fournir simultanément leur orientation en un seul balayage laser de la scène. Dans la partie suivante, nous allons exploiter ce système d'imagerie sur un scénario de laboratoire.

III – Exploitation du démonstrateur

Il s'agit ici de comparer les atouts et les défauts du démonstrateur par rapport à un imageur OSC plein champ pour la détection d'éléments dans une scène. Nous explorerons ensuite une configuration expérimentale alternative du démonstrateur en employant des sources DFDP moins cohérentes que la source laser Tunics utilisée. Le recours à des sources peu cohérentes a pour but, d'une part, d'étendre le fonctionnement du démonstrateur à la majorité des sources lumineuses monomodes et, d'autre part, de réduire potentiellement le bruit de speckle.

III.1. Comparaison avec des images d'OSC

Nous comparons l'approche par brisure d'orthogonalité du démonstrateur avec la technique classique d'OSC. Une photographie de la scène utilisée est présentée sur la Figure 86. Celle-ci est construite à partir d'une feuille blanche sur laquelle des motifs noirs ont été imprimés. Sur ces motifs, trois polariseurs IR orientés à 0° (①), 45° (②) et 90° (③), ont été collés sur des feuilles d'aluminium de même taille pour que toute la lumière ne soit pas absorbée. Un adhésif en aluminium anodisé (④), fortement absorbant et non dépolarisant, a été dissimulé au sein d'une autre forme noire. Cette scène comprend donc un fond purement dépolarisant, trois éléments fortement dichroïques et un objet non dépolarisant.

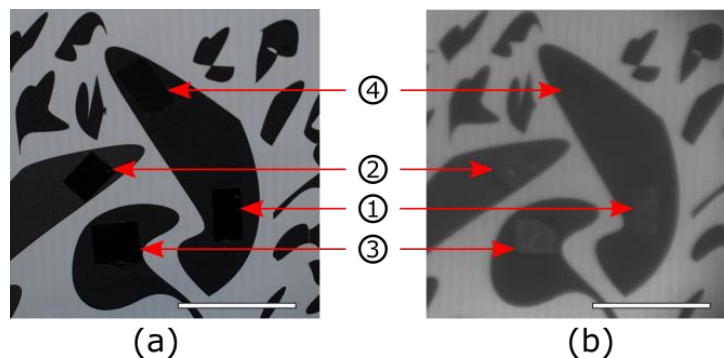


Figure 86 : Photographies visible (a) et infrarouge (b) de la scène. Les objets ① à ③ sont des polariseurs infrarouges orientés respectivement à 0° , 45° et 90° et placés sur des feuilles d'aluminium. L'élément ④ est un adhésif en aluminium anodisé. La barre d'échelle blanche représente 50 mm.

Avant de décrire les images acquises par le démonstrateur, nous nous sommes servis de la technique d'OSC pour vérifier la signature polarimétrique de cette scène simple. Pour cela, nous avons modifié le montage expérimental du démonstrateur. L'illumination de la scène est réalisée par l'émission spontanée amplifiée de l'EDFA (laser Tunics éteint). Le modulateur acousto-optique (MAO) n'est pas alimenté de telle sorte que seul un état de polarisation atteint la sortie du module externe de la source DFDP. Enfin, nous avons retiré la troisième lentille de l'optique de focalisation

afin de faire diverger le faisceau et donc d'éclairer toute la scène. La lumière rétrodiffusée par la scène est analysée à l'aide d'un polariseur NIR (LPNIRA050, Thorlabs) orientable manuellement. Une caméra InGaAs (640x512 pixels, Photonic Science) détecte ensuite la lumière analysée. À partir des deux images I_{\parallel} et I_{\perp} , acquises séquentiellement, et de l'équation (I.35), l'image d'OSC [Figure 87(a)] est calculée et comparée à l'image d'intensité IR de la scène [voir Figure 86(b)]. L'image d'OSC révèle clairement la présence du polariseur ① (OSC = 0,7), et de l'aluminium anodisé ④ (OSC = 0,3) par rapport au fond noir et blanc où le contraste est faible (OSC \approx 0,1). En outre, les motifs noirs sont homogénéisés avec les zones blanches sur l'image OSC attestant du comportement dépolarisant de la feuille blanche en papier et de l'encre noire formant les motifs. Les deux autres polariseurs infrarouges (② et ③) apparaissent plus sombres que le fond puisqu'ils sont tous deux caractérisés par un OSC nul. Ces valeurs sont en accord avec le calcul théorique de l'OSC lorsqu'on illumine un polariseur orienté à 45° ou 90° de la polarisation incidente. Ces deux éléments restent donc peu contrastés avec le fond dépolarisant.

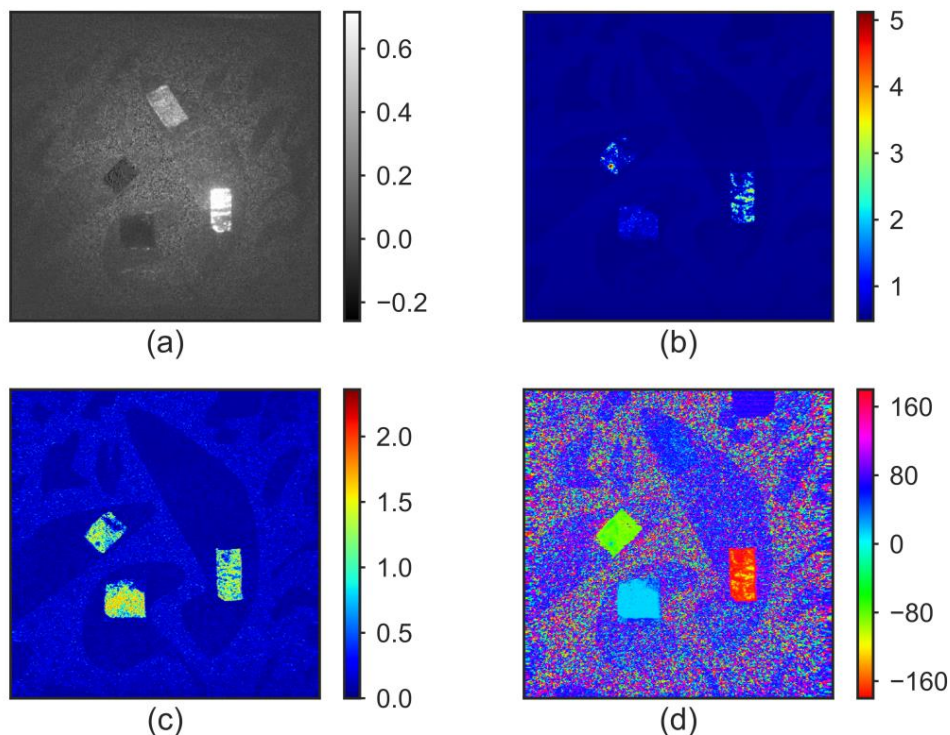


Figure 87 : Image OSC (a) plein champ de la scène. Images DC (b), OBC (c) et de phase ϕ (d) capturées et construites avec le démonstrateur.

Contrairement à l'OSC qui nécessite deux acquisitions pour réaliser une seule image de contraste, la brisure d'orthogonalité fournit de nombreuses informations en un seul balayage laser de la scène : l'intensité continue (DC), la phase (ϕ) et un contraste polarimétrique (OBC). L'utilisation d'états de polarisation circulaires à l'illumination permet de révéler uniformément les

trois polariseurs sur l'image OBC, Figure 87(c), tandis que la phase, Figure 87(d), renseigne sur leur orientation. L'adhésif en aluminium anodisé étant non dépolarisant, il ne brise pas l'orthogonalité du faisceau et aucun contraste n'apparaît par rapport au fond dépolarisant environnant. Comme discuté dans le chapitre 2, la technique de brisure d'orthogonalité est insensible à la dépolarisation pure lorsqu'on moyenne suffisamment de grains de speckle. Par conséquent, le fond de la scène est censé fournir un OBC uniforme. Malgré cela, les motifs restent visibles sur les images d'OBC et de phase. Cette différence par rapport à l'OSC (motifs fondus dans le fond) est en réalité un artefact. Elle est due à l'absence de correction du courant d'obscurité du signal DC de la photodiode affectant essentiellement les zones de faible contraste et également à l'absence de calibration de la démodulation. En outre, l'absence de compensation des gains entre les voies AC et DC entraîne de nouveau des valeurs d'OBC non physiques supérieures à 1.

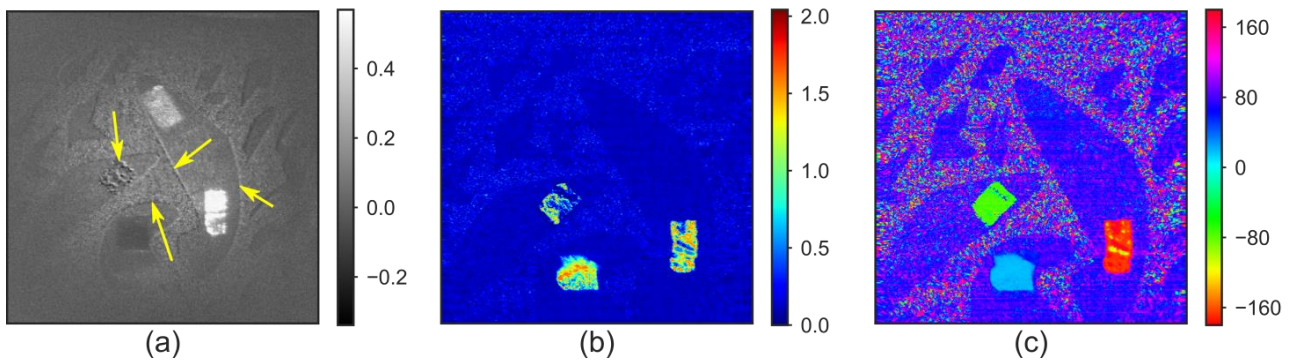


Figure 88 : Images OSC (a), OBC (b) et de phase ϕ (c) de la scène à travers des turbulences.

L'approche par brisure d'orthogonalité ne nécessite qu'une seule acquisition par rapport aux techniques plus classiques telles que l'OSC. Pour illustrer l'importance de ce point, de nouvelles acquisitions d'OSC et de brisure d'orthogonalité ont été réalisées sur la même scène en présence de turbulences sur le chemin du faisceau. Expérimentalement, une plaque chauffante (dont la surface est à une température d'environ 450°C) est insérée entre la scène et les systèmes d'illumination et de détection. L'échauffement de l'air à la surface de la plaque, sous le trajet optique de la lumière, induit des variations locales de l'indice de l'air environnant qui se traduisent par le déplacement du faisceau laser d'éclairage et de la lumière rétrodiffusée par la scène. Cela induit des déformations géométriques sur les images d'OBC et de phase, Figure 88(b-c). Comme dans le cas d'une scène statique, l'information polarimétrique est acquise instantanément en chaque point de la scène rencontrée par le faisceau laser assurant la fiabilité de la mesure polarimétrique. À l'inverse, pour une scène dynamique, l'image d'OSC construite à partir de deux acquisitions séquentielles [Figure 88(a)] est dégradée par des artefacts polarimétriques (indiqués par quatre flèches jaunes) qui apparaissent sur les bords des motifs noirs et sur un polariseur du fait de la superposition erronée

des deux images déformées. Pour les applications de détection de cibles en conditions réelles, ces artefacts peuvent se traduire par une décision incorrecte, qu'il s'agisse d'une fausse détection ou d'une détection manquée.

III.2. Exploitation du démonstrateur avec des sources de lumière peu cohérentes

À présent, nous abordons l'influence de la cohérence de la source DFDP sur les images acquises. En employant des sources peu cohérentes, on peut s'attendre à une réduction du bruit de speckle qui affecte les images DC, I et Q . Dans la suite de cette section, nous décrivons les sources lumineuses par leur largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda$ ou leur cohérence temporelle. Nous exploiterons des sources de largeur spectrale allant jusqu'à 20 nm.

III.2.1. Adaptation du démonstrateur avec une source accordable

Avant de pouvoir réaliser des acquisitions à l'aide de sources de différentes largeurs spectrales, il est important de veiller à ce que le fonctionnement du démonstrateur ne soit pas perturbé. En effet, lors du balayage de la longueur d'onde du laser Tunics entre 1500 et 1630 nm, il se produit un changement de la puissance optique d'illumination. L'amplificateur optique EDFA, dont le gain dépend de la longueur d'onde, est à l'origine de cette diminution de puissance (voir Figure 89).

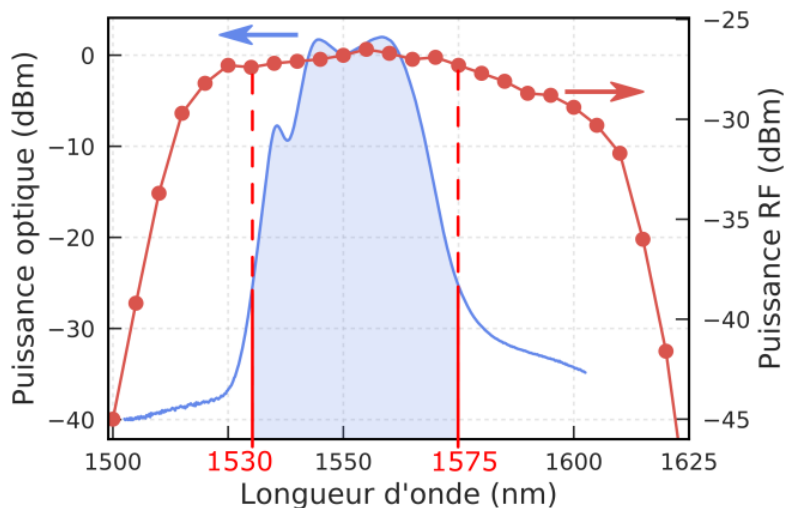


Figure 89 : Spectre optique (courbe bleue continue) de l'émission spontanée amplifiée de l'EDFA employé dans la source DFDP. L'intervalle 1530-1570 nm (aire bleue) correspond à la plage spectrale sur laquelle l'amplification est possible. La puissance du signal de battement à 80 MHz, en variant la longueur d'onde du laser entre 1500 et 1630 nm, est superposée en rouge.

Pour illustrer l'impact de l'EDFA sur la puissance optique d'illumination, nous avons mesuré la puissance électrique du signal de battement à 80 MHz, délivrée par la photodiode fibrée de la voie de référence [voir Figure 75(b)], et cela pour plusieurs longueurs d'onde comprises entre 1500 et 1630 nm. Ces puissances, relevées à la fréquence de 80 MHz, sont tracées en rouge sur la Figure 89.

Sur la plage spectrale 1530-1575 nm, la puissance à 80 MHz reste proche de -26 dBm malgré quelques variations résiduelles (inférieures à 1 dB) liées aux faibles variations de la puissance d'illumination et de l'état de polarisation dans la voie de référence. Les acquisitions seront donc limitées à cet intervalle afin de préserver un fonctionnement optimal du démonstrateur.

Le second problème qui se manifeste lorsque la longueur d'onde du laser est modifiée est la variation de l'état de polarisation du faisceau DFDP à la sortie 90% du coupleur fibré PM. Nous avons mesuré l'état de polarisation du faisceau lorsque le modulateur acousto-optique est éteint pour n'observer qu'un seul état de polarisation, en principe, linéaire sur une plage spectrale de ± 20 nm autour de 1550 nm (donnée du fabricant). L'évolution de l'état de polarisation du faisceau a été relevée en entrée et à la sortie du coupleur et est représentée sur la sphère de Poincaré sur la Figure 90 lorsque la longueur d'onde est variée entre 1500 et 1630 nm.

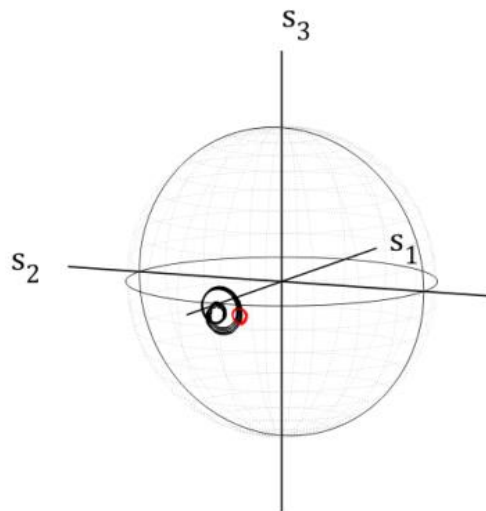


Figure 90 : Évolution de l'état de polarisation entre 1500 et 1630 nm à l'entrée du coupleur (trace rouge) et à la sortie du coupleur (trace noire).

On remarque que le faisceau envoyé à l'entrée du coupleur (correspondant au faisceau quittant le combineur polarisant (PBC) à la sortie du module DFDP) voit déjà son état de polarisation légèrement varier. Dès lors que le faisceau est injecté dans le coupleur PM, la superposition imparfaite de l'état de polarisation, légèrement elliptique, avec les axes propres du coupleur amplifie ces variations. Nous avons observé cet effet pour plusieurs composants PM testés (jarretières, coupleurs). Afin de limiter la variation de l'état de polarisation de la source DFDP, nous avons donc retiré le coupleur PM. Nous avons alors remplacé la voie de référence fibrée, générant le signal OL, par une voie équivalente en espace libre. Dans cette nouvelle configuration, nous utilisons la réflexion du faisceau DFDP sur le cube séparateur 50/50, situé après le collimateur, pour récupérer le signal de référence. Le faisceau réfléchi est focalisé sur une photodiode (EPITAXX ETX 300, de bande passante 300 MHz) à l'aide d'une lentille traitée

antireflet. Un polariseur IR placé devant la photodiode assure la génération du signal de battement. Néanmoins, lorsque tous les éléments sont parfaitement alignés, ils réfléchissent partiellement la lumière sur la surface de collection de la photodiode à avalanche entraînant la saturation des signaux des voies DC et AC. Pour éviter ce désagrément, nous avons désaligné ces trois éléments et avons inséré un diaphragme entre le cube séparateur et la lentille pour bloquer les réflexions parasites hors d'axe. Dans cette configuration, nous sommes parvenus à obtenir un signal de battement d'une puissance de -26 dBm. Malgré tout, de très faibles réflexions sont reçues par la surface active de la photodiode rehaussant le signal résiduel DC à une valeur de 350 mV au lieu de 300 mV dans la configuration initiale.

Le démonstrateur ainsi modifié préserve son fonctionnement optimal lorsque l'on varie la longueur d'onde du laser Tunics sur l'intervalle 1530-1575 nm. Nous allons étudier l'influence de la longueur d'onde du laser sur le comportement de la scène employée à la section III.1. Par ailleurs, cette configuration nous permettra d'utiliser des sources larges spectralement sur cet intervalle.

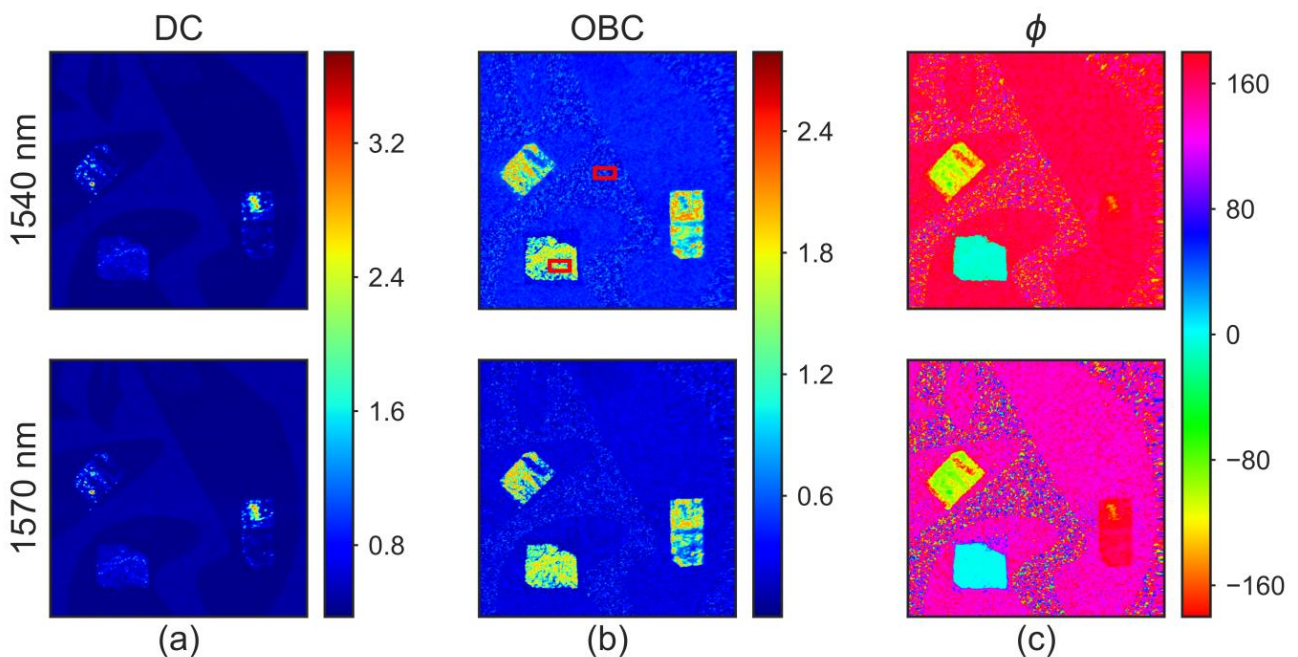


Figure 91 : Images DC (a), OBC (b) et de phase ϕ (c) des polariseurs IR de la scène test aux longueurs d'onde de 1540 nm (ligne du haut) et 1570 nm (ligne du bas). Les cadres rouges sur l'image OBC (b) à 1540 nm délimitent deux zones utilisées pour calculer la moyenne et l'écart-type des valeurs sur 40x20 pixels (voir Figure 92).

Un faisceau DFDP à états circulaires éclaire la scène située à une distance de 2 m. Cinq balayages sont réalisés séquentiellement de 1530 à 1570 nm par pas de 10 nm. Les résultats aux longueurs d'onde de 1540 et 1570 nm sont affichés sur la Figure 91. Les images DC, OBC et ϕ sont similaires aux deux longueurs d'onde. Elles mettent en évidence les trois polariseurs sur l'OBC et la phase donne leur orientation. On remarque toutefois des différences sur le fond des images OBC et

ϕ dues aux faibles variations de la puissance RF du signal OL. Les valeurs moyennes de l'OBC sont calculées sur 40×20 pixels pour deux zones encadrées sur la Figure 91(b) : (i) un polariseur infrarouge (③, voir Figure 86) et (ii) une partie blanche du fond dépolarisant. Les résultats sont tracés en fonction de la longueur d'onde sur la Figure 92. Sur les deux zones étudiées, l'OBC (non calibré) est sujet à des variations provenant en majorité des dérives résiduelles de la puissance RF (Figure 89). Elles perturbent la détermination du signal de battement $|AC|$ donc l'OBC. Pour autant, les résultats restent constants dans l'ensemble validant ainsi la capacité du démonstrateur à mettre en évidence des contrastes polarimétriques sur l'intervalle 1530-1570 nm. Si la réponse des échantillons variait sur la plage de longueurs d'onde sondée, on pourrait s'attendre à voir des changements sur les images de contraste. De manière générale, peu de scènes présentent des changements importants sur une plage spectrale aussi restreinte. Cela va nous permettre de diminuer fortement la cohérence de la source dans l'intervalle 1530-1575 nm sans avoir à nous soucier des propriétés spectrales de la source.

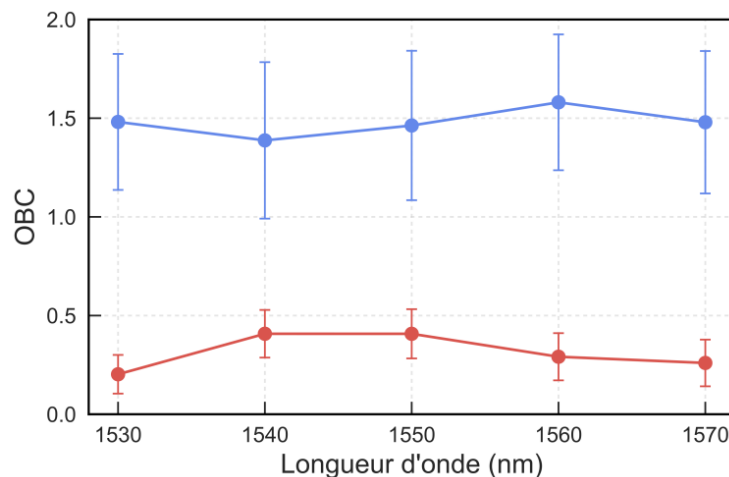


Figure 92 : Évolution des valeurs moyennes d'OBC en fonction de la longueur d'onde sur les deux zones encadrées en rouge sur la Figure 91(b). La courbe bleue correspond aux valeurs obtenues sur le polariseur IR (i) et la courbe rouge, sur le fond blanc (ii). Les barres d'erreurs sont calculées à partir de l'écart-type des valeurs comprises dans les cadres (40×20 pixels).

III.2.2. Influence de la cohérence de la source lumineuse

Nous comparons la qualité des images capturées avec trois sources dont les largeurs spectrales sont comprises dans la plage spectrale étudiée précédemment. Tout d'abord, l'utilisation de sources peu cohérentes nécessite d'équilibrer très précisément la longueur des deux bras du montage type Mach-Zehnder réalisant la source DFDP. Dans le cas contraire, le bruit de phase (voir section II.1.2 de ce chapitre) de la source optique diminuera le contraste jusqu'à l'annuler pour une source large spectralement. En utilisant la source laser Tunicas, de longueur de cohérence $l_{tunicas}^{coh} > 800$ m, l'équilibrage de la longueur des deux bras est réalisé grossièrement à 30 cm. Avec une source large

spectralement, telle que l'émission spontanée amplifiée de l'EDFA de longueur de cohérence $l_{EDFA}^{coh} = 0,12$ mm, il sera nécessaire d'ajuster la différence de longueur de fibre entre les deux bras avec une précision supérieure à 0,1 mm. Par conséquent, nous avons remplacé les 4 m de fibre optique PM (voir section II.1.2), insérée sur le bras de la source DFDP sans le modulateur acousto-optique, par 4,35 m de fibre PM. Nous y avons également introduit une ligne à retard variable fibrée PM (MDL-1-6-FA-P, Newport) dont la précision de retard est de 1 fs et la plage d'accordabilité est de 560 ps, soit 17 cm.

Nous comparons expérimentalement l'influence de la cohérence de la source lumineuse sur l'amplitude du battement généré avec la voie de référence [Figure 75(b)] en fonction du déséquilibre (différence de chemin optique) entre les bras de la source DFDP. La différence de chemin est contrôlée par la ligne à retard variable et l'amplitude du signal de la photodiode fibrée est mesurée à l'oscilloscope. Les résultats avec trois sources de différentes largeurs spectrales (voir Tableau 6) sont tracés sur la Figure 93.

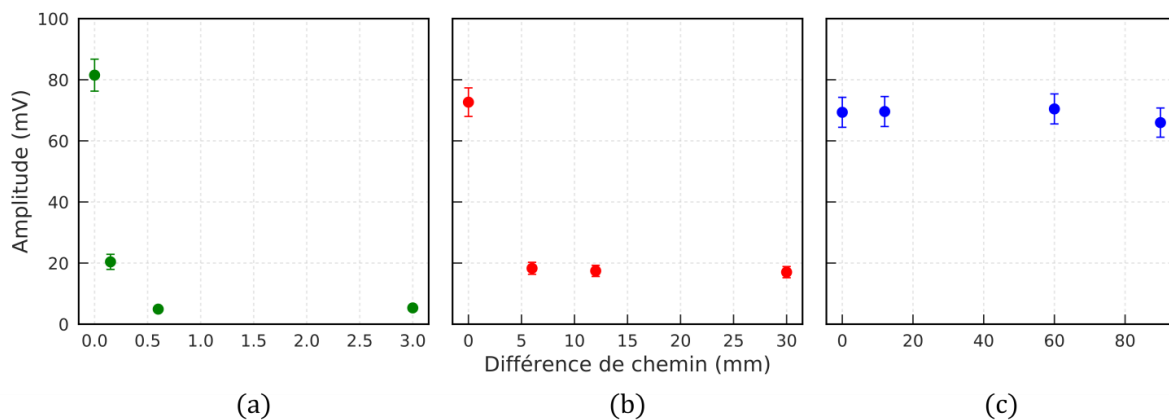


Figure 93 : Influence de la différence de chemin optique induit par la ligne à retard PM sur l'amplitude de modulation du signal de battement RF avec les sources peu cohérentes n°1 (a), n°2 (b) et la source très cohérente n°3 (c) dont les données sont récapitulées dans le Tableau 6. Une différence de chemin nulle implique que les deux bras de la source sont équilibrés en longueur.

On constate évidemment que la variation de la différence de chemin n'a aucun impact sur l'amplitude du battement généré par la source n°3 fortement cohérente puisque sa longueur de cohérence est largement supérieure (4 ordres de grandeur) à la différence de chemin optique maximale que peut induire la ligne à retard. Pour les deux sources plus larges spectralement (n°1 et 2), l'amplitude du battement diminue avec le retard introduit jusqu'à disparition complète lors de la perte de cohérence entre les deux ondes. Par la suite, la longueur des bras est égalisée finement avec la source n°1 de plus courte longueur de cohérence.

Tableau 6 : Comparatif des trois sources utilisées de largeurs spectrales différentes.

Numéro	Source	$\Delta\lambda$ (nm)	l^{coh} (mm)
1	Source large + amplificateur EDFA	20	0,12
2	Source large + filtre @ $\lambda_c = 1552$ nm + amplificateur EDFA	0,7	3,4
3	Laser Tunics + amplificateur EDFA	$<3.10^{-6}$	$>8.10^5$

Après avoir équilibré les bras de la source DFDP, nous avons réalisé des acquisitions avec les trois sources, dans un premier temps, sur une plaque métallique homogène (avec un polariseur à la détection), puis sur la scène utilisée à la section III.1 (Figure 86). La scène métallique nous permet d'étudier la nature du bruit qui domine les images (zones homogènes) lorsque la cohérence de la source lumineuse est variée. On peut remarquer qu'en étudiant une plaque métallique (pas un miroir), nous travaillons dans le cas le plus contraignant produisant un fort speckle. On ne s'intéresse qu'au cas où les valeurs sont largement supérieures au bruit du système de détection et où, initialement, un bruit de speckle dominait les mesures. Si le bruit observé sur les images est lié à la cohérence temporelle de la source lumineuse employée, on s'attend à diminuer sa variance en réduisant sa cohérence. Les histogrammes des signaux DC, I et Q sont calculés sur une zone homogène de 105x45 pixels au sein des images capturées sur une plaque métallique. Les résultats sont présentés sur la Figure 94. Pour chacune des sources, les histogrammes sont correctement approchés par des distributions Gamma indiquant la domination du bruit de speckle sur les images quelle que soit la cohérence de la source. On note toutefois des différences entre les valeurs moyennes des signaux mesurés avec les trois sources dues principalement à de faibles variations de la puissance optique (signaux DC) et la puissance RF du signal OL délivré par le bras de référence (signaux I et Q).

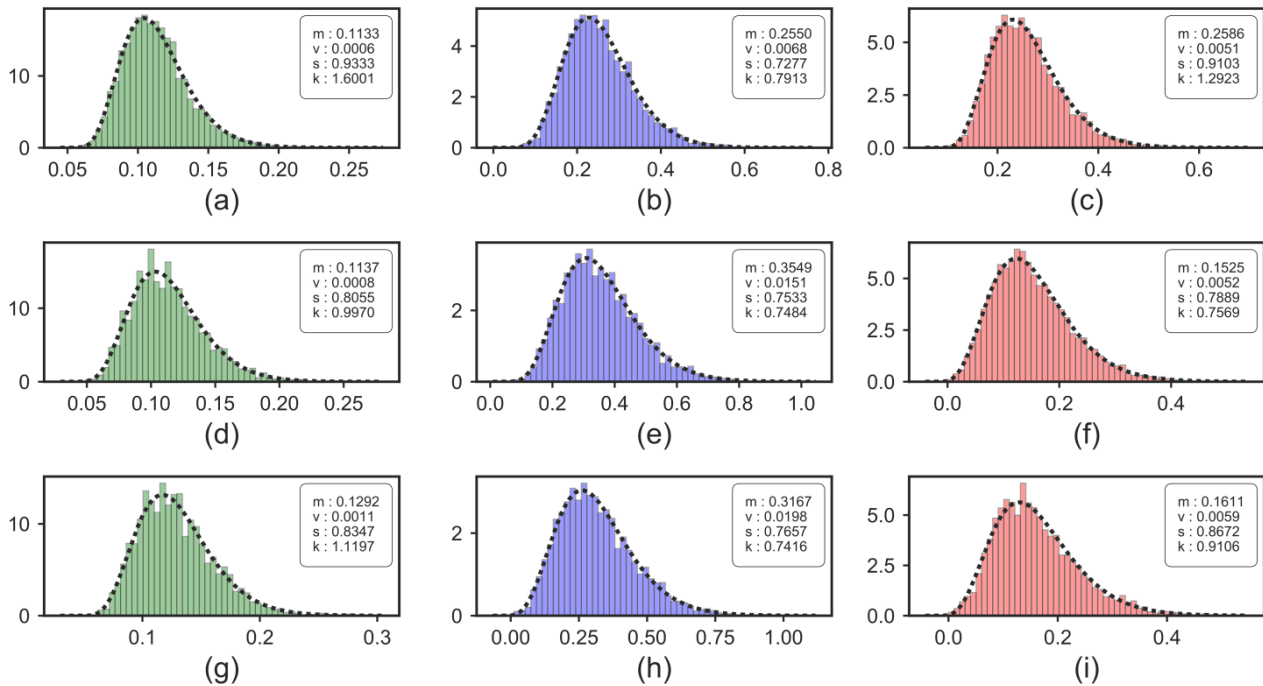


Figure 94 : Histogrammes (50 classes) calculés à partir de 105x45 pixels sur une plaque métallique éclairée par les sources peu cohérentes n°1 (a-c), n°2 (d-f) et la source fortement cohérente n°3 (voir Tableau 6). Les histogrammes (a), (d) et (g), en vert, sont calculés à partir des images DC, les histogrammes (b), (e) et (h), en bleu, sont calculés à partir des images I et les histogrammes (c), (f) et (i), en rouge, sont calculés à partir des images Q de chaque source. Tous les histogrammes sont approchés par des distributions Gamma superposées en pointillés noirs.

La cohérence temporelle de la source n'est donc pas à l'origine du bruit qui domine les images. Une explication possible de la présence de ce bruit serait plutôt liée à la cohérence spatiale de la source et à la configuration de mesure confocale à longue distance. Dans un fonctionnement non confocal, on devrait observer une réduction du speckle. Néanmoins, ces résultats restent intéressants d'un point de vue technique puisqu'ils indiquent que le démonstrateur développé fonctionne aussi bien avec une source très cohérente, telle que le laser Tunicus amplifié, qu'avec une source peu cohérente comme l'émission spontanée amplifiée de l'EDFA.

Pour illustrer la préservation des résultats avec des sources peu cohérentes, nous avons comparé les images d'OBC et de phase ϕ obtenues sur la scène test de la Figure 86 avec les trois sources (voir Figure 95). Alors que l'on ne discerne pas de différences sur les images d'intensité [Figure 95(a)] et d'OBC [Figure 95(b)], la phase du fond (noir et blanc) varie lorsque la source change [Figure 95(c)]. En effet, lors du changement de source, le calcul de la phase (plus particulièrement, le rapport Q/I) est fortement perturbé par la variation des valeurs résiduelles des signaux I et Q . Ces valeurs sont sensibles aux variations de la puissance RF de l'OL (utilisé pour la démodulation) qui sont provoquées par des différences de puissance optique entre les trois sources. Toutefois, sur les polariseurs IR, les signaux I et Q sont importants et peu affectés par ces variations. La phase

reste identique avec les trois sources. Le démonstrateur est donc capable de caractériser le dichroïsme indépendamment de la cohérence de la source lumineuse.

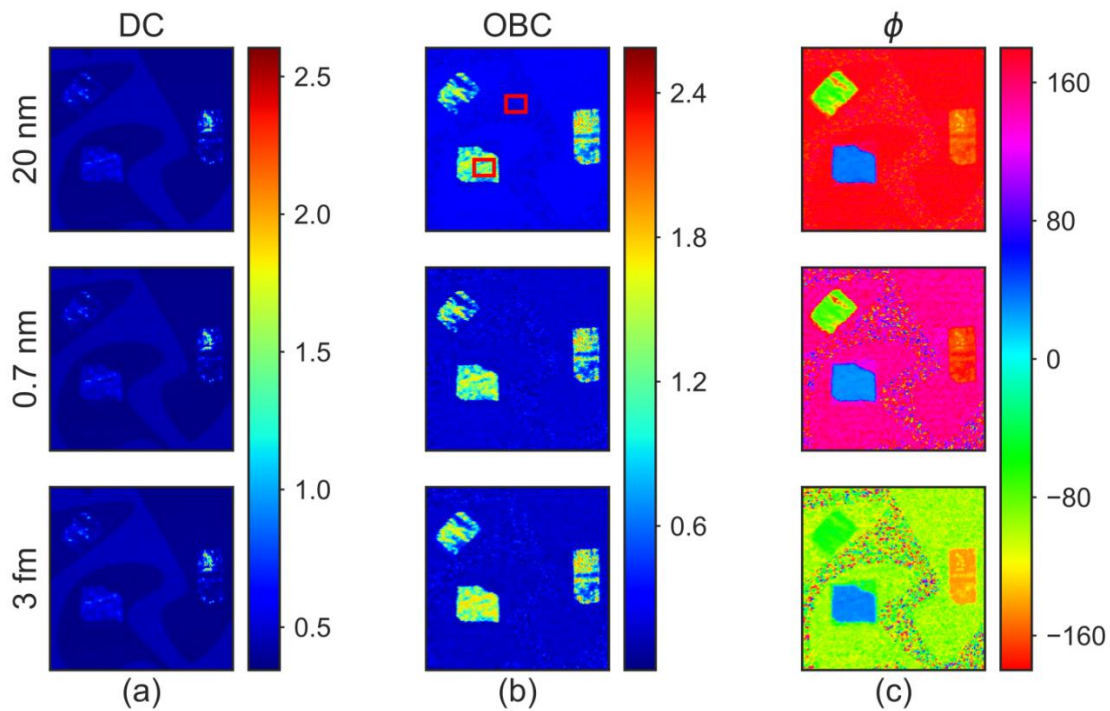


Figure 95 : Images (230x230 pixels) DC (a), OBC (b) et phase (ϕ) (c) de la scène test acquises avec la source n°1 de largeur spectrale à mi-hauteur de 20 nm (ligne du haut), avec la source n°2 de largeur spectrale à mi-hauteur de 0,7 nm (ligne du milieu) et avec la source n°3 de largeur à mi-hauteur de 3 fm (ligne du bas). Les deux cadres rouges sur l'image OBC de la ligne du haut désignent deux zones (sur un polariseur IR et sur le fond blanc) de 20x25 pixels pour lesquelles les moyennes des pixels des trois images OBC (b) sont calculées et tracées sur la Figure 96.

La Figure 96 quantifie cette observation puisque nous avons tracé l'évolution des valeurs moyennes de l'OBC et de la phase ϕ sur deux zones : (i) un polariseur IR (courbe bleue) et (ii) le fond blanc (courbe rouge). Sur le polariseur IR, le contraste et la phase restent constants car les signaux I et Q sont peu impactés par les variations de l'OL. Sur le fond blanc, le contraste varie très peu du fait des faibles changements du signal DC et des signaux résiduels I et Q entre les sources. À l'inverse, la phase ϕ est fortement impactée par les variations des signaux résiduels I et Q ce qui se traduit par une grande dispersion des valeurs moyennes (entre $\pm 100^\circ$) avec de forts écarts-types sur les valeurs calculées.

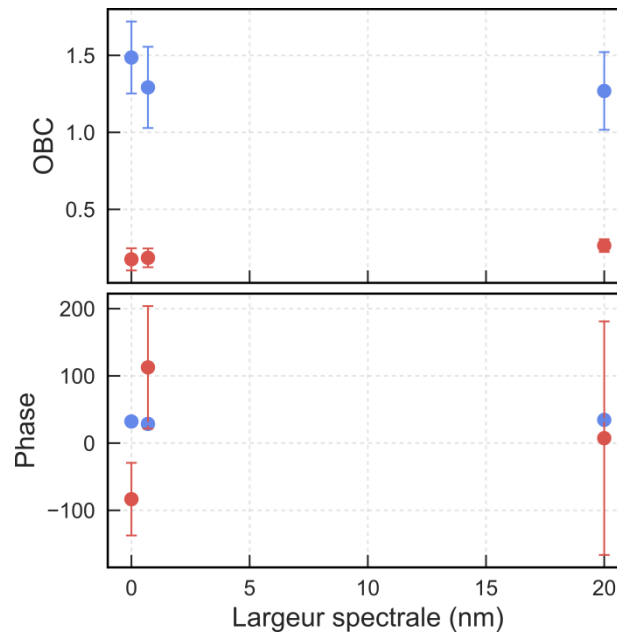


Figure 96 : Évolution des valeurs moyennes de l'OBC et de la phase en fonction de la largeur spectrale de la source employée sur une zone d'un polariseur IR (courbes bleues) et sur une zone du fond blanc (courbes rouges) de la scène test indiquées en rouge sur la Figure 95. Les barres d'erreurs sont calculées à partir de l'écart-type des valeurs d'OBC et de phase contenues dans chaque zone.

En résumé, au moyen de modifications mineures du démonstrateur, nous avons montré qu'il était possible de réaliser des acquisitions par brisure d'orthogonalité sur la plage spectrale de 1530 à 1570 nm, qu'il s'agisse de sources monochromatiques très cohérentes ou de sources larges peu cohérentes. Nous avons confirmé expérimentalement que le démonstrateur était capable de discriminer les éléments dichroïques linéaires en une seule acquisition. Cependant, l'incapacité du démonstrateur à révéler des contrastes de dépolarisation est problématique pour les applications de détection de cibles.

Nous proposons, dans la section suivante, d'adopter le raisonnement inverse en brisant volontairement l'orthogonalité au niveau du démonstrateur pour espérer voir des contrastes sur des objets ne brisant pas l'orthogonalité.

IV – Technique de brisure d'orthogonalité induite

Précédemment, nous avons montré que la technique de brisure d'orthogonalité est insensible à la dépolarisation, propriété que nous confirmerons avec le démonstrateur, dans la section IV.1, sur deux scènes classiquement rencontrées pour la détection de cibles. Or, l'état de l'art mené à la section I de ce chapitre a clairement mis en évidence, pour cette application, que le paramètre d'intérêt est un contraste de dépolarisation pour lequel la technique OSC est particulièrement bien adaptée (simplicité de mise en œuvre, forts contrastes).

Malgré l'absence de contraste de dépolarisation avec le démonstrateur, ce système d'imagerie par balayage laser demeure intéressant : (i) la puissance optique déposée sur la scène est maximisée, (ii) l'information polarimétrique obtenue sur des scènes dynamiques (en mouvement) est préservée, et (iii) les mesures par brisure d'orthogonalité sont réalisables à haute vitesse. Alors, plutôt que de rechercher des éléments brisant l'orthogonalité du faisceau, nous avons employé une approche opposée dans laquelle la brisure de l'orthogonalité est forcée pour faire apparaître des contrastes entre les éléments affectant l'amplitude du signal de battement. Pour cela, la brisure d'orthogonalité est induite par l'insertion d'un élément d'analyse de polarisation devant le détecteur. Si l'échantillon imagé n'affecte pas l'orthogonalité du faisceau, l'amplitude du battement sera maximale. Dans le cas d'un échantillon fortement dépolarisant, la présence de battements locaux aléatoirement orientés réduira fortement l'amplitude du signal. Ainsi, on s'attend à observer un contraste inverse de dépolarisation.

Dans cette section, nous montrerons qu'il est possible d'obtenir un contraste de dépolarisation ou un contraste d'anisotropie linéaire (biréfringence et dichroïsme) pour deux configurations simples de l'analyseur. Ces deux modalités seront étudiées théoriquement et expérimentalement. Nous proposerons également un protocole de discrimination des effets polarimétriques basé sur la combinaison de ces deux nouvelles modalités avec celle initiale de brisure d'orthogonalité. Ce protocole sera illustré sur les scènes étudiées aux sections III.1 et IV.1 de ce chapitre. Nous discuterons enfin le potentiel de la modalité de brisure d'orthogonalité induite pour les applications de détection de cibles et de décamouflage.

IV.1. Application de la brisure d’orthogonalité à la détection de cibles

Dans cette première section, nous validons l’insensibilité du démonstrateur aux contrastes de dépolarisation pure sur deux scènes de laboratoire reproduisant les scénarios rencontrés pour les applications de décamouflage ou de détection de cibles. Nous allons comparer les résultats du démonstrateur à ceux obtenus avec la technique OSC mise en œuvre précédemment à la section III.1.

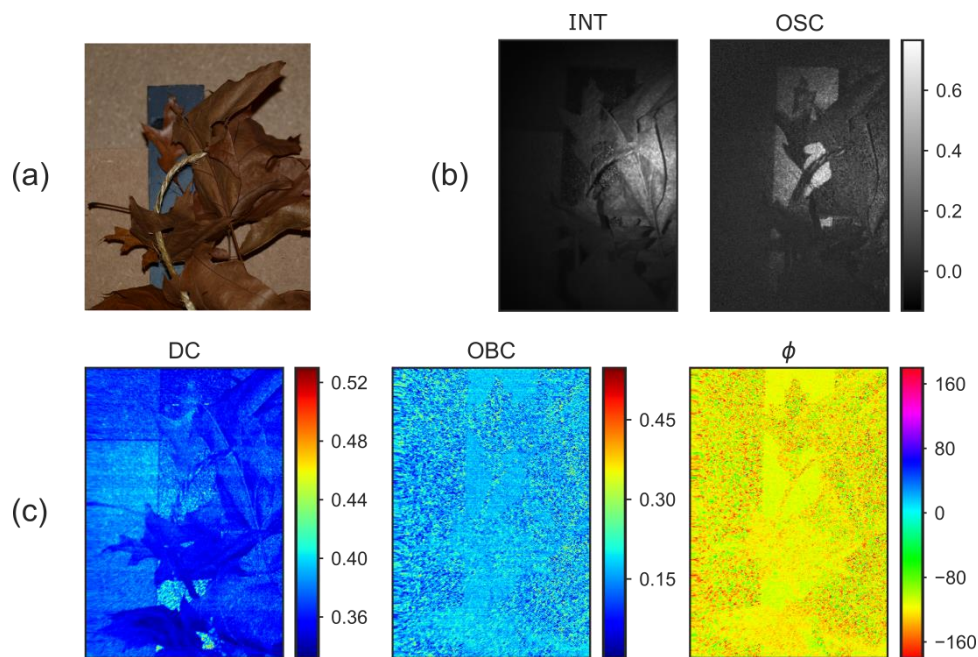


Figure 97 : (a) Photographie d'une scène constituée d'une plaque recouverte d'un adhésif en aluminium anodisé (noir), posée sur des planches en bois et dissimulée par des feuilles. (b) Images d'intensité (INT) et de contraste (OSC) acquises par imagerie OSC plein champ. (c) Images d'intensité DC, d'OBC et de phase ϕ acquises avec le démonstrateur.

La première scène [Figure 97(a)] est constituée d'une plaque métallique noire placée sur des planches en bois (fond) et dissimulée par des feuilles. La technique d'OSC plein champ [Figure 97(b)] permet de révéler nettement la plaque métallique, non dépolarisante, par rapport au fond et aux feuilles environnantes, fortement dépolarisants. En ce qui concerne les images de brisure d'orthogonalité [OBC et ϕ sur la Figure 97(c)], aucun contraste n'apparaît. Toutefois, on remarque que le bruit de la photodiode affecte fortement l'image DC où l'on peut apercevoir faiblement le bas de la plaque (signal DC $\approx 0,4$ V) entourée de feuilles (DC $\approx 0,35$ V). De manière globale, la technique de brisure d'orthogonalité n'apporte aucune information sur cette scène.

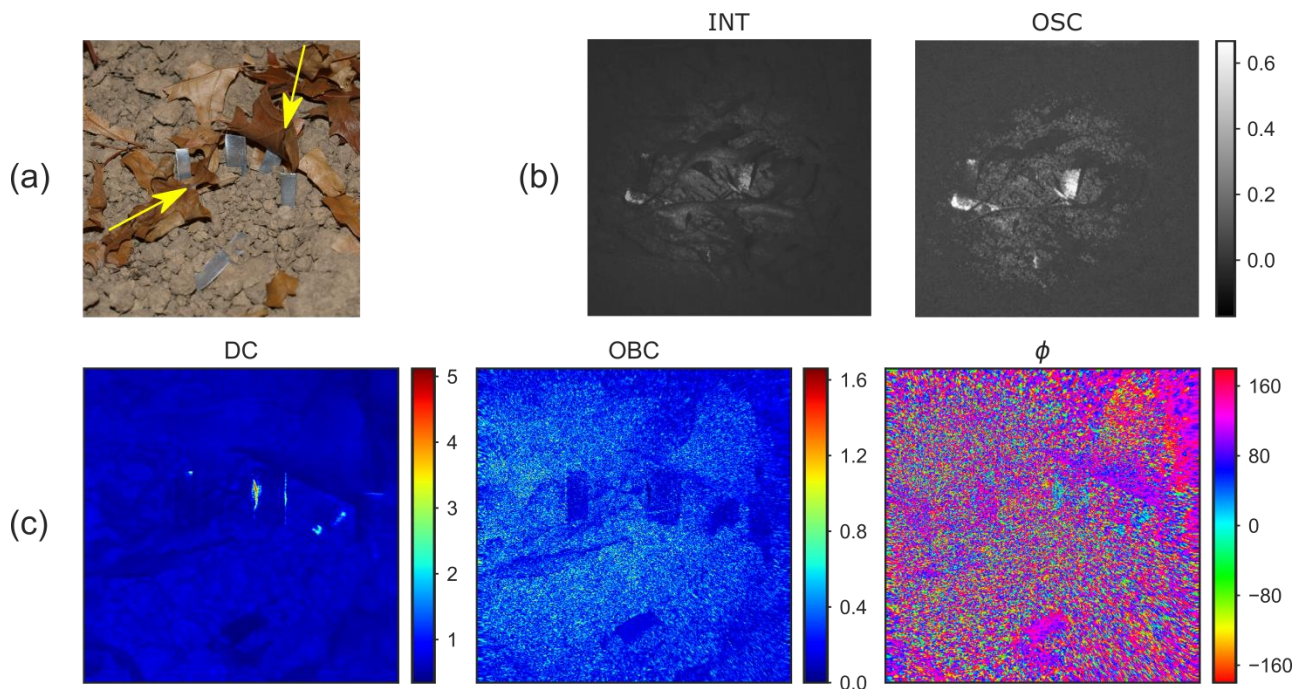


Figure 98 : (a) Photographie d'une scène constituée de terre disposée sur une plaque pour incliner la scène d'un angle de 30° . Des fragments métalliques (indiqués par les flèches jaunes) sont placés sur la terre et légèrement recouverts de feuilles. (b) Images d'intensité (INT) et de contraste (OSC) capturées par imagerie OSC plein champ. (c) Images DC, d'OBC et de phase (ϕ) acquises avec le démonstrateur sur une distance d'imagerie de 80 cm.

La seconde scène étudiée est composée de terre sur laquelle quatre fines plaques métalliques ont été placées et recouvertes sommairement par des feuilles [Figure 98(a)]. La scène a été approchée à une distance de 80 cm de l'optique de focalisation du démonstrateur afin de récolter suffisamment de lumière sur la photodiode et éviter la perte du signal DC dans le bruit de détection lorsque la terre (de faible albédo) est imagée. La mise au point est effectuée en ajustant la position de la lentille frontale. Les résultats sont présentés sur la Figure 98(c). Bien que l'on décèle sur l'image DC quelques réflexions provenant des objets métalliques, aucun contraste n'est visible sur les images d'OBC et de phase. Dans le cas de l'imagerie OSC, deux fragments métalliques peu visibles sur l'image d'intensité apparaissent sur l'image de contraste [Figure 98(c)]. Les deux autres fragments sont dissimulés par des feuilles et ne sont pas visibles.

Alors qu'une méthode d'imagerie OSC plein champ est capable de révéler de forts contrastes de dépolarisation sur les deux scènes présentées, les images obtenues avec la technique de brisure d'orthogonalité ne révèlent aucun contraste. Par conséquent, ces deux nouvelles scènes, ajoutées aux études théoriques et expérimentales décrites à la section I.2 du chapitre 2 et aux sections II.2.4 et III.1 de ce chapitre, confirment l'incapacité de la technique de brisure d'orthogonalité à révéler des contrastes de dépolarisation pure. Pour détecter ces contrastes avec la technique de brisure d'orthogonalité, nous proposons d'insérer un élément d'analyse devant le détecteur pour « forcer » la brisure de l'orthogonalité polarimétrique. La section suivante traite les aspects théoriques de deux

nouvelles modalités dérivées de l’approche par brisure d’orthogonalité et adaptées à la détection d’éléments purement dépolarisants ou d’éléments biréfringents en un seul balayage de la scène.

IV.2. Approche théorique de la brisure d’orthogonalité induite

Pour déterminer les expressions théoriques de l’intensité lumineuse détectée, nous employons le formalisme de Stokes-Mueller instantané introduit et utilisé dans la section I du chapitre 2. Dans le cas général, on peut représenter le calcul du vecteur de Stokes instantané $\vec{S}_{\text{out}}(t)$ de la lumière collectée par la photodiode après réflexion sur la scène [voir l’équation (II.11)] avec l’expression :

$$\vec{S}_{\text{out}}(t) = \mathbf{M}_{\text{PSA}} \cdot \mathbf{O} \cdot \mathbf{M}_{\text{scene}}^T \cdot \mathbf{O}^{-1} \cdot \vec{S}_{\text{in}}(t), \quad (\text{IV.2})$$

où \mathbf{M}_{PSA} est la matrice de Mueller de l’analyseur, $\mathbf{M}_{\text{scene}}$, la matrice de Mueller de la scène, $\vec{S}_{\text{in}}(t)$, le vecteur de Stokes de la source DFDP, et avec $\mathbf{O} = \text{diag}(1,1,-1,1)$, la matrice de passage du système de coordonnées en configuration de réflexion sur la scène. L’intensité mesurée par la photodiode correspond au 1^{er} élément du vecteur de Stokes $\vec{S}_{\text{out}}(t)$. Nous avons exploré de multiples configurations en utilisant soit des états linéaires, soit des états circulaires à l’illumination et des états soit linéaires, circulaires ou elliptiques à l’analyse. Parmi la multitude de configurations disponibles, nous avons fait le choix de n’en conserver que deux. Elles sont, avant tout, simples à mettre en œuvre et complémentaires à la modalité initiale (sans analyseur) de brisure d’orthogonalité pour mettre en évidence et isoler les effets de dichroïsme, de biréfringence et de dépolarisation.

IV.2.1. Brisure d’orthogonalité induite par un analyseur linéaire

La première modalité que l’on décrit est celle envisagée pour la mise en évidence de contraste de dépolarisation. Cette technique consiste à éclairer la scène à l’aide d’un faisceau DFDP à états de polarisation circulaires et à analyser la lumière renvoyée par la scène avec uniquement un analyseur linéaire, orienté dans ce qui suit à 90° (polarisation verticale).

Comme décrit à la section I.1.3 du chapitre 2, une source DFDP à polarisations circulaires peut être représentée comme un faisceau dont le champ électrique passe périodiquement par tous les états de polarisation linéaires. Si la lumière est parfaitement réfléchi, l’insertion d’un analyseur linéaire à la détection entraîne l’oscillation périodique du signal détecté sur un détecteur rapide entre un maximum, lorsque le champ instantané du faisceau est parallèle à l’orientation de l’analyseur, et un minimum lorsqu’ils sont perpendiculaires. L’amplitude du battement est alors la différence entre ces deux extrema. La Figure 99 illustre schématiquement l’équivalence de cette situation de mesure avec la technique OSC. En effet, cette dernière consiste à acquérir une image de

l'intensité maximale (I_1), en orientant parallèlement l'analyseur (A_1) à l'état de polarisation de l'illumination, puis une image de l'intensité minimale (I_2) en orientant l'analyseur perpendiculairement (A_2). Le calcul de l'OSC [voir équation (I.35)] est alors similaire à celui de l'OBC qui est le rapport de la différence entre ces deux valeurs extrema et leur somme. En conséquence, la technique de brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire est censée accéder aux mêmes informations que la technique OSC en une seule mesure extrêmement rapide.

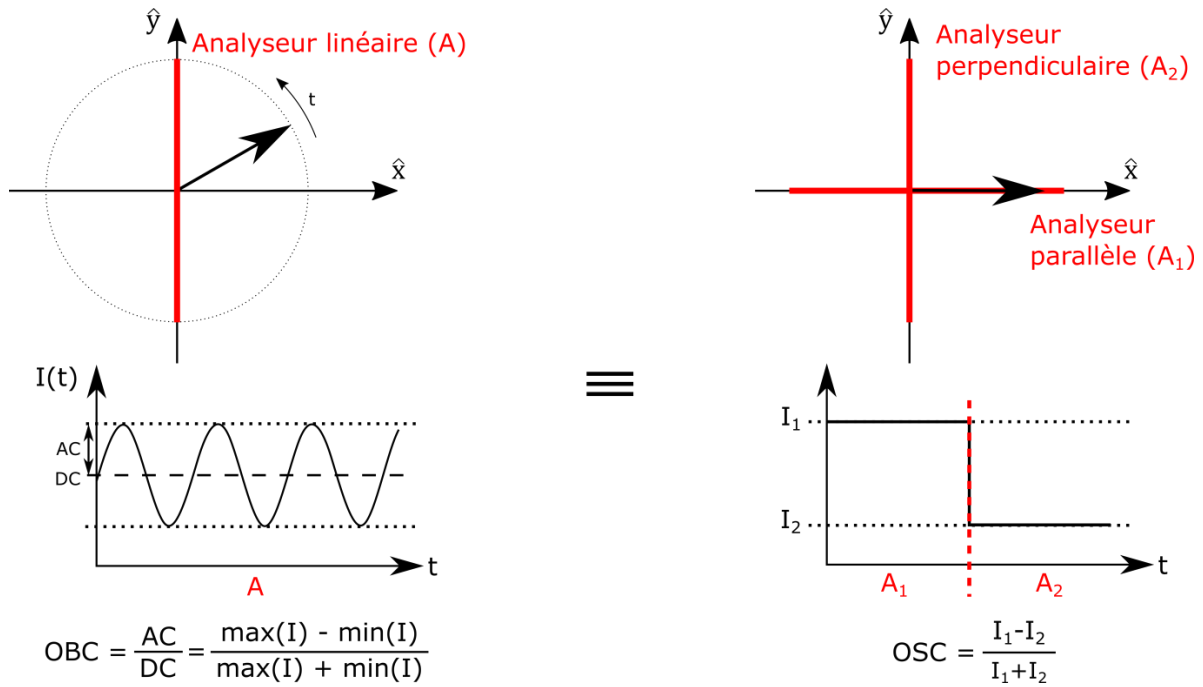


Figure 99 : Illustration de l'équivalence entre la modalité induite linéaire (côté gauche) et la technique d'OSC (côté droit). La première ligne décrit l'évolution du champ électrique instantané de la lumière (flèche noire) et les états filtrés par les analyseurs (en rouge). La deuxième ligne décrit l'intensité détectée en fonction du temps. La troisième ligne fournit l'équivalence des expressions du contraste entre les deux techniques.

Nous déterminons théoriquement l'équivalence des expressions d'OBC et d'OSC entre ces deux techniques lorsqu'un échantillon purement dépolarisant est sondé. À partir de l'équation (IV.2), on exprime le vecteur de Stokes instantané de la lumière collectée par le détecteur :

$$\vec{S}_{\text{out}}(t) = \mathbf{M}_{\text{polV}} \cdot \mathbf{O} \cdot \mathbf{M}_{\text{scene}}^T \cdot \mathbf{O}^{-1} \cdot \vec{S}_C(t), \quad (\text{IV.3})$$

où \mathbf{M}_{polV} est la matrice de Mueller de l'analyseur linéaire [voir équation (I.27)] supposé parfait ($d = 1$ et $\rho = 1/2$) et orienté selon l'axe \vec{y} ($\psi = 90^\circ$), et $\vec{S}_C(t)$, le vecteur de Stokes instantané du faisceau DFDP à états circulaires [voir équation (II.8)]. On montre alors que dans le cas où la scène se comporte comme un élément purement dépolarisant $\mathbf{M}_{\text{scene}} = \mathbf{M}_\Delta$ [voir équation (I.29)], l'expression de l'intensité [calcul détaillé à l'annexe AII.2.1-(a)] fournit un contraste de brisure d'orthogonalité et une phase de la forme :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_{ind.lin.} &= P_{L1}, \\ \angle I_{out,ind.lin.}^{\Delta\omega t} &= \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

où l'indice *ind. lin.* désigne la modalité induite avec un analyseur linéaire orienté à 90°.

La mise en œuvre de la technique OSC sur un échantillon purement dépolarisant entraîne le calcul du vecteur de Stokes de la lumière détectée : $\vec{S}_{out,i} = \mathbf{M}_{pol,i} \cdot \mathbf{M}_{\Delta} \cdot \vec{S}_{in}$, où l'indice *i* désigne les configurations parallèle (||) ou croisée (⊥) de l'analyseur. Le vecteur de Stokes d'entrée \vec{S}_{in} désigne un faisceau polarisé horizontalement (0°) (ou verticalement, soit 90°). Les expressions théoriques des intensités sont de la forme : $I_{||} = 1 + P_{L1}$ et $I_{\perp} = 1 - P_{L1}$. D'après l'équation (I.35), l'OSC vaut donc :

$$\text{OSC} = P_{L1}. \quad (\text{IV.5})$$

Les expressions de l'OBC_{ind.lin.} et de l'OSC, données respectivement par les équations (IV.4) et (IV.5), sont identiques, validant ainsi l'équivalence entre ces deux techniques sur des éléments purement dépolarisants. Par conséquent, la modalité de brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire fournit un contraste de dépolarisation en une unique acquisition et est donc, en théorie, adaptée aux applications défense de détection de cibles et de décamouflage.

Dès lors que la scène agit comme un élément dichroïque et/ou biréfringent, les expressions des intensités (de brisure d'orthogonalité et d'OSC) sont plus complexes et les contrastes dépendent des paramètres d'anisotropie. Bien qu'aucune expression triviale des contrastes n'émerge, les éléments dichroïques et/ou biréfringents ont une signature difficilement discernable des éléments purement non-dépolarisants. Alors que les éléments dichroïques peuvent être discriminés avec la modalité de brisure d'orthogonalité sans analyseur, il serait souhaitable de pouvoir également mettre en évidence des éléments biréfringents. En modifiant la configuration de l'analyseur devant la photodiode, nous avons mis au point une autre modalité qui permet de caractériser complètement la biréfringence linéaire.

IV.2.2. Brisure d'orthogonalité induite par un analyseur circulaire

Dans cette seconde modalité, la scène est illuminée par un faisceau DFDP à états circulaires et l'analyse de la lumière réfléchiée par la scène est assurée par un analyseur circulaire. Cet élément d'analyse est constitué d'une lame quart d'onde dont les axes propres sont orientés à 45° des axes propres d'un polariseur linéaire orienté selon l'axe \vec{y} (identique à la modalité précédente) et placé entre la lame de phase et le photodétecteur. Pour passer de la configuration précédente à cette

configuration (ou inversement), il suffit d'insérer (ou de retirer) la lame quart d'onde. En reprenant l'équation (IV.2), le vecteur de Stokes instantané de cette modalité s'exprime :

$$\vec{S}_{\text{out}}(t) = \mathbf{M}_{\text{polV}} \cdot \mathbf{M}_{\lambda/4} \cdot \mathbf{O} \cdot \mathbf{M}_{\text{scene}}^T \cdot \mathbf{O}^{-1} \cdot \vec{S}_{\text{C}}(t), \quad (\text{IV.6})$$

où $\mathbf{M}_{\lambda/4}$ est la matrice de Mueller de la lame quart d'onde [voir équation (I.19)] orientée à 45° du polariseur linéaire (supposé parfait, $d = 1$ et $\rho = 1/2$) suivant l'axe \vec{y} de matrice de Mueller \mathbf{M}_{polV} .

L'expression théorique de l'intensité détectée est ensuite exprimée pour les différents effets polarimétriques rencontrés. Dans le cas d'un élément qui n'altère pas les états de polarisation de la source DFDP, on remarque que l'analyseur circulaire filtre un des deux états de polarisation circulaire du faisceau si bien qu'aucun signal de battement n'est produit. Plus généralement, pour un échantillon purement dépolarisant (matrice diagonale), l'intensité détectée ne contient aucun terme de battement : $I_{\text{out}}(t) = I_0/2$. Ce résultat est proche de celui rencontré en modalité sans analyseur mis à part l'absorption du polariseur (facteur $1/2$) réduisant l'intensité. De même pour un élément dichroïque, on montre que l'intensité est équivalente à celle rencontrée dans la modalité sans analyseur au facteur d'absorption près de l'analyseur [voir annexe AII.2.1-(b)]. En conséquence, le contraste et la phase sont reliés à l'orientation du dichroïsme linéaire de manière similaire à l'équation (II.22) (en configuration de réflexion) :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_{\text{ind.circ.}} &= d, \\ \angle I_{\text{out,ind.circ.}}^{\Delta\omega t} &= \frac{\pi}{2} - 2\psi_D, \end{aligned} \quad (\text{IV.7})$$

où l'indice *ind.circ.* désigne la modalité induite avec un analyseur circulaire et ψ_D est l'orientation du dichroïsme. Lorsque l'échantillon est dichroïque circulaire ou biréfringent circulaire, les axes propres du faisceau DFDP restent alignés avec ceux de l'analyseur si bien que l'orthogonalité n'est pas brisée.

Enfin, l'interaction entre un faisceau DFDP à états circulaires et un élément biréfringent linéaire entraîne la transformation des états de polarisation incidents en états elliptiques ou linéaires. Le passage de la lumière à travers l'analyseur circulaire offre un contraste et une phase de la forme :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_{\text{ind.circ.}} &= \sin(\delta), \\ \angle I_{\text{out,ind.circ.}}^{\Delta\omega t} &= -2\psi_B, \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

où ψ_B est l'orientation de la biréfringence. Les calculs de l'intensité sont fournis dans l'annexe AII.2.1-(b). On peut constater la similarité des expressions entre les équations (IV.7) et (IV.8), où le contraste est relié à l'anisotropie linéaire sondée (δ pour la biréfringence et d pour le dichroïsme) et la phase, à l'orientation (ψ). Par conséquent, cette modalité caractérise complètement les

anisotropies linéaires en une seule acquisition et demeure insensible aux anisotropies circulaires et à la dépolarisation pure.

IV.3. Application des modalités induites

La mise en application des modalités de brisure d’orthogonalité induites avec le démonstrateur passe en premier lieu par une légère modification du montage expérimental. Nous avons ainsi inclut la possibilité d’insérer un polariseur linéaire (LPNIRA050, Thorlabs) et une lame quart d’onde (à $\lambda = 1550$ nm) devant la photodiode à avalanche. Le polariseur est orienté à 90° de l’axe \vec{x} (axe horizontal). La lame quart d’onde est insérée entre le cube séparateur et le polariseur, et est orientée à 45° de l’axe principal du polariseur.

Le passage de la modalité sans analyseur aux modalités induites est réalisé manuellement en insérant le polariseur et/ou la lame quart d’onde. Dans la suite du manuscrit, nous pourrions mentionner ces deux techniques de brisure d’orthogonalité induite par les expressions « modalité induite linéaire » lorsque l’analyseur est linéaire et « modalité induite circulaire » lorsque l’analyseur est circulaire (lame quart d’onde suivie d’un polariseur).

IV.3.1. Validation expérimentale

La modalité de brisure d’orthogonalité sans analyseur a été validée sur une scène métallique (Figure 85) située à une distance de 2 m du démonstrateur et sur laquelle ont été disposés de multiples éléments dichroïque, biréfringent ou dépolarisant. Nous reprenons cette scène et en réalisons des acquisitions avec les deux modalités induites pour démontrer l’existence de nouveaux contrastes.

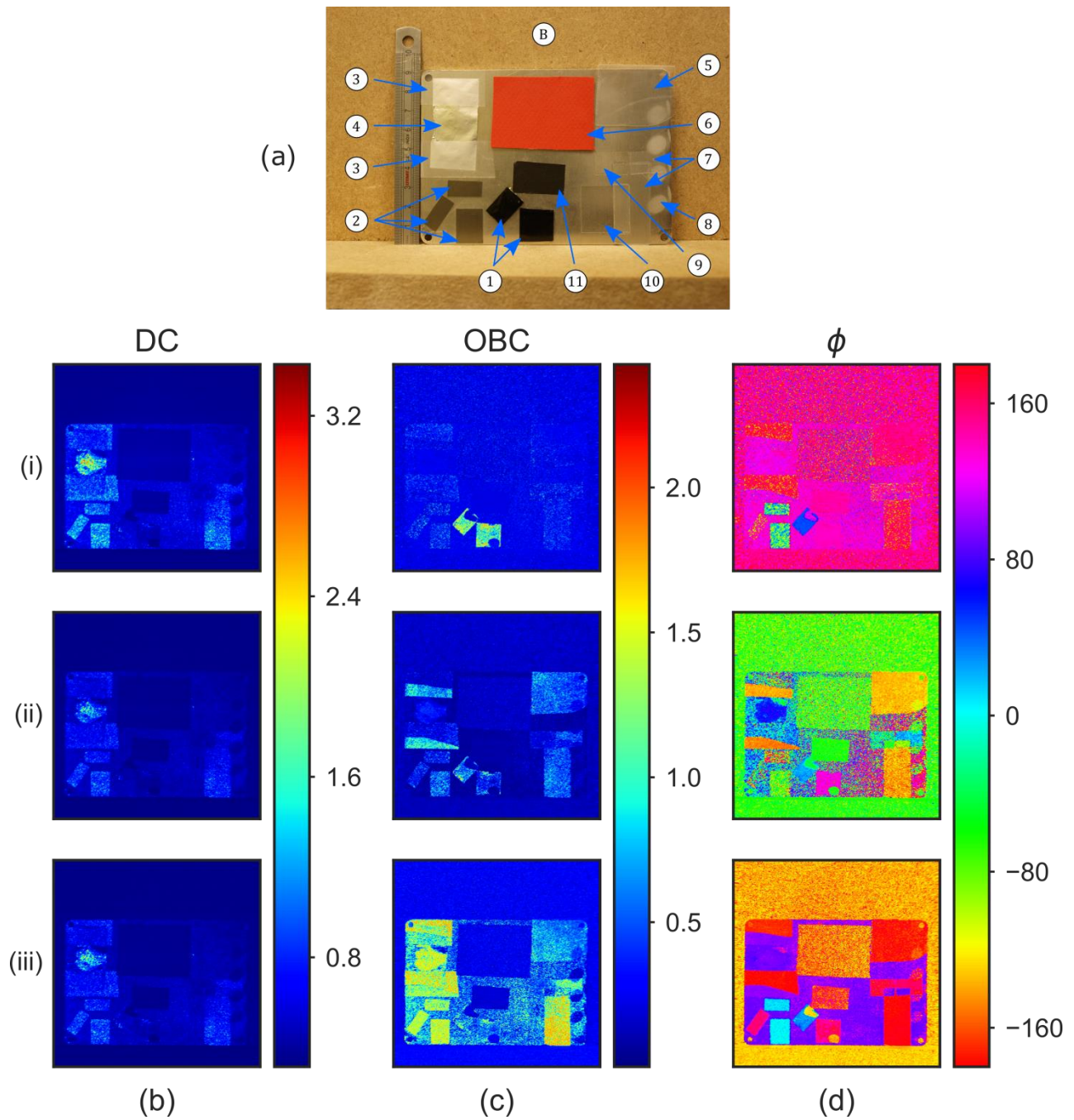


Figure 100 : (a) Photographie de la scène avec les numéros des éléments la constituant. Images DC (b), OBC (c) et de phase ϕ (d) de la scène employée à la section II.2.4 (page 167) pour valider l'utilisation des modalités classique (i), induite par analyseur circulaire (ii) et induite par analyse linéaire (iii).

La Figure 100 compare les images DC, OBC et ϕ obtenues avec chacune des trois modalités. Sur les images d'intensité (DC), on observe peu de différences entre les trois configurations mis à part pour les deux modalités induites où le signal collecté est plus faible compte tenu de l'absorption du polariseur linéaire placé devant la photodiode. Les images de contraste des modalités induites sont plus riches en information. En effet, l'analyse circulaire de la scène [Figure 100(ii)] met en évidence des éléments biréfringents ou dichroïques : bandes adhésives biréfringentes (n°3, 7 et 9),

adhésifs polarisants dans le visible (n°2) et polariseurs infrarouge (n°1), film plastique (n°5) sur un fond métallique non-dépolarisant sombre. On peut remarquer que l'OBC varie selon le retard introduit par les éléments. Par exemple, les bandes adhésives n°3 sont constituées de deux parties, de retards différents, qui sont bien discriminées. On constate que le contraste sur les deux polariseurs infrarouges (n°1) est réduit entre les modalités sans analyseur [Figure 100(i)] et avec analyseur circulaire [Figure 100(ii)], mais que ces éléments restent visibles dans les deux configurations. En outre, les images de phase indiquent que l'ajout de l'analyseur circulaire ne modifie pas fortement les valeurs obtenues. En quantifiant les valeurs sur deux zones de 30x30 pixels (pas parfaitement homogènes) sur les deux polariseurs infrarouge, nous avons calculé une différence d'environ 20° sur la phase entre les deux modalités avec une incertitude sur les résultats de la modalité induite de $\pm 5^\circ$, et de $\pm 1^\circ$ pour la modalité sans analyseur. Malgré ces différences de précision de mesure, probablement liées à un léger désalignement de l'analyseur introduit lors de son insertion devant le détecteur, ces deux modalités sont complémentaires pour distinguer les éléments biréfringents linéaires des éléments dichroïques linéaires.

Avec ces deux premières modalités, on peut remarquer que l'émission et, potentiellement, l'analyse d'états de polarisation à symétrie de révolution (états circulaires) permet de sonder les effets d'anisotropies linéaires. Alors, le contraste de brisure d'orthogonalité renseigne sur l'anisotropie indépendamment de son orientation, celle-ci étant donnée par la phase.

Enfin, les images acquises avec l'analyseur linéaire [Figure 100(iii)] font ressortir clairement la plaque métallique qui apparaissait sombre ou qui était confondue avec le fond en bois sur les deux autres modalités. Les objets biréfringents et dichroïques ne sont pas tous uniformément révélés, comme prédit théoriquement. Les éléments fortement dépolarisants (papier rouge n°6, traces d'abrasion n°8) restent sombres sur l'image OBC puisque leur coefficient de dépolarisation P_{L1} est faible, mais ils sont alors fortement contrastés par rapport à la plaque métallique non dépolarisante (avec $P_{L1} \approx 1$). Toutefois, bien que l'adhésif aluminium anodisé (n°11) se comporte comme un échantillon non-dépolarisant (voir section III.1), il n'apparaît pas sur l'image de contraste car il ne renvoie pas suffisamment de signal vers le détecteur.

Malgré tout, la combinaison des trois modalités de brisure d'orthogonalité recèle une mine d'informations que nous proposons d'organiser sous la forme d'un protocole de mesure dont l'objectif est de répondre aux besoins des applications de détection de cibles et de décamouflage.

IV.3.2. Protocole de discrimination des effets polarimétriques

Le protocole que nous introduisons prend appui sur la complémentarité des trois modalités de brisure d'orthogonalité utilisées précédemment. Le principe de ce protocole est détaillé dans la Figure 101.

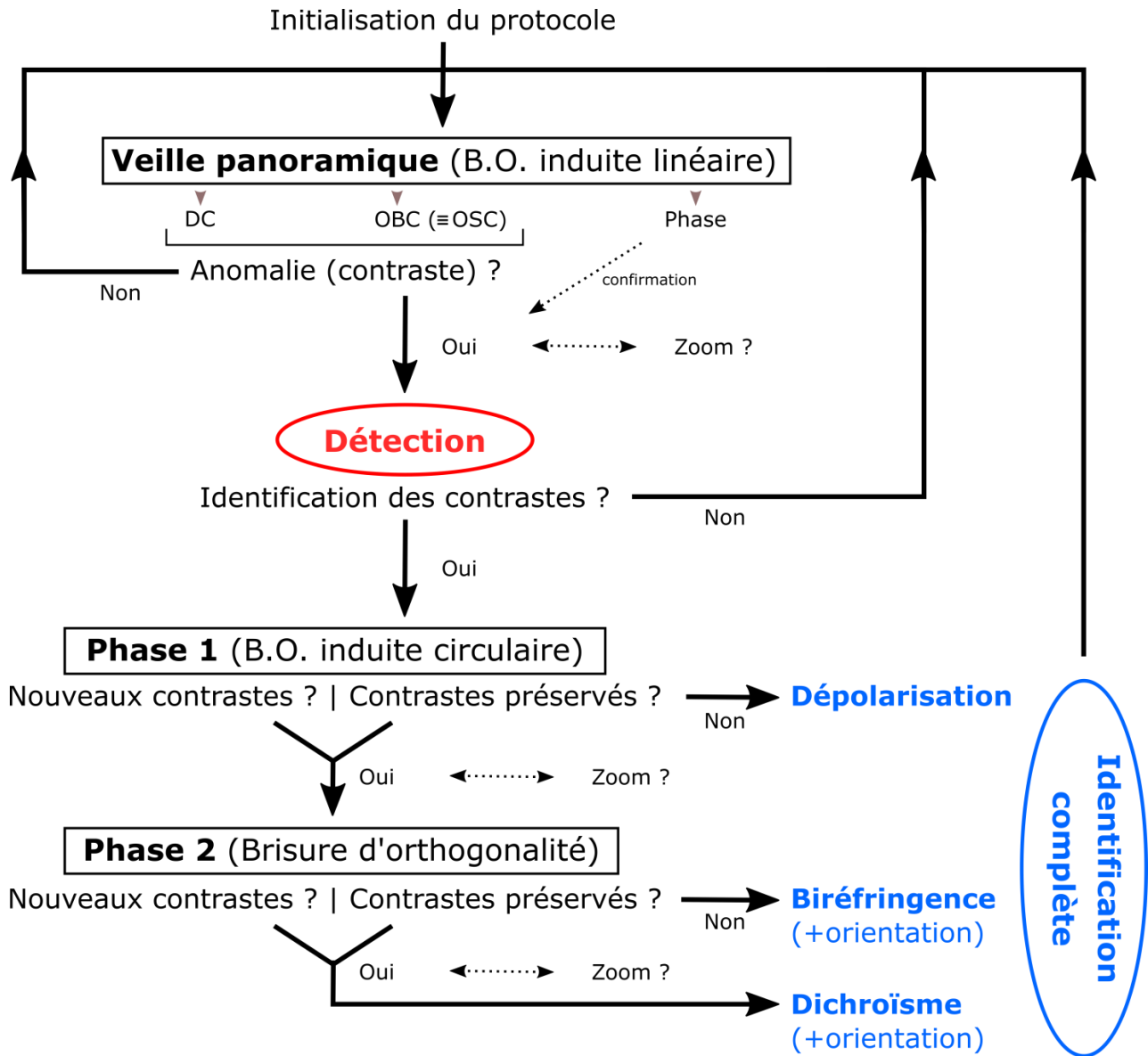


Figure 101 : Protocole d'identification des effets polarimétriques avec la technique de brisure d'orthogonalité (notée B.O. sur le schéma) pour les applications de détection de cibles.

Un mode de veille répète en permanence l'acquisition de la scène avec la modalité induite linéaire pour rechercher des contrastes de dépolarisation avec le paramètre $OBC_{ind.lin.}$. Cette configuration de veille assure la furtivité du système (illumination infrarouge) et un temps d'acquisition rapide (un seul balayage laser de la scène). De plus, l'image de phase est susceptible de contenir des contrastes intéressants et peut apporter des informations supplémentaires sur la scène. Dès lors qu'un contraste apparaît et quelle que soit la modalité employée, il est possible de

limiter le balayage laser à la zone contrastée grâce aux miroirs galvanométriques et de réaliser un zoom sur cette partie spécifique de l'image. Ensuite, l'emploi de la modalité induite circulaire permet de confirmer la présence d'éléments de comportement purement dépolarisant si les contrastes précédents disparaissent. Les éléments restants mis en évidence sur l'image $OBC_{ind.circ.}$ ont un comportement anisotrope linéaire (biréfringent et/ou dichroïque). Il peut s'agir d'objets manufacturés, de vitrages, ou encore de réflexion du faisceau sur des surfaces. De nouveau, la phase peut détenir des informations pertinentes sur la nature et/ou la présence d'éléments dans la scène. Enfin, à l'aide de la dernière modalité (sans analyseur), seuls les éléments dichroïques sont révélés. Si les contrastes observés avec la modalité précédente disparaissent, les éléments qui étaient contrastés ont donc un comportement essentiellement biréfringent. Les trois effets polarimétriques sont ainsi analysés. Bien sûr, il n'est pas exclu que certains éléments présentent des effets couplés et qu'ils soient attribués à un effet spécifique de manière erronée. Malgré ces potentielles erreurs, ces signatures polarimétriques complexes seront tout du moins mises en évidence par rapport au fond environnant, comme initialement recherché dans une problématique de détection de cibles.

La Figure 102 illustre le protocole sur une scène fictive représentant une forêt. En l'absence de contraste sur l'image d'OBC, le système d'imagerie met en œuvre, de manière répétée, la modalité induite linéaire pour assurer la veille panoramique de la scène (étape I). L'introduction d'un soldat armé et d'une optique pointée dans la scène, tous deux peu visibles (indiqués par deux flèches jaunes) sur l'image d'intensité, entraîne la génération de multiples contrastes. La suite du protocole est alors enclenchée pour identifier la nature de ces contrastes. L'emploi de la modalité induite circulaire (étape II) provoque la disparition de contrastes, notés A, impliquant qu'il s'agissait d'objets non dépolarisants donc certainement manufacturés, en l'occurrence un casque et un fusil d'assaut. Par ailleurs, deux contrastes, notés B et C, restent visibles sur l'image d'OBC ce qui implique un comportement anisotrope. Avec la dernière modalité sans analyseur (étape III), le contraste C se dissipe et seul le contraste B est maintenu sur l'image d'OBC. Le contraste C est donc causé par un élément biréfringent (optique pointée) et le contraste B, par un élément dichroïque (visière). Par conséquent, les différents objets manufacturés présents dans la scène (équipements du soldat) peuvent être mis en évidence et partiellement identifiés en les attribuant à un effet polarimétrique.

Dans la situation considérée, seules les images d'intensité (DC) et d'OBC sont représentées pour simplifier l'illustration de ce protocole. En pratique, l'image de phase pourra aussi être employée pour contribuer à la détection d'objets.

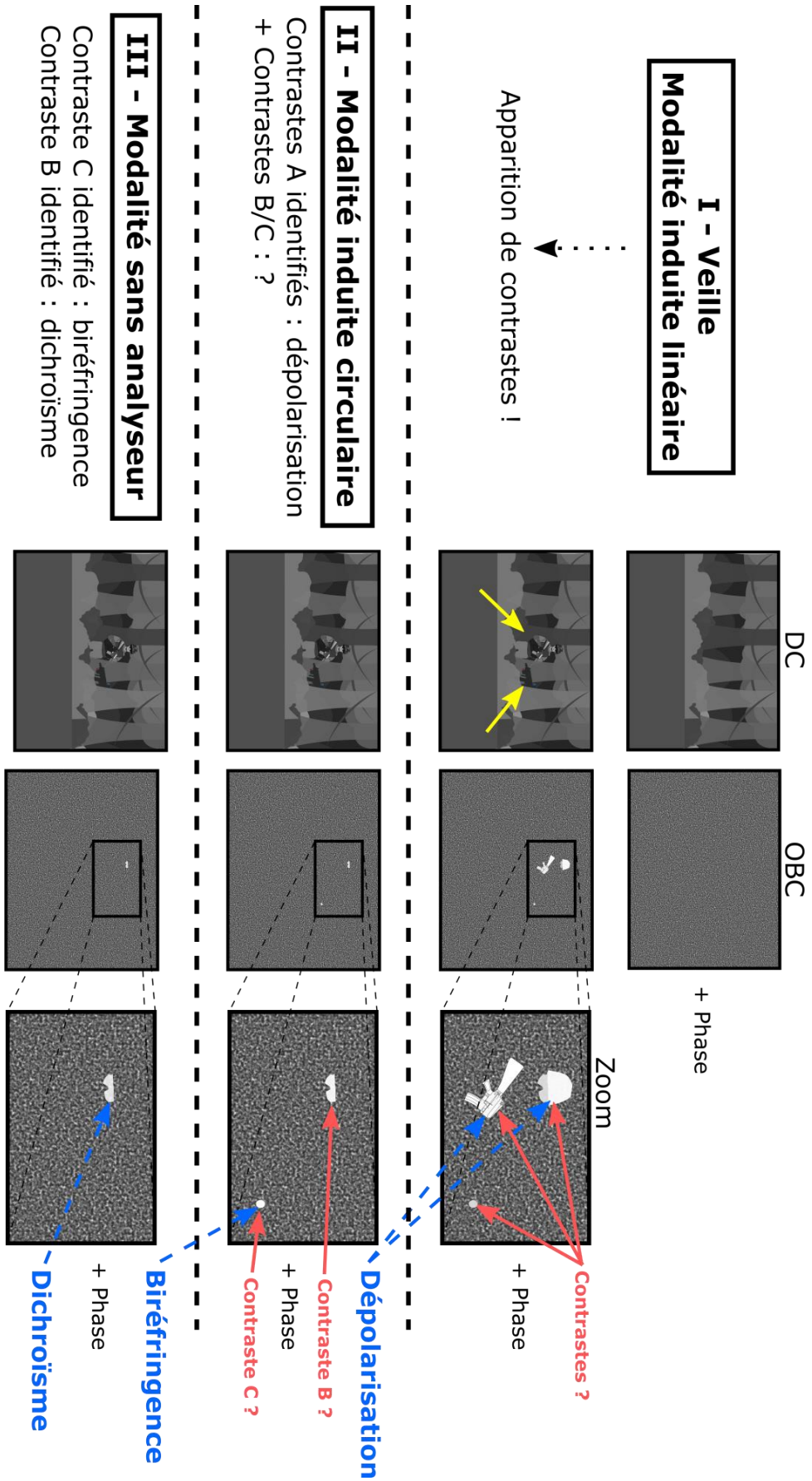


Figure 102 : Illustration du protocole de discrimination des effets polarimétriques pour les applications de détection de cibles.

Pour terminer, nous mettons en œuvre expérimentalement le protocole d'identification sur les scènes précédemment employées aux sections III.1 et IV.1 de ce chapitre.

IV.3.3. Validation expérimentale du protocole de discrimination

IV.3.3-(a). Discrimination de multiples effets polarimétriques

Pour illustrer expérimentalement le protocole proposé, les trois modalités de brisure d'orthogonalité sont séquentiellement réalisées pour identifier les éléments présents dans la scène utilisée à la section III.1 (Figure 86). Pour rappel, cette scène est constituée de trois polariseurs infrarouges (numérotés de 1 à 3) et d'un adhésif en aluminium noir (n°4) dissimulés dans des formes noires imprimées sur un papier blanc (fond fortement dépolarisant). Afin d'illustrer chaque étape du protocole, nous y avons inclut deux éléments biréfringents : un film plastique (n°5) et un ruban adhésif (n°4). Les trois modalités sont mises en place successivement. Les images acquises sont présentées sur la Figure 103 où les images d'OBC et de phase ϕ sont annotées pour montrer les éléments révélés (entourés en pointillés). Lorsque les éléments sont identifiés, ils sont entourés par une ligne continue.

En premier lieu, la modalité de brisure d'orthogonalité avec l'analyseur linéaire devant le détecteur permet d'accéder au contraste de dépolarisation en une seule acquisition. Les images d'OBC et de phase [Figure 103(i)] révèlent quatre éléments que l'on va identifier à l'aide des deux modalités suivantes. La modalité avec l'analyseur circulaire [Figure 103(ii)] révèle les éléments 1 à 3 sur l'image de contraste et met en évidence deux nouveaux éléments (n°5 et 6) sur l'image de phase. En outre, le contraste sur l'élément n°4 (adhésif noir en aluminium) s'efface avec cette modalité permettant de l'identifier comme un élément non-dépolarisant. Enfin, la modalité sans analyseur [Figure 103(iii)] maintient les contrastes sur les éléments 1 à 3, les identifiant correctement comme des éléments dichroïques puisque ce sont trois polariseurs infrarouges. L'absence d'information sur les images d'OBC et de phase concernant les éléments 5 et 6 indique que ce sont deux éléments biréfringents. Tous les éléments figurant dans la scène ont ainsi été identifiés en termes de comportement polarimétrique.

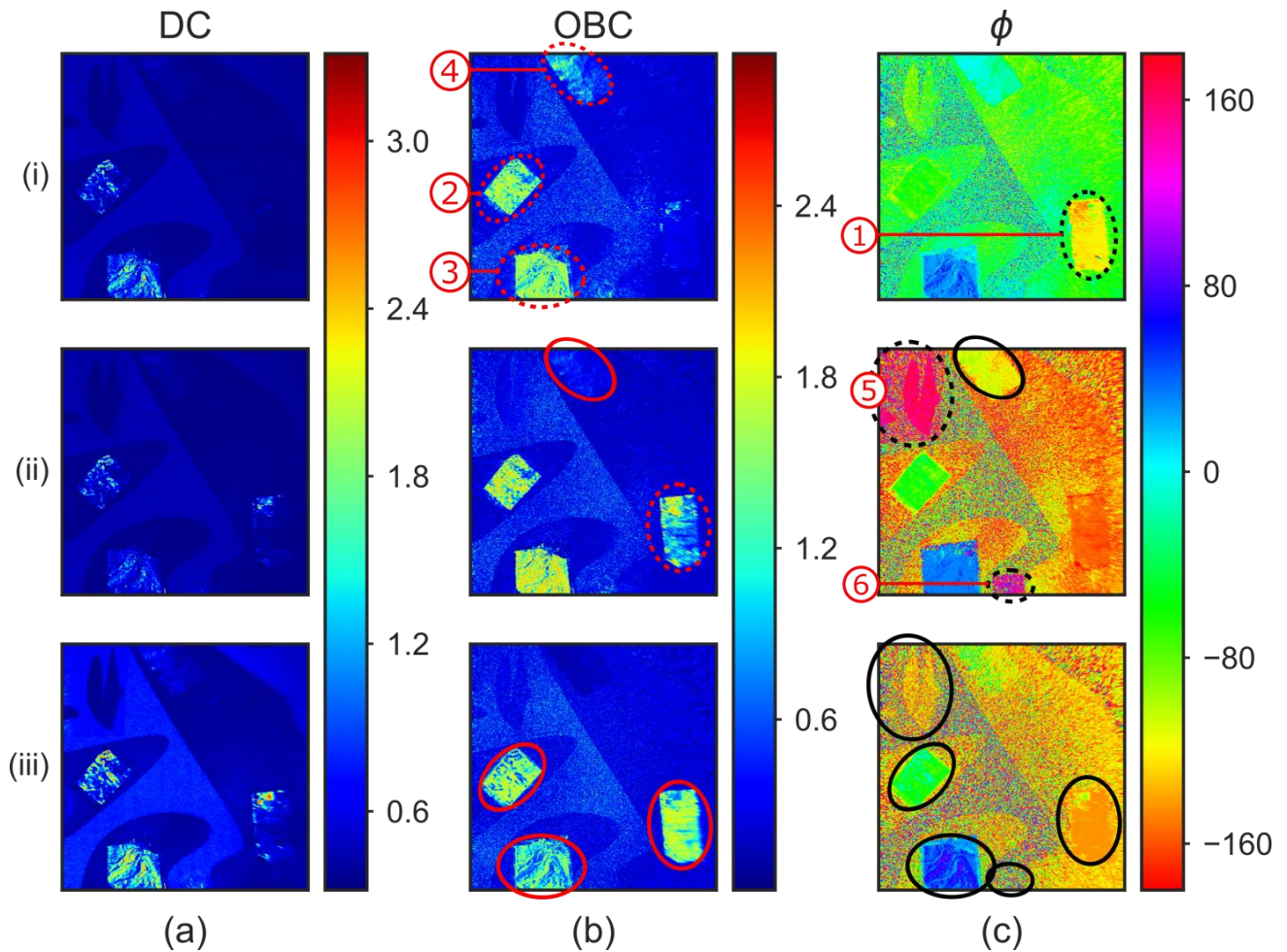


Figure 103 : Mise en œuvre du protocole de discrimination sur la scène employée à la section III.1 à laquelle ont été rajoutés un film plastique et un ruban adhésif biréfringents (éléments n°5 et n°6). Images DC (a), OBC (b) et de phase ϕ (c) obtenues avec la modalité induite linéaire (i), la modalité induite circulaire (ii) et la modalité sans analyseur (iii). Les contrastes fournis par chaque configuration sont entourés en pointillés si l'effet est inconnu et par une ligne continue lorsque l'effet polarimétrique est déterminé. La scène a été rapprochée à une distance de 80 cm pour détecter davantage de lumière rétrodiffusée.

Avec la modalité induite linéaire, [Figure 103(i)], on peut remarquer que l'OBC révèle l'élément non-dépolarisant de manière identique à l'image d'OSC présentée sur la Figure 87(a). Ainsi, la détection d'un contraste de dépolarisation à l'aide de deux images, par la technique d'OSC, peut être réduite à une seule acquisition avec la modalité induite linéaire. En supplément, la modalité induite linéaire donne accès à une image de phase susceptible d'améliorer les capacités de détection. Cependant, ces deux techniques ne sont pas strictement identiques puisque, sur des éléments anisotropes, les images d'OBC dépendent toutes deux différemment de l'orientation des anisotropies.

En conséquence, la modalité induite linéaire est parfaitement adaptée aux applications défenses pour la détection de cibles manufacturées, peu dépolarisantes, dans un environnement naturel fortement dépolarisant. L'emploi du protocole proposé est en mesure d'assurer la veille d'un

scénario militaire et d'identifier les effets polarimétriques qui peuvent survenir lorsque des objets manufacturés (structure métallique non dépolarisante, fenêtres biréfringentes,...) sont présents dans la scène.

IV.3.3-(b). Applications aux scénarios de détection de cibles

Dans la section IV.1, nous avons montré expérimentalement l'incapacité de la technique de brisure d'orthogonalité (sans analyseur) à mettre en évidence des contrastes sur des scénarios classiquement rencontrés pour la détection de cibles. Après avoir illustré expérimentalement le protocole de discrimination des effets polarimétriques sur une scène contenant de multiples effets polarimétriques, nous examinons désormais les résultats obtenus en imageant à nouveau les scénarios étudiés à la section IV.1.

La première scène imagée était constituée d'une plaque métallique partiellement dissimulée par des feuilles. Le protocole de discrimination des effets polarimétriques est employé dans les mêmes conditions de mesure qu'à la section IV.1. Les images de brisure d'orthogonalité sont présentées et comparées, sur la Figure 104, aux images plein champ obtenues par la technique d'OSC. La modalité induite linéaire [Figure 104(i)] révèle nettement la présence de la plaque métallique par rapport au fond et aux feuilles sur l'image d'OBC. Puisque les contrastes observés disparaissent avec les deux autres modalités [Figure 104(ii-iii)], ils sont assimilés à un comportement purement dépolarisant. Ces contrastes sont d'autant plus intéressants pour l'application de détection de cibles que les images DC sont dominées par le bruit de la photodiode à avalanche (motifs en forme de lignes horizontales) signifiant que la modalité induite linéaire est fortement sensible aux comportements non-dépolarisants.

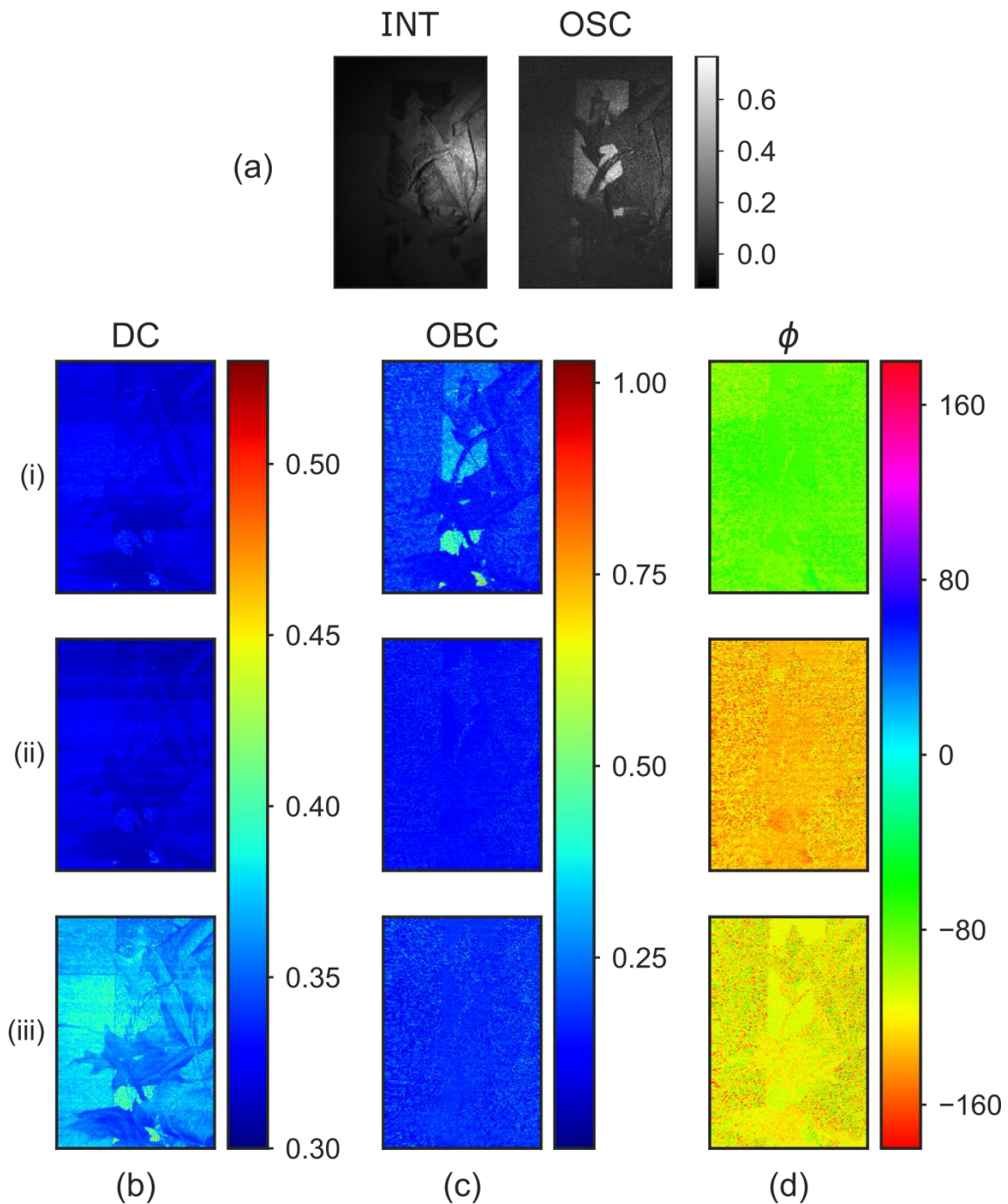


Figure 104 : (a) Images d'intensité (INT) et de contraste (OSC) acquises en plein champ avec la technique d'OSC. Images DC (b), OBC (c) et de phase ϕ (d) acquises avec le démonstrateur sur une scène constituée d'une plaque métallique dissimulée par des feuilles à une distance de 2 m.

Dans la seconde scène employée, quatre fragments de plaque métallique étaient placés sur de la terre parmi quelques feuilles. Les images issues de la technique d'OSC et du protocole de discrimination sont donnés dans la Figure 105. Dans cette situation, l'imagerie OSC dévoile quelques fragments (non complètement dissimulés par des feuilles) sur l'image de contraste. De même, la modalité induite linéaire [Figure 105(i)] met en évidence les fragments de métal par rapport au reste de la scène sur l'image d'OBC. En outre, l'image de phase révèle des contrastes

entre ces objets manufacturés et la terre, mais également entre les feuilles et la terre. Ensuite, les contrastes s'effacent avec les deux autres modalités [Figure 105(ii-iii)] confirmant le comportement purement dépolarisant des objets observés avec la modalité induite linéaire. L'analyse conjointe des deux images (OBC et ϕ), obtenues avec la modalité induite linéaire, apportent plus d'informations sur les éléments (fragments métalliques et feuilles) de la scène que l'image OSC.

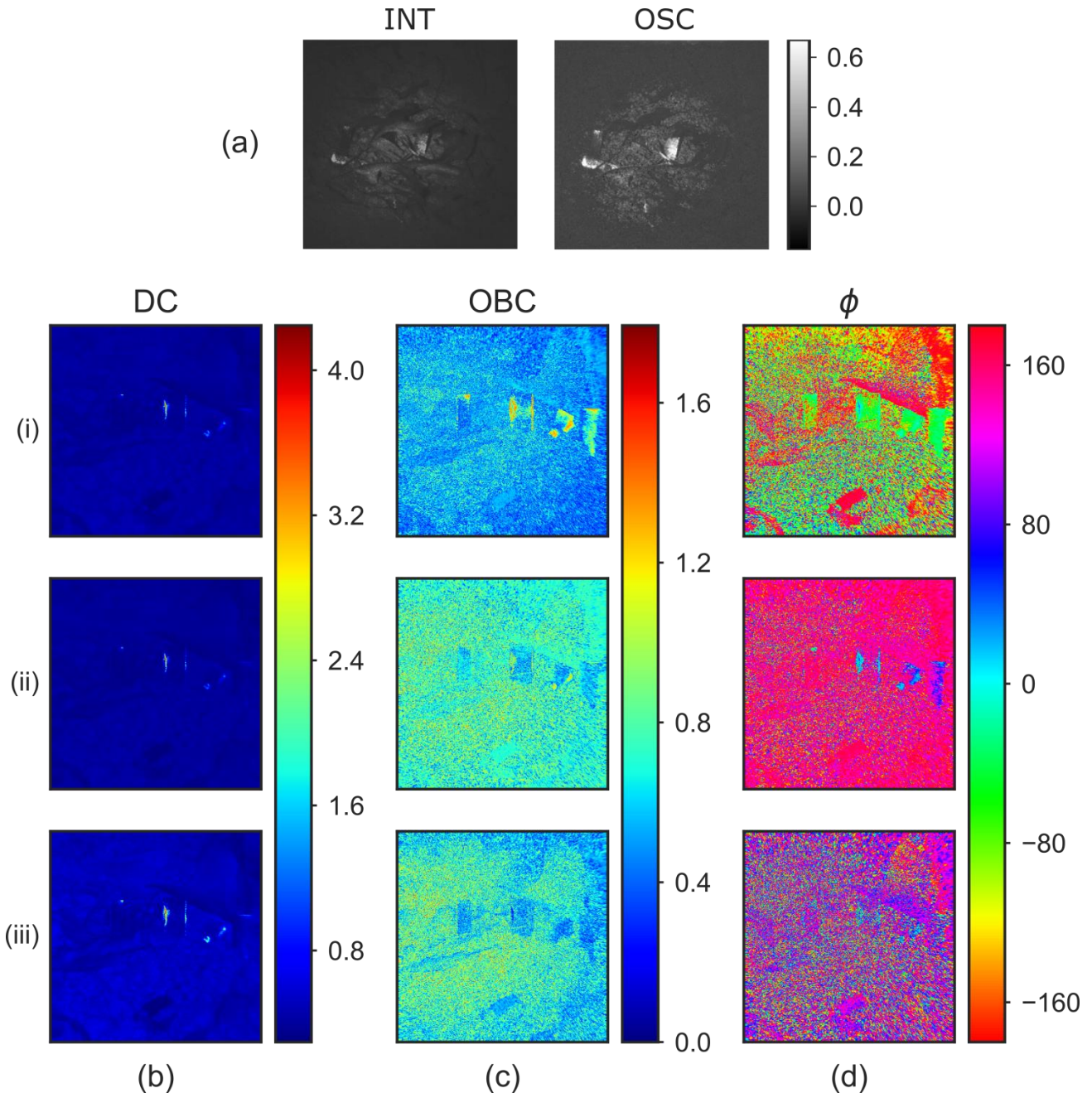


Figure 105 : Images d'intensité et OSC (a) acquises en plein champ avec un imageur OSC. Images DC (b), OBC (c) et de phase ϕ (d) acquises avec le démonstrateur sur une scène constituée de quatre fragments de métal placés sur de la terre et parmi quelques feuilles. La scène est distante de 0,8 m.

Alors que la modalité initiale de brisure d'orthogonalité n'apportait aucun contraste de dépolarisation, l'emploi du protocole de discrimination a permis d'améliorer nettement les performances du démonstrateur pour la détection de contrastes de dépolarisation. Il serait intéressant de combiner l'acquisition de ces images à un algorithme de détection rapide de contour pour repérer efficacement les objets peu dépolarisants.

V – Conclusion du chapitre 4

Dans ce chapitre, nous avons présenté un démonstrateur d'imagerie polarimétrique actif infrarouge mettant en œuvre la technique de brisure d'orthogonalité pour imager des scènes macroscopiques sur une durée restreinte (environ 1 s) en laboratoire (distances inférieure à 2 m). La caractérisation des images (DC, I et Q) obtenues a démontré qu'elles sont dominées par un bruit multiplicatif qui s'apparente à un bruit de speckle. L'accord entre les prédictions théoriques (chapitre 2) et les résultats expérimentaux obtenus sur une scène simple a validé le fonctionnement du démonstrateur et sa pertinence pour mettre en évidence des contrastes de dichroïsme linéaire. En outre, sous condition de modifications mineures du démonstrateur, les résultats sont restés valides en variant la longueur d'onde de la source entre 1530 et 1575 nm et en utilisant des sources larges (de largeur spectrale, au plus, de 20 nm à $\lambda = 1550$ nm).

Toutefois, ce système d'imagerie reste insensible aux dépolarisations pures. Or, ce sont ces contrastes qui sont recherchés pour les applications de détection de cibles motivant le développement de cet imageur. Nous avons donc adapté la technique de brisure d'orthogonalité à la détection de cibles manufacturées en induisant une brisure au niveau du détecteur. Ainsi, en insérant un élément d'analyse devant le photodétecteur, nous avons démontré, théoriquement et expérimentalement, que nous étions capable de mettre en évidence en une seule acquisition des contrastes d'anisotropies linéaires ou des contrastes de dépolarisation. En effet, si l'analyseur filtre un état de polarisation circulaire, le contraste renseigne sur les anisotropies linéaires indépendamment de son orientation tandis que la phase fournit l'orientation de l'anisotropie. Si l'état de polarisation filtré est linéaire, le contraste est équivalent à une mesure d'OSC sur des échantillons purement dépolarisants. Ainsi, la technique de brisure d'orthogonalité induite par un analyseur linéaire est parfaitement adaptée pour révéler des contrastes de dépolarisation en une seule acquisition. En outre, nous avons mis au point un protocole de discrimination des effets polarimétriques basé sur trois acquisitions séquentielles associant les deux modalités induites à la modalité initiale (sans analyseur) pour identifier les éléments ayant un comportement purement dépolarisant, biréfringent ou dichroïque.

Les expériences menées en laboratoire ont été limitées à de courtes distances puisque nous avons employés de faibles puissances d'illumination. À l'aide d'un bilan de portée détaillé dans l'annexe AII.3, nous montrons qu'il est nécessaire de disposer d'une source délivrant au moins 250 mW pour atteindre une portée de 20 m et une puissance de 25 W pour atteindre une distance de 100 m. Ces niveaux de puissance sont aujourd'hui atteignables, notamment à 1,5 μm . Pour des portées

supérieures, il est probable qu'un système imageur basé sur la technique de brisure d'orthogonalité exigera l'emploi d'une source impulsionnelle. Plusieurs travaux ont déjà mené à la conception de sources bi-fréquence bi-polarisation impulsionnelles à $\lambda = 1550$ nm en utilisant des architectures laser à état solide avec un absorbant saturable intracavité [132,144] ou un laser bi-fréquence continu amplifié par un amplificateur impulsionnel [216]. Une source bi-fréquence bi-polarisation impulsionnelle à $\lambda = 1550$ nm semble donc envisageable. La difficulté sera sûrement d'obtenir une source puissante et stable à la fois tout en préservant la compacité et la mobilité du système imageur pour des applications terrain.

Enfin, la complémentarité des trois modalités présentées à la section IV est prometteuse pour la détection de cibles mais également pour la microscopie biomédicale. À l'aide de ces trois modalités, la brisure d'orthogonalité est susceptible de révéler des contrastes inédits entre des tissus atteints de pathologies et des tissus sains dont les comportements anisotropes (biréfringence, dichroïsme et dépolarisation) sont différents.

Conclusion générale

Résumé

L'imagerie polarimétrique active est une méthode qui s'est révélée adaptée pour mettre en évidence ou caractériser des changements structuraux de la matière à l'échelle microscopique ou macroscopique. Les techniques classiques requièrent bien souvent plusieurs acquisitions (encodage temporel, spatial ou spectral) et sont difficilement compatibles avec le déport de la mesure polarimétrique par guide optique (rigide ou souple). Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse était d'étudier une technique alternative prometteuse pour le déport endoscopique dans laquelle l'information polarimétrique est partiellement mesurée afin de simplifier et d'accélérer la méthode de mesure.

Tout d'abord, nous avons dressé un bilan des études préliminaires théoriques et expérimentales menées sur la technique de brisure d'orthogonalité. Cette dernière repose sur l'interaction de l'échantillon avec une source de lumière bi-fréquence bi-polarisation. Cette méthode de mesure est capable de détecter des anisotropies d'absorption, en espace libre ou à travers une fibre optique monomode, sans recourir à des éléments d'analyse. Sous réserve d'éclairer l'échantillon avec une source bi-fréquence bi-polarisation à états de polarisation circulaires, nous avons également montré que cette technique est parfaitement adaptée à la caractérisation complète du dichroïsme linéaire en une seule acquisition. Un dernier résultat essentiel de ce bilan a été de prouver que l'insensibilité de cette technique à la dépolarisation pure provient du moyennage de multiples battements locaux se compensant. Il en résulte une absence de signature polarimétrique lorsque le détecteur moyenne un nombre important de grains de speckle. Par la suite, nous avons étudié le potentiel de la brisure d'orthogonalité pour les applications biomédicale et défense au sein de deux chapitres intégrant un état de l'art de chaque sujet abordé.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la faisabilité du déport de la technique de brisure d'orthogonalité à travers une fibre optique faiblement multimode, motivée par l'adaptation de cette technique au système d'endomicroscopie Cellvizio de Mauna Kea Technologies. Pour cela, nous avons mené une étude théorique complétée par une simulation et des expériences de laboratoire. La principale conclusion de ce chapitre est que la technique de brisure d'orthogonalité peut être employée à travers une fibre optique faiblement multimode pour observer de forts contrastes à condition de collecter toute la lumière transmise. Dès lors que les contrastes

recherchés sont faibles, nous avons montré qu'il était préférable de s'orienter vers une fibre optique monomode.

Dans un second temps, nous avons conçu et exploité un démonstrateur d'imagerie polarimétrique infrarouge basé sur la technique de brisure d'orthogonalité pour la détection et/ou le décamouflage de cibles manufacturées dans le cadre des applications défense. La source bi-fréquence bi-polarisation infrarouge a été conçue à partir de composants fibrés permettant de compacter le dispositif d'imagerie. Le fonctionnement de l'imageur par brisure d'orthogonalité a été validé sur une distance de 2 m avec une scène synthétique comprenant divers effets polarimétriques. À l'issue de ce développement instrumental, nous avons confronté ce démonstrateur à des scénarios relativement réalistes de décamouflage/détection de cibles dans lesquels des objets manufacturés sont dissimulés au sein d'une scène naturelle. Dans ce cas, les objets sont, dans l'ensemble, purement dépolarisants. Nous avons donc adapté la modalité de brisure d'orthogonalité, en insérant devant le détecteur un élément d'analyse simple, pour la rendre sensible à la dépolarisation pure sur des objets macroscopiques. Nous avons présenté deux nouvelles modalités de brisure d'orthogonalité dites « *induites* ». En proposant un protocole de détection simple qui intègre les trois modalités de brisure d'orthogonalité, nous avons montré qu'il est possible de révéler de nombreux contrastes avec un mode de veille sensible à la dépolarisation, puis d'identifier si nécessaire la nature de ces contrastes, qu'il s'agisse d'éléments dépolarisants ou anisotropes (dichroïsme et biréfringence).

Perspectives

La technique de brisure d'orthogonalité est une technique récente en comparaison aux approches classiques telles que la polarimétrie de Mueller, de Stokes ou encore d'OSC. Ce manuscrit a exploré le potentiel de cette nouvelle technique et de quelques variantes.

À l'avenir, il serait intéressant d'exploiter la technique de brisure d'orthogonalité sur de véritables échantillons biologiques, notamment en microscopie, ou sur des scènes à plus longue portée. Dans le cadre des applications biomédicales, un microscope confocal de fluorescence offrant la modalité de brisure d'orthogonalité est actuellement en cours de montage dans la plateforme d'imagerie cellulaire (MRic) de Biosit à Rennes. Une fois opérationnel, ce microscope sera accessible à la communauté des chercheurs en biomédical et en biologie cellulaire.

À l'issue de l'étude de la mesure par brisure d'orthogonalité à travers une fibre légèrement multimode, l'étude du déport de la mesure à travers la fibre multicœurs du Cellvizio de Mauna Kea Technologies devient une perspective à court terme. Il serait pertinent de vérifier la conformité des résultats obtenus sur des échantillons artificiels lorsque des contraintes (mécanique et/ou thermique)

sont appliquées sur le guide optique. Ensuite, des images d'échantillons artificiels et/ou biologiques *ex vivo* à travers l'endoscope de Mauna Kea Technologies pourraient être réalisées. À moyen terme et sous réserve de résultats pertinents, il serait envisageable de réaliser des acquisitions sur des tissus *in vivo in situ*.

Parallèlement, il serait intéressant de concevoir un imageur polarimétrique actif proche infrarouge, basé sur la technique de brisure d'orthogonalité, mobile et capable d'atteindre une portée de l'ordre de 100 m pour l'acquisition de scènes réelles. Un tel système imageur à longue portée impliquerait le développement d'une source bi-fréquence bi-polarisation impulsionnelle à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et d'un système de détection dédiés. De plus, il serait intéressant de mettre en œuvre le protocole d'identification de manière rapide et automatisée pour assurer la gestion de chaque modalité (insertion/extraction des analyseurs) et l'identification de zones contrastées par ordinateur.

Annexes

I - Annexes au chapitre 2

I.1. Degré de polarisation d'une source DFDP

Une source DFDP quelconque est constituée de deux champs décrits par des états de polarisation orthogonaux \vec{e}_1 et \vec{e}_2 d'azimut α et d'ellipticité ε [voir équations (II.2) et (II.3)]. Le champ électrique $\vec{E}(t)$ du faisceau DFDP est donné par l'équation :

$$\vec{E}(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i2\pi\nu_1 t} [\vec{e}_1 + e^{i2\pi\Delta\nu t} \vec{e}_2]. \quad (\text{A1.1})$$

En insérant l'expression du champ $\vec{E}(t)$ d'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation dans l'expression générale du vecteur de Stokes instantanée [équation (I.6)], on obtient l'expression du vecteur de Stokes instantané d'une source DFDP quelconque :

$$\vec{S}(t) = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{C_{2\alpha}[(1-\gamma)C_{2\varepsilon} - 2\sqrt{\gamma}S_{2\varepsilon}\sin(\Delta\omega t)] - 2\sqrt{\gamma}S_{2\alpha}\cos(\Delta\omega t)}{1+\gamma} \\ \frac{S_{2\alpha}[(1-\gamma)C_{2\varepsilon} - 2\sqrt{\gamma}S_{2\varepsilon}\sin(\Delta\omega t)] + 2\sqrt{\gamma}C_{2\alpha}\cos(\Delta\omega t)}{1+\gamma} \\ \frac{(1-\gamma)S_{2\varepsilon} + 2\sqrt{\gamma}C_{2\varepsilon}\sin(\Delta\omega t)}{1+\gamma} \end{pmatrix}, \quad (\text{A1.2})$$

où les notations compactes $C_x = \cos(x)$ et $S_x = \sin(x)$ ont été employées pour alléger l'expression du vecteur de Stokes. En considérant un détecteur moyennant plusieurs périodes RF, le vecteur de Stokes devient :

$$\vec{S} = \langle \vec{S}(t) \rangle = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \cos(2\alpha) \cos(2\varepsilon) \\ \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \sin(2\alpha) \cos(2\varepsilon) \\ \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \sin(2\varepsilon) \end{pmatrix} \quad (\text{A1.3})$$

En comparant ce vecteur à l'expression d'un vecteur de Stokes dans la sphère de Poincaré [3], on remarque que l'état de polarisation de la source DFDP dépend uniquement de l'azimut α et de l'ellipticité ε des états initiaux \vec{e}_1 et \vec{e}_2 . Le degré de polarisation de la source DFDP dépend lui uniquement du déséquilibre en puissance γ entre les modes par :

$$\text{DOP} = \frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}{S_0^2} = \frac{1-\gamma}{1+\gamma}. \quad (\text{A1.4})$$

I.2. Calculs théoriques des interactions par brisure d'orthogonalité

Cette annexe récapitule les calculs de l'expression théorique de l'intensité lorsqu'un faisceau bi-fréquence bi-polarisation sonde un dichroïsme. Basée sur le formalisme de Stokes-Mueller instantané, la même procédure de calcul est effectuée en espace libre puis à travers un guide optique biréfringent.

I.2.1. Mesure du dichroïsme en espace libre

À partir de l'équation (II.12), on détermine la forme théorique de l'intensité détectée sur un photodétecteur rapide lorsqu'un échantillon dichroïque est sondé par une source DFDP linéaire puis une source DFDP circulaire. Dans les deux situations, la source DFDP est supposée parfaitement équilibrée : $\gamma = 1$. L'expression de l'intensité détectée est notée $I_{\text{out}}(t)$ et ses composantes continue et modulée respectivement I_{out}^0 et $I_{\text{out}}^{\Delta\omega}$. La partie modulée est fournie par l'amplitude de ses composantes en phase et en quadrature notées respectivement $I_{\text{out}}^{\Delta\omega X}$ et $I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y}$ tel que l'amplitude du signal de battement ($\overline{I_{\text{out}}^{\Delta\omega}}$) et sa phase ($\angle I_{\text{out}}^{\Delta\omega}$) s'écrivent :

$$\begin{aligned}\overline{I_{\text{out}}^{\Delta\omega}} &= \sqrt{(I_{\text{out}}^{\Delta\omega X})^2 + (I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y})^2}, \\ \angle I_{\text{out}}^{\Delta\omega} &= \text{atan}\left(\frac{I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y}}{I_{\text{out}}^{\Delta\omega X}}\right).\end{aligned}\tag{A1.5}$$

Enfin, nous fournirons également l'expression théorique du contraste de brisure d'orthogonalité OBC qui s'exprime :

$$\text{OBC} = \frac{\overline{I_{\text{out}}^{\Delta\omega}}}{I_{\text{out}}^0} = \frac{\sqrt{(I_{\text{out}}^{\Delta\omega X})^2 + (I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y})^2}}{I_{\text{out}}^0}.\tag{A1.6}$$

I.2.1-(a). Source DFDP linéaire

Lorsqu'un échantillon dichroïque elliptique [matrice de Mueller donnée par l'équation (I.26)] est sondé, l'intensité détectée est de la forme :

$$\begin{aligned}I_{\text{out,L}}(t) &= \rho I_0 \{1 + d[S_{2\psi} C_{2\eta} \cos(\Delta\omega t) + S_{2\eta} \sin(\Delta\omega t)]\}, \\ I_{\text{out,L}}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \sin(2\psi) \cos(2\eta), \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 d \sin(2\eta).\end{aligned}\tag{A1.7}$$

Les quadratures dépendent essentiellement du taux de diatténuation d , de l'ellipticité η et de l'orientation du dichroïsme ψ . Le contraste et la phase du battement sont alors de la forme :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_L &= d\sqrt{\sin^2(2\psi)\cos^2(2\eta) + \sin^2(2\eta)}, \\ \angle I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega} &= \text{atan}\left[\frac{\tan(2\eta)}{\sin(2\psi)}\right]. \end{aligned} \quad (\text{A1.8})$$

Les paramètres du dichroïsme sont couplés dans les expressions du contraste et de la phase. Dans le cas d'un échantillon dichroïque circulaire ($\eta = \pi/4$), l'intensité détectée est de la forme :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,L}}(t) &= \rho I_0 [1 + d \sin(\Delta\omega t)], \\ I_{\text{out,L}}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega X} &= 0, \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 d. \end{aligned} \quad (\text{A1.9})$$

On obtient les expressions d'OBC et de phase suivantes :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_L &= d, \\ \angle I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega} &= \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (\text{A1.10})$$

L'OBC est directement relié au taux de dichroïsme circulaire de l'échantillon et la phase du signal de battement n'apporte aucune information.

Si l'on considère désormais l'interaction d'un échantillon dichroïque linéaire ($\eta = 0$) avec un faisceau DFDP linéaire équilibré ($\gamma = 1$), l'expression générale de l'intensité, donnée dans l'équation (II.17), est réduite à la forme :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,L}}(t) &= \rho I_0 [1 + d \sin(2\psi) \cos(\Delta\omega t)], \\ I_{\text{out,L}}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \sin(2\psi), \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega Y} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A1.11})$$

L'absence de signal en quadrature ($I_{\text{out}}^{\Delta\omega Y} = 0$) dans l'expression de l'intensité implique un signal de phase nul et l'OBC est de la forme :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_L &= d |\sin(2\psi)|, \\ \angle I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A1.12})$$

En considérant la même interaction en configuration de réflexion, on montre à partir de l'équation (II.11) que : $I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega X} = -\rho I_0 d \sin(2\psi)$. En conséquence, sonder le dichroïsme linéaire avec un faisceau DFDP linéaire n'engendre aucun déphasage et l'OBC dépend simultanément du taux de dichroïsme d et de l'angle du dichroïsme linéaire ψ . On peut remarquer qu'à la valeur particulière $\psi = 45^\circ$, la projection des deux états de polarisation est maximale et l'OBC est égal au taux de diatténuation.

En résumé, pour un échantillon dichroïque illuminé par un faisceau DFDP à états linéaires, l'OBC fournit le taux de diatténuation pondéré par l'orientation et l'ellipticité du dichroïsme tandis que la phase est fixée à 0 pour le dichroïsme linéaire, à $\pi/2$ pour le dichroïsme circulaire et à des valeurs intermédiaires pour le dichroïsme elliptique.

1.2.1-(b). Source DFDP circulaire

En reprenant la procédure précédente, l'intensité détectée lors de l'interaction d'un faisceau DFDP à états circulaires avec un échantillon dichroïque elliptique est de la forme :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,C}}(t) &= \rho I_0 \{1 + d[S_{2\psi} C_{2\eta} \cos(\Delta\omega t) - C_{2\psi} C_{2\eta} \sin(\Delta\omega t)]\}, \\ I_{\text{out,C}}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \sin(2\psi) \cos(2\eta), \\ I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega Y} &= -\rho I_0 d \cos(2\psi) \cos(2\eta). \end{aligned} \quad (\text{A1.13})$$

L'indice C désigne l'emploi d'états de polarisation circulaires de manière similaire à l'indice L pour la source DFDP linéaire. Finalement, l'OBC et la phase du battement sont :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_C &= d|\cos(2\eta)|, \\ \angle I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega} &= \text{atan}\left(-\frac{1}{\tan(2\psi)}\right) = 2\psi - \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (\text{A1.14})$$

L'OBC ne dépend plus de l'angle, donné directement par la phase : $\psi = \frac{1}{2}\left(\angle I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega} - \pi/2\right)$, mais uniquement du taux de diatténuation d et de l'ellipticité ψ du dichroïsme.

Dans le cas du dichroïsme circulaire ($\eta = \pi/4$), l'intensité détectée est constante : $I_{\text{out,C}}(t) = \rho I_0$, donc l'OBC est nul :

$$\text{OBC}_C = 0. \quad (\text{A1.15})$$

Les deux états de polarisation circulaires du faisceau DFDP sont alignés sur les axes propres de l'échantillon dichroïque. L'orthogonalité n'est pas brisée et aucun signal de battement n'est produit.

Pour terminer, dans le cas d'un échantillon dichroïque linéaire, l'intensité est exprimée par :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,C}}(t) &= \rho I_0 [1 + d \sin(2\psi) \cos(\Delta\omega t) - d \cos(2\psi) \sin(\Delta\omega t)], \\ I_{\text{out,C}}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \sin(2\psi), \\ I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega Y} &= -\rho I_0 d \cos(2\psi). \end{aligned} \quad (\text{A1.16})$$

Le calcul de l'OBC et de la phase conduisent aux expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_C &= d, \\ \angle I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega} &= 2\psi - \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (\text{A1.17})$$

En réflexion, on obtient : $I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega Y} = \rho I_0 d \cos(2\psi)$ tel que l'OBC reste inchangé et la phase devient : $\angle I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega} = \frac{\pi}{2} - 2\psi$.

Sous illumination DFDP à états circulaires, l'amplitude du battement est indépendante de l'angle du dichroïsme de sorte qu'en une seule mesure il est possible de caractériser le taux de dichroïsme linéaire sans ambiguïté. En outre, comme dans le cas du dichroïsme elliptique, la phase fournit directement l'angle du dichroïsme. Cette configuration est parfaitement adaptée à la caractérisation complète des propriétés du dichroïsme linéaire.

I.2.2. Mesure du dichroïsme à travers une fibre optique monomode

On considère désormais que le faisceau DFDP est acheminé jusqu'à l'échantillon à sonder par un guide optique monomode biréfringent (non absorbant), décrit par une matrice de Mueller \mathbf{M}_{g01} , puis que la lumière est détectée. On omet la présence du guide monomode biréfringent de collection puisqu'il n'influencerait pas l'information polarimétrique contenue exclusivement dans l'intensité. Dans un premier temps, on suppose que le guide monomode présente un retard circulaire et l'on exprime l'intensité théorique avec les sources DFDP linéaire et circulaire lorsque l'échantillon dichroïque est linéaire ou circulaire. Ensuite, nous considérerons que le guide monomode présente un retard linéaire et répèterons le processus de calcul pour étudier l'influence de guide optique sur la mesure.

I.2.2-(a). Guide optique à retard circulaire

Tout d'abord, considérons un guide optique présentant uniquement un retard circulaire θ (activité optique) [équation (I.20)]. Lorsqu'une source DFDP à états linéaires est utilisée pour sonder un dichroïsme linéaire, les expressions de l'intensité détectée, de l'OBC et de la phase sont :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,L}}(t) &= \rho I_0 \{1 - d \cos(\Delta\omega t) \sin[2(\psi + \theta)]\}, \\ \text{OBC}_L &= d |\sin[2(\psi + \theta)]|, \\ \angle I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega} &= 0. \end{aligned} \tag{A1.18}$$

Lorsqu'une source DFDP à états circulaires est employée, on trouve les expressions :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,C}}(t) &= \rho I_0 \{1 - d \sin[2(\theta - \psi) + \Delta\omega t]\}, \\ \text{OBC}_C &= d, \\ \angle I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega} &= \frac{\pi}{2} - 2(\psi + \theta). \end{aligned} \tag{A1.19}$$

Les expressions de (A1.19) montrent que l'utilisation d'une illumination DFDP à états circulaires à travers un guide d'onde, agissant comme un rotateur, n'empêche pas la caractérisation du taux de

dichroïsme linéaire tandis que la phase peut être déterminée à un terme additif près lié au guide optique.

Dans le cas d'un échantillon dichroïque circulaire illuminé par un faisceau DFDP linéaire transporté dans le guide optique, les expressions de l'intensité, de l'OBC et de la phase deviennent :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,L}}(t) &= \rho I_0 [1 + d \sin(\Delta\omega t)], \\ \text{OBC}_L &= d, \\ \angle I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega} &= \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (\text{A1.20})$$

Lorsque le faisceau DFDP circulaire est injecté dans un guide à retard circulaire pour illuminer un échantillon dichroïque circulaire, comme en espace libre aucun signal de battement n'apparaît puisque l'orthogonalité n'est pas brisée. Tout comme pour l'étude d'éléments dichroïque linéaire, les expressions (A1.20) montrent que le dichroïsme circulaire peut être caractérisé à travers un guide optique présentant un retard circulaire.

1.2.2-(b). Mesure du dichroïsme linéaire à travers un guide optique à retard linéaire

Lorsqu'un faisceau DFDP linéaire est injecté dans une fibre optique monomode de retard δ et d'orientation ψ_G [voir équation (I.17)], l'intensité détectée après illumination d'un dichroïsme linéaire s'écrit :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,L},\delta \neq 0}(t) &= \rho I_0 \\ &\quad + d\rho I_0 \cos(\delta) \cos(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t) \\ &\quad + d\rho I_0 \sin(2\psi_G) \cos[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t) \\ &\quad + d\rho I_0 \sin(\delta) \sin[2(\psi - \psi_G)] \sin(\Delta\omega t), \\ I_{\text{out,L}}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d \{ \sin(2\psi_G) \cos[2(\psi - \psi_G)] + \cos(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\delta) \}, \\ I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 d \sin(\delta) \sin[2(\psi - \psi_G)]. \end{aligned} \quad (\text{A1.21})$$

On remarque clairement que la biréfringence du guide affecte l'expression de l'intensité détectée. On définit alors le biais sur la mesure introduit par la biréfringence de la fibre comme :

$$B(t) = \frac{I_{\text{out},\delta \neq 0}^{\Delta\omega}(t) - I_{\text{out},\delta = 0}^{\Delta\omega}(t)}{I_{\text{out}}^0}, \quad (\text{A1.22})$$

où $I_{\text{out},\delta \neq 0}^{\Delta\omega}(t)$ et $I_{\text{out},\delta = 0}^{\Delta\omega}(t)$ désignent respectivement les intensités mesurées à travers la fibre optique et en espace libre (sans guide optique). En introduisant les expressions des intensités données par les équations (A1.7) et (A1.21) dans (A1.22), on déduit le biais sur la mesure pour la source DFDP à états linéaires :

$$B_L(t) = 2d \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin[2(\psi - \psi_G)] \left[\cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(\Delta\omega t) - \cos(2\psi_G) \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos(\Delta\omega t) \right]. \quad (\text{A1.23})$$

Dans le cas particulier de fibres optiques faiblement biréfringentes ($\delta \ll 1$), il est permis de réaliser le développement en série du biais $B_L(t)$ en δ au premier ordre. Par conséquent, l'expression du biais se simplifie :

$$B_L(t) = d \sin[2(\psi - \psi_G)] \sin(\Delta\omega t) \delta + O(\delta), \quad (\text{A1.24})$$

où $O(\delta)$ désigne le reste de la contribution négligeable devant δ au voisinage de 0.

Les calculs peuvent être également conduits lorsqu'une source DFDP circulaire est propagée à travers une fibre optique se comportant comme un élément biréfringent linéaire :

$$\begin{aligned} I_{\text{out,C}}(t) &= \rho I_0 \\ &\quad + d\rho I_0 [\cos(\delta) \cos(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] + \sin(2\psi_G) \cos[2(\psi - \psi_G)]] \cos(\Delta\omega t) \\ &\quad - d\rho I_0 [\cos(2\psi_G) \cos(2\psi - \psi_G) - \sin(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\delta)] \sin(\Delta\omega t), \\ I_{\text{out,C}}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega X} &= \rho I_0 d [\sin(2\psi_G) \cos[2(\psi - \psi_G)] + \cos(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\delta)], \\ I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega Y} &= -\rho I_0 d [\cos(2\psi_G) \cos[2(\psi - \psi_G)] - \sin(2\psi_G) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\delta)]. \end{aligned} \quad (\text{A1.25})$$

En introduisant les équations (A1.16) et (A1.25) dans (A1.22), le biais s'exprime :

$$B_C(t) = 2d \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t - 2\psi_G). \quad (\text{A1.26})$$

De nouveau, en considérant le cas particulier d'une fibre optique faiblement biréfringente, le biais devient :

$$B_C(t) = d \sin[2(\psi - \psi_G)] \cos(\Delta\omega t - 2\psi_G) \frac{\delta^2}{2} + O(\delta^2). \quad (\text{A1.27})$$

La comparaison des biais entre les deux configurations d'illumination indique que l'utilisation d'états circulaires résulte en un biais du 2nd ordre en δ . C'est un résultat pertinent témoignant que la technique de brisure d'orthogonalité à travers une fibre optique monomode (faiblement biréfringente) est plus appropriée avec une source DFDP à états circulaires qu'à états linéaires puisque la mesure de l'amplitude du battement est moins affectée par le faible retard du guide.

1.2.2-(c). Mesure du dichroïsme circulaire à travers un guide optique à retard linéaire

La même procédure est appliquée à l'étude d'échantillons présentant un dichroïsme circulaire. Lorsqu'un faisceau DFDP à états linéaires, déporté par une fibre optique monomode, illumine un échantillon dichroïque circulaire, l'intensité s'écrit :

$$\begin{aligned}
I_{\text{out,L}}(t) &= \rho I_0 d \{1 + d[-\sin(\delta) \cos(2\psi_G) \cos(\Delta\omega t) + \cos(\delta) \sin(\Delta\omega t)]\}, \\
I_{\text{out,L}}^0 &= \rho I_0, \\
I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega X} &= -\rho I_0 d \sin(\delta) \cos(2\psi_G), \\
I_{\text{out,L}}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 d \cos(\delta).
\end{aligned} \tag{A1.28}$$

On en déduit le biais en injectant (A1.9) et (A1.28) dans (A1.22) :

$$B_L(t) = -2d \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \cos(2\psi_G) \cos(\Delta\omega t) + \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \sin(\Delta\omega t) \right]. \tag{A1.29}$$

Encore une fois, on considère une fibre monomode faiblement biréfringente ($\delta \ll 1$) :

$$B_L(t) = -d \cos(2\psi_G) \cos(\Delta\omega t) \delta + O(\delta). \tag{A1.30}$$

On retrouve un biais au 1^{er} ordre en δ comme rencontré pour un échantillon dichroïque linéaire qui traduit l'influence du comportement biréfringent de la fibre optique sur la mesure de l'amplitude du battement.

Il est également pertinent d'étudier l'interaction de l'échantillon et de la source DFDP à états circulaires. Bien qu'en l'absence de guide optique les calculs (A1.15) indiquent clairement que l'orthogonalité n'est pas brisée, pour des états d'illumination circulaires, il est évident que la biréfringence de la fibre optique va altérer ces états et provoquer la brisure de l'orthogonalité. On exprime l'intensité détectée :

$$\begin{aligned}
I_{\text{out,C}}(t) &= \rho I_0 d \{1 - d \sin(\delta) \cos(2\psi_G - \Delta\omega t)\}, \\
I_{\text{out,C}}^0 &= \rho I_0, \\
I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega X} &= -\rho I_0 d \sin(\delta) \cos(2\psi_G), \\
I_{\text{out,C}}^{\Delta\omega Y} &= -\rho I_0 d \sin(\delta) \sin(2\psi_G),
\end{aligned} \tag{A1.31}$$

À partir de (A1.22), on déduit le biais :

$$B_C(t) = -d \sin(\delta) \cos(2\psi_G - \Delta\omega t), \tag{A1.32}$$

et pour une fibre faiblement biréfringente, le biais devient :

$$B_C(t) = d \cos(2\psi_G - \Delta\omega t) \delta + O(\delta) \tag{A1.33}$$

Dans ce cas, le biais au 1^{er} ordre en δ confirme que l'orthogonalité est brisée et qu'un signal de battement est généré après illumination de l'échantillon dichroïque circulaire.

I.3. Distribution gaussienne repliée

Considérons une variable aléatoire ϕ suivant une densité de probabilité gaussienne repliée [159] :

$$f_{WG}(\phi, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\phi-\mu+2k\pi)^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{A1.34})$$

où les paramètres μ et σ sont respectivement les moyennes et variance de la variable ϕ . Cette distribution vérifie la propriété suivante :

$$\langle z^n \rangle = \int_{\Gamma} e^{in\theta} f_{WG}(\phi, \mu, \sigma) d\theta = e^{in\mu} e^{-\frac{n^2\sigma^2}{2}}, \quad (\text{A1.35})$$

où $z = e^{i\theta}$, et Γ est l'intervalle d'intégration de longueur 2π . En conséquence, les premiers moments de z sont donc $\langle z \rangle = e^{i\mu} e^{-\frac{\sigma^2}{2}}$ et $\langle z^2 \rangle = e^{i2\mu} e^{-2\sigma^2}$ et on trouve :

$$\begin{aligned} \langle \sin(\theta) \rangle &= e^{-\frac{\sigma^2}{2}} \sin(\mu), \\ \langle \cos(\theta) \rangle &= e^{-\frac{\sigma^2}{2}} \cos(\mu). \end{aligned} \quad (\text{A1.36})$$

I.4. Détermination de la matrice de cohérence de Cloude

La matrice de cohérence de Cloude \mathbf{CM} d'une matrice de Mueller \mathbf{M} peut être obtenue directement à partir des relations données dans la référence [6] : $\mathbf{CM} = (\sum_{j,k=1}^4 \mathbf{M}_{jk} \boldsymbol{\eta}_{jk})/4$, avec $\boldsymbol{\eta}_{jk} = \mathbf{T}(\boldsymbol{\sigma}_j \otimes \boldsymbol{\sigma}_k) \mathbf{T}^\dagger$, où les matrices $\boldsymbol{\sigma}_{i,i \in [1,4]}$ sont les matrices de Pauli, et \mathbf{T} est la matrice :

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A1.37})$$

En utilisant ces relations, on obtient la matrice de cohérence de Cloude de la matrice \mathbf{M}_{LD}^Δ donnée à l'équation (II.35) :

$$\begin{aligned} \mathbf{CM}_{LD}^\Delta &= \rho \begin{bmatrix} \mathbf{CM}_{LD,3 \times 3}^\Delta & \vec{0} \\ \vec{0}^T & 0 \end{bmatrix}, \\ \mathbf{CM}_{LD}^\Delta &= \rho \begin{bmatrix} 1 + \langle T \rangle & \bar{d}C_{2\bar{\psi}} e^{-2\sigma_\psi^2} & \bar{d}S_{2\bar{\psi}} e^{-2\sigma_\psi^2} & 0 \\ \bar{d}C_{2\bar{\psi}} e^{-2\sigma_\psi^2} & \frac{1 - \langle T \rangle}{2} [1 + C_{4\bar{\psi}} e^{-8\sigma_\psi^2}] & \frac{1 - \langle T \rangle}{2} S_{4\bar{\psi}} e^{-8\sigma_\psi^2} & 0 \\ \bar{d}S_{2\bar{\psi}} e^{-2\sigma_\psi^2} & \frac{1 - \langle T \rangle}{2} S_{4\bar{\psi}} e^{-8\sigma_\psi^2} & \frac{1 - \langle T \rangle}{2} [1 - C_{4\bar{\psi}} e^{-8\sigma_\psi^2}] & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A1.38})$$

On remarque que cette matrice est de rang 3 dès lors que $\sigma_\psi \neq 0$, tandis qu'elle est de rang 1 (indépendante de σ_ψ) quand $\langle T \rangle = 1$ (cas isotrope), conduisant à une entropie de Cloude nulle ($\mathcal{S} = 0$).

II – Annexes du chapitre 4

II.1. Caractérisations du démonstrateur

II.1.1. Caractérisation de la photodiode à avalanche

La réponse de la photodiode à avalanche à 80 MHz (voie AC) a été mesurée à l'analyseur de spectre électrique et celle de la voie DC, à l'oscilloscope, en fonction de la puissance optique déposée sur le détecteur. Expérimentalement, le faisceau DFDP traverse un polariseur pour générer un signal de battement puis il est focalisé sur la photodiode. Un atténuateur variable fibré PM est placé avant le collimateur pour gérer la puissance optique du faisceau DFDP. Cette dernière est mesurée à l'aide d'un puissance-mètre inséré devant la photodiode entre chaque mesure. Les valeurs moyennes des signaux délivrés par les voies DC et AC sont mesurées et représentés sur la Figure 106 en fonction de la puissance optique mesurée à l'entrée de la photodiode. Les valeurs du signal de battement sont acquises pour trois orientations du polariseur linéaire qui correspondent à trois taux de modulation : 90%, 60% et 20%.

Pour ces trois séries de mesures, la sortie AC de la photodiode à avalanche répond linéairement pour des puissances optiques inférieures à $1 \mu\text{W}$, et au-delà, un régime de saturation s'installe. Ce résultat signifie que la saturation n'apparaît pas avec l'amplitude du battement mais plutôt avec la puissance lumineuse collectée. Concernant la sortie DC, sa réponse est linéaire entre $0,1$ et $1 \mu\text{W}$. À faible puissance optique reçue (inférieure à $0,1 \mu\text{W}$), la tension délivrée augmente rapidement tandis qu'au-delà d'une puissance de $1 \mu\text{W}$, le signal sature progressivement. Ce régime de saturation de la photodiode biaise la détermination des contributions continue et modulée de l'intensité lumineuse collectée. En conséquence, le gain de la photodiode des voies AC et DC est non-linéaire, toutefois, nous avons pu approcher les réponses par régression linéaire sur l'intervalle de puissances $0,1 - 1 \mu\text{W}$. Nous avons alors déterminé les valeurs expérimentales des gains à $150 \text{ mV}/\mu\text{W}$ pour la voie AC (valeur de gain déduite avec un taux de modulation de 100% à partir de celle estimée à $133 \text{ mV}/\mu\text{W}$ pour une modulation de 90%) et $3550 \text{ mV}/\mu\text{W}$ pour la voie DC.

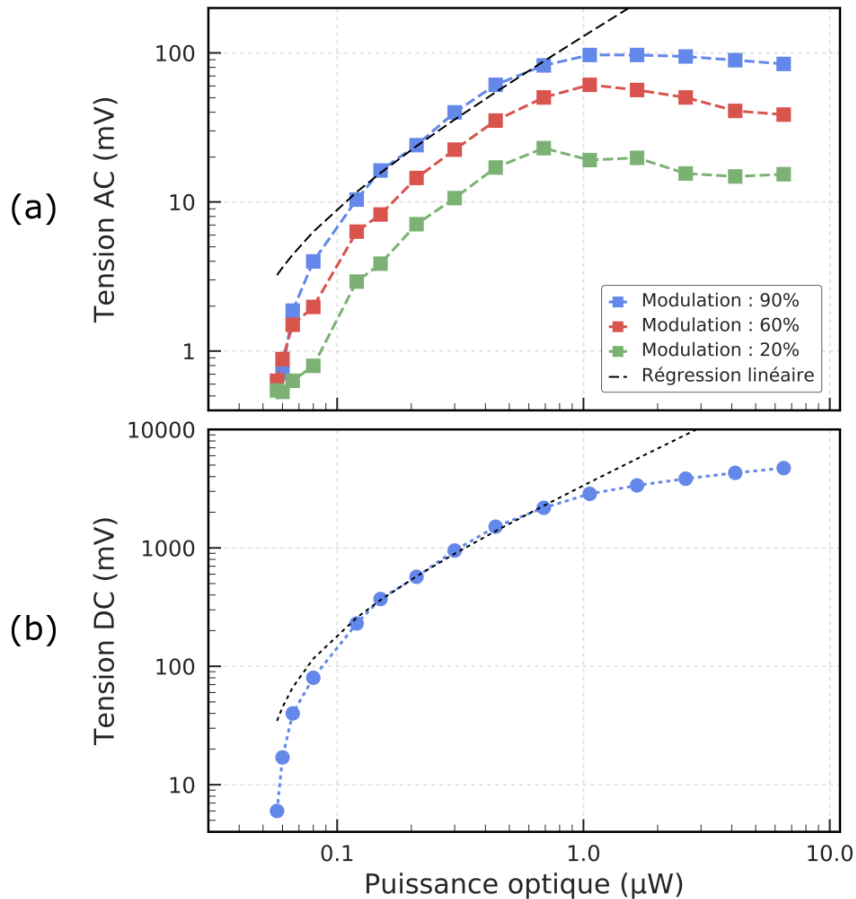


Figure 106 : Réponse des voies AC (a) et DC (b) de la photodiode à avalanche en fonction de la puissance lumineuse collectée et mesurée au puissance-mètre. Le taux de modulation du signal de battement, délivré par la voie AC, est modifié en tournant un polariseur linéaire inséré devant la photodiode à avalanche. Les signaux DC et AC mesurés pour un taux de modulation 90% (courbes bleues) sont approchés par des régressions linéaires entre 0,1 et 1 µW superposées en tirets pour la voie AC et en pointillés pour la voie DC.

II.1.2. Caractérisation de la démodulation IQ

Un générateur à deux voies (AFG3252C, Tektronix) a été utilisé pour caractériser le module de démodulation en variant le signal envoyé à l'entrée AC du dispositif de démodulation. À l'entrée OL, le signal est fixé à la puissance RF de -26 dBm à la fréquence de 80 MHz pour reproduire le signal issu du bras de référence [Figure 75(b)] pour lequel les composants électroniques, en particulier les mixeurs, ont un régime de fonctionnement optimal (pertes par conversion limitées). L'amplitude et la phase du signal à l'entrée AC sont variées successivement afin d'étudier l'influence de la démodulation sur les deux quadratures I et Q et donc l'estimation de la phase (ϕ) et l'amplitude ($|AC|$) du signal de contrôle. Le gain de la démodulation est également évalué lorsque l'amplitude et la phase du signal à l'entrée AC sont variées. Ce gain est le rapport entre l'estimation $|AC|$ de l'amplitude de modulation et la valeur efficace de l'amplitude du signal de battement (voie AC) de la photodiode envoyé à l'entrée de la démodulation. La Figure 107 présente les résultats obtenus en variant l'amplitude de modulation du signal AC pour trois phases différentes : 0° , 45° et

75°. On remarque que l'estimation de l'amplitude n'est pas linéaire avec les valeurs de contrôle et qu'elle varie avec le déphasage introduit entre l'oscillateur local et le signal AC. Sur la figure Figure 107(a), l'opération de démodulation se comporte linéairement entre 0 et 25 mV puis sature au-delà. La Figure 107(b) présente l'évolution du gain de la démodulation et la phase estimée à partir des deux quadratures I et Q . Si l'opération de démodulation était parfaitement linéaire, ces deux grandeurs devraient être constantes. Alors que la phase reste constante dans l'ensemble, le gain diminue d'un facteur 3 avec l'augmentation de l'amplitude de modulation entre 5 mV et 100 mV. Cette baisse du gain s'explique par la réponse non linéaire des mixeurs utilisés dans la démodulation.

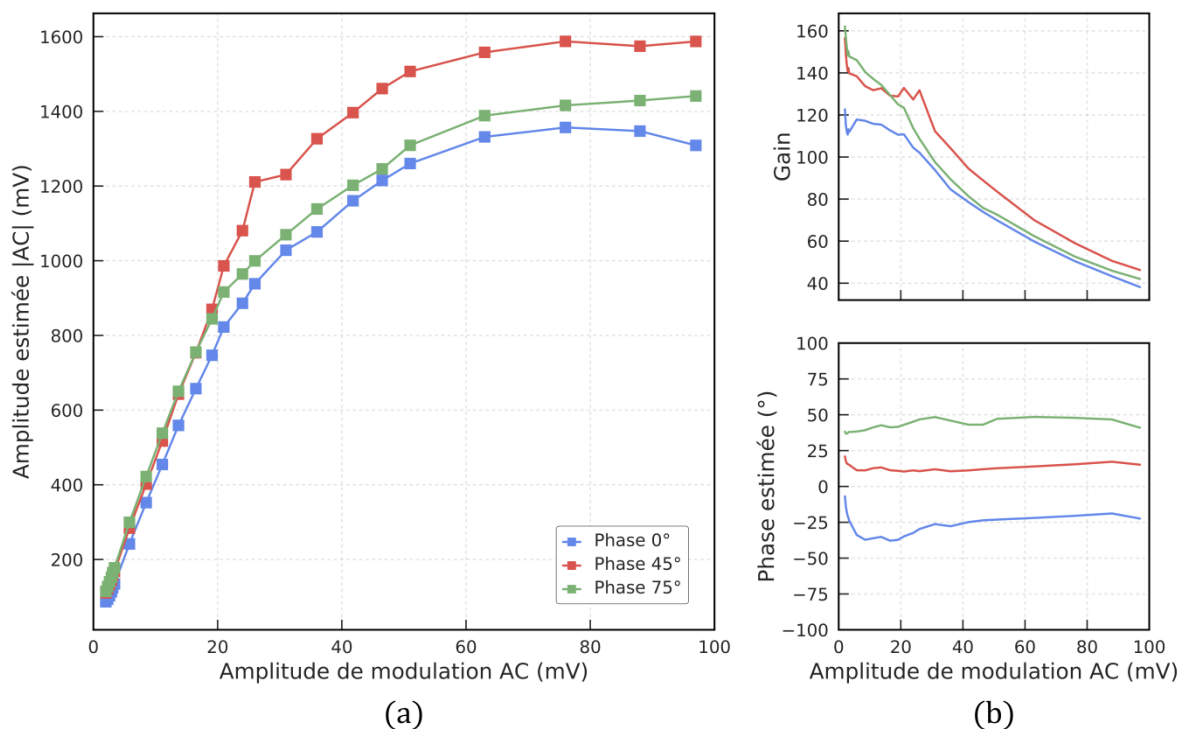


Figure 107 : Réponse du dispositif de démodulation en variant l'amplitude de modulation (valeur crête-à-crête) du signal modulé. À partir de la mesure des deux quadratures I et Q , l'amplitude (valeur efficace) (a) et la phase (b) sont estimées. La courbe de gain (b), qui est le rapport des valeurs efficaces entre l'amplitude estimée et l'amplitude de contrôle, est également tracée en fonction de l'amplitude de modulation de contrôle.

On s'intéresse maintenant aux variations de l'amplitude de l'amplitude et de la phase estimée lorsque la phase entre le signal de contrôle et l'oscillateur local est variée. Sur la Figure 108, la phase de contrôle est variée entre 0° et 360° pour deux amplitudes de modulation différentes : 6 mV et 37 mV (valeurs crête à crête). Les phases estimées varient correctement entre $\pm 90^\circ$. La Figure 108(b) illustre l'impact considérable de la phase sur l'estimation de l'amplitude donc le gain dont les valeurs évoluent entre 100 et 150 pour l'amplitude de contrôle fixée à 6 mV, et entre 60 et 100

pour 37 mV. Ces écarts sur la phase et le gain proviennent de la non-linéarité de l'opération de démodulation en fonction de la puissance RF d'entrée.

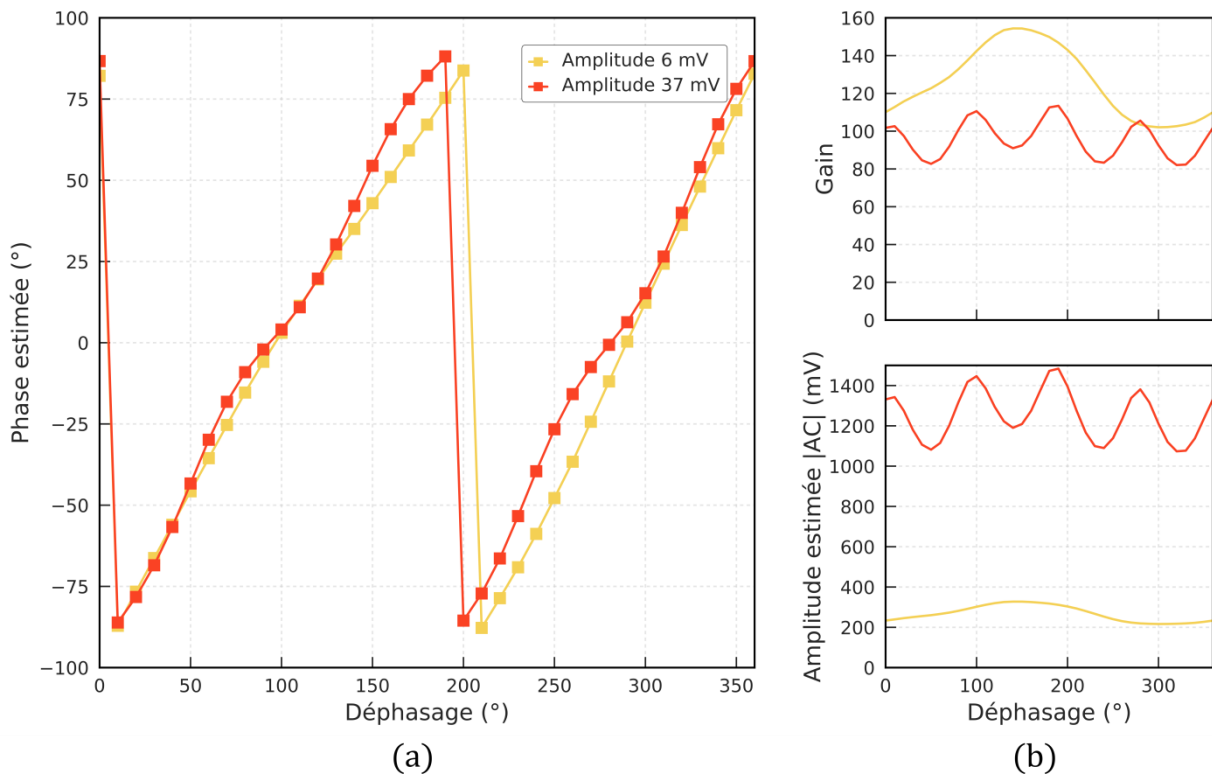


Figure 108 : Réponse du dispositif de démodulation en variant la phase du signal modulé. À partir de la mesure des deux quadratures I et Q , la phase (a) et l'amplitude (valeur efficace) (b) sont estimées. La courbe de gain (b), qui est le rapport des valeurs efficaces entre l'amplitude estimée et l'amplitude de contrôle, est également tracée en fonction de l'amplitude de modulation de contrôle. L'oscillateur local est fixé à -26 dBm.

II.1.3. Étude du bruit des signaux temporels

Nous étudions les bruits des signaux temporels lorsque le faisceau reste focalisé sur un point de la scène. Nous cherchons à déterminer la nature du bruit qui affecte les signaux enregistrés (DC, I et Q). Pour cela, nous analysons les histogrammes des signaux échantillonnés par la carte d'acquisition pendant une seconde (avec 10^6 points de mesures) soit approximativement le temps nécessaire pour réaliser les six images. Trois séries de mesures sont capturées en pointant le faisceau sur un papier rouge diffusant, puis un film polarisant IR devant une plaque métallique et enfin un film polarisant devant un miroir. Ces trois échantillons permettent de collecter trois niveaux de lumière bien distincts. Avant chaque acquisition, le courant d'obscurité de la photodiode, qui induit des valeurs résiduelles des signaux DC, I et Q (voir section II.1.4), est mesurée sur une durée de 100 ms puis est soustrait à la mesure réalisée. La Figure 109 présente les histogrammes des signaux mesurés en l'absence de lumière sur la photodiode. Les courbes noires

superposées aux histogrammes sont des distributions gaussiennes approchées à partir de la moyenne et de la variance des données. Pour rappel, une distribution gaussienne est de la forme :

$$P_g(x) = \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_g)^2}{2\sigma_g^2}\right), \quad (\text{A2.1})$$

où μ_g est l'espérance de la distribution et σ_g^2 , sa variance. Une distribution gaussienne est caractérisée par des facteurs d'asymétrie (ou « skewness » en anglais) et d'excès d'aplatissement (ou « excess kurtosis » en anglais) nuls. En analysant la forme des histogrammes ainsi que les valeurs de leurs facteurs d'asymétrie et d'aplatissement, nous évaluons le comportement du bruit qui domine les signaux temporels.

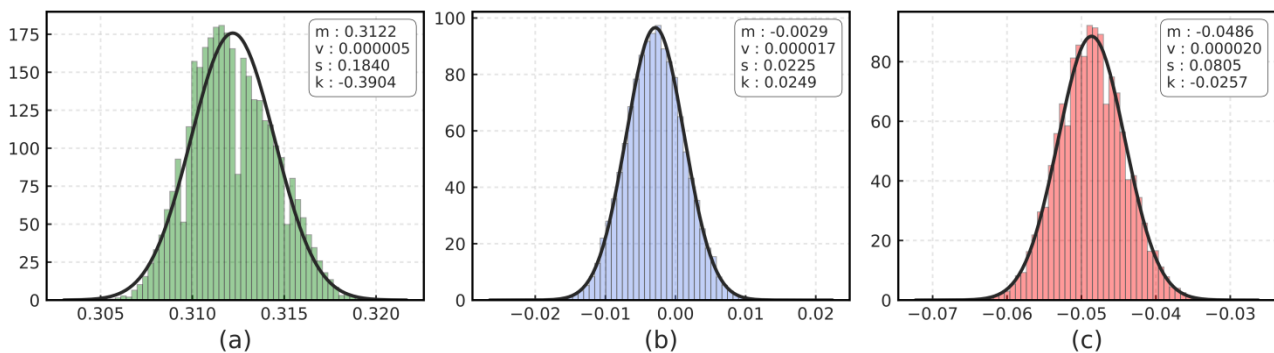


Figure 109 : Histogrammes (60 classes avec 10^6 points) des signaux DC (a), I (b) et Q (c) acquis en l'absence de lumière sur la photodiode pour un temps de mesure de 1 s. Les encadrés, en haut à droite de chaque histogramme, fournissent les valeurs de moyenne (m), de variance (v), d'asymétrie (skewness) (s) et d'excès d'aplatissement (excess kurtosis) (k) calculées à partir des signaux enregistrés. Les histogrammes sont approchés par des distributions gaussiennes (lignes solides noires) calculées à partir de la moyenne et de la variance.

Évidemment, en l'absence de lumière sur la photodiode, les signaux I et Q sont caractérisés par des valeurs quasi-nulles. Leur distribution présente des facteurs d'asymétrie et d'excès d'aplatissement également proche de zéro indiquant qu'en l'absence de signal, les deux quadratures sont fidèlement approchées par des distributions gaussiennes. Le signal DC est caractérisé par une distribution de valeur moyenne résiduelle de 312 mV due à la tension d'offset du montage électronique de la photodiode à avalanche. Les valeurs non nulles des facteurs d'asymétrie et d'excès d'aplatissement (estimés sur 10^6 points) signalent que la distribution du signal DC n'est pas parfaitement gaussienne.

Nous passons maintenant à l'étude des bruits qui affectent les mesures lorsqu'un objet est illuminé à une distance de 2 m du démonstrateur. Le courant d'obscurité est soustrait avant chaque mesure de sorte que seul le signal provenant de l'échantillon est traité, s'il est supérieur au bruit.

Dans le premier cas, le faisceau DFDP est focalisé sur un papier rouge et diffusant de sorte que la photodiode collecte peu de lumière. Les résultats sont donnés sur la Figure 110(a). Les histogrammes des signaux I et Q sont fidèles à des distributions gaussiennes bien que leur valeur moyenne soit proche de zéro. Les signaux sont donc dominés par le bruit de détection. L'histogramme du signal DC, dont les facteurs d'asymétrie et d'aplatissement sont faibles mais non nuls, n'est pas strictement identique à une distribution gaussienne. Cette situation est équivalente à celle rencontrée en l'absence de lumière indiquant que les signaux sont dominés par le bruit du système de détection pour de très faibles puissances optiques reçues (quelques nW).

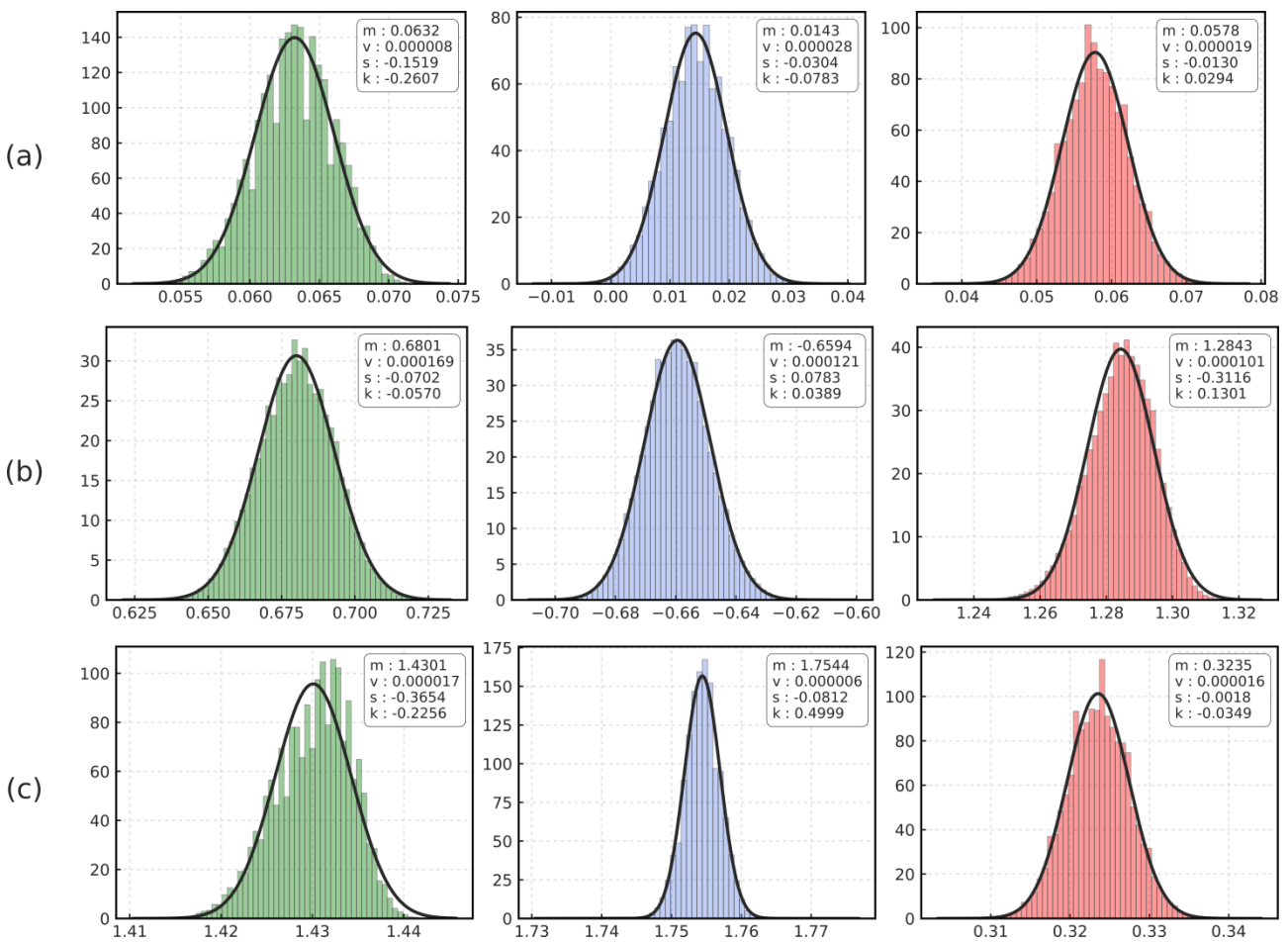


Figure 110 : Histogrammes (60 classes avec 10^6 points) des signaux DC (colonne gauche), I (colonne du milieu) et Q (colonne droite) acquis en collectant partiellement la lumière diffusée par un papier rouge (a), un polariseur infrarouge devant une plaque métallique (b) et un miroir (c) situés à une distance de 2 m du démonstrateur. Les valeurs moyennes du bruit d'obscurité du système de détection (photodiode et démodulation) ont été soustraites aux trois signaux DC, I et Q .

Dans la seconde situation avec le polariseur IR placé devant une plaque métallique, les valeurs moyennes des signaux mesurés sont comprises entre 0,6 et 1,3 V donc elles sont largement supérieures au bruit de détection (voir Figure 110[b]). Dans cette configuration, les histogrammes des signaux DC et I sont fidèlement approchés par des distributions gaussiennes tandis que le signal

Q est caractérisé par un histogramme asymétrique. D'après la réponse de la démodulation [Figure 107(a)], la forte valeur moyenne du signal Q (1,28 V), donc du signal $|AC|$, peut provoquer une saturation des signaux lors de l'opération de démodulation ce qui se traduit par la déformation de la distribution. On retrouve un comportement similaire avec le signal I (voir Figure 110[c]) lorsqu'un miroir réfléchit toute la lumière vers la surface active de la photodiode à avalanche après atténuation de la puissance lumineuse de 36 dB et passage à travers un polariseur. Dans cette configuration, les signaux DC et I , de valeurs moyennes respectives 1,43 V et 1,75 V, présentent une légère saturation qui déforme la forme des histogrammes construits avec des facteurs d'asymétrie et/ou d'excès d'aplatissement non nuls. L'histogramme du signal Q , de valeur moyenne 0,32 V, est parfaitement approché par une distribution gaussienne du fait de la réponse linéaire de la démodulation dans cette gamme de mesure.

II.1.4. Étude du bruit affectant les images

La nature du bruit est caractérisée en traçant les histogrammes des signaux DC, I et Q obtenus sur des zones homogènes (même matériau) au sein des images acquises pour un nombre total de 262144 points (512x512 pixels). Premièrement, en masquant la surface du détecteur avec un papier noir (fortement absorbant), c'est évidemment le bruit du système de détection qui domine les images, affichées sur la Figure 111(a). L'image DC reflète le courant d'obscurité du signal continu délivré par la photodiode à avalanche. Les fluctuations temporelles lentes du signal sont transcrites sous forme de « lignes » par le modèle de reconstruction des images décrit à la section II.1.6 (voir Figure 78). Les images I et Q présentent un bruit qui s'apparente plutôt à un bruit gaussien généré par l'électronique de démodulation bien que l'on distingue un motif linéaire signe de lentes fluctuations du signal délivré par la photodiode. Les histogrammes sont présentés sur la Figure 111(b) où les signaux I et Q sont bien approchés par des distributions gaussiennes (superposées en noir aux histogrammes), alors que l'histogramme du signal DC est plus chahuté par l'environnement de mesure.

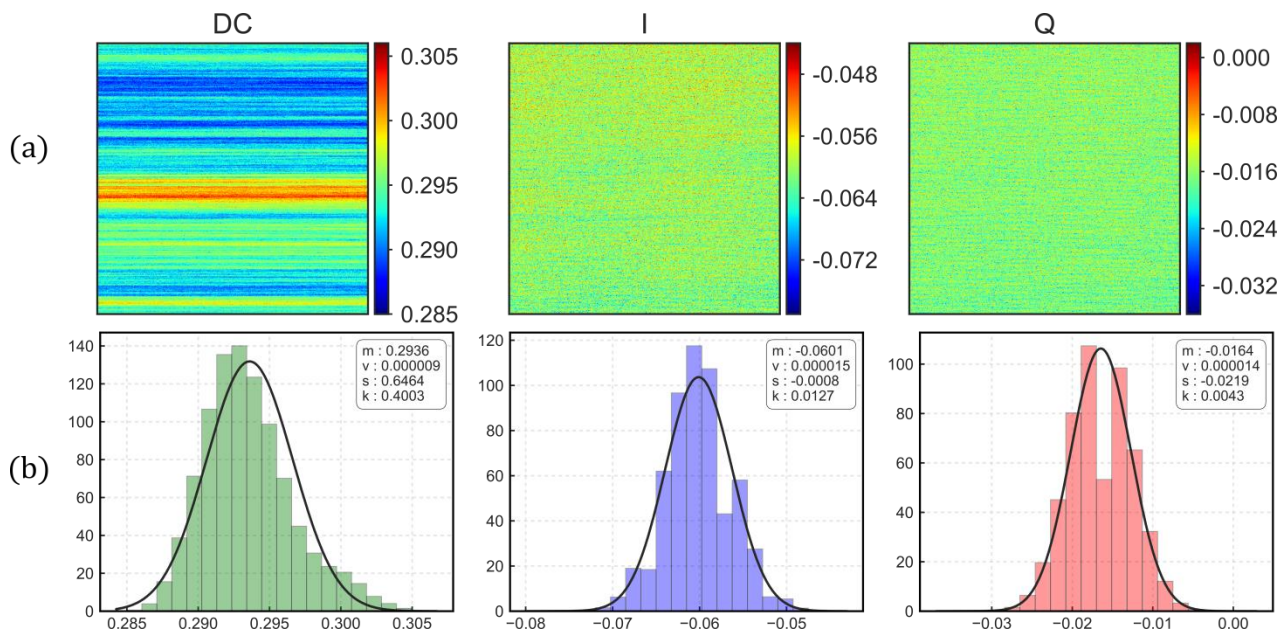


Figure 111 : (a) Images DC, I et Q acquises de 512x512 pixels en l'absence de lumière sur la photodiode à avalanche. Sous chaque image, l'histogramme correspondant (b) est calculé (avec 20 classes) à partir de tous les pixels constituant de l'image. Les encadrés, en haut à droite de chaque histogramme, fournissent les valeurs de moyenne (m), de variance (v), d'asymétrie (skewness) (s) et d'aplatissement (kurtosis) (k) calculées à partir des signaux enregistrés. Les histogrammes sont approchés par des distributions gaussiennes (lignes solides noires) calculées à partir de la moyenne et de la variance. Les valeurs des barres de couleur et des histogrammes (abscisses) sont exprimées en volts.

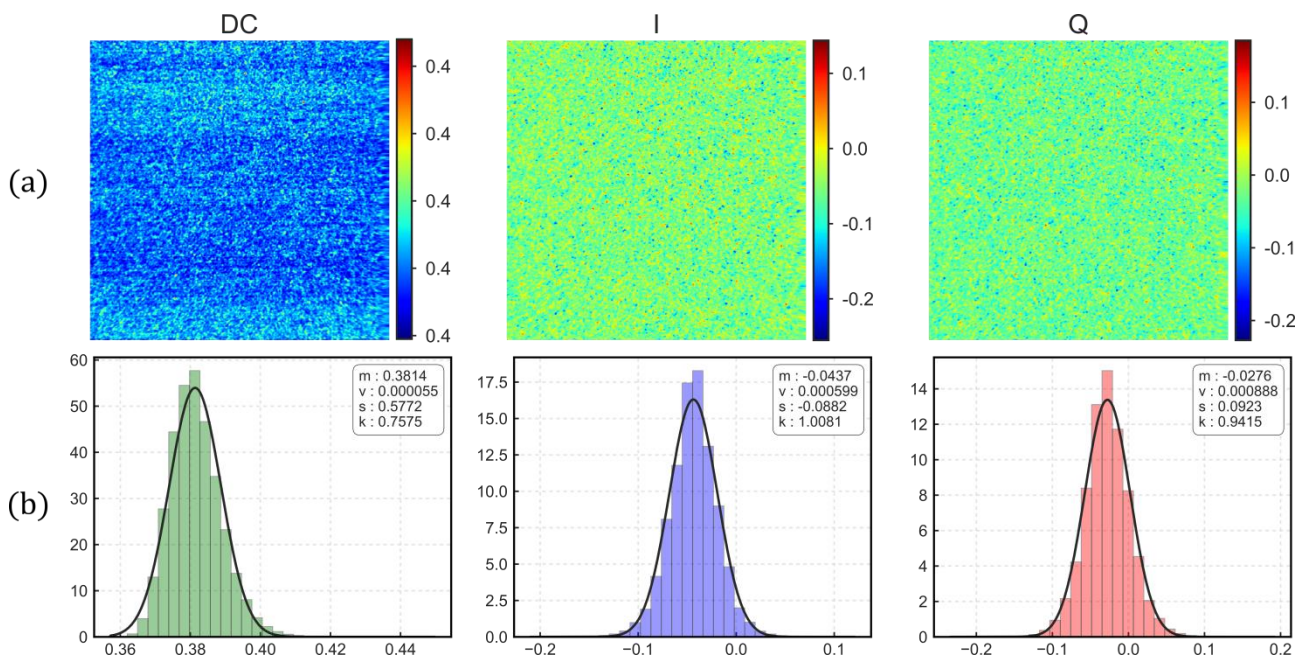


Figure 112 : (a) Images DC, I et Q de 512x512 pixels acquises sur un carton. Sous chaque image, l'histogramme correspondant (b) est calculé (avec 30 classes) à partir de tous les pixels constituant de l'image.

Ensuite, un carton de surface homogène est imagé à une distance de 2 m, et les images DC, I et Q construites ainsi que leurs histogrammes correspondants sont affichés sur la Figure 112. Les signaux sont proches du bruit de détection. On constate ainsi que les histogrammes I et Q décrivent

des distributions gaussiennes. En ce qui concerne l'histogramme du signal DC, il diffère clairement d'une distribution gaussienne et est plutôt caractéristique des lentes fluctuations du courant d'obscurité de la photodiode (Figure 112).

Enfin, les mesures sont réalisées sur une plaque métallique pour collecter une grande quantité de signal et un polariseur est placé juste devant la photodiode afin de générer un signal de battement non nul. Dans cette configuration, la valeur moyenne du signal DC délivré par la photodiode à avalanche est de 144 mV (tension d'offset compensée). La photodiode fonctionne donc dans son régime linéaire d'après la réponse de la photodiode à avalanche tracée sur la Figure 106. La Figure 113 donne les images et les histogrammes correspondants des signaux DC, I et Q . Dans ce cas, nous avons approximé les signaux sont approchés par des lois Gamma dont la densité de probabilité est de la forme :

$$P_G(x) = \left(\frac{L}{\mu_G}\right) \frac{x^{L-1}}{\Gamma(L)} \exp\left(-x \frac{L}{\mu_G}\right). \quad (\text{A2.2})$$

où μ_G est l'espérance, μ_G^2/L est la variance, L est un paramètre de forme et $\Gamma(L)$ désigne la fonction Gamma. Cette distribution permet de décrire un bruit de speckle non pleinement développé d'ordre L signifiant que chaque pixel de l'image contient un nombre entier L de grains de speckle. Néanmoins, cette distribution n'est valable que pour des valeurs positives ou nulles si bien que pour approcher les quantités DC, I et Q , pouvant être négatives, il est nécessaire de recalculer les données. Ce recalage consiste à soustraire la tension d'offset autour de 0 pour décaler tout le signal (DC, I ou Q) vers les valeurs positives (ou les valeurs négatives si la valeur moyenne est négative) puis à en calculer la valeur absolue. Une fois les données modifiées pour être positives et approchées par une loi Gamma, le paramètre de forme est estimé (\hat{L}) localement sur les trois images DC, I et Q . Chaque image est divisée en 16x16 sous-images de 32x32 pixels, puis la moyenne ($\hat{\mu}_G$) et la variance des pixels [$\text{var}(P_G(x)) = \hat{\mu}_G^2/\hat{L}$] de chaque sous-image sont calculées. On peut finalement estimer localement le paramètre de forme avec l'expression :

$$\hat{L} = \frac{\hat{\mu}_G^2}{\text{var}(P_G(x))}. \quad (\text{A2.3})$$

Cette estimation renseigne sur le nombre de grains de speckle intégrés par le détecteur. La corrélation des trois estimations \hat{L}_{DC} , \hat{L}_I et \hat{L}_Q valide la description du bruit comme du speckle [217]. Le speckle est un bruit multiplicatif qui croît avec l'augmentation de la quantité de lumière reçue par la photodiode.

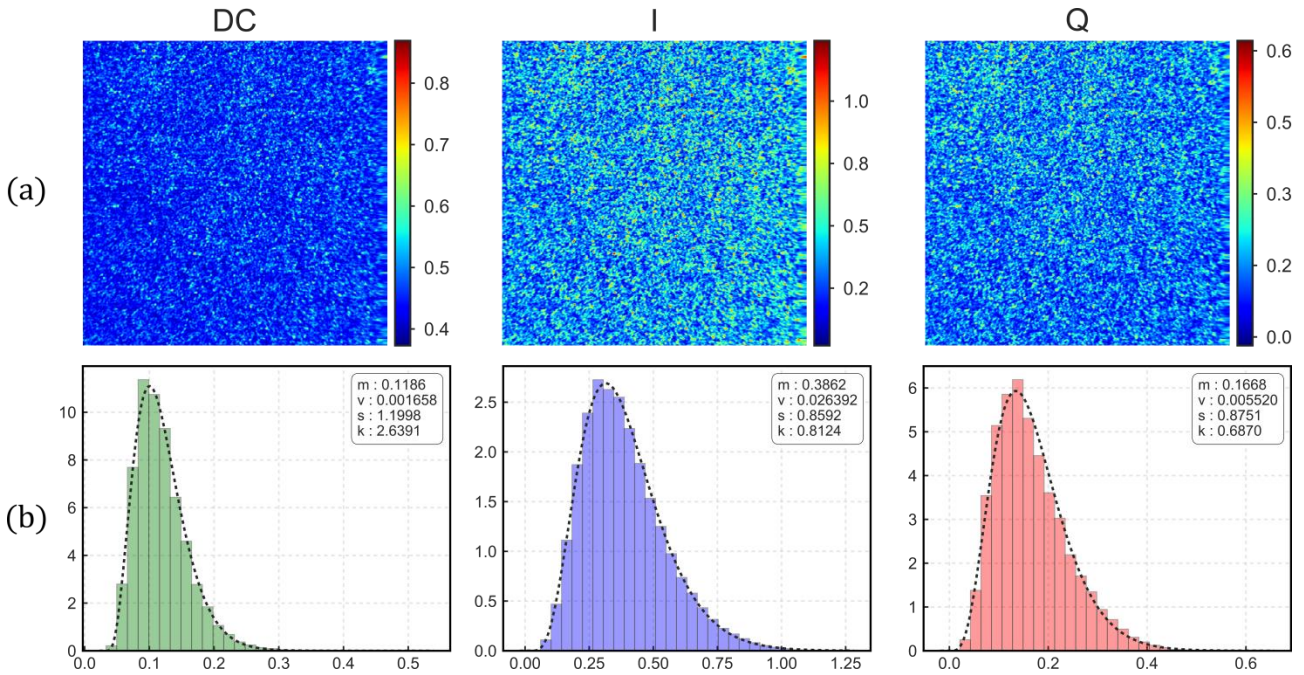


Figure 113 : (a) Images DC, I et Q de 512x512 pixels acquises sur une plaque métallique. Sous chaque image, l'histogramme correspondant (b) est calculé (avec 30 classes) à partir de tous les pixels constituant de l'image. Les histogrammes sont approchés par des distributions Gamma (lignes pointillées noires) calculées à partir de la moyenne et de la variance. La valeur moyenne du bruit d'obscurité a été soustrait aux valeurs de l'histogramme DC mais pas à l'image affichée.

Pour revenir à la situation de mesure considérée, les trois histogrammes sont approchés par des distributions Gamma (superposées en pointillées noires). Dans cette situation, les images sont affectées par un bruit multiplicatif qui s'apparente à du speckle. Le paramètre de forme est estimé par l'équation (A2.3) à une valeur approximative de 5 pour les trois images : $\hat{L}_{DC} = 4,67 \pm 0,50$, $\hat{L}_I = 5,65 \pm 0,25$ et $\hat{L}_Q = 5,05 \pm 0,22$, indiquant que l'équivalent de 5 grains de speckle sont intégrés en moyenne par le détecteur. Dès lors que les images I et Q sont affectées d'un bruit de speckle, les images de l'amplitude du battement $|AC|$, de la phase ϕ et d'OBC sont décrites par des distributions plus complexes qui n'ont pas de formes analytiques simples, ni référencées à notre connaissance dans la littérature.

En résumé, à faibles valeurs, l'image DC est dominée par un bruit proche d'une loi gaussienne mais qui est altérée par les lentes fluctuations de la photodiode à avalanche et les signaux I et Q sont affectés d'un bruit additif gaussien de variances identiques et de moyennes différentes. À plus haute valeur, c'est un bruit multiplicatif de speckle qui domine les trois images DC, I et Q et alors l'amplitude du battement, la phase et le contraste sont affectés par des bruits non référencés dans la littérature à notre connaissance.

II.2. Théorie de la brisure d'orthogonalité induite

II.2.1. Détail des calculs des modalités induites

De manière analogue aux calculs menés dans l'annexe AI.2 pour la mesure par brisure d'orthogonalité sans analyseur, nous allons déterminer les expressions théoriques de l'intensité détectée lorsqu'un analyseur linéaire ou circulaire est inséré devant le détecteur.

II.2.1-(a). Modalité induite linéaire

À partir de l'équation (IV.3) et en considérant l'analyseur linéaire parfait ($d = 1$, $\rho = 1/2$), on détermine le vecteur de Stokes de la lumière après interaction avec la scène en configuration de réflexion. Le premier élément du vecteur de Stokes instantané calculé fournit l'expression théorique de l'intensité détectée. Lorsque que la scène est un élément purement dépolarisant, dont la matrice de Mueller \mathbf{M}_Δ est donnée à l'équation (I.29), alors l'intensité s'exprime :

$$\begin{aligned} I_{\text{out},ind.lin.}(t) &= \rho I_0 [1 + P_{L1} \sin(\Delta\omega t)], \\ I_{\text{out},ind.lin.}^0 &= \rho I_0, \\ I_{\text{out},ind.lin.}^{\Delta\omega X} &= 0, \\ I_{\text{out},ind.lin.}^{\Delta\omega Y} &= \rho I_0 P_{L1}, \end{aligned} \quad (\text{A2.4})$$

où l'indice *ind. lin.* désigne la modalité induite avec un analyseur linéaire orienté à 90° (selon l'axe \hat{y}). Le contraste et la phase du battement sont alors de la forme :

$$\begin{aligned} \text{OBC}_{ind.lin.} &= P_{L1}, \\ \angle I_{\text{out},ind.lin.}^{\Delta\omega} &= \frac{\pi}{2}. \end{aligned} \quad (\text{A2.5})$$

Cette situation est intéressante puisque le contraste est égal au coefficient de dépolarisation P_{L1} qui renseigne directement sur la nature dépolarisante de l'échantillon sondé. Dans le cas d'un élément non-dépolarisant ($P_{L1} = 1$), la valeur de l'OBC sera maximale et unitaire alors que tout élément dépolarisant ($P_{L1} < 1$), réduira sa valeur. Cette modalité est pertinente pour la discrimination d'éléments non-dépolarisants parmi des éléments dépolarisants. Dans la majorité des scénarios rencontrés pour les applications de détection de cibles, les trois coefficients de dépolarisation sont très proches ($P_{L1} \approx P_{L2} \approx P_C$) si bien que la méthode de mesure proposée est adaptée à la mise en évidence de contrastes de dépolarisation.

Lorsque la scène agit comme un élément de comportement anisotrope linéaire (biréfringent ou dichroïque), l'expression de l'intensité est beaucoup plus complexe. Dans le cas d'un échantillon dichroïque linéaire [de matrice de Mueller \mathbf{M}_{DL} donnée par l'équation (I.27)] de taux de diatténuation d et d'orientation d'anisotropie ψ_D , l'intensité est de la forme :

$$\begin{aligned}
I_{\text{out,ind.lin.}}(t) &= \frac{1}{2} I_0 \rho [1 - d \cos(2\psi_D)] \\
&\quad + \frac{1}{4} I_0 \rho \cos(\Delta\omega t) [-2d \sin(2\psi_D) + (1 - T) \sin(4\psi_D)] \\
&\quad + \frac{1}{4} I_0 \rho \sin(\Delta\omega t) \{1 + T + [-2d \cos(2\psi_D) + (1 - T) \cos(4\psi_D)]\}, \\
I_{\text{out,ind.lin.}}^0 &= \frac{1}{2} I_0 \rho [1 + 2d \cos(2\psi_D)], \\
I_{\text{out,ind.lin.}}^{\Delta\omega X} &= \frac{1}{4} I_0 \rho [-2d \sin(2\psi_D) + (1 - T) \sin(4\psi_D)], \\
I_{\text{out,ind.lin.}}^{\Delta\omega Y} &= \frac{1}{4} I_0 \rho \{1 + T + [-2d \cos(2\psi_D) + (1 - T) \cos(4\psi_D)]\}.
\end{aligned} \tag{A2.6}$$

De même, quand l'échantillon présente de la biréfringence linéaire [matrice de Mueller \mathbf{M}_{BL} donnée à l'équation (I.17)] de retard δ et d'orientation ψ , l'intensité s'exprime :

$$\begin{aligned}
I_{\text{out,ind.lin.}}(t) &= \frac{1}{2} I_0 \\
&\quad + \frac{1}{4} I_0 \cos(\Delta\omega t) [-2 \sin(2\psi) \cos(2\psi) \cos(\delta) + \sin(4\psi)] \\
&\quad + \frac{1}{4} I_0 \sin(\Delta\omega t) [1 - 2 \sin^2(2\psi) \cos(\delta) + \cos(4\psi)], \\
I_{\text{out,ind.lin.}}^0 &= \frac{1}{2} I_0, \\
I_{\text{out,ind.lin.}}^{\Delta\omega X} &= \frac{1}{4} I_0 [-2 \sin^2(2\psi) \cos(\delta) + \sin(4\psi)], \\
I_{\text{out,ind.lin.}}^{\Delta\omega Y} &= \frac{1}{4} I_0 [1 - 2 \sin(2\psi) \cos(2\psi) \cos(\delta) + \cos(4\psi)].
\end{aligned} \tag{A2.7}$$

Aucune forme triviale du contraste et de la phase ne se manifeste. Les calculs ne sont donc pas poursuivis puisqu'ils n'apportent aucun intérêt du fait de la forte dépendance des quadratures (X et Y) avec l'anisotropie considérée et son orientation.

II.2.1-(b). Modalité induite circulaire

Nous reproduisons la méthode de calcul en considérant un analyseur circulaire parfait ($d = 1$ et $\rho = 1/2$) devant le détecteur à la place d'un analyseur linéaire. Dans ce cas, l'intensité, en configuration de réflexion, est déterminée par le premier élément du vecteur de Stokes instantané calculé à partir de l'équation (IV.6). On considère une scène se comportant comme un élément dépolarisant, de matrice de Mueller \mathbf{M}_{Δ} , donnée par l'équation (I.29). L'intensité s'exprime alors :

$$I_{\text{out,ind.cir.}}(t) = \frac{I_0}{2}. \tag{A2.8}$$

L'intensité est constante et aucun signal de battement n'apparaît. Ce résultat est proche de celui rencontré en modalité sans analyseur mis à part l'absorption du polariseur qui réduit l'intensité. De

même pour une scène dichroïque [matrice de Mueller donnée à l'équation (I.27)], l'intensité (en configuration de réflexion) est proche de celle rencontrée en modalité sans analyseur au facteur d'absorption près du polariseur :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{out},ind.cir.}(t) &= \frac{1}{2} I_0 \rho [1 - d \sin(2\psi_D + \Delta\omega t)], \\
 I_{\text{out},ind.cir.}^0 &= \frac{1}{2} I_0 \rho, \\
 I_{\text{out},ind.cir.}^{\Delta\omega X} &= -\frac{1}{2} I_0 \rho d \sin(2\psi_D), \\
 I_{\text{out},ind.cir.}^{\Delta\omega Y} &= -\frac{1}{2} I_0 \rho d \cos(2\psi_D).
 \end{aligned} \tag{A2.9}$$

De manière identique à la modalité sans analyseur, on retrouve le taux de diatténuation et son orientation, respectivement, à partir de l'OBC et de la phase du signal de battement :

$$\begin{aligned}
 \text{OBC}_{ind.cir.} &= d, \\
 \angle I_{\text{out},ind.cir.}^{\Delta\omega t} &= \frac{\pi}{2} - 2\psi_D.
 \end{aligned} \tag{A2.10}$$

Enfin, si la scène se comporte comme un élément biréfringent linéaire [matrice de Mueller donnée par l'équation (I.17)], alors l'intensité est de la forme :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{out},ind.cir.}(t) &= \frac{1}{2} I_0 [1 - \sin(\delta) \cos(2\psi + \Delta\omega t)], \\
 I_{\text{out},ind.cir.}^0 &= \frac{1}{2} I_0, \\
 I_{\text{out},ind.cir.}^{\Delta\omega X} &= -\frac{1}{2} I_0 \sin(\delta) \cos(2\psi), \\
 I_{\text{out},ind.cir.}^{\Delta\omega Y} &= \frac{1}{2} I_0 \sin(\delta) \sin(2\psi).
 \end{aligned} \tag{A2.11}$$

Le retard et l'orientation de la biréfringence sont découplés sur l'OBC et la phase :

$$\begin{aligned}
 \text{OBC} &= \sin(\delta), \\
 \angle I_{\text{out},ind.cir.}^{\Delta\omega t} &= -2\psi.
 \end{aligned} \tag{A2.12}$$

Ainsi, l'insertion d'un élément d'analyse circulaire devant le détecteur permet de caractériser directement la biréfringence linéaire et le dichroïsme linéaire à condition de connaître la nature de l'effet d'anisotropie (déphasage ou absorption).

II.3. Bilan de portée

La plupart des études présentes dans la littérature, décrite à la section I du chapitre 4, ont été menées en environnement extérieur pour des distances d'imagerie allant de la dizaine à la centaine de mètres. Dans ce contexte, il est pertinent d'étudier la faisabilité d'un système imageur polarimétrique basé sur la technique de brisure d'orthogonalité pour des applications terrains où la portée à atteindre est supérieure à une centaine de mètres. À l'aide d'un bilan de portée qui se veut simpliste, nous extrapolons la puissance d'illumination requise pour que la photodiode fournisse un signal constant lorsque la distance entre l'imageur et la scène est augmentée, et cela, sans tenir compte de pertes supplémentaires pouvant survenir pour de longues distances de propagation dans l'air (particules absorbantes ou diffusantes).

Pour réaliser le bilan de portée, nous considérons la situation suivante : le faisceau lumineux est déposé sur la scène, avec une puissance notée P_d , et, pour une position du faisceau, la photodiode collecte partiellement la lumière réfléchie par la scène dont la puissance optique est notée $P_{reçue}$. La scène est assimilée à un diffuseur lambertien d'albédo ρ situé à une distance D de l'optique de focalisation. Ce système optique collecte la lumière renvoyée par la scène dans un angle solide noté $\Omega_c = S_c/D^2$ où la surface de l'optique de collection, notée S_c , est de $0,002 \text{ m}^2$ dans notre cas avec une optique de $2''$ (soit un rayon de $2,5 \text{ cm}$). On note η_p , le coefficient de transmission lié à la propagation de la lumière entre la scène et l'imageur et η_c , le coefficient de transmission global du système optique comprenant les éléments allant de l'optique de focalisation jusqu'à la lentille devant la photodiode. On peut alors relier simplement la puissance optique reçue par la photodiode à la puissance déposée sur l'échantillon par l'expression :

$$P_c = \frac{S_c \eta_c \eta_p \rho}{D^2} P_d. \quad (\text{A2.13})$$

De plus, la puissance optique reçue est donnée par : $V_{DC} = G_{DC} P_c$ où V_{DC} est la tension délivrée par la voie DC de la photodiode en tenant compte de la sensibilité de $G_{DC} = 3550 \text{ V/mW}$ dans son régime linéaire.

On détermine tout d'abord la valeur expérimentale du facteur $\eta_c \eta_p \rho$ à la distance de 2 m sur un échantillon en carton supposé lambertien. À la distance $D = 2 \text{ m}$, la puissance d'illumination est : $P_d = 10 \text{ mW}$, et la tension délivrée par la photodiode : $V_{DC} = 0,3 \text{ V}$, soit $P_c = 83 \text{ nW}$. On déduit alors le facteur : $\eta_c \eta_p \rho = 0,0167$ où l'albédo ρ de la scène est évidemment l'élément qui introduit le plus de pertes puisque la transmission du système optique η_c est $\sim 0,4$ et la transmission dans l'air est proche de 1. Nous avons toutes les valeurs utiles pour extrapoler la puissance déposée P_d

requis pour réaliser des images sur des distances plus importantes, à puissance reçue P_c équivalente :

$$P_d = \frac{V_{DC}}{G_{DC}} \frac{1}{S_c \eta_c \eta_p \rho} D^2. \quad (\text{A2.14})$$

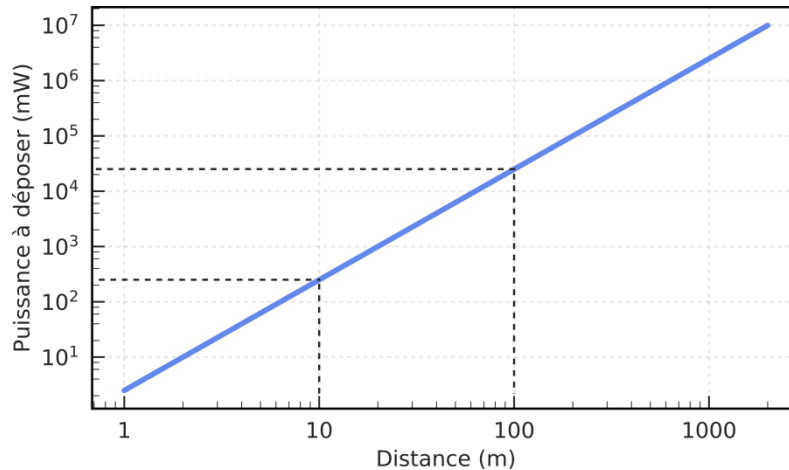


Figure 114 : Extrapolation du bilan de portée à puissance optique, reçue par la photodiode, constante. La puissance d'illumination est tracée en fonction de la distance entre le système imageur et la scène.

La Figure 114 représente l'extrapolation de la puissance requise pour des distances allant de 2 à 2000 m. Ainsi, on note qu'à une distance de 10 m, la puissance déposée sur la scène doit être de 250 mW et qu'à partir de 20 m, il est nécessaire de déposer 1 W. Au-delà de cette distance, il semble difficilement envisageable de travailler avec une source continue étant donné que la source DFDP induit 10 dB de pertes sur la puissance initiale du laser. Cela signifie qu'à 20 m, la source commerciale amplifiée doit être d'une puissance de 10 W. Une première solution consisterait à utiliser une optique de collection de plus grande surface pour détecter plus de lumière. La solution évidente consisterait plutôt à se tourner vers une source impulsionnelle bien plus adaptée pour illuminer des scènes à longue distance à l'aide de puissances crêtes de l'ordre de plusieurs kilowatts.

Bibliographie

1. E. Collett, *Polarized Light: Fundamentals and Applications* (1992).
2. S. Huard, *Polarization of Light* (1997).
3. C. Brosseau, *Fundamentals of Polarized Light: A Statistical Optics Approach* (Wiley-Interscience, 1998).
4. 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 the SPIE* (2014), Vol. 9099, p. 90990B.
5. R. M. A. Azzam, "Propagation of partially polarized light through anisotropic media with or without depolarization: A differential 4×4 matrix calculus," *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 1756 (1978).
6. S. R. Cloude, "Group theory and polarisation algebra," *Optik (Stuttg.)* **75**, 26–36 (1986).
7. R. Ossikovski, "Differential and product Mueller matrix decompositions: a formal comparison," *Opt. Lett.* **37**, 220 (2012).
8. J. Fade and N. Ortega-quijano, "Differential description and irreversibility of depolarizing light – matter interactions," *J. Opt.* **18**, (2016).
9. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Elsevier, 2013).
10. X. M. Xi, T. Weiss, G. K. L. Wong, F. Biancalana, S. M. Barnett, M. J. Padgett, and P. St. J. Russell, "Optical activity in twisted solid-core photonic crystal fibers," *Phys. Rev. Lett.* **110**, 1–4 (2013).
11. R. Ulrich and A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *Appl. Opt.* **18**, 2241 (1979).
12. S.-Y. Lu and R. A. Chipman, "Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1106 (1996).
13. M. Bass, *Handbook of Optics: Volume 1* (2010).
14. L. Pouget, J. Fade, C. Hamel, and M. Alouini, "Polarimetric imaging beyond the speckle grain scale," *Appl. Opt.* **51**, 7345 (2012).
15. T. Setälä, A. Shevchenko, M. Kaivola, and A. T. Friberg, "Polarization time and length for random optical beams," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* **78**, 1–6 (2008).
16. J. J. Gil and E. Bernabeu, "Depolarization and polarization indices of an optical system," *Opt. Acta Int. J. Opt.* **33**, 185–189 (1986).
17. S. R. Cloude, "Conditions for the physical realisability of matrix operators in polarimetry," in *SPIE Vol. 1166, Polarization Considerations for Optical Systems II* (1989), Vol. 1166, pp. 177–185.
18. T. Mu, C. Zhang, and R. Liang, "Demonstration of a snapshot full-Stokes division-of-aperture imaging polarimeter using Wollaston prism array," *J. Opt.* **17**, (2015).

19. N. Ortega-Quijano, F. Fanjul-Vélez, and L. Arce-diego, "Physically-meaningful depolarization metric based on the differential Mueller matrix," *Opt. Lett.* **40**, 1–5 (2015).
20. M. Alouini, F. Goudail, N. Roux, L. Le Hors, P. Hartemann, S. Breugnot, and D. Dolfi, "Active spectro-polarimetric imaging: signature modeling, imaging demonstrator and target detection," *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **42**, 129–139 (2008).
21. S. Alali and A. Vitkin, "Polarized light imaging in biomedicine: emerging Mueller matrix methodologies for bulk tissue assessment.," *J. Biomed. Opt.* **20**, 61104 (2015).
22. A. Golaraei, L. Kontenis, R. Cisek, D. Tokarz, S. J. Done, B. C. Wilson, and V. Barzda, "Changes of collagen ultrastructure in breast cancer tissue determined by second-harmonic generation double Stokes-Mueller polarimetric microscopy," *Biomed. Opt. Express* **7**, 4054 (2016).
23. J. Jagtap, S. Chandel, N. Das, J. Soni, S. Chatterjee, A. Pradhan, and N. Ghosh, "Quantitative Mueller matrix fluorescence spectroscopy for precancer detection," *Opt. Lett.* **39**, 243–246 (2014).
24. 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," *Opt Express* **19**, 1582 (2011).
25. A. Pierangelo, A. Nazac, A. Benali, P. Validire, H. Cohen, T. Novikova, B. H. Ibrahim, S. Manhas, C. Fallet, M.-R. Antonelli, and A.-D. Martino, "Polarimetric imaging of uterine cervix: a case study," *Opt. Express* **21**, 14120–14130 (2013).
26. J. Rehbinder, H. Haddad, S. Deby, B. Teig, A. Nazac, T. Novikova, A. Pierangelo, and F. Moreau, "Ex vivo Mueller polarimetric imaging of the uterine cervix: a first statistical evaluation," *J. Biomed. Opt.* **21**, 71113 (2016).
27. M. Sun, H. He, N. Zeng, E. Du, Y. Guo, S. Liu, J. Wu, Y. He, and H. Ma, "Characterizing the microstructures of biological tissues using Mueller matrix and transformed polarization parameters.," *Biomed. Opt. Express* **5**, 4223–34 (2014).
28. J. Wang, W. Zheng, K. Lin, and Z. Huang, "Integrated Mueller-matrix near-infrared imaging and point-wise spectroscopy improves colonic cancer detection," *Biomed. Opt. Express* **7**, 1116 (2016).
29. P. G. Ellingsen, L. M. S. Aas, V. S. Hagen, R. Kumar, M. B. Lilledahl, and M. Kildemo, "Mueller matrix three-dimensional directional imaging of collagen fibers," *J. Biomed. Opt.* **19**, 026002–026002 (2014).
30. G. W. Kattawar and M. J. Raković, "Virtues of mueller matrix imaging for underwater target detection.," *Appl. Opt.* **38**, 6431–6438 (1999).
31. G. W. Kattawar and D. J. Gray, "Mueller matrix imaging of targets in turbid media: effect of the volume scattering function.," *Appl. Opt.* **42**, 7225–7230 (2003).
32. M. J. Raković, G. W. Kattawar, M. B. Mehrubeoğlu, B. D. Cameron, L. V Wang, S. Rastegar, and G. L. Coté, "Light backscattering polarization patterns from turbid media: theory and experiment.," *Appl. Opt.* **38**, 3399–3408 (1999).
33. S. Manhas, M. K. Swami, P. Buddhiwant, N. Ghosh, P. K. Gupta, and J. Singh, "Mueller matrix approach for determination of optical rotation in chiral turbid media in backscattering geometry," *Opt. Express* **14**, 190 (2006).
34. R. Ossikovski, M. Anastasiadou, S. Ben Hatit, E. Garcia-Caurel, and A. De Martino, "Depolarizing mueller matrices: How to decompose them?," *Phys. Status Solidi Appl. Mater.*

- Sci. **205**, 720–727 (2008).
35. A. Le Gratiot, M. Dubreuil, S. Rivet, and Y. Le Grand, "Scanning Mueller polarimetric microscopy," *Opt. Lett.* **41**, 4336–4339 (2016).
 36. R. Ossikovski, "Analysis of depolarizing Mueller matrices through a symmetric decomposition.," *J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.* **26**, 1109–1118 (2009).
 37. D. A. LeMaster, A. H. Mahamat, B. M. Ratliff, A. S. Alenin, J. S. Tyo, and B. M. Koch, "SWIR active polarization imaging for material identification," in *Polarization Science and Remote Sensing VI* (2013), Vol. 8873, p. 88730O.
 38. B. Kaplan, T. Novikova, A. De Martino, and B. Drévilion, "Characterization of bidimensional gratings by spectroscopic ellipsometry and angle-resolved Mueller polarimetry," *Appl. Opt.* **43**, 1233 (2004).
 39. N. Lefaudeux, N. Lechocinski, S. Breugnot, and P. Clémenceau, "Compact and robust linear Stokes polarization camera," *EPJ Web Conf.* **5**, 1005 (2010).
 40. E. Collett, "Measurement of the four Stokes polarization parameters with a single circular polarizer," *Opt. Commun.* **52**, 77–80 (1984).
 41. A. W. Graham, "Planets, Stars and Stellar Systems," in *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 6: Extragalactic Astronomy and Cosmology* (2013), Vol. 1, pp. 91–140.
 42. P. Terrier, V. Devlaminck, and J. M. Charbois, "Segmentation of rough surfaces using a polarization imaging system.," *J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.* **25**, 423–430 (2008).
 43. J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, and J. A. Shaw, "Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications.," *Appl. Opt.* **45**, 5453–5469 (2006).
 44. S. Breugnot and P. Clémenceau, "Modeling and performances of a polarization active imager at $\lambda=806$ nm," *Opt. Eng.* **39**, 2681 (2000).
 45. K. P. Gurton and M. Felton, "Remote detection of buried land-mines and IEDs using LWIR polarimetric imaging," *Opt. Express* **20**, 22344 (2012).
 46. M. Anastasiadou, A. De Martino, D. Clement, F. Liège, B. Laude-Boulesteix, N. Quang, J. Dreyfuss, B. Huynh, A. Nazac, L. Schwartz, and H. Cohen, "Polarimetric imaging for the diagnosis of cervical cancer," *Phys. Status Solidi* **5604215**, 1423–142662 (2008).
 47. I. Semenovitch, F. Sicuro, O. Lupi, and E. Bouskela, "Evaluation of basal cell carcinoma microcirculation through orthogonal polarization technique," *Arch. Dermatol. Res.* **303**, 475–479 (2011).
 48. J. Xuan, U. Klimach, H. Zhao, Q. Chen, Y. Zou, and Y. Wang, "Improved diagnostics using polarization imaging and artificial neural networks," *Int. J. Biomed. Imaging* **2007**, (2007).
 49. P. J. Wu and J. T. Walsh, "Stokes polarimetry imaging of rat-tail tissue in a turbid medium using incident circularly polarized light," *Lasers Surg. Med.* **37**, 396–406 (2005).
 50. N. Ghosh and I. A. Vitkin, "Tissue polarimetry: concepts, challenges, applications, and outlook," *J. Biomed. Opt.* **16**, 110801 (2011).
 51. X. Guo, M. F. G. Wood, and I. A. Vitkin, "Angular measurements of light scattered by turbid chiral media using linear Stokes polarimeter.," *J. Biomed. Opt.* **11**, 41105 (2006).
 52. M. Rodenhuis, H. Canovas, S. V Jeffers, and C. U. Keller, "The Extreme Polarimeter (ExPo): Design of a sensitive imaging polarimeter," *Astronomy* **7014**, 1–9 (2008).
 53. J. C. del Toro Iniesta and M. Collados, "Optimum modulation and demodulation matrices for

- solar polarimetry.," *Appl. Opt.* **39**, 1637–1642 (2000).
54. P. Eliès, B. Le Jeune, M. Flocc, J. Canon, and J. Lotrian, "Depolarization classification of metallic and dielectric targets," in (1997), Vol. 3059, pp. 174–183.
 55. S. L. Jacques, J. C. Ramella-Roman, and K. Lee, "Imaging skin pathology with polarized light.," *J. Biomed. Opt.* **7**, 329–340 (2002).
 56. J. G. Walker, P. C. Chang, and K. I. Hopcraft, "Visibility depth improvement in active polarization imaging in scattering media.," *Appl. Opt.* **39**, 4933–4941 (2000).
 57. M. Alouini, F. Goudail, A. Grisard, J. Bourderionnet, D. Dolfi, A. Bènière, I. Baarstad, T. Løke, P. Kaspersen, X. Normandin, and G. Berginc, "Near-infrared active polarimetric and multispectral laboratory demonstrator for target detection.," *Appl. Opt.* **48**, 1610–8 (2009).
 58. J. S. Tyo, M. P. Rowe, E. N. Pugh, Jr., and N. Engheta, "Target detection in optically scattering media by polarization-difference imaging," *Appl. Opt.* **35**, 1855 (1996).
 59. J. Fade, S. Panigrahi, A. Carré, L. Frein, C. Hamel, F. Bretenaker, H. Ramachandran, and M. Alouini, "Long-range polarimetric imaging through fog," *Appl. Opt.* **53**, 3854–65 (2014).
 60. R. Shirvany, "Estimation of the degree of polarization in polarimetric SAR imagery: principles & applications," *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 138 (2012).
 61. F. Goudail and A. Bènière, "Optimization of the contrast in polarimetric scalar images.," *Opt. Lett.* **34**, 1471–3 (2009).
 62. L. Thomas, M. Boffety, and F. Goudail, "Improving target discrimination ability of active polarization imagers by spectral broadening," *Opt. Express* **23**, 33514–33528 (2015).
 63. N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux, "Active polarimetric imager with near infrared laser illumination for adaptive contrast optimization," *Appl. Opt.* **54**, 7622–7631 (2015).
 64. N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux, "Comparison of different active polarimetric imaging modes for target detection in outdoor environment," *Appl. Opt.* **55**, 2881–2891 (2016).
 65. P. Réfrégier, J. Fade, and M. Roche, "Estimation precision of the degree of polarization from a single speckle intensity image," *Opt. Lett.* **32**, 739 (2007).
 66. J. Fade, M. Roche, and P. Réfrégier, "Precision of moment-based estimation of the degree of polarization in coherent imagery without polarization device," *J. Opt. Soc. Am. A* **25**, 483 (2008).
 67. J. Fade, "Caractérisation et extraction de l'information dans des signaux optiques polarimétriques ou issus d'états sous-poissoniens de la lumière.," Université Paul Cézanne - Aix-Marseille III (2009).
 68. F. Chatelain, J.-Y. Tourneret, M. Roche, and M. Alouini, "Estimating the polarization degree of polarimetric images in coherent illumination using maximum likelihood methods," *J. Opt. Soc. Am. A* **26**, 1348–1359 (2009).
 69. R. Walraven, "Polarization imagery," in *Optical Polarimetry* (1977), Vol. 112, pp. 164–167.
 70. R. Walraven, "Polarization imagery," *Opt. Eng.* **20**, 14–18 (1981).
 71. J. E. Solomon, "Polarization imaging," *Appl. Opt.* **20**, 1537 (1981).
 72. J. Badoz, M. P. Silverman, and J. C. Canit, "Wave propagation through a medium with static and dynamic birefringence: theory of the photoelastic modulator," *J. Opt. Soc. Am. A* **7**, 672

- (1990).
73. O. Arteaga, J. Freudenthal, B. Wang, and B. Kahr, "Mueller matrix polarimetry with four photoelastic modulators: theory and calibration," *Appl. Opt.* **51**, 6805 (2012).
 74. S. Alali, T. Yang, and I. A. Vitkin, "Rapid time-gated polarimetric Stokes imaging using photoelastic modulators.," *Opt. Lett.* **38**, 2997–3000 (2013).
 75. S. Alali and I. A. Vitkin, "Optimization of rapid Mueller matrix imaging of turbid media using four photoelastic modulators without mechanically moving parts," *Opt. Eng.* **52**, 103114 (2013).
 76. S. Alali, A. Gribble, and I. Alex Vitkin, "Rapid wide-field Mueller matrix polarimetry imaging based on four photoelastic modulators with no moving parts," *Opt. Lett.* **41**, 1038 (2016).
 77. B. Laude-Boulesteix, A. De Martino, B. Drévilion, and L. Schwartz, "Mueller polarimetric imaging system with liquid crystals," *Appl. Opt.* **43**, 2824–2832 (2004).
 78. M. Laurenzis, Y. Lutz, F. Christnacher, A. Matwyschuk, and J.-M. Poyet, "Homogeneous and speckle-free laser illumination for range-gated imaging and active polarimetry," *Opt. Eng.* **51**, 61302 (2012).
 79. T. Novikova, J. Rehbinder, S. Deby, H. Haddad, J. Vizet, A. Pierangelo, P. Validire, A. Benali, B. Gayet, B. Teig, A. Nazac, B. Drévilion, F. Moreau, and A. De Martino, "Multi-spectral Mueller matrix imaging polarimetry for studies of human tissue," in *Biomedical Optics Congress 2016 (Brain, Cancer, OTS, Translational)* (2016).
 80. M. Vedel, S. Breugnot, and N. Lechocinski, "Full Stokes polarization camera," in *SPIE Optical Engineering + Applications* (2011), Vol. 9160, pp. 33–46.
 81. R. M. A. Azzam, "Arrangement of four photodetectors for measuring the state of polarization of light.," *Opt. Lett.* **10**, 309–311 (1985).
 82. L. B. Wolff, "Polarization camera for computer vision with a beam splitter," *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 2935 (1994).
 83. J. D. Barter, H. R. Thompson, T. G. Schneider, O. S. Park, and R. Beach, "Stokes Parameter Imaging of Scattering Surfaces," in *Polarization: Measurement, Analysis and Remote Sensing* (1997), Vol. 3121, pp. 319–325.
 84. J. D. Barter, H. R. Thompson, and C. L. Richardson, "Visible-regime polarimetric imager: a fully polarimetric, real-time imaging system.," *Appl. Opt.* **42**, 1620–8 (2003).
 85. C. A. Farlow, D. B. Chenault, J. L. Pezzaniti, K. D. Spradley, and M. G. Gulley, "Imaging polarimeter developments and applications," in *Polarization Analysis, Measurement, and Remote Sensing IV* (2002), Vol. 4481, pp. 118–125.
 86. M. W. Kudenov and J. L. Pezzaniti, "Microbolometer-infrared imaging Stokes polarimeter," *Opt. Eng.* **48**, 63201 (2009).
 87. "FluxData polarimetric imaging camera," <http://www.fluxdata.com/imaging-polarimeters>.
 88. K. Kanamori, "Polarimetric endoscope for image enhancement of surface micro-structure on mucosa," *IP SJ Trans. Comput. Vis. Appl.* **6**, 34–38 (2014).
 89. K. Kanamori, "Averaged subtracted polarization imaging for endoscopic diagnostics of surface microstructures on translucent mucosae," *J. Biomed. Opt.* **21**, 71105 (2016).
 90. J. D. Perreault, "Triple Wollaston-prism complete-Stokes imaging polarimeter," *Opt. Lett.*

- 38**, 3874–3877 (2013).
91. A. Bénéière, M. Alouini, F. Goudail, and D. Dolfi, "Design and experimental validation of a snapshot polarization contrast imager.," *Appl. Opt.* **48**, 5764–5773 (2009).
 92. F. Liu, X. Shao, J. Xu, and P. Han, "Design of a circular polarization imager for contrast enhancement in rainy conditions," *Appl. Opt.* **55**, 9242–9249 (2016).
 93. A. G. Andreou and Z. K. Kalayjian, "Polarization imaging: Principles and integrated polarimeters," *IEEE Sens. J.* **2**, 566–576 (2002).
 94. V. Gruev, J. Van der Spiegel, and N. Engheta, "Dual-tier thin film polymer polarization imaging sensor.," *Opt. Express* **18**, 19292–192303 (2010).
 95. V. Gruev, R. Perkins, and T. York, "CCD polarization imaging sensor with aluminum nanowire optical filters.," *Opt. Express* **18**, 19087–19094 (2010).
 96. D. L. Bowers, J. K. Boger, L. D. Wellems, S. E. Ortega, M. P. Fetrow, J. E. Hubbs, W. T. Black, B. M. Ratliff, and J. S. Tyo, "Unpolarized calibration and nonuniformity correction for long-wave infrared microgrid imaging polarimeters," *Opt. Eng.* **47**, 46403 (2008).
 97. B. M. Ratliff, C. F. LaCasse, and J. S. Tyo, "Interpolation strategies for reducing IFOV artifacts in microgrid polarimeter imagery.," *Opt. Express* **17**, 9112–9125 (2009).
 98. R. C. Hardie, D. a LeMaster, and B. M. Ratliff, "Super-resolution for imagery from integrated microgrid polarimeters.," *Opt. Express* **19**, 12937–12960 (2011).
 99. T. York and V. Gruev, "Optical characterization of a polarization imager," in *Proceedings - IEEE International Symposium on Circuits and Systems* (2011), Vol. 135, pp. 1576–1579.
 100. "Polaris Sensor Technologies Inc.," www.polarissensor.com/.
 101. D. B. Chenault, J. L. Pezzaniti, and J. P. Vaden, "Pyxis handheld polarimetric imager," in *Infrared Technology and Applications XLII* (2016), Vol. 9819, pp. 1–11.
 102. "4D-Technology," <https://www.4dtechnology.com/products/polarimeters/polarcam/>.
 103. W.-L. Hsu, G. Myhre, K. Balakrishnan, N. Brock, M. Ibn-Elhaj, S. Pau, K. M. Twietmeyer, R. A. Chipman, A. E. Elsner, Y. Zhao, and D. VanNasdale, "Full-Stokes imaging polarimeter using an array of elliptical polarizer," *Opt. Express* **22**, 17776–17787 (2014).
 104. R. M. Azzam, "Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal.," *Opt. Lett.* **2**, 148 (1978).
 105. R. M. A. Azzam, E. Masetti, I. M. Elminyawi, and F. G. Grosz, "Construction, calibration, and testing of a four-detector photopolarimeter," *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 84–88 (1988).
 106. M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune, and J. Cariou, "Snapshot Mueller matrix polarimeter by wavelength polarization coding.," *Opt. Express* **15**, 13660–13668 (2007).
 107. K. Oka and T. Kaneko, "Compact complete imaging polarimeter using birefringent wedge prisms.," *Opt. Express* **11**, 1510–1519 (2003).
 108. K. Oka and N. Saito, "Snapshot complete imaging polarimeter using Savart plates," in *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VIII, SPIE* (2006), Vol. 6295, pp. 629508–629508–7.
 109. H. Luo, K. Oka, E. DeHoog, M. Kudenov, J. Schiewgerling, and E. L. Dereniak, "Compact and miniature snapshot imaging polarimeter.," *Appl. Opt.* **47**, 4413–4417 (2008).
 110. M. W. Kudenov, L. Pezzaniti, E. L. Dereniak, and G. R. Gerhart, "Prismatic imaging polarimeter calibration for the infrared spectral region.," *Opt. Express* **16**, 13720–13737

- (2008).
111. M. W. Kudenov, M. E. L. Jungwirth, E. L. Dereniak, and G. R. Gerhart, "White light Sagnac interferometer for snapshot linear polarimetric imaging," *Opt. Express* **17**, 22520–22534 (2009).
 112. M. W. Kudenov, M. J. Escuti, E. L. Dereniak, and K. Oka, "White-light channeled imaging polarimeter using broadband polarization gratings," *Appl. Opt.* **50**, 2283–2293 (2011).
 113. C. F. LaCasse, B. J. Redman, M. W. Kudenov, and J. M. Craven, "Maximum bandwidth snapshot channeled imaging polarimeter with polarization gratings," in *Polarization: Measurement, Analysis, and Remote Sensing XII* (2016), Vol. 9853, pp. 1–11.
 114. N. Ortega-Quijano, J. Fade, F. Parnet, and M. Alouini, "Generation of coherent light beam with precise and fast dynamic control of the state and degree of polarization," *Opt. Lett.* **42**, 1–5 (2017).
 115. R. D. Ramkhalawon, T. G. Brown, and M. A. Alonso, "Imaging the polarization of a light field," *Opt. Express* **21**, 4106–4115 (2013).
 116. G. Puentes, D. Voigt, A. Aiello, and J. P. Woerdman, "Tunable spatial decoherers for polarization-entangled photons," *Opt. Lett.* **31**, 2057 (2006).
 117. A. Peinado, A. Lizana, and J. Campos, "Use of ferroelectric liquid crystal panels to control state and degree of polarization in light beams," *Opt. Lett.* **39**, 659–62 (2014).
 118. A.-B. Mahler and R. a Chipman, "Polarization state generator: a polarimeter calibration standard," *Appl. Opt.* **50**, 1726–1734 (2011).
 119. G. L. J. a. Rikken and E. Raupach, "Observation of magneto-chiral dichroism," *Nature* **390**, 493–494 (1997).
 120. Y. Kitagawa, H. Segawa, and K. Ishii, "Magneto-chiral dichroism of organic compounds," *Angew. Chemie - Int. Ed.* **123**, 9299–9302 (2011).
 121. S. Manhas, J. Vizet, S. Deby, J.-C. Vanel, P. Boito, M. Verdier, A. De Martino, and D. Pagnoux, "Demonstration of full 4×4 Mueller polarimetry through an optical fiber for endoscopic applications," *Opt. Express* **23**, 3047–3054 (2015).
 122. J. Fade and M. Alouini, "Système et procédé d'analyse par détermination d'un caractère dépolarisant ou dichroïque d'un objet," (2011).
 123. A. Hallal, "Génération d'ondes millimétriques et submillimétriques sur des systèmes fibrés à porteuses optiques stabilisées," Université de Rennes 1 (2017).
 124. M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *Opt. Lett.* **22**, 384–6 (1997).
 125. M. Brunel, O. Emile, F. Bretenaker, A. LeFloch, B. Ferrand, and E. Molva, "Tunable two-frequency lasers for lifetime measurements," *Opt. Rev.* **4**, 550–552 (1997).
 126. M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. Le Floch, "Dual tunable wavelength Er : Yb : Glass laser for terahertz beat frequency generation," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**, 1554–1556 (1998).
 127. M. Alouini, B. Benazet, M. Vallet, M. Brunel, P. Di Bin, F. Bretenaker, A. Le Floch, and P. Thony, "Offset phase locking of Er: Yb: Glass laser eigenstates for RF photonics applications," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13**, 367–369 (2001).
 128. N. D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker, B. Ferrand, and L. Fulbert, "Two-frequency Er-Yb:glass

- microchip laser passively Q switched by a Co:ASL saturable absorber.," *Opt. Lett.* **28**, 328–30 (2003).
129. G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J. P. Huignard, and A. Le Floch, "Dual-frequency laser at 1.5 μm for optical distribution and generation of high-purity microwave signals," *J. Light. Technol.* **26**, 2764–2773 (2008).
 130. G. Loas, M. Romanelli, and M. Alouini, "Dual-frequency 780-nm Ti:Sa laser for high spectral purity tunable CW THz generation," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **26**, 1518–1521 (2014).
 131. G. Danion, C. Hamel, L. Frein, F. Bondu, G. Loas, and M. Alouini, "Dual frequency laser with two continuously and widely tunable frequencies for optical referencing of GHz to THz beatnotes," *Opt. Express* **22**, 17673 (2014).
 132. J. Thévenin, M. Vallet, M. Brunel, H. Gilles, and S. Girard, "Beat-note locking in dual-polarization lasers submitted to frequency-shifted optical feedback," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 1104–1110 (2011).
 133. R. Czarny, M. Alouini, C. Larat, M. Krakowski, and D. Dolfi, "THz-dual-frequency Yb³⁺:KGd(WO₄)₂ laser for continuous wave THz generation through photomixing," *Electron. Lett.* **40**, 1–2 (2004).
 134. A. McKay and J. M. Dawes, "Microwave generation using a dual-helicoidally-polarized ceramic microchip laser," *IEEE Microw. Photonics* 263–266 (2008).
 135. M. Alouini, F. Bretenaker, M. Brunel, A. Le Floch, M. Vallet, and P. Thony, "Existence of two coupling constants in microchip lasers.," *Opt. Lett.* **25**, 896–898 (2000).
 136. G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations.," *Opt. Lett.* **34**, 3421–3423 (2009).
 137. J. Fade and M. Alouini, "Depolarization remote sensing by orthogonality breaking," *Phys. Rev. Lett.* **109**, 43901 (2012).
 138. A. El Amili, K. Audo, and M. Alouini, "In-phase and antiphase self-intensity regulated dual-frequency laser using two-photon absorption," *Opt. Lett.* **41**, 2326 (2016).
 139. G. Danion, "Synthétiseur Micro-onde à TéraHertz," Université de Rennes 1 (2015).
 140. M. Vallet, M. Brunel, and M. Oger, "RF photonic synthesiser," *Electron. Lett.* **43**, 982–984 (2007).
 141. A. Rolland, L. Pouget, M. Brunel, and M. Alouini, "Terahertz optoelectronic down-conversion and phase-locking through four-wave mixing," in *IEEE Photonics Technology Letters* (2014), Vol. 26, pp. 1944–1947.
 142. A. Rolland, M. Brunel, G. Loas, L. Frein, M. Vallet, and M. Alouini, "Non-linear optoelectronic phase-locked loop for stabilization of opto-millimeter waves: towards a narrow linewidth tunable THz source.," *Opt. Express* **19**, 17944–50 (2011).
 143. A. Rolland, M. Brunel, G. Loas, L. Frein, M. Vallet, and M. Alouini, "Beat note stabilization of a 10 – 60 GHz dual-polarization microlaser through optical down conversion Abstract :," *Opt. Express* **19**, 4399–4404 (2011).
 144. N. D. Lai, M. Brunel, and F. Bretenaker, "Green two-frequency pulsed laser : intracavity doubling of helicoidal eigenstates," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 662–669 (2003).
 145. V. V. Tuchin, W. Lihong, and D. A. Zimnyakov, *Optical Polarization in Biomedical*

Applications (Springer, 2006).

146. A. Opto-Electronic, *Acousto-Optic Theory Application Notes* (2013).
147. E. Schaub, J. Fade, N. Ortega-Quijano, C. Hamel, and M. Alouini, "Polarimetric contrast microscopy by orthogonality breaking," *J. Opt.* **16**, 122001 (2014).
148. N. Ortega-Quijano, J. Fade, E. Schaub, F. Parnet, and M. Alouini, "Full characterization of dichroic samples from a single measurement by circular polarization orthogonality breaking," *Opt. Lett.* **40**, 1270–1273 (2015).
149. E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis, "Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs," *Appl. Phys. Lett.* **66**, 285–287 (1995).
150. D. C. Scott, D. V. Plant, and H. R. Fetterman, "60 GHz sources using optically driven heterojunction bipolar transistors," *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1–3 (1992).
151. E. Peytavit, G. Mouret, J. F. Lampin, S. Arscott, P. Masselin, L. Desplanque, O. Vanbésien, R. Bocquet, F. Mollot, and D. Lippens, "Terahertz electromagnetic generation via optical frequency difference," in *IEEE Proceedings - Optoelectronics* (2002), Vol. 149, p. 82.
152. P. Dumont, F. Camargo, J. M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Pillet, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges, and G. Lucas-Leclin, "Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks," *J. Light. Technol.* **32**, 3817–3823 (2014).
153. S. M. Link, D. J. H. C. Maas, D. Waldburger, and U. Keller, "Dual-comb spectroscopy of water vapor with a free-running semiconductor disk laser," *Science* (80-.). **356**, 1164 LP-1168 (2017).
154. W. H. Loh, J. P. de Sandro, G. J. Cowle, B. N. Samson, and A. D. Ellis, "40 GHz optical-millimetre wave generation with a dual polarisation distributed feedback fibre laser," *Electron. Lett. Online* **33**, 8–9 (1997).
155. S. Li, H. Ding, and K. T. Chan, "Erbium-doped fibre lasers for dual wavelength operation," *Electron. Lett.* **33**, 52–53 (1997).
156. X. Chen, Z. Deng, and J. Yao, "Photonic generation of microwave signal using a dual-wavelength single-longitudinal-mode fiber ring laser," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* (2006), Vol. 54, pp. 804–809.
157. W. Guan and J. R. Marciante, "Dual-frequency operation in a short-cavity ytterbium-doped fiber laser," in *IEEE Photonics Technology Letters* (2007), Vol. 19, pp. 261–263.
158. M. D. Pelusi and H. F. Liu, "THz optical beat frequency generation from a single mode locked semiconductor laser," *Appl. Phys. Lett.* **71**, 449 (1997).
159. K. V. Mardia and P. E. Jupp, *Directional Statistics* (Wiley, 1999).
160. J. J. Gil and E. Bernabeu, "A depolarization criterion in Mueller matrices," *Opt. Acta Int. J. Opt.* **32**, 259–261 (2010).
161. R. A. Chipman, "Depolarization index and the average degree of polarization.," *Appl. Opt.* **44**, 2490–2495 (2005).
162. R. Ossikovski, "Alternative depolarization criteria for Mueller matrices," *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 808–814 (2010).
163. M. F. G. Wood, N. Ghosh, M. a Wallenburg, S.-H. Li, R. D. Weisel, B. C. Wilson, R.-K. Li, and I. A. Vitkin, "Polarization birefringence measurements for characterizing the

- myocardium, including healthy, infarcted, and stem-cell-regenerated tissues.," *J. Biomed. Opt.* **15**, 47009 (2015).
164. T. Novikova, A. Pierangelo, S. Manhas, A. Benali, P. Validire, B. Gayet, and A. De Martino, "The origins of polarimetric image contrast between healthy and cancerous human colon tissue," *Appl. Phys. Lett.* **102**, 12–16 (2013).
165. 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.," *Opt. Express* **22**, 22561–74 (2014).
166. J. Vizet, J. Rehbinder, S. Deby, S. Roussel, A. Nazac, R. Soufan, C. Genestie, C. Haie-Meder, H. Fernandez, F. Moreau, and A. Pierangelo, "In vivo imaging of uterine cervix with a Mueller polarimetric colposcope," *Sci. Rep.* **7**, 2471 (2017).
167. "Mauna Kea Technologies," www.maunakeatechnologies.com.
168. A. Osdoit, F. Lacombe, C. Cavé, S. Loiseau, and E. Peltier, "To see the unseeable: confocal miniprobes for routine microscopic imaging during endoscopy," *Proc. SPIE* **6432**, 64320F–64320F–9 (2007).
169. S. S. Chauhan, B. K. Abu Dayyeh, Y. M. Bhat, K. T. Gottlieb, J. H. Hwang, S. Komanduri, V. Konda, S. K. Lo, M. A. Manfredi, J. T. Maple, F. M. Murad, U. D. Siddiqui, S. Banerjee, and M. B. Wallace, "Confocal laser endomicroscopy," *Gastrointest. Endosc.* **80**, 928–938 (2014).
170. T. C. Wood and D. S. Elson, "Polarization response measurement and simulation of rigid endoscopes.," *Biomed. Opt. Express* **1**, 463–470 (2010).
171. N. T. Clancy, S. Arya, J. Qi, D. Stoyanov, G. B. Hanna, and D. S. Elson, "Polarised stereo endoscope and narrowband detection for minimal access surgery.," *Biomed. Opt. Express* **5**, 4108–17 (2014).
172. J. Qi, M. Ye, M. Singh, N. T. Clancy, and D. S. Elson, "Narrow band 3×3 Mueller polarimetric endoscopy.," *Biomed. Opt. Express* **4**, 2433–49 (2013).
173. M. K. Swami, S. Manhas, P. Buddhiwant, N. Ghosh, A. Uppal, and P. K. Gupta, "Polar decomposition of 3×3 Mueller matrix: a tool for quantitative tissue polarimetry," *Opt. Express* **14**, 9324 (2006).
174. J. Qi and D. S. Elson, "A high definition Mueller polarimetric endoscope for tissue characterisation," *Sci. Rep.* **6**, 25953 (2016).
175. A. Myakov, L. Nieman, L. Wicky, U. Utzinger, R. Richards-Kortum, and K. Sokolov, "Fiber optic probe for polarized reflectance spectroscopy in vivo: design and performance," *J. Biomed. Opt.* **7**, 388 (2002).
176. V. M. Turzhitsky, A. J. Gomes, Y. L. Kim, Y. Liu, A. Kromine, J. D. Rogers, M. Jameel, H. K. Roy, and V. Backman, "Measuring mucosal blood supply in vivo with a polarization-gating probe.," *Appl. Opt.* **47**, 6046–6057 (2008).
177. S. Forward, A. Gribble, S. Alali, A. A. Lindenmaier, and I. A. Vitkin, "Flexible polarimetric probe for 3×3 Mueller matrix measurements of biological tissue," *Sci. Rep.* **7**, 11958 (2017).
178. J. Desroches, D. Pagnoux, F. Louradour, and A. Barthélémy, "Fiber-optic device for endoscopic polarization imaging.," *Opt. Lett.* **34**, 3409–11 (2009).
179. J. Vizet, J. Brevier, J. Desroches, A. Barthélémy, F. Louradour, and D. Pagnoux, "One shot

- endoscopic polarization measurement device based on a spectrally encoded polarization states generator," *Opt. Express* **23**, 16439 (2015).
180. H. Wang, J. Zhu, and T. Akkin, "Serial optical coherence scanner for large-scale brain imaging at microscopic resolution," *Neuroimage* **84**, 1007–1017 (2014).
 181. H. Wang, A. J. Black, J. Zhu, T. W. Stigen, M. K. Al-Qaisi, T. I. Netoff, A. Abosch, and T. Akkin, "Reconstructing micrometer-scale fiber pathways in the brain: Multi-contrast optical coherence tomography based tractography," *Neuroimage* **58**, 984–992 (2011).
 182. X. Yang, L. Chin, B. R. Klyen, T. Shavlakadze, R. A. McLaughlin, M. D. Grounds, and D. D. Sampson, "Quantitative assessment of muscle damage in the mdx mouse model of Duchenne muscular dystrophy using polarization-sensitive optical coherence tomography," *J. Appl. Physiol.* 1393–1401 (2013).
 183. W. Trasischker, S. Zotter, T. Torzicky, B. Baumann, R. Haindl, M. Pircher, and C. K. Hitzenberger, "Single input state polarization sensitive swept source optical coherence tomography based on an all single mode fiber interferometer," *Biomed. Opt. Express* **5**, 2798 (2014).
 184. Z. Ding, C.-P. Liang, Q. Tang, and Y. Chen, "Quantitative single-mode fiber based PS-OCT with single input polarization state using Mueller matrix," *Biomed. Opt. Express* **6**, 1828 (2015).
 185. E. Compain, S. Poirier, and B. Drevillon, "General and self-consistent method for the calibration of polarization modulators, polarimeters, and mueller-matrix ellipsometers," *Appl. Opt.* **38**, 3490–3502 (1999).
 186. J. Vizet, S. Manhas, J. Tran, P. Validire, A. Benali, E. Garcia-Caurel, A. Pierangelo, A. De Martino, and D. Pagnoux, "Optical fiber-based full Mueller polarimeter for endoscopic imaging using a two-wavelength simultaneous measurement method," *J. Biomed. Opt.* **21**, 71106 (2016).
 187. S. Rivet, A. Bradu, and A. Podoleanu, "70 kHz full 4x4 Mueller polarimeter and simultaneous fiber calibration for endoscopic applications," *Opt. Express* **23**, 23768 (2015).
 188. I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, and D. Psaltis, "High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber," *Biomed. Opt. Express* **4**, 260–70 (2013).
 189. Y. Choi, C. Yoon, M. Kim, T. D. Yang, C. Fang-Yen, R. R. Dasari, K. J. Lee, and W. Choi, "Scanner-free and wide-field endoscopic imaging by using a single multimode optical fiber," *Phys. Rev. Lett.* **109**, 1–5 (2012).
 190. A. Ghatak and K. Thyagarajan, *Introduction to Fiber Optics* (1998).
 191. A. K. Ghatak, "Leaky modes in optical waveguides," *Opt. Quantum Electron.* **17**, 311–321 (1985).
 192. G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems* (Wiley, 2010).
 193. D. Grobncic, S. J. Mihailov, and C. W. Smelser, "Localized high birefringence induced in SMF-28 fiber by femtosecond IR laser exposure of the cladding," *J. Light. Technol.* **25**, 1996–2001 (2007).
 194. W. J. Bock, S. Member, and W. Urba, "Characterization of highly birefringent optical fibers using interferometric techniques," in *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* (1997), Vol. 46, pp. 903–907.

195. T. Chartier, A. Hideur, C. Ozkul, F. Sanchez, and G. M. Stéphane, "Measurement of the elliptical birefringence of single-mode optical fibers," *Appl. Opt.* **40**, 5343–5353 (2001).
196. R. Ossikovski, "Differential matrix formalism for depolarizing anisotropic media.," *Opt. Lett.* **36**, 2330–2332 (2011).
197. A. W. Snyder, *Optical Waveguide Theory* (2013), Vol. 53.
198. M. B. Shemirani, W. Mao, R. A. Panicker, and J. M. Kahn, "Principal modes in graded-index multimode fiber in presence of spatial- and polarization-mode coupling," *J. Light. Technol.* **27**, 1248–1261 (2009).
199. J. Hecht, "Retina-safe wavelengths benefit open-air applications," <http://www.laserfocusworld.com/articles/2008/03/photonic-frontiers-eye-safe-lasers-retina-safe-wavelengths-benefit-open-air-applications.html>.
200. R. L. McCally, C. B. Barger, J. A. Bonney-Ray, and W. R. Green, "Laser eye safety research at APL," in *Johns Hopkins APL Technical Digest* (2005), Vol. 26, pp. 46–54.
201. J. A. Zuclich, D. J. Lund, P. R. Edsall, B. E. Stuck, and G. Hengst, "High-power lasers in the 1.3-1.4 μm wavelength range: ocular effects and safety standard implications," *SPIE. Laser noncoherent Light Ocul. Eff. Epidemiol. Prev. Treat.* **4246**, 78–88 (2001).
202. J. D. Howe, M. A. Miller, R. V Blumer, T. E. Petty, M. A. Stevens, D. M. Teale, and M. H. Smith, "Polarization sensing for target acquisition and mine detection," in *Polarization Analysis, Measurement, and Remote Sensing III* (2000), Vol. 4133 2000., pp. 202–213.
203. F. Cremer, W. de Jong, and K. Schutte, "Infrared polarization measurements and modeling applied to surface-laid antipersonnel landmines," *Opt. Eng.* **41**, 1021 (2002).
204. Q. Wang, D. Zhao, J. Wang, Z. Chen, K. Wang, and B. Chen, "Recognition of camouflage targets with multi-spectral polarization detection system," *Guangdian Gongcheng/Opto-Electronic Eng.* **40**, 29–34 (2013).
205. F. Goudail, P. Terrier, Y. Takakura, L. Bigué, F. Galland, and V. DeVlaminck, "Target detection with a liquid-crystal-based passive Stokes polarimeter," *Appl. Opt.* **43**, 274–82 (2004).
206. M. Dubreuil, P. Delrot, I. Leonard, A. Alfalou, C. Brosseau, and A. Dogariu, "Exploring underwater target detection by imaging polarimetry and correlation techniques," *Appl. Opt.* **52**, 997–1005 (2013).
207. X. Zhang, Y. Jiang, X. Lu, and L. Shen, "Implementation and imaging of a modified laser polarimetric remote sensing system," in *7th International Symposium on Instrumentation and Control Technology: Sensors and Instruments, Computer Simulation and Artificial Intelligence* (2008), Vol. 7127, p. 712705.
208. D. A. Lavigne, M. Breton, M. Pichette, V. Laroche, and J.-R. Simard, "Evaluation of active and passive polarimetric electro-optic imagery for civilian and military targets discrimination," in *Polarization: Measurement, Analysis, and Remote Sensing VIII* (2008), Vol. 6972, p. 69720X–69720X–9.
209. N. Vannier, "Imagerie polarimétrique active adaptative infrarouge pour des applications de détection et de décamouflage," Université Paris-Saclay (2017).
210. F. Parnet, J. Fade, N. Ortega-Quijano, G. Loas, L. Frein, and M. Alouini, "Free-space active polarimetric imager operating at 1,55 μm by orthogonality breaking sensing," *Opt. Lett.* **42**, 723 (2017).

-
-
211. L. E. Richter, H. I. Mandelberg, M. S. Kruger, and P. A. McGrath, "Linewidth determination from self-heterodyne measurement with subcoherence delay time," *Quantum Electron. Lett.* **22**, 2070–2074 (1986).
 212. W. J. Smith, *Modern Optical Engineering* (McGraw-Hill Education, 2000).
 213. M. T. Notes, "The Why and When of IQ Mixers for Beginners," <http://www.markimicrowave.com/blog/2015/06/the-why-and-when-of-iq-mixers-for-beginners/>.
 214. "What's your IQ - About quadrature signals...," <http://www.tek.com/blog/what's-your-iq---about-quadrature-signals....>
 215. F. Mufti and R. Mahony, "Statistical analysis of signal measurement in time-of-flight cameras," *ISPRS J. Photogramm. Remote Sens.* **66**, 720–731 (2011).
 216. G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi, and J.-P. Huignard, "Wideband dual-frequency lidar-radar for simultaneous velocity and high-resolution range profile measurements," *Proc. SPIE* **7323**, 73230Z–73230Z–11 (2009).
 217. J. W. Goodman, *Statistical Optics* (Wiley, 2000).
 218. X. Zhang, Y. Jiang, J. Guo, and X. Lu, "Target classification using active laser polarimetric imaging technique," in *Optoelectronic Imaging and Multimedia Technology* (2010), Vol. 7850, p. 78502T.
 219. I. J. Vaughn, B. G. Hoover, and J. S. Tyo, "Classification using active polarimetry," in *Polarization: Measurement, Analysis, and Remote Sensing X* (2012), Vol. 8364, p. 83640S.
 220. B. V. Hinkley, "On the ratio of two correlated normal random variables," *Biometrika* **56**, 635–639 (1969).
 221. N. Khoolejani and K. Khorshidian, "Distribution of the ratio of normal and rice random variables," *J. Mod. Appl. Stat. Methods* **12**, 436–449 (2013).

Abréviations

A

AC : Alternating current / courant alternatif

AOM : Acousto optic modulator / modulateur acousto-optique

APD : Avalanche photodiode / photodiode à avalanche

ASE : Analyseur de spectre électrique

D

DC : Direct current / courant continu

DFDP : Dual-frequency dual-polarization / bi-fréquence bi-polarisation

DOP : Degree of polarization / degré de polarisation

E

EDFA : Erbium-doped fiber amplifier / Amplificateur à fibre dopée erbium

F

FOV : Field of view / champ de vision

I

I/Q : In-phase / in-Quadrature

IFOV : Instantaneous field of view

IR : Infrared / Infrarouge

L

LO : Local oscillator / oscillateur local (OL)

M

MZ : Mach Zehnder

P

PC : Polarization controller / contrôleur de polarisation (CP)

PM : Polarization maintaining / maintien de polarisation

PSG : Polarization states generator / générateur d'états de polarisation

PSA : Polarization states analyzer / analyseur d'états de polarisation

R

RF : Radio frequency / Radio fréquence

V

VECSEL : Vertical-external-cavity surface-emitting-laser

Publications et communications

Articles publiés dans une revue internationale avec comité de lecture

- Noé Ortega-Quijano, Julien Fade, François Parnet, and Mehdi Alouini, « Generation of a coherent light beam with precise and fast dynamic control of the state and degree of polarization » *Optics Letters*, 42 (15), 2898-2901, 2017. [10.1364/OL.42.002898](https://doi.org/10.1364/OL.42.002898)
- François Parnet, Julien Fade, Noé Ortega-Quijano, Goulc'hen Loas, Ludovic Frein, Mehdi Alouini. « Free-space active polarimetric imager operating at 1.55 μm by orthogonality breaking sensing ». *Optics Letters*, 42 (4), 723-726 2017. [10.1364/OL.42.000723](https://doi.org/10.1364/OL.42.000723)
- François Parnet, Julien Fade, Mehdi Alouini. « Orthogonality breaking through few-mode optical fiber ». *Applied optics*, 2016, 55 (10), pp.2508-2520. [10.1364/AO.55.002508](https://doi.org/10.1364/AO.55.002508).
- Noé Ortega-Quijano, Julien Fade, Muriel Roche, François Parnet, Mehdi Alouini. « Orthogonality-breaking sensing model based on the instantaneous Stokes vector and the Mueller calculus ». *Journal of the Optical Society of America A*, 2016, 33 (4), pp.434-446. [10.1364/JOSAA.33.000434](https://doi.org/10.1364/JOSAA.33.000434).
- Noé Ortega-Quijano, Julien Fade, Emmanuel Schaub, François Parnet, Mehdi Alouini. « Full characterization of dichroic samples from a single measurement by circular polarization orthogonality breaking ». *Optics Letters*, 2015, 40 (7), pp.1270-1273. [10.1364/OL.40.001270](https://doi.org/10.1364/OL.40.001270).

Communications orales en conférence internationale avec comité de lecture

- François Parnet, Julien Fade, Noe Ortega-Quijano, Ludovic Frein, Goulc'hen Loas, Mehdi Alouini. « Active infrared polarimetric imaging demonstrator by orthogonality breaking sensing ». *SPIE Optics+Photonics, Polarization science and remote sensing VIII*, Août 2017, San Diego, USA. [10.1117/12.2273309](https://doi.org/10.1117/12.2273309)
- François Parnet, Julien Fade, Mehdi Alouini. « Polarimetric imaging by orthogonality breaking: from single-mode to few-mode fiber polarimetric endoscopy ? ». *Imaging and Applied Optics*, Juillet 2016, Heidelberg, Allemagne. [10.1364/ISA.2016.IM3F.5](https://doi.org/10.1364/ISA.2016.IM3F.5)

- Noé Ortéga-Quijano, Julien Fade, Emmanuel Schaub, François Parnet, Mehdi Alouini, « Single-shot diattenuation imaging by circular polarization orthogonality breaking ». *SPIE Optical Engineering + Applications, Polarization Science and Remote Sensing VII*, Août 2015, San Diego, USA. [<hal-01184298>](#)
- Noé Ortéga-Quijano, Julien Fade, Emmanuel Schaub, François Parnet, Mehdi Alouini, « Single shot polarimetric contrast microscopy by circular polarization orthogonality breaking imaging ». *CLEO Europe*, Juin 2015, Munich, Allemagne. [<hal-01181364>](#)

Communications orales en conférence nationale avec comité de lecture

- François Parnet, Julien Fade, Noé Ortéga-Quijano, Goulc'hen Loas, Ludovic Frein, Mehdi Alouini. « Démonstrateur d'imagerie polarimétrique active par brisure d'orthogonalité à 1,55 μm ». *Journées Imagerie Optique Non Conventionnelle 2017*, Mars 2017, Paris. [<hal-01497214>](#)
- François Parnet, Julien Fade, Mehdi Alouini, « Mesure de brisure d'orthogonalité à travers une fibre multimode ». *Journées Imagerie Optique Non Conventionnelle*, Mars 2016, Paris. [<hal-01292806>](#)
- François Parnet, Julien Fade, Emmanuel Schaub, Noé Ortéga-Quijano, Mehdi Alouini, « Imagerie polarimétrique par brisure d'orthogonalité : un pas vers l'endoscopie polarimétrique ». *Journées Nationales de l'Optique Guidée*, Juillet 2015, Rennes. [<hal-01184297>](#)
- Noé Ortéga-Quijano, Julien Fade, Emmanuel Schaub, François Parnet, Mehdi Alouini, « Imagerie rapide de contraste polarimétrique en une seule mesure par brisure d'orthogonalité ». *Horizons de l'optique*, Juillet 2015, Rennes. [<hal-01184296>](#)
- Noé Ortéga-Quijano, Julien Fade, Emmanuel Schaub, François Parnet, Mehdi Alouini, « Derniers développements en imagerie par brisure d'orthogonalité ». *Journées du Club Optique Micro-Ondes*, Juin 2015, Nantes. [<hal-01181366>](#)
- Noé Ortéga-Quijano, Julien Fade, Emmanuel Schaub, François Parnet, Mehdi Alouini, « Imagerie polarimétrique d'échantillons dichroïques par brisure d'orthogonalité d'états de polarisation circulaires ». *Journées Imagerie Optique Non Conventionnelle*, Mars 2015, Paris. [<hal-01131629>](#)

Orthogonality breaking through few-mode optical fiber

FRANCOIS PARNET,* JULIEN FADE, AND MEHDI ALOUINI

Institut de Physique de Rennes, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, 35 042 Rennes, France

*Corresponding author: francois.parnet@univ-rennes1.fr

Received 16 December 2015; revised 16 February 2016; accepted 22 February 2016; posted 22 February 2016 (Doc. ID 255955); published 22 March 2016

Polarization sensing and imaging through optical fibers is a technological challenge motivated by promising applications for *in vivo*, *in situ* polarimetric endoscopy for biomedical diagnosis. Among the recent approaches proposed to solve this issue, the depolarization/dichroism sensing by polarization orthogonality breaking (DSOB) technique was shown to perform remotely through single-mode optical fibers for depolarization/diattenuation measurements. In this article, we investigate the applicability of such a technique in slightly multi-mode waveguides. Through theoretical modeling and numerical simulations, we evidence the conditions required for the polarization orthogonality to be preserved after propagation in a few-mode fiber, notably in terms of detection geometry of the spatial modes. Original experiments realized in few-mode fibers both in transmission and reflection configurations are also reported and validate the theoretical predictions. These results allow us to analyze the influence of the experimental parameters, such as detection geometry, sample tilt, or fiber length, on orthogonality preservation and on the measurement dynamics of the DSOB technique in slightly multimode waveguides. © 2016 Optical Society of America

OCIS codes: (120.5410) Polarimetry; (050.1930) Dichroism; (060.5625) Radio frequency photonics; (170.2150) Endoscopic imaging.

<http://dx.doi.org/10.1364/AO.55.002508>

1. INTRODUCTION

Polarization sensing and imaging are becoming increasingly attractive for the additional information they provide about analyzed samples [1]. Several domains, such as crystallography [2], astronomy [3,4], optical imaging through turbid media [5–8], target detection [9–11], biomedical imaging [12–14], and quality control [15,16], use this property of light to refine the characterization of scenes/samples or to reveal specific details and/or contrasts. Passive systems use the capacity of certain materials, illuminated with natural unpolarized light, to partially define a polarization state. In contrast, active imaging uses a strongly polarized coherent or incoherent source to record the modified and/or partially depolarized state of polarization (SOP) of the light after interaction with the scene. Standard active imaging techniques such as Mueller [17] or Stokes [18] polarimetry request multiple acquisitions under various configurations of polarized filters. Recently, intense technological developments have made an effort to apply polarization characterization in hard-to-reach zones, or when free-space propagation is impossible, by conveying the light through optical fibers. However, such waveguides induce birefringence, which affects the SOP of the incident beam, restraining the straightforward use of standard polarimetric techniques. To

date, few proposals have been successful in performing polarization remote imaging through optical fibers. The four main developments are described below. A first polarization imaging system compatible with optical waveguides was proposed, relying on the use of a Faraday rotator at the exit of a single-mode (SM) fiber to cancel the birefringence effects [19]. In addition, the technique uses an illumination composed of a diversity of SOPs to deduce both the phase retardation and the degree of polarization (DOP) from a statistical analysis of the intensity of the light backscattered through the fiber. Second, a remote optical coherence tomography (OCT) system is able to perform polarimetric measurements using polarizing maintaining (PM) fibers [20]. This polarization-sensitive (PS) OCT allows the simultaneous measurement of several parameters including the Stokes vector. The calculation of the degree of polarization uniformity (DOPU) obtained as the spatially averaged DOP [21] defines the depolarization of the enlightened object. Conveying the light with an optical fiber in a catheter-based PS-OCT system is another way to record intensity and phase retardation images of biological samples [22,23]. Then, another optical waveguide solution based on spectrally multiplexed Mueller polarimetry through a SM fiber uses a first calibration of the Mueller matrix of the waveguide itself using a mirror at the distal

end of the probe fiber, then followed by a scan of the sample [24]. Thus, the determination of the Mueller matrix of a sample requires two sets of acquisition. All three methods request either a relatively long time of acquisition or PM fibers, hence restricting application areas.

As a last recent approach, the depolarization/dichroism sensing by orthogonality breaking (DSOB) technique [25] ensures fast determination of the dichroism/depolarization properties, as well as the reflectance or the isotropic absorption from a single measurement. This technique is based on the illumination of a sample with a dual-frequency dual-polarization (DFDP) light source emitting two orthogonal SOPs shifted in frequency. This polarimetric orthogonality is a property that is preserved when the beam interacts with isotropic or birefringent samples, and the detected intensity is constant in that case [25]. On the other hand, the polarimetric orthogonality is broken by the interaction with dichroic or depolarizing samples, leading to an intensity beatnote oscillating at the frequency difference (in the RF range) between the two optical frequencies of the DFDP source [25]. By construction, one major characteristic of the DSOB method consists of its insensitivity to birefringence, which makes it a good candidate for polarimetric endoscopy [25,26], where the optical fiber is introduced directly in the body to realize real-time contrast images. Indeed, the birefringence of the fiber changes the emitted and/or received SOPs but does not impinge on their orthogonality. Moreover, DSOB measurements are free from any polarimetric elements at the fiber distal end, enabling a flexible termination of the endoscope. In addition, the heterodyne detection used in the DSOB technique ensures sensitive and fast detection ($<1 \mu\text{s}$) ranging in RFs from tens of megahertz to tens of gigahertz. As a first step, the samples were enlightened with orthogonal linear SOPs to investigate the potential of the technique [25,26]. Encouraging results led then to in-depth analysis [27] to precisely characterize the physical origin of the orthogonality breaking signatures in samples. Recently, the technique has been refined to fully characterize dichroic samples using an illumination with orthogonal circular SOPs [28]. By using such a DFDP beam in a confocal microscope setup with galvanometric mirrors to realize the laser scan of an artificial sample, we evidenced how the maps of reflectance, diattenuation, and anisotropy axis properties could be retrieved from a single scan of the sample.

So far, orthogonality breaking sensing has been performed through SM fibers, yet commercial endoscopes using multicore fibers or fiber bundles can be slightly multimode (few-mode) [29], in particular when short wavelengths are used. To explore the potential of the DSOB technique in the most general and realistic conditions, we must characterize the behavior of the DSOB technique when non-PM multimodal optical fibers are used to convey the optical beam to the sample of interest and collect the backscattered light after interaction with the sample. We shall not consider here highly multimode endoscopes used in some applications to directly convey an image [30,31], since the DSOB technique could not be operated in such a situation. As a result, we shall limit our study to few-mode fibers/endoscopes. First, we have to investigate the conditions needed to preserve the polarimetric orthogonality during

propagation through few-mode fibers. Then, the ability to perform remote polarimetric measurements through few-mode fibers should be assessed and compared to the situation where SM fibers are used. The article is organized as follows: Section 2 describes the equations that govern the temporal evolution of the field in the transverse plane at the exit of the few-mode fiber. The expression of the intensity is then given, allowing us to emphasize the conditions needed to preserve the orthogonality of a DFDP beam. Numerical simulations are also presented that support the theoretical results. Section 3 reports the experimental scheme that has been built up to confirm the theoretical predictions in transmission through few-mode fibers. To characterize further the technique toward endoscopy applications, Section 4 investigates the conditions to preserve the orthogonality in a reflection configuration, i.e., when the light scattered by the samples is coupled back into the few-mode fiber. Then, in Section 5, we compare the dynamics of remote DSOB measurements through SM and few-mode fibers by measuring the maximum orthogonality breaking contrast produced on a linear polarizer. This allows us to characterize the potentiality of DSOB polarimetric sensing through few-mode fibers. Last, Section 6 gives the conclusions and perspectives of this work.

2. MODELING

A. Theory

A DFDP source comprises two orthogonal SOPs shifted in frequency. The Jones formalism depicts the evolution of the source polarization state. To describe the beam, we write the global vector expression of the SOP \mathbf{e}_\perp and its orthogonal vector \mathbf{e}_\parallel (subscripts \perp and \parallel denote, respectively, the orthogonal SOPs with \parallel corresponding to the SOP shifted in frequency of $\Delta\nu$) in a general form as

$$\begin{aligned}\mathbf{e}_\perp &= [\cos \alpha \cos \varepsilon - i \sin \alpha \sin \varepsilon; \sin \alpha \cos \varepsilon + i \cos \alpha \sin \varepsilon]^T, \\ \mathbf{e}_\parallel &= [-\sin \alpha \cos \varepsilon + i \cos \alpha \sin \varepsilon; \cos \alpha \cos \varepsilon + i \sin \alpha \sin \varepsilon]^T,\end{aligned}\quad (1)$$

with T the matrix transposition, and α standing for the polarization ellipse azimuth and ε for the ellipticity [32]. Each SOP evolves at a fixed frequency so that the frequency shift between the two states is $\Delta\nu = \nu_\parallel - \nu_\perp$. The electrical field expressed with the Jones formalism defines the temporal evolution of the source:

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}(\mathbf{r}, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \exp(-i2\pi\nu_\perp t) \mathbf{J}(t) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (2)$$

with E_0 , the initial field amplitude; \mathbf{k} , the wave vector; \mathbf{r} , the Jones position vector; and $\mathbf{J}(t)$, the polarization vector with $\mathbf{J}(t) = \mathbf{e}_\perp + \exp(-i2\pi\Delta\nu t) \mathbf{e}_\parallel$. When the light is injected in a multimode fiber, the energy is projected onto a number n of orthonormal spatial modes characterized by a spatial distribution $u_n(x, y)$ in a transverse plane, z being the assumed direction of propagation. Without loss of generality, a fixed propagation distance z_0 will be assumed in the theoretical model and in simulations. For the sake of simplicity, we shall thus omit the propagation term of Eq. (2) in the forthcoming equations. The basis functions $u_n(x, y)$ form an infinite

orthonormal basis of the 2D transverse plane, i.e., $\iint u_n(x, y)u_m(x, y)dxdy = \delta_{nm}$. Here, the so-called linearly polarized (LP) modes shall be considered as done in most standard descriptions of multimode fibers modes [33]. We also introduce the coupling coefficients c_n to represent the portion of energy propagating in the n th mode and its constant of propagation β_n , which is assumed real (i.e., we neglect any losses occurring in the fiber). The influence of the fiber on the incident coupled modes is described by the linear birefringence matrices M_n using Jones' formalism [we neglect any loss (isotropic or anisotropic) in the light propagation and do not consider circular birefringence]. As a first approximation, we will assume a uniformly distributed birefringence all along the fiber with orientation ϕ_n and linear birefringence δ_n , allowing us to consider that M_n describes the polarimetric effect on mode n , accumulated over the fiber length, denoted z . Finer descriptions of the fiber-distributed birefringence could be considered, but this simple model is sufficient for the analysis we perform in this article.

For the sake of generality, M_n is different for each mode and can be written as

$$M_n = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta_n z}{2}} C^2 \phi_n + e^{-i\frac{\delta_n z}{2}} S^2 \phi_n & C \phi_n S \phi_n (e^{i\frac{\delta_n z}{2}} - e^{-i\frac{\delta_n z}{2}}) \\ C \phi_n S \phi_n (e^{i\frac{\delta_n z}{2}} - e^{-i\frac{\delta_n z}{2}}) & e^{-i\frac{\delta_n z}{2}} C^2 \phi_n + e^{i\frac{\delta_n z}{2}} S^2 \phi_n \end{bmatrix}, \quad (3)$$

where the compact notations $C\phi_n = \cos \phi_n$ and $S\phi_n = \sin \phi_n$ have been used. As a result of such different Jones matrices M_n , the SOPs of the modes will thus evolve differently. The resultant field \mathbf{E}_{mult} includes the spatial mode repartition $U_n(x, y)$, the evolution of the polarization M_n , and the incident field \mathbf{E}_{inc} :

$$\mathbf{E}_{\text{mult}}(x, y, t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sum_n \exp(-i2\pi\nu t) U_n(x, y) M_n \mathbf{J}(t), \quad (4)$$

with $U_n(x, y) = c_n u_n(x, y) \exp(-i\beta_n z)$. The intensity of the beam after propagation over a distance z in the fiber at an instant t is

$$\begin{aligned} I_{\text{mult}}(x, y, t) &= \mathbf{E}_{\text{mult}}^\dagger(x, y, t) \mathbf{E}_{\text{mult}}(x, y, t) \\ &= \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m \underbrace{U_n^*(x, y) U_m(x, y)}_{s_{n,m}(x, y)} \underbrace{\mathbf{J}^\dagger(t) M_n^\dagger M_m \mathbf{J}(t)}_{P_{n,m}(t)}, \end{aligned} \quad (5)$$

where n and m are the indices of the modes. The terms of the double sum can be separated into a spatial factor $s_{n,m}(x, y) = U_n^*(x, y) U_m(x, y)$, whereas the $P_{n,m}(t)$ factor retains the information about the polarimetric transformations of modes n and m at the instant t . The superscripts * and † denote, respectively, the complex conjugation and the matrix transpose-conjugation. Using $\mathbf{J}(t) = \mathbf{e}_\perp + \exp(-i2\pi\Delta\nu t) \mathbf{e}_\parallel$, one gets

$$P_{n,m}(t) = [\mathbf{e}_\perp^\dagger + e^{i2\pi\Delta\nu t} \mathbf{e}_\parallel^\dagger] M_n^\dagger M_m [\mathbf{e}_\perp + e^{-i2\pi\Delta\nu t} \mathbf{e}_\parallel], \quad (6)$$

which can be obviously decomposed into a continuous part (DC) and a sinusoidal modulation (AC) at frequency $\Delta\nu$, thus leading to the following notation:

$$P_{n,m}(t) = P_{n,m}^{\text{DC}} + P_{n,m}^{\text{AC}}(t), \quad (7)$$

with $P_{n,n}^{\text{AC}}(t) = 0$. The resultant intensity becomes

$$\begin{aligned} I_{\text{mult}}(x, y, t) &= \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m s_{n,m}(x, y) [P_{n,m}^{\text{DC}} + P_{n,m}^{\text{AC}}(t)] \\ &= I^{\text{DC}}(x, y) + I^{\text{AC}}(x, y, t). \end{aligned} \quad (8)$$

Again, the intensity can be split into a DC part and an AC part. We provide below the global expressions of the DC and AC intensity contributions at each location of the transverse plane, followed by the expression of the integrated intensity, resulting from partial integration of the beam over a surface Σ . Note that total integration over the whole 2D transverse plane will be referred to as Σ_{tot} . The DC intensity thus reads

$$I^{\text{DC}}(x, y) = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m s_{n,m}(x, y) P_{n,m}^{\text{DC}}, \quad (9)$$

$$I_{\Sigma}^{\text{DC}} = \iint_{\Sigma} I^{\text{DC}}(x, y) dx dy. \quad (10)$$

Switching the integrals and the sums, we get

$$I_{\Sigma}^{\text{DC}} = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m \left[\iint_{\Sigma} s_{n,m}(x, y) dx dy \right] P_{n,m}^{\text{DC}}. \quad (11)$$

When the totality of the beam is integrated over Σ_{tot} , one has

$$\begin{aligned} \iint_{\Sigma_{\text{tot}}} s_{n,m}(x, y) dx dy &= \iint_{-\infty}^{+\infty} U_n^*(x, y) U_m(x, y) dx dy \\ &= c_n^* c_m \delta_{n,m}, \end{aligned} \quad (12)$$

where $\delta_{n,m}$ is the Kronecker symbol equal to 1 if $n = m$, and 0 otherwise. As a result,

$$I_{\Sigma_{\text{tot}}}^{\text{DC}} = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n P_{n,n}^{\text{DC}} |c_n|^2, \quad (13)$$

and, obviously, the partial integration of the beam entails a diminution of the intensity, since

$$\iint_{\Sigma_{\text{tot}}} s_{n,m}(x, y) dx dy \geq \iint_{\Sigma} s_{n,m}(x, y) dx dy. \quad (14)$$

As for the AC intensity, one similarly gets

$$I^{\text{AC}}(x, y, t) = \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m s_{n,m}(x, y) P_{n,m}^{\text{AC}}(t). \quad (15)$$

The integration on Σ gives

$$\begin{aligned} I_{\Sigma}^{\text{AC}}(t) &= \iint_{\Sigma} I^{\text{AC}}(x, y, t) dx dy \\ &= \frac{|E_0|^2}{2} \sum_n \sum_m \left[\iint_{\Sigma} s_{n,m}(x, y) dx dy \right] P_{n,m}^{\text{AC}}. \end{aligned} \quad (16)$$

When the distribution of the modes and the input Jones vectors and fiber Jones matrices M_n are known, the phase and the amplitude of the sinusoidal intensity modulation I_{Σ}^{AC} can be readily obtained from Eq. (16). This equation highlights the presence of a modulation when the beam is partially collected. As a consequence, the orthogonality can be broken by propagating the DFDP beam in a multimode fiber. However, it is easily shown that the complete integration of the beam over the transverse plane leads the beatnote to vanish, such that

$$I_{\Sigma_{\text{tot}}}^{\text{AC}}(t) = 0. \quad (17)$$

These results can be interpreted as follows: although the two orthogonal SOPs injected in each mode will remain orthogonal after propagation ($P_{nn}^{\text{AC}}(t) = 0$), the differential birefringence encountered between two different spatial modes will break locally this orthogonality between the SOPs, thus inducing the generation of a RF beatnote at each location on the transverse plane, as depicted in Fig. 1. As a result, when the beam intensity is detected on the surface of a photodetector (PD) that does not cover the entire transverse plane, the overall contribution of the local beatnotes lead to a non-null signal delivered by the PD. On the other hand, the complete integration of a multimode DFDP beam highlights the spatial mode orthogonality, whereby orthogonality is maintained, as shown by Eq. (17). It must be noted that orthogonality in a multimode configuration can be kept even with a partial detection of the beam, provided the integrated area shares the symmetry of the beam, in which case the beatnote produced is locally compensated for over the detected area. Another possibility to preserve the orthogonality through multimode propagation would obviously consist of having $M_n^{\dagger}M_m = 1$, i.e., identical birefringence action of the fiber for every excited mode. Experimentally, this would require the control of all constraints (thermal and mechanical) applied on the fiber, which might be impossible in practical situations. It is thus likely that multimode operation of the DSOB technique will have to rely on spatial modal orthogonality in order to be operated through few-mode endoscopes.

B. Simulation

We have implemented a simulation of the intensity beatnote after propagation through few-mode fibers to justify the physical interpretations of the equations derived above, and also to

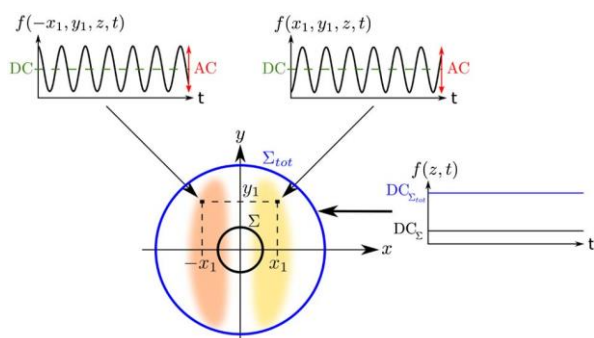


Fig. 1. Illustration of polarimetric orthogonality preservation in a two-mode configuration with fundamental mode LP01 (not represented) and mode LP11. At each point of the transverse plane, the orthogonality between the two polarizations of mode LP11, with respect to those of mode LP01, is, in general, broken, thus leading to AC modulation of the signal, as depicted for two locations, (x_1, y_1) and $(-x_1, y_1)$. Due to the spatial orthogonality of the modes, however, the produced beatnotes destructively interfere when the beam is fully integrated over Σ_{tot} , thus providing a constant (DC) signal. In this example, the odd parity of the modes with respect to the x axis y axis leads to beatnote contributions in antiphase for the two symmetric locations of the beam represented. As a result, a symmetric though partial integration of the beam over an area such as (Σ) would also lead to a compensation of the beatnote contributions.

qualitatively compare the experimental results with simulations. The distance of propagation z in the fiber is set constant. Using Eq. (5), the intensity is depicted in the transverse plane at each time step.

1. Description of the Simulation

The previous equations are used to simulate the DFDP source, the multimodal waveguide, and the resultant intensity for various detection geometries. Assuming unitary field amplitude ($E_0 = 1$), the resultant intensity calculated through Eq. (5) is expressed in arbitrary units. The Jones' description of the source in the main case allows the generation of all couples of orthogonal SOPs possible by choosing the angle of the great axis of the ellipse α and the ellipticity ϵ defined in Eq. (1). The transverse profile of the electrical field of each excited mode is calculated and weighted toward their coefficient c_n and their birefringence matrix M_n . Equation (5) determines the intensity for each location (x, y) of the transverse plane pixelated for the sake of simulation into 120×120 pixels. Then, a covering mask (a front plane or a circular aperture) is applied on the intensity image to modify the detection geometry and simulate partial integration of the beam (see Fig. 2). The intensity contributions in the regions not covered by the mask are then added. Finally, the evolution of the DC and AC signals that would experimentally be delivered by a detector is obtained by repeating the process at each time step. The position of the mask over the spot is gradually incremented to plot the evolution of the beatnote amplitude, showing that orthogonality is broken between the two frequency-shifted polarizations when the beam is partially detected. Only the spatial integration step is repeated when the mask is translated over the same generated multimodal beam. It is important to note that mode coupling has not been taken into account in the theoretical modeling nor in the simulation of slightly multimode propagation in the fiber. Such a mode coupling could, however, be highly detrimental to orthogonality preservation on long propagation distances or in the presence of important strains on the fiber, but it remains outside the scope of this paper.

2. Mapping of Significant Parameters

The fiber used to deport the beam has unknown properties such as the birefringence matrices of the excited modes. To determine from where the orthogonality breaking originates, we adjust four sets of parameters: the birefringence matrices M_n

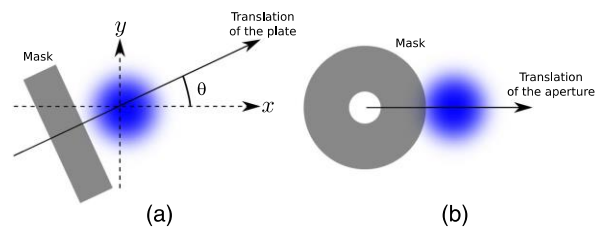


Fig. 2. Different masks (dark objects) have been considered to crop the beam and simulate incomplete detection of the beam on a detector. (a) Using a front plane (razor blade), the plate is gradually translated to cover the entire beam. A rotation is applied according to an angle θ to simulate the possible rotation of the beam in a fiber. (b) With a circular aperture, the beam is partially selected by translation from the center of the beam to its edge.

of the fiber, comprising the phase retardation δ_n and the angle of the eigenaxes ϕ_n [see Eq. (3)] for each mode n ; the coefficients c_n related to the repartition of the energy in the excited modes; and the angle θ defining the orientation of the mask. All these settings are experimentally sensitive to the stress applied on the fiber, such as bends and compression or temperature changes. In a first simulation, only two modes (LP01 referred to as $i = 1$ and LP11 as $i = 2$) are selected to facilitate the comprehension of the phenomena at stake. The differential phase retardation $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_2$ and the differential angle of the eigenaxes $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ are varied to illustrate the influence of the birefringence parameters. The coupling coefficients c_n into the modes depend on the overlap integral between the incoming field and the considered mode. As a result, it will specifically depend on the way the light beam is injected into the fiber. The coefficients are calculated according to the normalization constraint ($\sum_i |c_i|^2 = 1$). The last parameter θ is essential. Indeed, when the beam is gradually cropped, the beatnote appears according to the distribution of the intensity in the transverse plane and the SOPs of each excited mode. Thus, any rotation of the spatial distribution in the fiber (due to mechanical and/or thermal stress applied on the fiber in experiments) will modify the beatnote produced by the beam cropped by the mask. To take the random orientation of the beam into account, the angle θ will also be varied in our simulations. In the above two-mode example, we will see that a symmetry axis can lead to the reduction of the beatnote's amplitude or even its cancellation when θ is varied from 0° to 360° .

Four sets of the parameters $\Delta\delta_n$, $\Delta\phi_n$, $|c_n|^2$, and θ have been varied in the simulation to understand their impact on the orthogonality breaking. Each parameter is varied successively while the three others are kept constant. We consider a DFDP source at 488 nm with linear SOPs shifted in frequency with $\Delta\nu = 80$ MHz in accordance with the experiments in the following. We consider a slightly multimode fiber at 488 nm, corresponding to the characteristics of the fiber used in subsequent experiments (Thorlabs P3-630A-FC-1). In this configuration, only two modes are propagated: LP01 and LP11. Figure 3 depicts the resultant intensity at the fiber output for a given set of coupling coefficients $|c_1|^2 = 0.25$ and $|c_2|^2 = 0.75$.

The contributions of the beam rotation θ , of the mode coupling coefficients c_n , of the phase retardation difference $\Delta\delta$, and

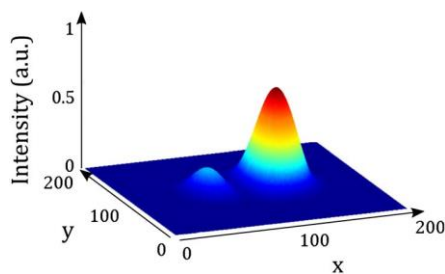


Fig. 3. 3D plot of the intensity of the field arising with two modes excited at the output of the fiber using the following parameters: $|c_1|^2 = 0.25$ and $|c_2|^2 = 0.75$, $\phi_1 = \pi/6$ and $\delta_1 = \pi/3$, $\phi_2 = \pi/3$ and $\delta_2 = \pi/3$, and $\theta = 0^\circ$. The subscripts 1 and 2 correspond, respectively, to the modes LP01 and LP11.

of the orientation angle difference $\Delta\phi$ of the linear birefringence are depicted on Fig. 4. The values of the parameters are set according to the situation of Fig. 3, up to the variation of a single parameter. In these simulations, we consider a front plane mask translated across the beam, as depicted in Fig. 4(a). A quick glance at all the simulated curves allows us to say that when all the energy transmitted through the waveguide is collected (i.e., translation of the mask equal to zero), the orthogonality is preserved. Figures 4(b) and 4(c) show the effects of

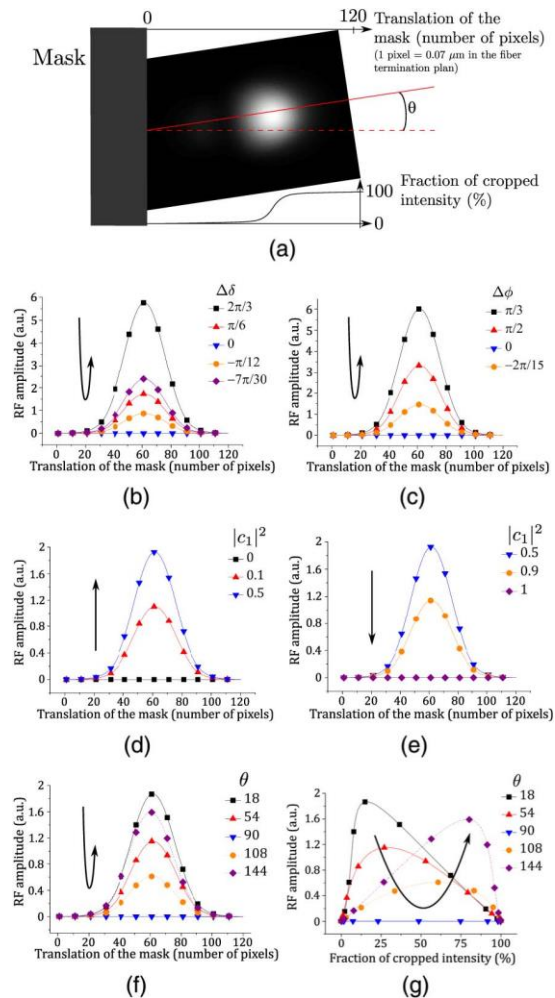


Fig. 4. (a) Simulation of gradual cropping of a two-mode beam by a front plane. Modes LP01 and LP11 are, respectively, denoted by subscripts 1 and 2. (b)–(g) The curves represent the amplitude of the RF beatnote versus the position of the mask gradually incremented. The coefficients used are $|c_1|^2 = 0.25$ and $|c_2|^2 = 0.75$, $\phi_1 = \pi/6$ and $\delta_1 = \pi/3$, $\phi_2 = \pi/3$, and $\delta_2 = \pi/3$ with no rotation of the beam ($\theta = 0^\circ$). The impact of the birefringence is depicted by (b) the differential phase retardation $\Delta\delta = \delta_1 - \delta_2$ and (c) the differential angle of the eigenaxes $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ where (δ_1, ϕ_1) are varied and (δ_2, ϕ_2) are kept constant. The distribution of the energy between the modes is described by adjusting the coefficient $|c_1|^2$ (d) from 0 to 0.5 and (e) from 0.5 to 1, set accordingly to satisfy the normalization constraint. The rotation θ of the transmitted beam is illustrated by plotting the amplitude of the beatnote versus (f) the translation of the mask and (g) the fraction of cropped intensity.

the birefringence difference between the two excited modes (LP01 and LP11) on the orthogonality of the DFDP source when the beam is partially detected. The modification of the birefringence matrix of one mode affects the beatnote amplitude. Obviously, when the Jones matrices affecting the two modes are similar (or very close to each other), i.e., $\delta_1 = \delta_2$ ($\Delta\delta = 0$) and $\phi_1 = \phi_2$ ($\Delta\phi = 0$), the beatnote is null (blue curves) and orthogonality is preserved. The same situation may occur in the very specific case where the fiber length would correspond to an entire number of the polarization beat lengths of each excited mode. However, in the general case, the two modes do not see the same birefringence during propagation along the fiber ($\Delta\delta \neq 0$ and $\Delta\phi \neq 0$), leading to an increase of the beatnote amplitude, and a potentially strong orthogonality breaking.

The influence of the distribution of light in the modes is then depicted in Figs. 4(d) and 4(e). Excitation of a single mode ($|c_1|^2 = 0$ or 1) clearly prevents the apparition of a beatnote, whereas a fair balance of the energy ($|c_1|^2 = 0.5$) provides the maximal beatnote amplitude when the beam is partially detected. The variation of the beatnote amplitude is directly linked to the shape of the beam in the transverse plane, which depends on how the energy is distributed among the excited modes.

Last, both thermal and mechanical stresses along with twists applied on the fiber will rotate the mode distribution in the transverse plane. Figure 4(f) illustrates the variation (and even the cancellation) of the beatnote amplitude depending on the orientation of the beam θ . Figure 4(g) is another representation of the same results, showing the beatnote amplitude versus the fraction of cropped intensity. It can be clearly seen that the shape of the curves and the amplitude of the beatnote is very sensitive to the angle θ used to crop the beam. In this particular configuration, where only two modes are considered, a symmetry axis allows the orthogonality to be preserved when $\theta = 90^\circ$. The excitation of additional modes would involve a more complex situation with exotic shapes of curves, as will be seen below.

The first purpose of this simulation was to interpret the origin of the orthogonality breaking in few-mode fibers in a simple case. This has permitted characterization of the effect, on this beatnote amplitude, of experimental parameters such as fiber V-number, injection in the fiber, constraint/rotation on the fiber, and spatial collection of the few-mode beam. However, the main result of this analysis is that orthogonality can be preserved in a two-mode fiber when the beam is entirely collected by the PD, accounting for spatial orthogonality between the modes coupled in the waveguide. It is thus of great importance to check whether such result will still be valid in experiments involving a greater number of modes.

3. Generalization of the Modeling

We now detail how experimental results can be approached by simulations on more complex situations involving more modes. Thus, let us now consider a configuration with four excited modes that can be encountered in practice. The simulation is fed with appropriate parameters according to the datasheet of the fibers (number of excited modes, representation in the transverse plane, etc.) and to the time of calculation we

define (time stamp, resolution (in pixels), etc.). Then, we generate random values for the parameters we do not control: the birefringence and the injection in the fiber controlling the coefficients c_n . Using this process, we create random signals that are compared with an experimental set of measurements in the considered configuration. All the simulated signals are then interpolated on the experimental ones and we select the simulation by minimizing a mean square error (MSE) criterion as the best fit to our experiments. Finally, the balance of energy between the modes (c_n coefficients) is adjusted numerically to further minimize the MSE. This optimization allows us to retrieve the set of parameters corresponding to the experiment or at least get the closest values to the real ones, as will be shown in Section 3.

In Fig. 5, we present the simulations obtained with a fiber with four excited modes. The RF amplitude is expressed versus the position of the mask as in the previous representations in Figs. 4(b)–4(f). The exotic profile of the curve with multiple maxima is justified by the shape of the beam, which is displayed next to the curve. Notably, there is still no beatnote when the beam is entirely collected. This absence highlights the polarimetric orthogonality preservation of a DFDP beam propagating through few-mode fibers if the beam is fully received by the PD. The simulation has been realized in transmission only. In a more complex implementation, and for long distance propagation in particular, the eigenmodes of the fiber could be calculated through statistical tools considering spatial- and polarization-mode coupling [34]. Thereafter, experiments have been realized in transmission to understand the phenomena at stake and then in reflection to study the feasibility of the DSOB sensing through few-mode waveguides for endoscopy.

3. MULTIMODE TRANSMISSION EXPERIMENTS

A. Experimental Setup

The validation of the study presented above is realized experimentally by the setup depicted in Fig. 6. The DFDP source [25–28] is composed of a single-mode laser at $\lambda = 488$ nm delivering 40 mW in a polarization splitting/combining Mach-Zehnder architecture. An acousto-optic modulator is placed in one arm to introduce a frequency shift $\Delta\nu = 80$ MHz. The single-mode transverse profile of the beam is sketched on the scheme next to the source in Fig. 6. Then, the light beam

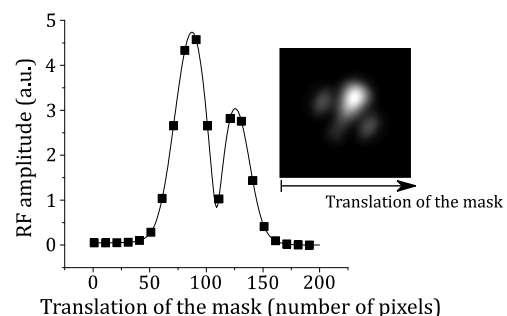


Fig. 5. Run of the simulation showing the evolution of the beatnote while the beam is gradually cropped by a front plane mask. The fiber considered is SM800-5.6-125 from Thorlabs, and the spatial intensity distribution is sketched next to the curve.

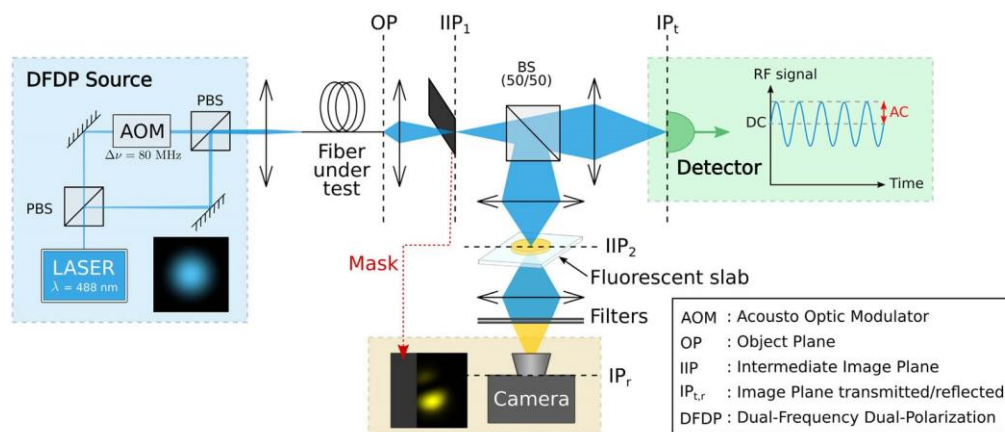


Fig. 6. Experimental scheme used to study the propagation of a DFDP beam in an optical fiber multimode at 488 nm.

is injected into the fiber under test through a visible coated collimator lens (Thorlabs N414TM-A). We define the object plane (OP) as the output plane of the fiber. A microscope objective (magnification 10 \times , numerical aperture 0.25, 160 mm correction) conjugates the OP in a first intermediate image plane (IIP₁) that contains a mask. Note that the mask is a disk with a 100 μm diameter circular aperture (Thorlabs P100S) in its center, with an edge cut and beveled to create a thin front plane. The design of the mask allows the use of either the aperture or the plane edge by simply translating the component. Such conjugation on the mask in an IIP is a convenient way to mimic the beam cropping by an incomplete detection of the beam with a PD. Indeed, the diameter of the beam increases quickly during the propagation and prevents us from placing the mask in close vicinity of the fiber's termination. The light is then split into two beams by a 50:50 beam splitter (BS; Thorlabs BS010), one being focused on a fast photodiode (Hamamatsu S4753, $f_{\text{cut-off}} = 1,5$ GHz) to retrieve the AC and DC components of the intensity. The reflected light of the beam splitter is imaged in a second IIP₂ on a slab of fluorescein (10 μm thick) in order to partially convert the blue coherent illumination into a broadband yellow ($\lambda_{\text{max}} = 521$ nm) incoherent illumination. The purposes of having the fluorescent slab in IIP₂ are to maximize the fluorescent conversion of the incident light and to reproduce the beam shape as it appears at the fiber output and in the first IIP. Breaking the laser coherency with fluorescence is a way to avoid interference (speckle) when IIP₂ is finally imaged on a CCD camera (Basler scA640-70fm) through a pair of filters (long-pass filter, Thorlabs FGL550); and bandpass interferential filter, 515–550 nm) to completely reject the blue laser line. The image retrieved is not used for quantitative measurements, but to illustrate the spatial shape of the modes at the fiber output. As a result, this global setup allows simultaneous monitoring of the cropped beam shape with the camera and measurement of the beatnote signal while the beam is gradually covered with a mask.

B. Experimental Results

We first checked the experiment with a SM fiber (Thorlabs P1-405B-FC-1) where no beatnote appeared, as expected. Then, we have tested three different few-mode fibers: a first

one single mode at 630 nm (Thorlabs P1-630A-FC-1), a second one single mode at 830 nm (Thorlabs P1-830A-FC-1), and a third one single mode at 1260 nm (SMF-28). Note that the fibers are 1 m long and the connectors are FC-PC to have a perfect alignment of the optical axis and the wave vector of the exit fields. Indeed, FC-APC end-face connectors have a typical 8° angle, which may lead to a bias in the alignment and might induce a tiny break of the orthogonality. The measurements consist in retrieving the values of the signal generated by the PD, while the light beam is gradually cropped by the mask [see Fig. 2(a)]. Images of the beam are also captured and are displayed in the figures. The results with fiber 630A are displayed in Fig. 7, where the amplitude of the 80 MHz modulated signal is plotted as a function of the normalized DC mean voltage. One set of measurements (blue curve and square symbols) corresponds to a situation where injection into the fiber

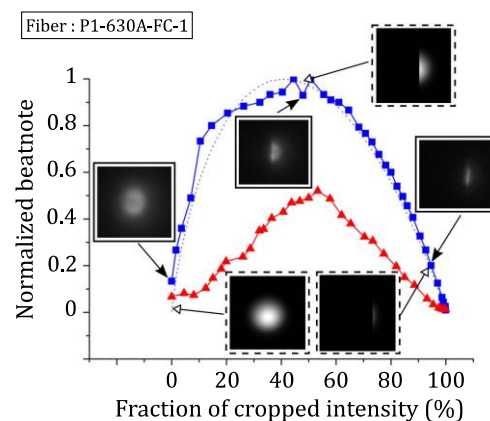


Fig. 7. Evolution of the beatnote amplitude versus the fraction of cropped intensity after optimization of the injection in the fiber (squares) and for the non optimized injection (triangles). The dotted line corresponds to simulation. The fiber under test is Thorlabs P1-630A-FC-1, single mode at 630 nm. Three pairs of images display the evolution of the beam shape obtained from simulation (insets with dotted boxes) and from a set of experimental measurements (insets with solid boxes). Note that the beatnote is normalized with respect to the highest value measured in the optimal configuration.

is optimized (so that the mean intensity transmitted is maximized), whereas the second set (red curve and triangle symbols) is obtained with an imperfect injection. In both cases, it can be seen that a beatnote, denoting orthogonality breaking, appears gradually as the beam is concealed. The amplitude reaches a maximum before the beam gets completely blocked by the mask. Note that the maxima are not equal because the beatnote amplitudes are not normalized, and there is more intensity when the injection of light in the fiber is maximized. As a consequence, it appears that the quantity of light traveling through the fiber does not play a role in the beatnote relative amplitude in a dual-mode configuration.

More importantly, it is worth noting the low residual modulation of the signal when the beam is fully collected, which validates the above theoretical prediction and simulations of Section 2. The noticeable residual beatnote of about 5% is linked to experimental imperfections or to potential weak mode coupling causing a slight spatial projection of the polarization between the modes. As will be seen through Figs. 7–10, the same result holds for fibers with a higher number of guided modes: full integration of the beam allows the spurious orthogonality breaking to be minimized in multimode propagation. We also checked that this property is still valid when the fibers are slightly bent or moved during the experiment.

In Fig. 7, the dotted curve represents the closest curve derived from one run of the simulation, showing that the simulation procedure proposed above is fairly realistic and allows retrieving the global evolution of the beatnote. Acquired and simulated images of the beam transverse profile are also displayed for three locations of the mask to confirm the assertions of the theory, with, again, fair agreement between simulation and experiments.

Then, a second fiber (Thorlabs P1-830A-FC-1) has been tested to check the results obtained with a few-mode fiber with a greater V-number (in this case, four modes are excited). Figure 8 shows the evolution of the beatnote produced by cropping the beam with the mask, with a maximum beatnote

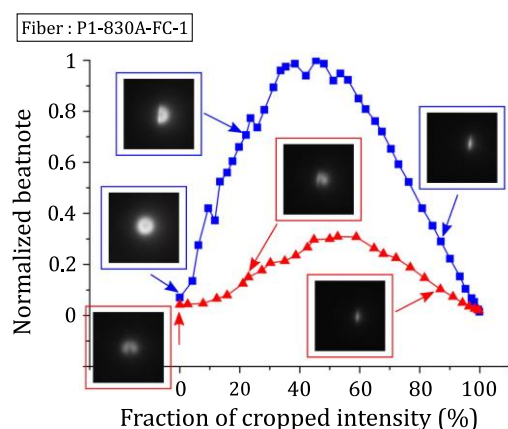


Fig. 8. Evolution of the beatnote amplitude versus the fraction of cropped intensity after optimization of the injection in the fiber (squares) and for non optimized injection (triangles). The fiber under test is Thorlabs P1-830A-FC-1, single mode at 830 nm. Images are captured from measurements. Note that the beatnote is normalized with respect to the highest value measured in the optimal configuration.

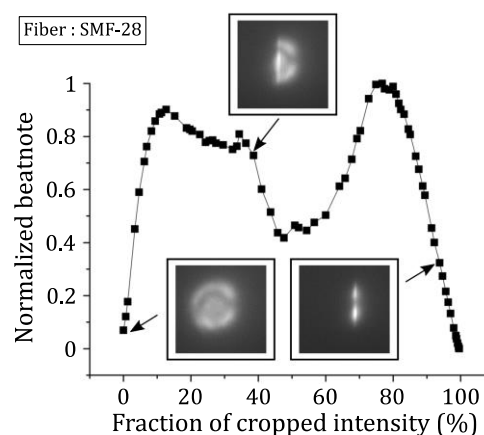


Fig. 9. Same as Fig. 8 with SMF-28 fiber.

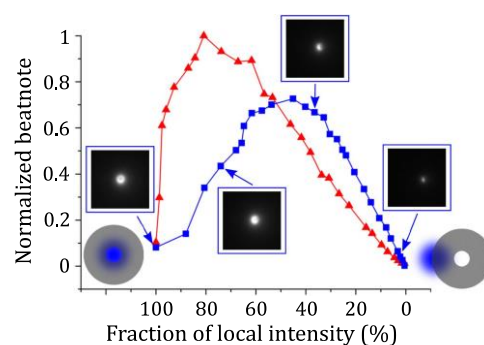


Fig. 10. Evolution of the beatnote amplitude versus the fraction of local intensity using fiber P1-630A-FC-1 (squares) and fiber P1-830A-FC-1 (triangles). The circular aperture is gradually translated from the center of the beam to the edge. Images are captured from measurements. Note that the beatnote is normalized with respect to the highest value measured between the two fibers.

amplitude when half of the intensity is blocked, and with a residual modulation of 7% of the normalized beatnote when the beam is fully detected. Experiments realized with both fibers present one peak maximum when the beam is approximately half-covered. In the general case, the maximum OBC could occur for a different position of the mask. This position would depend only on the mode patterns and the orientation of the mask, but should be insensitive to the power injected into the fiber, which is in good agreement with our observations. For the sake of completeness, we display in Fig. 9 additional measurements realized with more excited modes in the fiber (SMF-28 fiber with seven modes at 488 nm). In this case, the residual beatnote (7%) is still minimized for complete integration of the beam. The non monotonic evolution of the curve in Fig. 9 is due to the more complex modal pattern obtained with seven modes in the SMF-28 fiber.

In addition, measurements were also performed using a 100 μm diameter circular aperture as a mask [see Fig. 2(b)], with the previous fibers (Thorlabs P1-630A-FC-1 and P1-830A-FC-1). It can be noted here that the magnification of

the optical system leads to a beam diameter of 300 μm in the intermediate image plane of the mask. As a result, the aperture is smaller than the beam, thereby enabling its spatial selection. Figure 10 shows the normalized RF beatnote amplitude versus the fraction of local intensity selected by the aperture. Assuming a Gaussian mode, the centered position ensures a maximum DC intensity. The translation of the mask across the beam profile entails a diminution of the intensity. Interestingly, although the beam is partly cropped due to the circular aperture, the amplitude of the beatnote remains low when the aperture is well centered on the beam. Sweeping the aperture across the beam profile yields a rise of the beatnote to a maximum, as can be seen in Fig. 10.

4. REFLECTION EXPERIMENTS

The previous analysis about the conservation of the orthogonality in transmission through few-mode fibers has permitted an understanding of the various factors involved in such preservation, or breaking, of orthogonality. Looking toward endoscopy applications, where a flexible probe fiber enables investigation *in vivo in situ*, the waveguide must carry the light to the inner zones of the body and, after interaction with the tissues, propagate it back to the detection system. Commercial endoscopes or microendoscopes have a probe termination in close vicinity to the sample when imaging the internal body. To gauge the applicability of the DSOB approach for endoscopy, it is thus important that we characterize the preservation of orthogonality in a reflection configuration involving a few-mode fiber. In this issue, we compare the behavior of DSOB sensing through SM and two-mode fibers. For that purpose, measurements have been realized in reflection and with a fiber directed on a nondepolarizing material to retrieve a signal without measuring a break of the orthogonality due to the sample.

Let us first define a polarimetric contrast for DSOB sensing as

$$\text{OBC} = I_{AC}/I_{DC} \quad (18)$$

where OBC stands for orthogonality breaking contrast [26]. The OBC characterizes the capacity of a material to break the orthogonality of a DFDP beam. When the OBC is null, the sample does not break the orthogonality (isotropic or birefringent sample), whereas a maximum value of $\text{OBC} = 1$ requires a balanced projection of each SOP on the other one with, for instance, a perfect dichroic sample (polarizer) oriented at 45° between the orthogonal SOPs if their intensities are equal [27].

Let us analyze the situation of backpropagation through few-mode fiber from a geometric point of view: after interaction with the sample, the reflected light sees the fiber termination as a circular aperture that allows only a part of the beam to be coupled back in the waveguide after backscattering. In the SM case, the spatial selection of the beam does not impact the orthogonality between the SOPs, but affects only the amount of light collected by the fiber. This is sketched in Fig. 11(a), in a situation where the probe fiber tip is close to a mirror so that the backscattered light is easily detected. If we now consider the multimode case, it is clear that such coupling in the few-mode fiber will act as a spatial selection of the beam, thereby possibly inducing orthogonality breaking between the two frequency

components of the probe beam, as sketched in Fig. 11(b), where only one higher order spatial mode is displayed to facilitate the comprehension. It is worth noting that the amount of OBC produced can be very sensitive to the orientation of the sample and its surface roughness, and in an uncontrolled manner. Indeed, tilting the sample will act as a translation of a circular aperture, which may modify the OBC produced. Thus, polarimetric measurements with the DSOB technique performed in reflection through an endoscope shall be limited in sensitivity and dynamics by the bias due to this spurious orthogonality breaking induced by the backcoupling in the waveguide. For that reason, it is important that we experimentally characterize the influence of the backcoupling geometry on the spurious OBC produced with few-mode fibers. For instance, it is interesting to study the range of relative tilt angle that can be tolerated with a few-mode fiber to keep a reasonable value of the OBC floor.

For that purpose, we have developed a second experimental setup to study the impact of a tilt of the sample on the OBC. To simplify the analysis, the sample considered is a mirror, as in the situation of Fig. 11. Experiments are conducted at $\lambda = 488 \text{ nm}$ on a SM fiber with a FC-APC and FC-PC terminations (Thorlabs 405B-FC), a SM coupler (Thorlabs FC488-50B-FC-1), and a slightly multimode fiber (Thorlabs 630A-FC-PC/APC). Figure 12 depicts two experimental schemes where the FC-PC output of the fiber under test is placed in close vicinity to a mirror (Thorlabs PF10-03-P01), which is mounted in a laser mirror mount to ensure perfect control of the tilt angle ψ . The fiber tip is immersed in a drop of an index refractive liquid with $n = 1.46$ (Lightspan Photonics LS-5246) to remove the Fresnel reflection between the fiber end facet and the air. It must be noted that the fiber end facet could be, if needed, antireflection coated to avoid using the index matching liquid. The FC-APC input, in which the DFDP source is injected through a visible coated collimator lens (Thorlabs N414TM-A), allows the tiny reflection of the input beam to be deviated and spatially distinguished from the beam of interest backpropagated through the fiber. The setup of Fig. 12(a) uses a 50:50 nonpolarizing beam splitter (Thorlabs BS010) to separate forward and backward paths of light to ensure detection of the backscattered light in free space on a photodiode (Hamamatsu S9055-01) after spatial

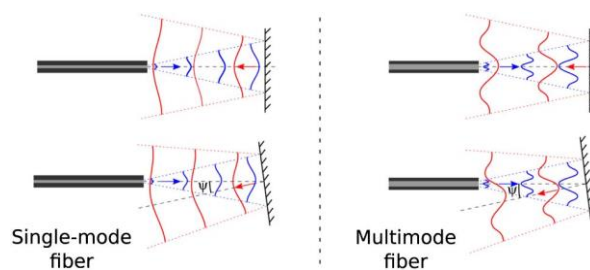


Fig. 11. Schematic comparison between the field exiting (a) an SM and (b) a few-mode fiber, and between the field reflected by a mirror normal to the endoscope output (upper drawings) or with a slight tilt ψ (lower drawings). The blue waves sketch the propagation of the illumination field, whereas the red waves are reflected by the mirror and partly collected by the considered fiber.

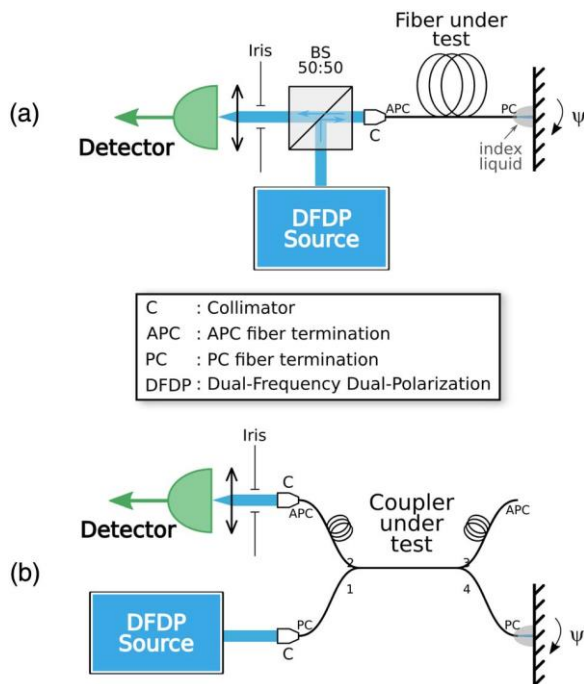


Fig. 12. Experimental setups to study orthogonality preservation in an endoscopic reflection configuration. (a) A free-space setup allows the test and comparison of the SM and two-mode fibers, whereas (b) a fibered setup includes a SM coupler (Thorlabs FC488-50B-FC-1).

filtering with an iris and focusing with a lens. An oscilloscope is used to visualize and measure the AC and DC components of the detected signal. In Fig. 12(b), we use a coupler to replace the beam splitter and the fiber of Fig. 12(a). This allows us to compare the influence of fibered or free-space beam splitting in the measurement setup. In this case, the FC-PC input port (1) with the collimation system injects the DFDP source into the coupler, and the FC-PC output port (4) probes the mirror sample. The other terminations (2 and 3) are connected to PC-APC transitions, thus lowering the reflections in the coupler with 60 dB return losses in each port.

Figure 13 shows OBC measurements realized with small angular tilts of around 2° to prevent the fiber tip from touching the mirror. Note that error bars related to the noise at different points are calculated according to the standard deviation of 10 measurements. Large error bars for higher tilts denote the very low mean intensity, thus leading to a stronger uncertainty in the calculation of the OBC. Considering the minimum OBC for each curve, it can first be observed that each fibered component has a slightly different impact on the preservation of the orthogonality. The residual OBC for the SM fiber is very low (0.63%) for the normal orientation, i.e., $\psi = 0^\circ$, and the intensity is maximized. Regarding the SM coupler in an equivalent configuration, the residual beatnote is higher (2%), which is likely to be due to mode coupling in the coupling region of the component. As for the few-mode fiber, the contrast does not go below 2.6%, thereby leading to a higher noise floor. This is due to the difficulty of maintaining the orthogonality over all the modes in a slightly multimode fiber. When a non-null tilt

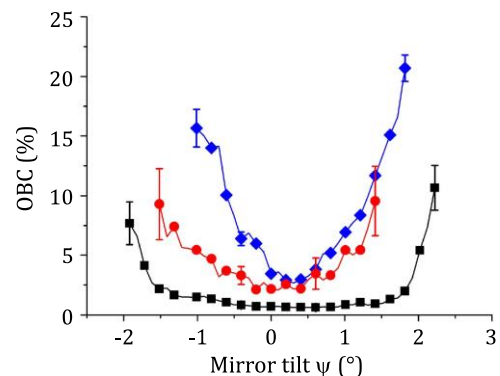


Fig. 13. Experimental results plotting the OBC versus the tilt of the mirror with respect to the end facet of the SM fiber (squares), of the SM 2×2 coupler (dots), and of the two-mode fiber (diamonds).

angle ψ is applied, it can be clearly seen from the shape of the curves that the spurious orthogonality breaking due to back-coupling and backpropagation in the fiber is much stronger with few-mode fibers than with SM waveguides. For instance, for an angular excursion such that the detected intensity reaches half of the maximal intensity ($\psi = \pm 0.7^\circ$), the residual contrast remains below 1% with the SM fiber, while it increases from 2% to 3% for the SM coupler and from 2.5% to 7% for the two-mode fiber. This is even clearer for a more important angular range ($\psi = \pm 1.5^\circ$) such that only 10% of the maximal intensity is detected: the residual contrast stays below 2% with the SM fiber and reaches nearly 20% with the two-mode fiber. From these experimental results, plotted in Fig. 13, we can infer that the range of angular excursion ψ where the contrast remains reasonably small to allow polarimetric sensing through fibers with sufficient sensitivity decreases as the number of modes excited rises. For an OBC < 10%, the angular excursion is about $\pm 2^\circ$ for SM waveguides, whereas it is only $\pm 1^\circ$ for a few-mode fiber with two excited modes. These results imply practical restrictions in the feasibility of DSOB measurements through few-mode fibers, in particular in terms of available angular excursion, which might decrease as the number of guided modes increases. These restrictions might have to be accounted for when developing an instrument. However, it must be recalled that the main application of polarimetric endoscopy consists of highlighting specific (potentially faint) contrasts between tissues or organs in real time to allow *in situ* diagnosis or discrimination. As far as complete determination of the sample polarimetric properties is not sought after, polarimetric contrast imaging can thus prove efficient even with limited measurement dynamics. Reduction of the dynamics incurred by measurement biases characterized in this paper will, however, inevitably limit the sensitivity of the imaging setup. It thus appears necessary to evaluate the effect of multimode propagation on the dynamics of the DSOB technique.

5. STUDY OF DSOB POLARIMETRIC SENSING DYNAMICS THROUGH MULTIMODE FIBERS

In this last section, we compare the dynamics of the DSOB technique for polarimetric sensing in an endoscopic

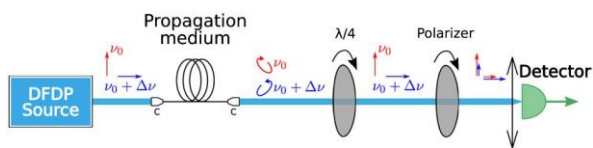


Fig. 14. Scheme of the transmission setup used to compare the dynamics of the DSOB polarimetric sensing technique at 488 nm in free space and through SM and two-mode fibers. The evolution of the SOPs is represented schematically after each optical element of the setup by orthogonal vectors with frequencies ν_0 and $\nu_0 + \Delta\nu$.

configuration after propagation through SM and few-mode fibers, in order to assess the potential of the technique for polarimetric endoscopy. This characterization is performed by measuring the maximum contrast available with DSOB measurements that are obtained by having the DFDP beam interact with a perfect polarizer oriented at 45° from the two laser polarization directions.

Figure 14 illustrates the setup used. It is composed of the DFDP source at 488 nm, the propagation medium (free space or fiber with collimators), a quarter-wave plate to compensate the birefringence induced by the fiber, a linear visible polarizer, and a lens to focus the beam on the detector. For the sake of simplicity, we do not consider backpropagation through the waveguide in this section. Theoretically, the contrast in free space is equal to 1 considering the projection of orthogonal SOPs on a perfect polarizer (no absorption and no reflection) oriented at 45° . Regarding the transmission, the fibers modify the SOPs ellipticity, which is why a quarter-wave plate is inserted between the tested medium and the polarizer to recover linear SOPs. To configure the optimal position of the plate, the two optical elements (polarizer and wave plate) are turned to get the best extinction possible of one polarization, giving thus the minimal OBC. Then, by orienting the polarizer at 45° , the maximal OBC is obtained and recorded. Measurements are repeated five times with three different bends applied on the fiber. The OBC is maximized by adjusting the quarter-wave plate and polarizer before each acquisition. The maximum OBC values provided in Table 1 correspond to the mean value of the 15 acquisitions (with standard deviation in brackets). Considering SM propagation, the plate perfectly retrieves linear SOPs, hence leading to the highest contrast of 71.5%; see Table 1. It must be noted that the contrast does not reach a maximum value of 100% after passing through the polarizer due to experimental imperfections (wave vectors alignment, spatial filtering, injection of zeroth and second diffraction orders, etc.) that have been analyzed in [26]. One must also note that

Table 1. Maximum DSOB Contrast in Free Space and after Propagation in Fibers (1 m Long and FC-PC Connectors)

Propagation Medium	Maximal OBC (%)
Free space	65.9 (± 0.6)
Single-mode fiber 405B	71.5 (± 0.5)
Multimode fiber 630A	64.5 (± 3.0)
Multimode fiber 830A	48.6 (± 2.9)
Multimode fiber SMF-28	39.9 (± 3.2)

Table 2. Maximum DSOB Contrast with Various Lengths of the Two-Mode Fiber (630A and FC-PC Connectors)

Length of the Fiber (m)	Maximal OBC (%)
1	64.5 (± 3.0)
2	61.3 (± 4.9)
3	60.7 (± 3.0)

the free-space maximal polarization contrast provided here for reference is lower than the maximum OBC obtained in a SM fiber. This is due to the spatial filtering of the beam, which takes place during the injection into the fiber, and which guarantees perfect alignment of the wave vectors [26].

On the other hand, the excitation of multiple modes leads to several couples of orthogonal SOPs, which in general evolve differently during the propagation in the fiber. As a result, all modes cannot be turned back into linear SOPs simultaneously with the quarter-wave plate. Thus, the projection of each mode is not optimized with linear SOPs, yielding a weaker maximal contrast of 64.5% for the two-mode fiber (630A) and 48.6% for the four-mode fiber (830A). The contrast falls down to 39.9% with the SMF-28 fiber. As expected, the more modes that are excited, the smaller is the maximal contrast. Similarly, the fiber affects more the SOPs as its length increases. Thus, the maximal contrast diminishes slightly for increasing lengths of 1, 2, and 3 m, as reported in Table 2.

These last experimental results obtained with various fibers (different V-numbers and lengths) confirm the degradation of the expectable dynamics of the DSOB technique in multi-mode fibers as the number of modes and fiber length increase. Indeed, the more these parameters increase, the more the SOPs of the modes differ from one mode to the other, thereby inducing an increasingly spurious residual beatnote, even when the beam is fully detected, as studied in Sections 2 to 4. In addition, the above experiments show the reduction in the measurement dynamics through the diminution of the maximal measurable OBC. As a consequence, the use of few-mode fibers for polarimetric endoscopy using the DSOB approach shall be restricted to situations in which the user is interested only in revealing contrasted regions of the analyzed tissues. On the other hand, the fine characterization of the polarimetric properties of the sample or the detection of faint contrasts in a remote way through optical fibers will require the use of SM fiber bundle endoscopes.

6. CONCLUSION

Polarimetric endoscopy is still a technological challenge that requires either a specific fiber or a miniaturized optical system at the distal end of the endoscope. The DSOB technique has recently demonstrated its potential to perform snapshot polarimetric sensing through SM fibers without adding optical elements at the probe termination. In the perspective of practical implementation of this approach in real endoscopes, we have investigated in this article the propagation of a DFDP beam in few-mode fibers to determine the effect of multiple excited modes on the orthogonality breaking sensing. Theory predicted the preservation of the orthogonality under the condition of the full integration of the beam, taking advantage of the spatial orthogonality of the excited modes, even though polarimetric

orthogonality is locally broken between different modes. This was confirmed by numerical simulations, which also helped us understand the influence of fiber birefringence, modal distribution in the fiber, and orientation of the output beam. The experimental results performed in transmission allowing the simultaneous record of the signal and the shape of the light beam were in agreement with theory and simulation. A minimum residual OBC of about 5% was observed when the whole beam was either fully detected on a large PD or spatially centered on a smaller sensitive area, but such that spatial symmetry ensured compensation of the spurious beatnotes produced at each location of the beam. Additional experiments in a reflection configuration have also permitted analysis of the influence on orthogonality preservation of the tilt angle between the endoscope end facet and the sample, providing us with quantitative indications about the sensing geometry that can be tolerated for multimode endoscopy. Finally, the DSOB dynamics was compared in SM and few-mode fibers for polarimetric contrast sensing, revealing reduction of the contrast with the number of modes excited and the length of the fiber. Nevertheless, few-mode fibers appear to be quite similar to SM fibers, provided full collection of the beam and small angular tilt with the sample are ensured.

The DSOB technique is, in principle, easily adaptable to endoscopic probes, since it does not require any polarimetric component to be inserted at the distal end of the endoscope. This advantage has motivated this study of few-mode fibers, since some commercial developments use few-mode fiber bundles or few-mode multicore fibers to build an image by raster scanning the bundle or multicore fiber entrance. The above results have permitted characterization of the limits of its applicability in a few-mode configuration, where contrast measurements could be realized, provided a number of experimental conditions we have derived in this article are fulfilled, particularly in terms of beam detection geometry. However, it has been evidenced that the sensitivity (dynamics) of the obtained images is prone to scale down with the number of guided modes. As a perspective to this work, it could be interesting to take into account mode coupling in the modeling of multimode propagation for further investigation of the application of the DSOB technique in endoscopy.

Funding. Direction Générale de l'Armement (DGA); Agence Nationale de la Recherche (ANR) (ANR-13-ASTR-0001 RADIO LIBRE).

Acknowledgment. We thank Cyril Hamel and Steve Bouhier for technical support, and Noé Ortega-Quijano and Emmanuel Schaub for helpful discussions. We gratefully acknowledge the anonymous reviewers for their cautious comments that helped us improve the content of this paper. F. P.'s Ph.D. is supported by the DGA-MRIS scholarship and by Région Bretagne.

REFERENCES

1. F. Snik, J. Craven-Jones, M. Escuti, S. Fineschi, D. Harrington, A. De Martino, D. Mawet, J. Riedi, and J. S. Tyo, "An overview of polarimetric sensing techniques and technology with applications to different research fields," *Proc. SPIE* **9099**, 90990B (2014).
2. W. Kaminsky, K. Claborn, and B. Kahr, "Polarimetric imaging of crystals," *Chem. Soc. Rev.* **33**, 514–525 (2004).
3. J. Tinbergen, *Astronomical Polarimetry* (Cambridge University, 2005).
4. C. U. Keller, *Instrumentation for Astrophysical Spectropolarimetry* (Cambridge University, 2002).
5. J. Fade, S. Panigrahi, A. Carré, L. Frein, C. Hamel, F. Bretenaker, H. Ramachandran, and M. Alouini, "Long-range polarimetric imaging through fog," *Appl. Opt.* **53**, 3854–3865 (2014).
6. P. C. Y. Chang, J. C. Flitton, K. I. Hopcraft, E. Jakeman, D. L. Jordan, and J. G. Walker, "Improving visibility depth in passive underwater imaging by use of polarization," *Appl. Opt.* **42**, 2794–2803 (2003).
7. M. Boffety, F. Galland, and A.-G. Allais, "Influence of polarization filtering on image registration precision in underwater conditions," *Opt. Lett.* **37**, 3273–3275 (2012).
8. M. Dubreuil, P. Delrot, I. Leonard, A. Alfalou, C. Brosseau, and A. Dogariu, "Exploring underwater target detection by imaging polarimetry and correlation techniques," *Appl. Opt.* **52**, 997–1005 (2013).
9. L. Meng and J. P. Kerekes, "Adaptive target detection with a polarization-sensitive optical system," *Appl. Opt.* **50**, 1925–1932 (2011).
10. J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, and J. A. Shaw, "Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications," *Appl. Opt.* **45**, 5453–5469 (2006).
11. S. Breugnot and P. Clemenceau, "Modeling and performance of a polarization active imager at $\lambda = 806$ nm," *Proc. SPIE* **3707**, 449–460 (1999).
12. T. Novikova, A. Pierangelo, A. De Martino, A. Benali, and P. Validire, "Polarimetric imaging for cancer diagnosis and staging," *Opt. Photon. News* **23**(10), 26–33 (2012).
13. A. Pierangelo, A. Nazac, A. Benali, P. Validire, H. Cohen, T. Novikova, B. H. Ibrahim, S. Manhas, C. Fallet, M.-R. Antonelli, and A. De Martino, "Polarimetric imaging of uterine cervix: a case study," *Opt. Express* **21**, 14120–14130 (2013).
14. N. Ghosh and I. A. Vitkin, "Tissue polarimetry: concepts, challenges, applications, and outlook," *J. Biomed. Opt.* **16**, 110801 (2011).
15. X. Xiao, B. Javidi, G. Saavedra, M. Eismann, and M. Martinez-Corral, "Three-dimensional polarimetric computational integral imaging," *Opt. Express* **20**, 15481–15488 (2012).
16. P. Terrier and V. Devlaminck, "Robust and accurate estimate of the orientation of partially polarized light from a camera sensor," *Appl. Opt.* **40**, 5233–5239 (2001).
17. A. S. Alenin and J. S. Tyo, "Generalized channeled polarimetry," *J. Opt. Soc. Am. A* **31**, 1013–1022 (2014).
18. J. E. Solomon, "Polarization imaging," *Appl. Opt.* **20**, 1537–1544 (1981).
19. J. Desroches, D. Pagnoux, F. Louradour, and A. Barthélémy, "Fiber-optic device for endoscopic polarization imaging," *Opt. Lett.* **34**, 3409–3411 (2009).
20. V. V. Tuchin, L. Wang, and D. A. Zimnyakov, *Optical Polarization in Biomedical Applications* (Springer, 2006).
21. E. Götzinger, M. Pircher, W. Geitzenauer, C. Ahlers, B. Baumann, S. Michels, U. Schmidt-Erfurth, and C. K. Hitzenberger, "Retinal pigment epithelium segmentation by polarization sensitive optical coherence tomography," *Opt. Express* **16**, 16410–16422 (2008).
22. X. Fu, Z. Wang, H. Wang, Y. T. Wang, M. W. Jenkins, and A. M. Rollins, "Fiber-optic catheter-based polarization-sensitive OCT for radio-frequency ablation monitoring," *Opt. Lett.* **39**, 5066–5069 (2014).
23. M. Bonesi, H. Sattmann, T. Torzicky, S. Zotter, B. Baumann, M. Pircher, E. Götzinger, C. Eigenwillig, W. Wieser, R. Huber, and C. K. Hitzenberger, "High-speed polarization sensitive optical coherence tomography scan engine based on Fourier domain mode locked laser," *Biomed. Opt. Express* **3**, 2987–3000 (2012).
24. S. Manhas, J. Vizet, S. Deby, J.-C. Vanel, P. Boito, M. Verdier, A. D. Martino, and D. Pagnoux, "Demonstration of full 4x4 Mueller polarimetry through an optical fiber for endoscopic applications," *Opt. Express* **23**, 3047–3054 (2015).
25. J. Fade and M. Alouini, "Depolarization remote sensing by orthogonality breaking," *Phys. Rev. Lett.* **109**, 043901 (2012).
26. E. Schaub, J. Fade, N. Ortega-Quijano, C. Hamel, and M. Alouini, "Polarimetric contrast microscopy by orthogonality breaking," *J. Opt.* **16**, 122001 (2014).

27. N. Ortega-Quijano, J. Fade, M. Roche, F. Parnet, and M. Alouini, "Orthogonality breaking sensing model based on the instantaneous Stokes vector and the Mueller calculus," arXiv:1512.02401v1 (2015).
28. N. Ortega-Quijano, J. Fade, E. Schaub, F. Parnet, and M. Alouini, "Full characterization of dichroic samples from a single measurement by circular polarization orthogonality breaking," *Opt. Lett.* **40**, 1270–1273 (2015).
29. G. Oh, E. Chung, and S. H. Yun, "Optical fibers for high-resolution in vivo microendoscopic fluorescence imaging," *Opt. Fiber Technol.* **19**, 760–771 (2013).
30. Y. Choi, C. Yoon, M. Kim, T. D. Yang, C. Fang-Yen, R. R. Dasari, K. J. Lee, and W. Choi, "Scanner-free and wide-field endoscopic imaging by using a single multimode optical fiber," *Phys. Rev. Lett.* **109**, 203901 (2012).
31. I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, and D. Psaltis, "Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation," *Opt. Express* **20**, 10583–10590 (2012).
32. S. Huard, *Polarization of Light* (Wiley, 1997).
33. D. Gloge, "Weakly guiding fibers," *Appl. Opt.* **10**, 2252–2258 (1971).
34. M. B. Shemirani, W. Mao, R. A. Panicker, and J. Kahn, "Principal modes in graded-index multimode fiber in presence of spatial- and polarization-mode coupling," *J. Lightwave Technol.* **27**, 1248–1261 (2009).

Optics Letters

Free-space active polarimetric imager operating at 1.55 μm by orthogonality breaking sensing

FRANCOIS PARNET,* JULIEN FADE, NOÉ ORTEGA-QUIJANO, GOULC'HEN LOAS, LUDOVIC FREIN, AND MEHDI ALOUINI

Institut de Physique de Rennes, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, 35 042 Rennes, France

*Corresponding author: francois.parnet@univ-rennes1.fr

Received 8 December 2016; revised 18 January 2017; accepted 19 January 2017; posted 19 January 2017 (Doc. ID 281961); published 7 February 2017

We report the design and optimization of an active polarimetric imaging demonstrator operating at 1.55 μm that is based on the orthogonality breaking technique. It relies on the use of a fibered dual-frequency dual-polarization source raster scanned over the scene. A dedicated opto-electronic detection chain is developed to demodulate the optical signal backscattered at each location of the scene in real time, providing multivariate polarimetric image data in one single scan with limited acquisition time. We experimentally show on a homemade scene that contrast maps can be built to reveal hidden dichroic objects over a depolarizing background, as well as their orientation. Finally, experiments through air turbulence illustrate the benefit of such an imaging architecture over standard polarimetric techniques requiring multiple image acquisitions. © 2017 Optical Society of America

OCIS codes: (110.5405) Polarimetric imaging; (060.2420) Fibers, polarization-maintaining; (060.5625) Radio frequency photonics.

<https://doi.org/10.1364/OL.42.000723>

Recently, active polarimetric imaging has been deeply studied for target detection applications [1–5]. Standard polarimetric techniques are based on illuminating the scene of interest with a polarized light source, while a camera, equipped with a polarization analyzing element, captures multiple images along different polarization orientations. For instance, Mueller imaging [6] requires 16 acquisitions to fully characterize the scene polarization properties, while Stokes imaging only requires four images [7] to determine the degree of polarization of the light backscattered by the scene. Further simplification occurs with the so-called orthogonal states contrast (OSC) imaging [8], which requires only two acquisitions to discriminate non-depolarizing from purely depolarizing objects. The most demanding target detection applications require discriminating objects in a depolarizing background over long distances (~ 100 m to ~ 10 km) with real-time constraints. Reaching these goals with standard active polarimetric imagers is still challenging: (i) division-of-time approaches require sequential

image acquisitions, thereby increasing measurement time and hindering polarimetric consistency; (ii) division-of-amplitude may reduce signal amplitude; and (iii) division-of-focal-plane techniques, which achieve real-time snapshot polarimetric imaging, inherently reduce the resolution of the camera and are not available, to date, in the mid-infrared range.

Depolarization/dichroism sensing by orthogonality breaking (DSOB) is a recent technique proposed to generate polarimetric contrast images based on a non-conventional measurement approach [9]. As will be shown in this Letter, this active technique interestingly operates an original tradeoff between total image acquisition time (~ 1 s), resolution, and polarimetric consistency, enabling the imaging of moving objects or those through air turbulence, while being easily implemented in the infrared (1.55 μm) range. The DSOB modality relies on the use of a specific illumination source, namely a dual-frequency dual-polarization (DFDP) laser beam, consisting of a superposition of two electromagnetic fields with orthogonal states of polarization and shifted in frequency with respect to each other (with detuning frequency $\Delta\nu$ in the MHz–10 GHz radio-frequency [RF] range). The interaction of such a beam with diattenuators (linear, circular, or elliptical), either non-depolarizing or including partial depolarization due to local diattenuation heterogeneities, results in the partial projection of each polarization state onto the other, thereby breaking the polarimetric “orthogonality” and leading to modulation of the beam intensity at the frequency shift $\Delta\nu$ [9–12]. Such a beat note intensity can be simply detected by a high speed photodetector (RF bandwidth), thereby providing direct information about depolarizing or dichroic behavior of the illuminated sample with potentially high speed and high dynamic range due to heterodyne detection. Consequently, the DSOB approach does not require either multiple acquisitions or polarizing elements in front of the emission and the detection, contrary to most standard polarimetric techniques. Moreover, this approach is insensitive to (linear or circular) birefringence, which makes it a good candidate for endoscopic polarimetric imaging through optical fibers [9,13].

In this Letter, we report the first realization of an active infrared polarimetric imaging demonstrator operating at 1.55 μm that is based on the DSOB modality. The demonstrator,

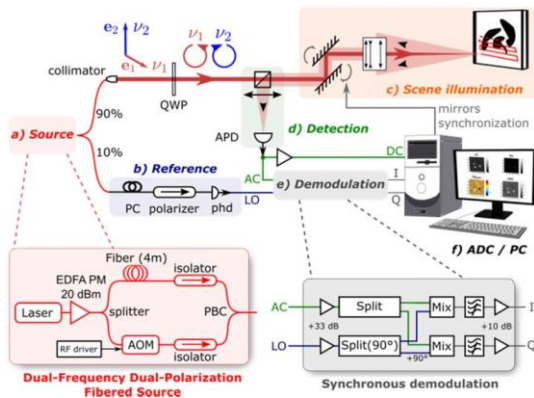


Fig. 1. Scheme of the active DSOB polarimetric imaging demonstrator at $1.55\ \mu\text{m}$ for 2 m in-lab imaging. The insets detail the DFDP fibered (a) source, (b) reference, (c) scene illumination, (d) detection, and the quadrature demodulation circuit (e).

sketched in Fig. 1, comprises six building blocks [see in Figs. 1(a)–1(f)] required to generate DSOB images, each of which is fully described below. First, a DFDP coherent source at $1.55\ \mu\text{m}$ [Fig. 1(a)] generates a transverse electrical field expressed as: $E(t) = E_0/\sqrt{2}e^{-i2\pi\nu t}(\vec{e}_1 + e^{-i2\pi\Delta\nu t}\vec{e}_2)$, where E_0 is the electrical field amplitude and $\Delta\nu$ the frequency shift between the two polarimetric components of the field, which are assumed to be perfectly balanced in intensity. Although the polarization states described by the Jones vectors \vec{e}_1 and \vec{e}_2 may, in principle, describe any orthogonal states of polarization [9], it was demonstrated in [10,12] that a left/right circularly polarized DFDP beam is perfectly suited to fully characterize the anisotropic properties of linear diattenuators.

The DFDP beam produced is then collimated in free-space after 10% of the beam has been extracted with a fibered splitter to produce a reference signal (local oscillator [LO]) at frequency $\Delta\nu$ needed for signal demodulation [Fig. 1(b)]. Then, the scene is raster scanned by a pair of galvanometric mirrors through a beam-forming stage [Fig. 1(c)], which focuses the beam onto the scene. The light backscattered by the scene toward the imaging system is collected through the same beam-forming optics, and the raster scanning apparatus demodulates the path of light to direct it on the detection stage [Fig. 1(d)]. Light is detected on a fast avalanche photodiode with bandwidth of 100 MHz, which is greater than the detuning frequency $\Delta\nu$. The DC and AC components of the photocurrent are extracted from the photodiode to retrieve the signal mean intensity and the beatnote (modulated intensity), respectively. The beat note is then demodulated by a homemade quadrature (I/Q) synchronous demodulation circuit [Fig. 1(e)]. DC, I , and Q signals are finally digitized by analog-to-digital conversion [Fig. 1(f)] and recorded on a computer, which also ensures automated control of the acquisition and building-up of the final images. Although the acquisition speed of the present imaging system is limited (~ 1 s), reducing the resolution or taking advantage of a faster scanning device could enable video rates imaging ($\sim 1/20$ s). Figure 2 shows a photograph of the experimental setup, whose elements are now thoroughly described.

The DFDP beam at $1.55\ \mu\text{m}$ is obtained from a commercial single-mode fiber laser sent through a polarization-sensitive



Fig. 2. Photograph of the setup where the path of light and of the signals delivered by the photodiodes (LO, DC, and AC) have been highlighted with color lines to provide a guide for the eyes.

Mach–Zehnder (MZ) architecture. The frequency detuning is realized with an acousto-optic modulator (AOM) inserted in one arm of the MZ architecture. Such DFDP source architecture has previously been developed in free-space for visible imaging [10,11]. Here, we transposed this approach in the infrared range to design a dedicated DFDP source at $1.55\ \mu\text{m}$ based on telecom fibered optical components, ensuring easy alignment, robustness, and compactness, which are essential assets for most applications. More precisely, a tunable continuous coherent laser (Yenista Tunics 100HP-CL), which grants spectral agility over the C and L telecom bands (1500–1630 nm), is amplified by a homemade polarization-maintaining (PM), erbium-doped fiber amplifier (EDFA) (20 dBm at $1.55\ \mu\text{m}$). The wavelength tunability of the laser is not exploited in this Letter, but will be used for future work. The light then enters the MZ fibered architecture where a first PM coupler splits the source into two arms, with 70% of the power sent through a fibered AOM to shift the optical frequency by 80 MHz. The frequency-shifted light and the second arm are then recombined through a fibered polarizing beam combiner (PBC), which outputs the desired DFDP beam. Before recombination, both arms include an in-line polarizer isolator to increase polarization purity and to prevent reflections from entering the source. The whole MZ architecture is isolated thermally and mechanically by enclosing it in a fitted box ($200\ \text{mm} \times 150\ \text{mm} \times 30\ \text{mm}$) filled with foam to minimize fluctuations of the optical path difference between the two arms that could hinder the correct demodulation of the detected signal.

It must be noted here that, even though not used as an interferometer, such a MZ architecture requires precise equalization of the optical path length of the two arms. Indeed, with unbalanced arms, the beat note signal, obtained, for example, on the polarizer of the reference output [Fig. 1(b)], results from the interference of the beam with itself but with relative temporal delay. As a result, the phase noise of the laser enters into the picture on the phase of the beat note. This property makes strongly unbalanced MZ interferometers useful tools that are commonly used to characterize laser phase noise [14]. In our case, such fluctuations would hinder correct demodulation of the signal, or at least reduce the available demodulation bandwidth. The required balance accuracy, which depends on the laser linewidth, was determined to be a few centimeters in our setup.

A PM splitter is used to extract 10% of the output light in a standard SMF28 fiber followed by an in-line fiber polarization

controller (PC) and polarizer. These components allow the two orthogonal states of polarization to be maximally projected so that the detection of the beam on a fibered InGaAs photodiode gives rise to a reference signal at 80 MHz, which is used as a LO for the demodulation operation.

The other output of the splitter directs 80% (experimental value) of the DFDP source to the free-space scene illumination stage [Fig. 1(c)] through a collimator lens (Newport, F-H10-IR-APC). A removable quarter waveplate (QWP) with slow/fast axes oriented at 45° from both orthogonal linear polarizations enables us to turn the linear DFDP beam into a left/right circular DFDP beam, at will. A 50/50 non-polarizing beam splitter at $1.55 \mu\text{m}$ is used to direct the light backscattered by the scene toward the detector. Transmission of the cube was measured at 44%; therefore, approximately 35% of the initial DFDP source power reaches the raster scanning apparatus. A pair of galvanometric mirrors (Cambridge Technology, 6220 H) controlled by a computer sweeps the laser beam on the scene. Beam-forming optics built with three lenses (Thorlabs: 175 mm, -75 mm, and 150 mm focal lengths with anti-reflection [AR] coatings in near infrared [NIR]) arranged in a Cooke triplet configuration focus the collimated laser at 2 m ahead of the front lens. This configuration provides a focus depth of ± 10 cm as well as reduced optical aberrations. It is worth noting here that laser scanning imaging maximizes the optical power deposited at each location of the scene, while the NIR ($1.55 \mu\text{m}$) operation significantly reduces the possibility of retinal injury. As a result, such an imaging system is potentially well-adapted to long range imaging, at the expense of an increase of the laser optical power. The light backscattered by the scene toward the imager is finally detected through the same beam-forming optics, mirrors, and beam splitter, which directs 44% of the collected light toward the optical sensor (experimental value).

An avalanche photodiode (APD) with a 100 MHz bandwidth integrated transimpedance amplifier (Princeton Lightwave, PLA 641) detects the light flux focused on the APD 200 μm diameter sensitive area by a 50 mm NIR-AR coated lens. The differential output mode provided by the PLA 641 module has been diverted so that one output retrieves the mean intensity (DC) while the modulated intensity (AC) is separately extracted on the second output. The DC signal is amplified by a factor of 12 with a homemade low noise amplifier such that the overall DC sensitivity reaches 3600 V/mW . The sensitivity of the DC-filtered AC output attains 170 V/mW .

A homemade quadrature demodulation circuit at 80 MHz has been developed to retrieve the amplitude and the phase of the AC signal while enabling the high speed acquisitions required for real-time imaging. In this prototype, the LO and the RF signal from the APD module are first amplified by 33 dB. Then, power splitters divide the RF signal of interest and the LO in two. In addition, a $\pi/2$ phase shift is applied to one of the two copies of the LO signal. Two mixers multiply each copy of the RF signal with one LO to produce the in-phase (I) and in-quadrature (Q) demodulated signals. These analogic output signals are finally filtered by a homemade 5th order Butterworth low-pass filter with a 250 kHz frequency cutoff, and they are further amplified by 20 dB so as to exploit the full input voltage range ($\pm 5 \text{ V}$) of the 16 bits analog-to-digital converter (ADC) module.

The I and Q analog signals, as well as the DC signal, are digitized by the ADC module of an I/O card (National

Instrument, USB-6356), which is also the digital-to-analog converter used to generate two electrical signals to control the galvanometric mirrors orientation and raster scanning. Synchronization of the mirror positions and signal acquisitions is performed through a LabVIEW program, where the user is given the choice of the image resolution, the size of the region scanned, and the speed of scan. This software enables us to associate a measured value of the DC, I , and Q signals with each location of the scene, thereby providing three raw images (DC, I , and Q images) after each raster scan of the scene. From these three raw images, it is possible to calculate: (i) beat note amplitude ($|AC|$) image, such that $|AC| = \sqrt{I^2 + Q^2}$; (ii) beat note phase (φ) image with $\varphi = \text{atan}(Q/I)$; and (iii) orthogonality breaking contrast (OBC), defined as $\text{OBC} = |AC|/\text{DC}$. These six images (DC, I , Q , $|AC|$, φ , and OBC) are computed, displayed, and finally recorded by the software.

To test the whole demonstrator and assess the relevance in the context of target detection, we realized a synthetic scene that was captured with a visible CCD camera in Fig. 3(a) and with an InGaAs NIR CCD camera (640 pixels \times 512 pixels) in Fig. 3(b). Three infrared polarizers deposited on aluminum sheets [denoted by ① and ③ in Figs. 3(a)–3(b)] and one black anodized aluminum adhesive (④) are hidden among black patterns printed on a white paper sheet. The polarizers are oriented at 0 (①), $\pi/4$ (②), and $\pi/2$ (③) radians from the horizontal state of polarization of the source. First, we characterize the polarimetric behavior of the scene using the standard OSC imaging approach. For that purpose, an incoherent illumination (amplified stimulated emission from the EDFA amplifier) with single horizontal polarization was used to enlighten the entire scene by removing the front lens of the beam-forming optics. The NIR camera, placed next to the beam-forming optics, was used to capture the entire scene (at a distance of 2 m) with a camera

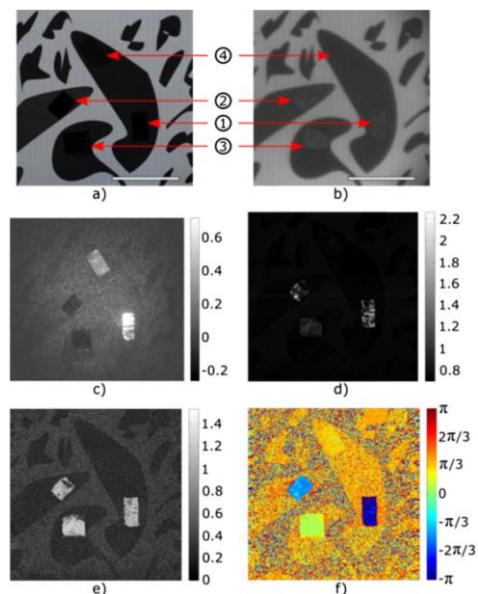


Fig. 3. Visible (a) and NIR (b) CCD images of the scene where the scale bar represents 50 mm. OSC image (c) is compared to DSOB mean intensity (d), OBC (e), and phase φ (f) acquisitions. For the sake of readability, a gamma correction has been applied on images (d) and (e), such that $I_{\text{displayed}} = I_{\text{raw}}^{1/\gamma}$ with $\gamma = 2$.

lens (160 mm focal length), and through a rotating NIR polarizer, it recorded images along the parallel (I_{par}) and perpendicular (I_{per}) states of polarization with respect to the source polarization. Figure 3(c) displays the OSC image calculated by $\text{OSC} = (I_{\text{par}} - I_{\text{per}})/(I_{\text{par}} + I_{\text{per}})$. It can be observed that the polarizer (⊙) shows positive contrast above the background, while the other two appear with low negative contrast. This is because the OSC is highly dependent on the diattenuation orientation, which could be detrimental for detection capabilities in some configurations where the contrast would completely vanish. Alternatively, the black anodized aluminum adhesive (non-depolarizing) is clearly visible, with an OSC value close to 0.4, compared to the depolarizing background with almost uniform OSC of about 0.1.

We now compare the OSC image with the raw acquisitions obtained from the DSOB demonstrator [Figs. 3(d)–3(f)] in one raster scan over the scene. The DFDP source is circularly polarized. The image resolution is set to 512 pixels \times 512 pixels, the imaging distance between the beam-forming optics and the scene is 2 m, and the region scanned is 130 mm. The pixel residency time is set to 5 μ s, and the full image acquisition time is about 1.3 s. The illumination power locally deposited on the scene is 8 mW.

The DC image [Fig. 3(d)] shows the specular reflections from the aluminum sheets behind the polarizers. Whereas only one polarizer is clearly revealed in the OSC image, the OBC map [Fig. 3(e)] shows three strongly contrasted areas denoting the presence of all polarizers among the dark patterns. Following the approach presented in a previous work [12], the orientation of the polarizer, θ (in radians), is well retrieved using the following calculation: $\theta = (\varphi + \pi)/2$, where φ is the measured phase [Fig. 3(f)] in the polarizers regions. Moreover, in such a confocal configuration, the DSOB approach is expected to be insensitive to pure depolarization, as discussed in [10]; therefore, we expected to measure a uniform low OBC value in the other regions of the image. This is the case with the non-depolarizing black anodized aluminum adhesive, which shows no OBC contrast above the surrounding background. However, the black and white background pattern remains visible in the OBC map. This is most probably due to incorrect dark noise compensation (on the DC signal), which mainly affects the low OBC contrast regions of these raw images. It must be noted here that no extensive calibration between DC and AC gain values in the detection setup has been performed to date, resulting in non-physical maximum OBC values of approximately 1.4 in Fig. 3(e).

Lastly, we illustrate one benefit of the DSOB imager with respect to standard polarimetric imaging approaches. The DSOB approach is able to retrieve polarimetric contrast information from a single measurement and is thus, in principle, immune to polarimetric artifacts that may appear with contrast images built from sequential acquisitions (such as the OSC described above). We evaluated such a situation with both imaging modalities by placing a hot plate ($\sim 450^\circ\text{C}$) between the scene and the illumination/detection system to generate air turbulence in the path of light. The presence of turbulence induces geometrical distortions across the OBC map in Fig. 4(a). However, no polarimetric artifacts appear in the OBC image, as the polarimetric information is retrieved from a single measurement at one location of the scene. Contrarily, polarimetric contrast obtained from sequential measurements,

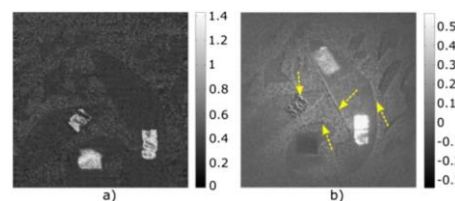


Fig. 4. Comparison between OBC (a) and OSC (b) images in the presence of air turbulence. A gamma correction with $\gamma = 2$ has been applied on the OBC image (a).

such as the OSC image displayed in Fig. 4(b), is affected by polarimetric artifacts at the edges of the dark patterns and the polarizer (⊙) [indicated by yellow arrows in Fig. 4(b)], which may result in incorrect decisions (false or missed detections) in target detection applications.

In conclusion, we reported the first demonstration of active infrared polarimetric imaging based on the DSOB technique. Compared to the standard OSC technique, we showed that the developed demonstrator was able to reveal dichroic elements independently from the orientation, without the loss of polarimetric information through turbulent air, and with reasonably low acquisition time (~ 1 s). As a follow up to this work, we will explore the potential of this imaging technique for target detection in more realistic scenarios. The use of pulsed laser sources for long range imaging in outdoor conditions is another interesting improvement to be investigated.

Funding. Agence Nationale de la Recherche (ANR) (ANR-13-ASTR-0001); Délégation Générale pour l'Armement.

Acknowledgment. F.P.'s Ph.D. is supported by the DGA-MRIS scholarship and by Région Bretagne. The authors are grateful to Philippe Adam for fruitful discussions.

REFERENCES

1. P. C. Y. Chang, J. G. Walker, K. I. Hopcraft, B. Ablitt, and E. Jakeman, *Opt. Commun.* **159**, 1 (1999).
2. S. Breugnot and P. Clemenceau, *Opt. Eng.* **39**, 2681 (2000).
3. M. Dubreuil, P. Delrot, I. Leonard, A. Alfalou, C. Brosseau, and A. Dogariu, *Appl. Opt.* **52**, 997 (2013).
4. F. Snik, J. Craven-Jones, M. Escuti, S. Fineschi, D. Harrington, A. De Martino, D. Mawet, J. Riedi, and J. S. Tyo, *Proc. SPIE* **9099**, 90990B (2014).
5. N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux, *Appl. Opt.* **55**, 2881 (2016).
6. A. S. Alenin and J. S. Tyo, *J. Opt. Soc. Am. A* **31**, 1013 (2014).
7. J. E. Solomon, *Appl. Opt.* **20**, 1537 (1981).
8. J. S. Tyo, M. P. Rowe, E. N. Pugh, and N. Engheta, *Appl. Opt.* **35**, 1855 (1996).
9. J. Fade and M. Alouini, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 043901 (2012).
10. N. Ortega-Quijano, J. Fade, M. Roche, F. Parnet, and M. Alouini, *J. Opt. Soc. Am. A* **33**, 434 (2016).
11. E. Schaub, J. Fade, N. Ortega-Quijano, C. Hamel, and M. Alouini, *J. Opt.* **16**, 122001 (2014).
12. N. Ortega-Quijano, J. Fade, E. Schaub, F. Parnet, and M. Alouini, *Opt. Lett.* **40**, 1270 (2015).
13. F. Parnet, J. Fade, and M. Alouini, *Appl. Opt.* **55**, 2508 (2016).
14. L. Richter, H. Mandelberg, M. Kruger, and P. McGrath, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 2070 (1986).

Résumés

Imagerie polarimétrique active par brisure d'orthogonalité

La polarisation de la lumière est très souvent utilisée en imagerie pour caractériser certaines propriétés de la matière, ou pour mettre en évidence des zones qui ne seraient peu ou pas contrastées avec des caméras d'intensité classiques. Nous explorons le potentiel d'une nouvelle technique de polarimétrie, dite de « brisure d'orthogonalité », pour réaliser des acquisitions de manière simple, directe et à haute cadence. Cette technique d'imagerie par balayage laser repose sur l'emploi d'une source de lumière bi-fréquence bi-polarisation pour sonder les caractéristiques polarimétriques (notamment le dichroïsme ou anisotropie d'absorption) des échantillons imagés.

Nous explorons la possibilité du déport de la mesure de « brisure d'orthogonalité » par fibre optique faiblement multimode pour le développement d'endoscopes polarimétriques. Un tel dispositif vise à fournir une méthode de diagnostic rapide pour analyser des tissus biologiques profonds tout en évitant le recours aux biopsies. Nous démontrons, théoriquement et expérimentalement, la compatibilité de cette approche avec un dispositif d'endoscopie commercial (fibre ou bundle multicœurs, légèrement multimodes) pourvu que le nombre de modes guidés soit inférieur à une dizaine.

D'autre part, nous présentons la conception, la réalisation, la validation et l'exploitation d'un démonstrateur d'imagerie active par brisure d'orthogonalité dans le proche infrarouge ($\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). Ce dernier vise des applications défense de détection et/ou décamlouflage de cibles. Après caractérisation des bruits dominants les signaux acquis, nous illustrons l'apport du démonstrateur pour la mise en évidence d'éléments dichroïques. Enfin, nous démontrons que la technique de brisure d'orthogonalité peut être avantageusement, et très simplement, adaptée pour mesurer sélectivement le dichroïsme, la biréfringence, et la dépolarisation, paramètres essentiels à la détection d'objets manufacturés (cibles). Ces trois modalités, lorsqu'elles sont conjuguées, offrent au démonstrateur des capacités d'identification.

Mots clés : imagerie polarimétrique active, polarimétrie, optique hyperfréquence, endoscopie, détection de cibles

Active polarimetric imaging by orthogonality breaking

Polarimetric imaging is a useful tool to characterize some matter properties, or to highlight regions slightly or not contrasted with intensity cameras. We investigate the capability of a novel polarimetric technique, namely the “orthogonality breaking technique”, to perform direct and straightforward measurements at high speed. Relying on the use of a dual-frequency dual-polarization light source, this imaging modality probes polarimetric features (dichroism, or absorption anisotropy) in imaged samples.

We explore the potential to perform orthogonality breaking measurements through few mode optical fibers towards polarimetric endoscopy. Such an imaging device would greatly improve the diagnosis efficiency to analyze in-depth biologic tissues without biopsy surgery. We show, theoretically and experimentally, the compatibility of our approach with a commercial flexible endoscope (slightly multimode multicore fibers or bundle) provided that the number of guided modes remains inferior to a dozen.

On the other hand, we describe the design, the development, the validation and the exploitation of an active near infrared ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) imaging demonstrator based on the orthogonality breaking technique for defense target detection applications. After characterization of the acquired signals noise, we illustrate the imager capability to reveal dichroic elements. Finally, we demonstrate that the orthogonality breaking technique can be advantageously and straightforwardly tailored to address selectively the dichroism, the birefringence and the depolarization, which are core parameters for the detection of manufactured objects (targets). The combination of these three modalities grants an identification capability to the demonstrator.

Keywords: active polarimetric imaging, polarimetry, radiofrequency optics, endoscopy, target detection