

Aix-Marseille Université

Institut Fresnel

École Doctorale : Physique et Sciences de la matière (ED352)

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur en sciences
Discipline : Optique Photonique

Quentin AILLOUD

Composants interférentiels pour une dépolarisation spectrale contrôlée

Interferential components for a controlled spectral depolarization

Soutenue publiquement le 30 Octobre 2018 devant le jury composé de :

Xavier ORLIK	ONERA	Rapporteur
Dominique PAGNOUX	XLIM	Rapporteur
Philippe BOUCAUD	CRHEA	Examineur
Eric LACOT	LIPHY	Examineur
Jacques LOESEL	CNES	Membre invité
Myriam ZERRAD	Institut Fresnel	Directrice de thèse
Claude AMRA	Institut Fresnel	Directeur de thèse

Introduction	1
1 Polarisation et dépolarisation de la lumière : concepts, définitions et métrologie	5
1.1 Définitions et représentation de la polarisation	7
1.1.1 États de polarisation	8
1.1.2 Formalisme de Jones	9
1.1.3 Paramètres de Stokes et matrices de Muller	10
1.1.4 Sphère de Poincaré	13
1.1.5 Formalisme des matrices de cohérence	14
1.1.6 Degré de polarisation	15
1.2 Dépolarisation	16
1.2.1 Définitions	16
1.2.2 Processus de dépolarisation	17
1.3 Métrologie de la polarisation	21
1.3.1 Mesure à 4 points	21
1.3.2 Imagerie de Mueller	22
1.3.3 Ellipsométrie	23
1.4 Ellipsométrie spatialement résolue	24
1.4.1 Principes	24
1.4.2 Étalonnage et qualification	26
1.4.3 Exemples d'applications	28
2 Composants dépolarisants spéculaires	31
2.1 Radiométrie de la Terre depuis l'Espace	33
2.1.1 Problématique	33
2.1.2 Prismes de Dual Babinet	35
2.1.3 Propriétés polarimétriques de la lumière diffusée par la Terre	36
2.2 Dépolariseur spéculaire	38
2.2.1 Réflecteur dépolarisant	38

2.2.2	Système dépolarisant à deux composants	44
2.3	Propagation du faisceau réfléchi	47
2.3.1	Problématique	47
2.3.2	Calcul du champ réfléchi en champ lointain	49
2.3.3	Propagation du taux de polarisation et degré de cohérence mutuelle	50
2.3.4	Paramètres de Stokes	51
2.3.5	Cas d'un déphasage linéaire	52
2.3.6	Cas d'un déphasage aléatoire	55
2.3.7	Rôle de la lumière incidente	56
2.3.8	Bilan	58
3	Synthèse d'un composant interférentiel dépolarisant	61
3.1	Structures multicouches planaires - Outils de synthèse	63
3.1.1	Couches minces optiques : introduction	63
3.1.2	Méthode de calcul des coefficients de réflexion et transmission en amplitude et en phase	64
3.2	Synthèse d'un filtre à gradient	74
3.2.1	Épaisseur variable	74
3.2.2	Empilements quart-d'onde non uniformes	75
3.3	Synthèse du degré de polarisation	79
3.3.1	Impact de l'uniformité sur la dépolarisation	79
3.3.2	Bande passante de dépolarisation sans perte d'énergie	80
3.3.3	Fabry-Pérot en polarisation	88
3.4	Performances et Limitations	89
3.4.1	Déformation du front d'onde	89
4	Fabrication d'un prototype et métrologie associée	97
4.1	Fabrication des prototypes	99
4.1.1	Technologie de dépôt	99
4.1.2	Développements propres à la réalisation de gradients d'épaisseurs .	102
4.2	Métrologie du degré de polarisation spectral	106
4.2.1	Evolution de l'instrument de mesure	106
4.2.2	Étalonnage	109
4.2.3	Caractérisation du prototype	113

REMERCIEMENTS

Ce doctorat a été réalisé à l'Institut Fresnel au sein de l'équipe CONCEPT et a été financé par le CNES et la région PACA.

Je souhaiterais dans un premier temps remercier Dominique Pagnoux et Xavier Orlik d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et d'avoir pris le temps de faire des remarques, corrections et suggestions d'amélioration sur mon manuscrit afin de le rendre plus pertinent. Je tenais également à remercier Eric Lacot, Philippe Boucaud et Jacques Loesel d'avoir été membre de mon jury de thèse.

Merci à mes directeurs de thèse Myriam Zerrad et Claude Amra pour leurs disponibilités, leurs expertises et leur amabilité.

Je tiens également à remercier Antonin Moreau et Julien Lumeau de l'équipe RCMO d'avoir pris le temps de réaliser les différents prototypes qui ont permis à la thèse de se concrétiser.

Un grand merci à Aude Leureu de l'équipe CONCEPT de m'avoir soutenu durant les périodes difficiles. Merci à tout le personnel du laboratoire, notamment Claire Guéné, Nelly Bardet et Marc Traversari.

Je tenais à remercier chaleureusement Alix Thuillier, Hannah Robin, Isabelle Galvez, Chloé Landry et Hélène Dugourd de la cellule de culture scientifique pour leur sympathie et bonne humeur. Je vous remercie de m'avoir fait découvrir la vulgarisation scientifique et de m'avoir permis de participer à des événements extraordinaires. Je n'oublie évidemment pas les membres du festival Expérimentarium : Jérémy, Lionel et Sophie. Je ne peux malheureusement pas tous vous citer, une page ne suffirait pas.

Merci à mes amis et collègues, et plus particulièrement Maël Vignaux pour ses Vignades et sa vision du monde. Merci à Thomas Doualle pour m'avoir motivé à courir et entraîné dans un trail improbable. Un grand merci à Thibault Vidal pour les parties de baby-foot. Merci également à Alexandre Beaudier pour son humour noir de nordiste. Enfin, j'espère

que c'était de l'humour... Je souhaite également remercier Yannick Abautret avec qui j'ai découvert des bugs insoupçonnés de Labview et APT. Je remercie également Severin Nadji, Charles Moisset et Antoine Bourgade pour leurs conseils avisés et leur bonne humeur. Je souhaite remercier Erik Vanhoutte collègue et ami de la cellule de culture scientifique.

Enfin je remercie Juliette, qui a toujours été là pour me soutenir.

Comprendre et manipuler la polarisation de la lumière est crucial pour de nombreuses applications optiques. En effet, la conception optique se concentre souvent sur la spectralité ou la photométrie tout en négligeant la nature vectorielle de la lumière. Cependant, la polarisation est une propriété importante de la lumière qui affecte les performances de nombreux systèmes optiques. Elle est par ailleurs utilisée pour de nombreuses applications de métrologie telles que l'analyse des contraintes mécaniques ou thermiques, l'optimisation du contraste en imagerie ou la recherche de signatures optiques de milieux complexes.

Bien qu'elle soit souvent porteuse d'informations, le fait d'avoir à gérer une lumière polarisée, même partiellement, peut être problématique. Dans certains cas, il sera préférable de dépolariiser la lumière pour accéder aux performances requises. C'est en particulier le cas pour de nombreuses applications spatiales qui nécessitent des détecteurs embarqués pour analyser les flux optiques provenant de la Terre ou de l'environnement. Ces flux sont collectés après avoir été diffusés et réfléchis par les différents éléments rencontrés ce qui peut, dans certains cas, partiellement polariser la lumière étudiée. Cette repolarisation n'est pas prédictible car elle dépend fortement des milieux traversés (nuages d'eau, de poussières, atmosphère, ...) mais influe de manière conséquente sur la pertinence des grandeurs mesurées. Bien que l'on puisse facilement transformer l'état de polarisation de la lumière en un autre état arbitraire et passer d'une lumière non polarisée à une lumière polarisée, la situation inverse est moins fréquente et s'accompagne souvent de pertes optiques et d'une réduction de la cohérence spatiale ou temporelle. Différents types de dispositifs et de systèmes ont été conçus pour atteindre cette fonction de dépolariisation, néanmoins les systèmes utilisés à l'heure actuelle conduisent à des pertes conséquentes d'énergie ou à une division du faisceau considéré. Par ailleurs, ces systèmes fonctionnent en général en transmission et ne sont pas intégrables. Enfin, ils ne proposent pas un contrôle spectral du degré de polarisation.

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse. Il a été réalisé au sein de l'équipe CONCEPT de l'Institut Fresnel et s'appuie sur le savoir-faire historique du laboratoire en termes de synthèse, réalisation et caractérisation de composants multicouches permet-

tant d'adresser des fonctions optiques complexes. Cette expertise a été couplée aux travaux plus récents de l'équipe concernant les différents processus de dépolarisation de la lumière en milieu hétérogène.

Ce projet a été co-financé par le Centre National d'Études Spatiales (CNES) et la Région Provence Alpes Côte d'Azur. Ce travail a par ailleurs bénéficié d'un support complémentaire du CNES via une R&T qui a permis de financer les développements instrumentaux présentés ici ainsi que la réalisation des composants témoins par l'équipe RCMO du laboratoire.

Nous proposons ainsi une technique alternative basée sur la synthèse et le développement d'un composant multicouches permettant une dépolarisation spectrale contrôlée. L'idée est de générer de manière maîtrisée un processus de dépolarisation spatiale qui avait été mis en évidence lors de précédentes études sur le comportement polarimétrique du speckle, et qui est à mettre en regard de la dépolarisation temporelle plus généralement considérée pour la gestion des faisceaux spéculaires polarisés. En conséquence, les composants optiques que nous proposons ont des propriétés optiques qui sont fonction de la position à la surface de l'échantillon. Les méthodes de synthèse et de réalisation habituellement mono-dimensionnelles ont donc dues être adaptées pour prendre en compte les variations transverses de l'amplitude et de la phase des coefficients de réflexion des empilements. Par ailleurs, nous verrons comment les degrés de liberté offerts par les systèmes multicouches permettent de contrôler le degré de polarisation sur une bande étroite ou large.

Le premier chapitre présentera les concepts de base de la polarisation lumineuse. On y définira le formalisme qui sera utilisé dans l'intégralité de ce manuscrit, du moins pour la polarisation de la lumière. On y présentera également les outils de métrologie de la polarisation préexistants à mon arrivée.

Dans le deuxième chapitre, on utilisera ce formalisme pour préciser la problématique qui est la nôtre et présenter de façon conceptuelle la solution proposée. En particulier, le principe du dépolariseur spéculaire sera détaillé et le lien sera fait entre les performances attendues en terme de dépolarisation et les spécifications que cela implique sur la synthèse des composants multicouches correspondants.

Dans le troisième chapitre, les filtres interférentiels seront introduits et nous en présenterons les outils analytiques de synthèse. Nous montrerons comment les étendre à la conception de composants présentant un gradient d'épaisseur, pour les appliquer à la synthèse des variations spectrales du degré de polarisation. Nous rechercherons les propriétés du gradient qui permettent de satisfaire à une condition de dépolarisation spatiale, sans créer de perte d'énergie. Cette étape de synthèse tient compte simultanément des variations spatiale et spectrale des propriétés optiques du filtre. Les premiers exemples de composants dépolarisants seront présentés. Ce chapitre aura également pour objectif d'identifier et quantifier les principales limitations des composants proposés. En particulier, nous analyserons le détail des effets de diffraction qui accompagnent le faisceau

dépolarisé. Ces effets sont minimisés grâce à un compromis établi entre le gradient spatial des épaisseurs et la vitesse de variation de la phase du composant multicouche. Un bilan performances en regard des pertes conclura cette partie et fixera le choix du premier prototype.

Le chapitre IV sera dédié à la présentation des technologies utilisées pour la réalisation du premier prototype ainsi qu'à la qualification métrologique de ces performances.

CHAPITRE 1

POLARISATION ET DÉPOLARISATION DE LA LUMIÈRE : CONCEPTS, DÉFINITIONS ET MÉTROLOGIE

Sommaire

1.1 Définitions et représentation de la polarisation	7
1.1.1 États de polarisation	8
1.1.2 Formalisme de Jones	9
1.1.3 Paramètres de Stokes et matrices de Muller	10
1.1.4 Sphère de Poincaré	13
1.1.5 Formalisme des matrices de cohérence	14
1.1.6 Degré de polarisation	15
1.2 Dépolarisation	16
1.2.1 Définitions	16
1.2.2 Processus de dépolarisation	17
1.3 Métrologie de la polarisation	21
1.3.1 Mesure à 4 points	21
1.3.2 Imagerie de Mueller	22
1.3.3 Ellipsométrie	23
1.4 Ellipsométrie spatialement résolue	24
1.4.1 Principes	24
1.4.2 Étalonnage et qualification	26
1.4.3 Exemples d'applications	28

1.1 Définitions et représentation de la polarisation

La polarisation est une propriété qui s'applique aux ondes transversales. Dans une onde transversale, la direction de l'oscillation est transversale à la direction du mouvement de propagation de l'onde, de sorte que les oscillations peuvent avoir des directions différentes perpendiculaires à la direction de l'onde. Un exemple simple d'onde transversale polarisée est celui des vibrations qui se propagent le long d'une corde tendue ; par exemple, dans un instrument de musique comme une corde de guitare. Selon la façon dont la corde est pincée, les vibrations peuvent être dans une direction verticale, horizontale, ou à n'importe quel angle perpendiculaire à la corde. En revanche, dans les ondes longitudinales, telles que les ondes sonores dans un liquide ou un gaz, le déplacement des particules dans l'oscillation est toujours dans la direction de propagation, de sorte que ces ondes ne présentent pas de polarisation. Les ondes transversales qui présentent une polarisation comprennent les ondes électromagnétiques telles que la lumière et les ondes radio.

La lumière ou tout autre rayonnement électromagnétique provenant de nombreuses sources, telles que le soleil, les lampes à incandescence ou bien encore des flammes, consiste en des trains d'ondes courtes avec un mélange égal de polarisations ; c'est ce qu'on appelle la lumière non polarisée. La lumière polarisée peut être produite en passant la lumière non polarisée à travers un filtre polarisant, ce qui permet à des ondes d'une seule polarisation de passer à travers. Les matériaux optiques les plus courants (tels que le verre) sont isotropes et n'affectent pas la polarisation de la lumière qui les traverse ; cependant, certains matériaux - ceux qui présentent une biréfringence, un dichroïsme ou une activité optique - peuvent modifier la polarisation de la lumière. Certains d'entre eux sont utilisés pour faire des filtres polarisants. La lumière est également partiellement polarisée lorsqu'elle est réfléchiée par une surface.

La plupart des sources de lumière sont classées comme incohérentes et non polarisées (ou seulement partiellement polarisées) parce qu'elles consistent en un mélange aléatoire d'ondes ayant des caractéristiques spatiales, des fréquences (longueurs d'onde), des phases et des états de polarisation différents. Cependant, pour comprendre les ondes électromagnétiques et la polarisation en particulier, il est plus facile de considérer simplement les ondes planes cohérentes ; ce sont des ondes sinusoïdales ayant une direction particulière, une fréquence, une phase ainsi qu'un état de polarisation.

La lumière polarisée est généralement considérée comme une valeur ajoutée et est souvent utilisée pour améliorer l'observation des échantillons et des scènes, grâce aux processus d'optimisation [1–12]. Cependant, il existe un certain nombre de situations où cette propriété de la lumière doit être annulée, c'est-à-dire où la lumière polarisée doit être transformée en lumière non polarisée. Par exemple, certaines applications spatiales spécifiques nécessitent une dépolarisation complète de la lumière avec une grande précision, afin de calibrer les systèmes optiques ou les dispositifs sensibles à la polarisation.

1.1.1 États de polarisation

Les ondes électromagnétiques, comme la lumière par exemple, voyageant dans un milieu homogène isotrope non atténuant, sont décrites comme des ondes transversales, ce qui signifie que le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{H} sont perpendiculaires à la direction de la propagation des ondes et que \vec{E} et \vec{H} sont également perpendiculaires l'un à l'autre [8, 10, 13–15].

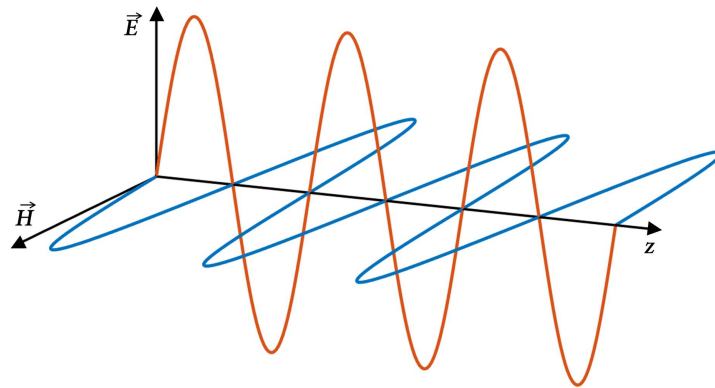


Figure 1.1 – Propagation d'une onde électromagnétique selon l'axe z

La polarisation des ondes électromagnétiques se réfère à l'évolution de la direction du champ électrique au cours du temps, dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (plan d'onde) du champ électrique. En polarisation linéaire, les champs oscillent dans une seule direction. En polarisation circulaire ou elliptique, les champs tournent à une vitesse constante dans un plan lorsque l'onde se déplace. La rotation peut avoir deux sens possibles : horaire (polarisation circulaire ou elliptique droite) ou antihoraire (polarisation circulaire ou elliptique gauche). Le figure (1.2) décrit certains états de polarisation particuliers, comme la polarisation linéaire verticale, horizontale et à $\pm 45^\circ$ ainsi que les polarisations circulaires droite et gauche.

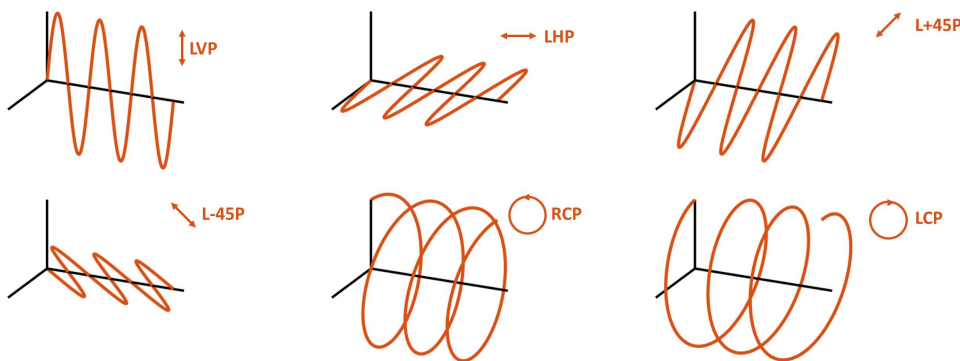


Figure 1.2 – États de polarisation particuliers

La polarisation d'une onde plane monochromatique peut être décrite par deux composantes $E_x(z, t)$ et $E_y(z, t)$ définies par [16] :

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y(z, t) &= E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{aligned} \quad (1.1)$$

avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, E_{0x} et E_{0y} les amplitudes et δ_x et δ_y les phases arbitraires.

La propagation de ces deux composantes est représentée figure 1.1. Les composantes E_x et E_y peuvent se nommer respectivement s (pour perpendiculaire en allemand "senkrecht") et p (pour parallèle).

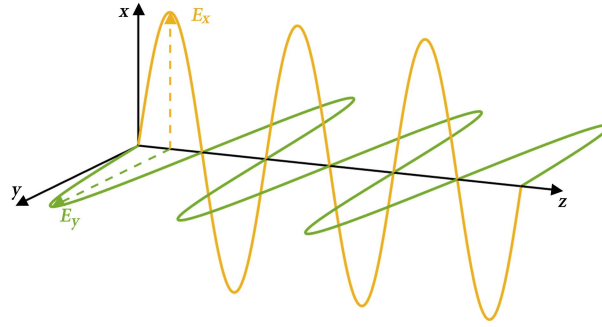


Figure 1.3 – Propagation des composantes du champ selon l'axe z

1.1.2 Formalisme de Jones

L'un des formalismes le plus couramment utilisé pour décrire la polarisation est le formalisme de Jones. Celui-ci se présente sous la forme d'un vecteur de Jones (2x1) permettant de décrire les composantes d'une onde ainsi que d'une matrice (2x2) dont les quatre éléments complexes permettent de décrire la réponse polarimétrique d'un composant optique ou d'un milieu [10, 17].

Le vecteur de Jones pour le champ défini en 1.1 peut s'écrire [10] :

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{j\delta_x} \\ E_{0y} e^{j\delta_y} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

où E_{0x} et E_{0y} sont les amplitudes de l'onde, δ_x et δ_y les phases avec $j = \sqrt{-1}$. Avec ce formalisme, les états de polarisation particuliers peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} E_{LHP} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, & E_{LVP} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, & E_{L+45P} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \\ E_{L-45P} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}, & E_{RCP} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}, & E_{LCP} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Les éléments polarisants sont quant à eux définis par la matrice de Jones J :

$$J = \begin{pmatrix} j_{xx} & j_{xy} \\ j_{yx} & j_{yy} \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Cette matrice est directement reliée au vecteur de Jones par la relation $E' = J \cdot E$ avec E' le champ transmis et E le champ incident. Il est alors possible de décrire la réponse polarimétrique de composants optiques spécifiques permettant d'obtenir les états de polarisation particuliers de l'équation (1.3) comme étant :

$$\begin{aligned} J_{LHP} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, & J_{LVP} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, & J_{L+45P} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \\ J_{L-45P} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}, & J_{RCP} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -j \\ j & 1 \end{pmatrix}, & J_{LCP} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Par exemple, un polariseur tourné d'un angle ϕ s'écrit :

$$J_{POL} = \begin{pmatrix} \cos^2\phi & \cos\phi\sin\phi \\ \sin\phi\cos\phi & \sin^2\phi \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Ce formalisme matriciel permet de déterminer facilement l'état de polarisation en sortie d'un système optique présentant N éléments polarisants en écrivant :

$$\vec{E}' = [J_N] \cdot [J_{N-1}] \dots [J_2] \cdot [J_1] \vec{E} \quad (1.7)$$

avec $[J_i]$ la matrice de Jones du composant (i), \vec{E} le vecteur de Jones du champ incident et \vec{E}' le vecteur de Jones du champ à la sortie du système optique.

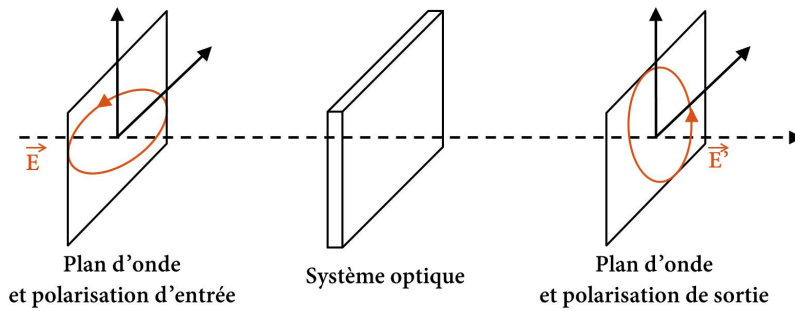


Figure 1.4 – Passage d'une onde par un système optique à effet polarisant

1.1.3 Paramètres de Stokes et matrices de Muller

Les paramètres de Stokes sont un ensemble de valeurs qui décrivent l'état de polarisation du champ \vec{E} [10]

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (1.8)$$

avec

$$\begin{cases} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \end{cases} \quad (1.9)$$

et $\delta = \delta_y - \delta_x$. Le premier paramètre de Stokes S_0 décrit l'intensité totale de l'onde incidente. Le deuxième paramètre S_1 décrit la prédominance d'une polarisation linéaire horizontale (LHP) sur une polarisation linéaire verticale (LVP). Il en est de même pour le troisième paramètre S_2 qui met en évidence la prédominance d'une polarisation linéaire à 45° sur une polarisation linéaire à 135° . Le dernier paramètre S_3 décrit la prédominance d'une polarisation circulaire droite (RCP) sur une polarisation circulaire gauche (LCP). Ces paramètres de Stokes peuvent être exprimés sous forme de nombres complexes, de la façon suivante :

$$\begin{cases} S_0 = E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ S_1 = E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ S_2 = E_x E_y^* + E_y E_x^* \\ S_3 = j(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \end{cases} \quad (1.10)$$

avec $j = \sqrt{-1}$ et le symbole * pour la conjugaison complexe. Usuellement les paramètres de Stokes sont représentés sous forme d'un vecteur S :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Dans ce cas les états de polarisation de l'équation (1.3) deviennent :

$$\begin{aligned} S_{LHP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, & S_{LVP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, & S_{L+45P} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ S_{L-45P} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}, & S_{RCP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, & S_{LCP} &= I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

où I_0 est l'intensité souvent normalisée pour être 1.

Les paramètres de Stokes permettent également de décrire des champs non-polarisés et partiellement polarisés.

Un faisceau incident arrivant sur un dispositif polarisant peut être caractérisé par un vecteur de Stokes S . Le faisceau résultant du système polarisant est lui caractérisé par un vecteur de Stokes S' . L'hypothèse est faite que S et S' sont liés linéairement par une matrice de transformation 4×4 connue sous le nom de matrice de Mueller, qui représente le(s) élément(s) polarisant(s) [17–20] :

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

Tous les éléments de la matrice de Mueller 4×4 sont des quantités réelles. La relation matricielle (1.14) peut être synthétisée comme :

$$S' = M \cdot S \quad (1.14)$$

Un polariseur linéaire est caractérisé par deux coefficients d'absorption différents le long des axes x et y. Les coefficients d'absorption dans le domaine de l'amplitude sont définis par p_x et p_y et s'expriment :

$$0 \leq p_x \leq 1, \quad 0 \leq p_y \leq 1 \quad (1.15)$$

La valeur 0 représente une absorption totale alors qu'une absorption nulle, et donc une transmission totale, est représentée par un 1. La matrice de Mueller d'un polariseur linéaire peut s'écrire :

$$M_{POL}(p_x, p_y) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2 + p_y^2 & p_x^2 - p_y^2 & 0 & 0 \\ p_x^2 - p_y^2 & p_x^2 + p_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x p_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_x p_y \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Un polariseur linéaire parfait a une transmission totale sur un axe et une absorption totale sur l'autre axe (qui est orthogonal au premier). De ce fait, un polariseur horizontal et un vertical sont respectivement représentés par :

$$M_{LHP} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad M_{LVP} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Un composant polarisant incliné d'un angle θ par rapport à l'axe horizontal est représenté par la matrice :

$$M_{POL}(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & 0 \\ \sin 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Les matrices de Mueller pour des polariseurs linéaires à $+45^\circ$ et -45° s'écrivent alors :

$$M_{L+45P} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad M_{L-45P} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

1.1.4 Sphère de Poincaré

La sphère de Poincaré est une représentation en trois dimensions [1, 8, 10] de la polarisation, comme le montre la figure (1.5) suivante :

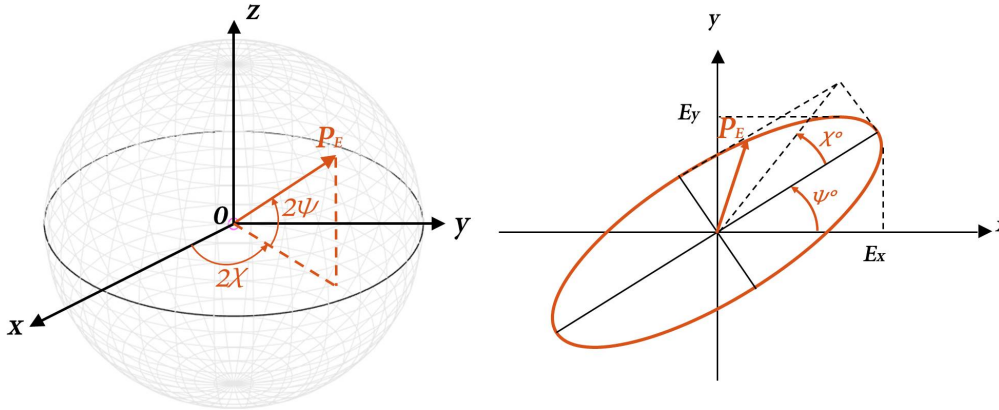


Figure 1.5 – Représentation d'un état de polarisation sur la sphère de Poincaré, associé à son ellipse correspondante

Un champ \vec{E} présentant un état de polarisation elliptique défini par son angle d'ellipticité et son angle d'orientation ψ tel que représenté figure (1.5) est situé sur la sphère de Poincaré par le point P_E de coordonnées cartésiennes (x, y, z) telles que

$$\begin{aligned} x &= \cos(2\chi)\cos(2\psi), & 0 \leq \psi \leq \pi \\ y &= \cos(2\chi)\sin(2\psi), & -\pi/4 \leq \chi \leq \pi/4 \\ z &= \sin(2\chi) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Les états de polarisation particuliers définis par l'équation (1.3) ont pour coordonnées :

$$\begin{aligned} P_{LHP} &= (0^\circ, 0^\circ), & P_{LVP} &= (180^\circ, 0^\circ), & P_{L+45P} &= (90^\circ, 0^\circ), \\ P_{L-45P} &= (270^\circ, 0^\circ), & P_{RCP} &= (0^\circ, 90^\circ), & P_{LCP} &= (0^\circ, -90^\circ). \end{aligned} \quad (1.21)$$

et sont représentés figure (1.6).

L'intérêt d'utiliser la sphère de Poincaré est qu'elle peut s'utiliser avec les paramètres de Stokes. En effet les axes des coordonnées cartésiennes x , y et z peuvent être remplacés par le deuxième, troisième et quatrième paramètres de Stokes S_1 , S_2 et S_3 . Généralement ces trois paramètres sont normés par S_0 afin d'avoir une sphère de rayon unitaire, et deviennent donc S_1/S_0 , S_2/S_0 et S_3/S_0 .

En utilisant ce mode de représentation de la polarisation, les polarisations linéaires se retrouvent sur l'équateur, les polarisations circulaires aux pôles et les polarisations elliptiques sur le reste de la sphère. De plus, une lumière totalement polarisée se trouvera à la surface de la sphère alors qu'une lumière dépolarisée sera au centre. Les ondes partiellement polarisées se trouveront à l'intérieur de la sphère, la distance au centre étant donnée par le degré de polarisation que nous définirons ultérieurement.

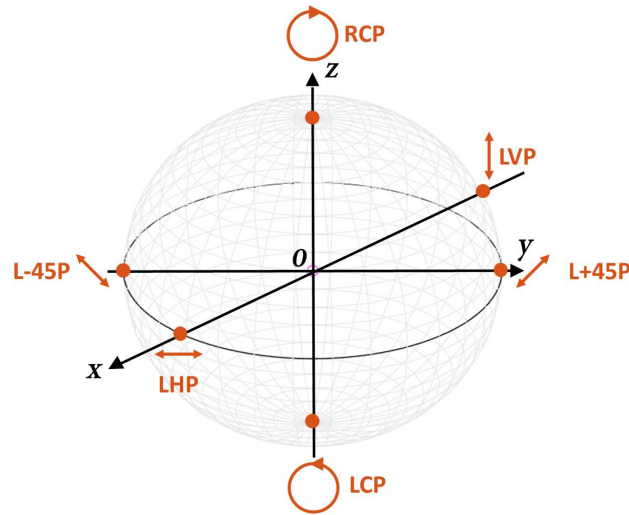


Figure 1.6 – États de polarisation particuliers représentés sur la sphère de Poincaré

1.1.5 Formalisme des matrices de cohérence

Les détecteurs optiques sont des composants quadratiques et ont une réponse temporelle très lente en regard des fréquences du champ électromagnétique. Cela impose de remplacer les valeurs précédentes par leurs moyennes temporelles. Le formalisme de Jones s'en trouve modifié, et permet d'introduire la notion de polarisation partielle. La matrice de cohérence mutuelle est définie comme la moyenne temporelle du produit tensoriel d'un vecteur de Jones par son transposé conjugué [21] :

$$[J] = \langle \vec{E} \otimes \vec{E}^\dagger \rangle_t = \begin{bmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle_t & \langle E_x E_y^* \rangle_t \\ \langle E_y E_x^* \rangle_t & \langle E_y E_y^* \rangle_t \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

L'intensité totale est définie par :

$$I = \text{tr}(C) = \langle E_x E_x^* \rangle_t + \langle E_y E_y^* \rangle_t \quad (1.23)$$

La cohérence mutuelle peut alors être introduite comme un coefficient de corrélation entre les champs électriques :

$$\mu = |\mu| e^{i\delta} = \frac{\langle E_x E_y^* \rangle_t}{\sqrt{\langle E_x E_x^* \rangle_t \langle E_y E_y^* \rangle_t}} = \frac{\langle E_x E_y^* \rangle_t}{\sqrt{\langle |E_x|^2 \rangle_t \langle |E_y|^2 \rangle_t}} \quad (1.24)$$

avec $0 \leq |\mu| \leq 1$, et où δ représente la différence de phase entre les champs électriques. De plus le taux de polarisation β , qui est le ratio de la quantité d'énergie transportée par chaque mode de polarisation, est défini par :

$$\beta = \frac{\langle |E_x|^2 \rangle_t}{\langle |E_y|^2 \rangle_t} \quad (1.25)$$

Cas d'une onde totalement polarisée

Pour une onde plane monochromatique totalement polarisée, la matrice de cohérence mutuelle s'écrit :

$$[J_{pol}] = \begin{bmatrix} |A_x|^2 & A_x A_y^* e^{i\Delta\delta} \\ A_x^* A_y e^{-j\Delta\delta} & |A_y|^2 \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

avec $\det[J_{pol}] = 0$ et $|\mu| = 1$.

Cas d'une onde totalement dépolarisée

Dans le cas d'une lumière totalement dépolarisée, les composantes x et y ne sont plus corrélées. De ce fait $|\mu| = 0$ et la matrice de cohérence s'exprime :

$$[J_{depol}] = \frac{A_0^2}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

1.1.6 Degré de polarisation

Le degré de polarisation (DOP, pour *Degree Of Polarization*) est utilisé pour définir la quantité de lumière polarisée en regard de la quantité de lumière totale. Une onde parfaitement polarisée a un DOP unitaire, alors qu'une onde non polarisée a un DOP nul. Une onde qui est partiellement polarisée, et qui peut donc être représentée par une superposition d'une onde polarisée et d'une onde non polarisée, aura un degré de polarisation compris entre 0 et 1.

Le DOP peut s'exprimer de la façon suivante :

$$DOP = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \sqrt{1 - 4 \frac{\det(J)}{(\text{tr}(J))^2}} \quad (1.28)$$

En se ramenant au formalisme décrit en section 1.1.5, nous pouvons en déduire l'écriture du DOP en fonction du taux de polarisation β et du degré de cohérence mutuelle μ :

$$DOP^2 = 1 - 4\beta \frac{1 - |\mu|^2}{(1 + \beta)^2} \quad (1.29)$$

On notera que l'on a forcément $0 \leq DOP \leq 1$, ce qui nous autorise à parler de "degré" de polarisation. Enfin, si l'on trace l'évolution du degré de polarisation en fonction des deux paramètres β et $|\mu|$, on obtient la courbe présentée figure (1.7).

Cette représentation illustre le fait qu'une lumière peut être pleinement polarisée de deux manières distinctes. La première méthode consiste à mettre toute l'énergie sur un seul axe, ou sur un état de polarisation bien spécifique. Dans ce cas là, $\beta = 0$ ou $\beta = \infty$ et l'on a un degré de polarisation unitaire quelle que soit la valeur de μ . C'est par exemple ce que fait un polariseur. La deuxième méthode consiste à créer une corrélation temporelle entre les deux modes de polarisation. Dans ce cas, $|\mu| = 1$, de même que le degré de polarisation, et ce, quelle que soit la valeur de β . C'est ce que fait la repolarisation par diffusion [22] ou par focalisation [23].

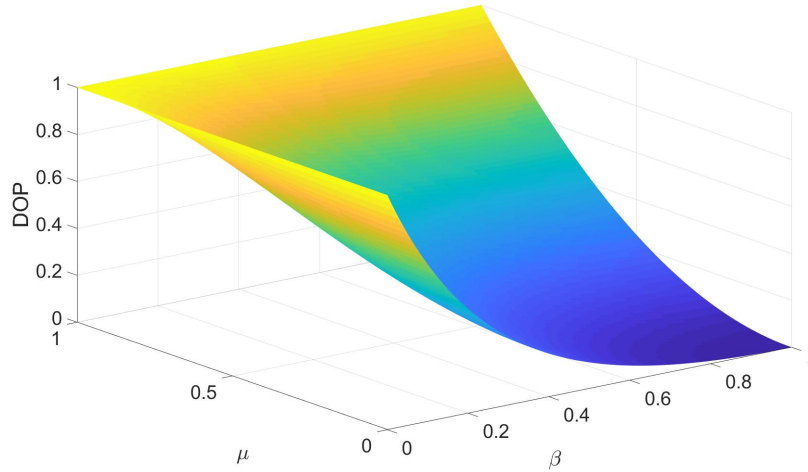


Figure 1.7 – Calcul du degré de polarisation en fonction de différentes valeurs du taux de polarisation et de la cohérence mutuelle

1.2 Dépolarisation

1.2.1 Définitions

Les paramètres de Stokes permettent de décrire des ondes polarisées ou non polarisées mais également des ondes partiellement polarisées. Le vecteur de Stokes pour une lumière non polarisée s'exprime

$$S_{dpol} = S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

où S_0 est le premier paramètre de Stokes correspondant à l'intensité totale de l'onde incidente. Comme il n'y a pas de relations d'amplitude ou de phase entre les composantes orthogonales, S_1 , S_2 et S_3 valent 0.

Une lumière partiellement polarisée résulte du mélange d'une onde polarisée et d'une onde totalement dépolarisée et s'exprime

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = (1 - DOP) \begin{pmatrix} S_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + DOP \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

où $0 \leq DOP \leq 1$. Le degré de polarisation peut alors être défini par

$$DOP = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (1.32)$$

avec I_{tot} l'intensité totale et I_{pol} l'intensité de la partie polarisée. On peut noter à ce stade que les différents formalismes présentés sont exactement équivalant. Ainsi les degrés de

polarisation définis en équations (1.28), (1.29) et (1.32) calculés sur la même onde seront rigoureusement identiques. Il en est de même pour la définition des états de polarisation. La sphère de Poincaré permet également la représentation des ondes partiellement polarisées. En effet la lumière totalement polarisée se positionne à la surface de la sphère alors qu'une lumière non polarisée sera au centre. Les ondes partiellement polarisées se trouveront donc à l'intérieur de la sphère sur une sphère de rayon égal au degré de polarisation.

Lorsque qu'une onde polarisée (totalement ou partiellement), ayant un degré de polarisation $DOP_{in} > 0$, passe par un système optique et que l'onde résultante a un degré de polarisation inférieur à celui de l'onde entrante, on dit que cette dernière a été dépolarisée par le système considéré. Cette dépolarisation peut être partielle si $0 < DOP_{out} < DOP_{in}$ ou totale si $DOP_{out} < DOP_{in}$ et $DOP_{out} = 0$. Il ne faut pas confondre ce phénomène avec les changements d'état de polarisation que peuvent induire certains éléments optiques. En effet lors d'un changement d'état de polarisation, le degré de polarisation reste le même. Les lames quart d'onde permettent, par exemple, de passer d'une polarisation rectiligne à une polarisation elliptique voire circulaire ou l'inverse mais n'ont pas d'influence sur le DOP de l'onde incidente, $DOP_{out} = DOP_{in}$. Il en est de même pour les lames demi-onde et les rotateurs de phase [10].

1.2.2 Processus de dépolarisation

La dépolarisation d'une lumière incidente peut être obtenue par le biais de différents processus physiques. Les principaux sont la dépolarisation temporelle, spatiale et spectrale.

Dépolarisation temporelle

Le champ électrique de la lumière peut s'exprimer sur ses deux modes de polarisation s (TE) et p (TM) en tout point (x,y) au cours du temps t sous la forme :

$$\vec{E}_0(x, y, t) = \begin{cases} E_{0s}(x, y, t) \\ E_{0p}(x, y, t) \end{cases} \quad (1.33)$$

Le degré de polarisation de ce champ peut alors être défini par

$$DOP_{0t}(x, y) = \sqrt{1 - 4 \frac{\det(J_{0t})}{tr^2(J_{0t})}} \quad (1.34)$$

avec $\det(J_{0t})$ le déterminant de la matrice définie par l'équation (1.35) et $tr(J_{0t})$ sa trace.

$$J_{0t}(x, y) = \begin{pmatrix} \langle |E_{0s}(x, y)|^2 \rangle_t & \langle E_{0s}(x, y)E_{0p}^*(x, y) \rangle_t \\ \langle E_{0s}^*(x, y)E_{0p}(x, y) \rangle_t & \langle |E_{0p}(x, y)|^2 \rangle_t \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

où $\langle f \rangle_t$ définit la moyenne temporelle du signal $f(t)$ sur le temps T d'intégration du détecteur :

$$\langle f \rangle_t = \frac{1}{T} \int_{t=0}^T f(t) dt \quad (1.36)$$

Le taux de polarisation et le degré de cohérence mutuelle exprimés par les équations (1.24) et (1.25) peuvent maintenant s'écrire

$$\beta_{0t} = \frac{\langle |E_{0p}(x,y)|^2 \rangle_t}{\langle |E_{0s}(x,y)|^2 \rangle_t}, \quad \mu_{0t} = \frac{\langle E_{0s}(x,y)E_{0p}^*(x,y) \rangle_t}{\sqrt{\langle |E_{0s}(x,y)|^2 \rangle_t \langle |E_{0p}(x,y)|^2 \rangle_t}} \quad (1.37)$$

Le degré de polarisation peut alors être exprimé par

$$DOP_{0t}(x,y) = \sqrt{1 - 4 \frac{\beta_{0t}(x,y)(1 - |\mu_{0t}(x,y)|^2)}{(1 + \beta_{0t}(x,y))^2}} \quad (1.38)$$

Cette relation met en évidence le fait que pour obtenir une complète dépolarisation en (x,y) , les deux conditions suivantes doivent être remplies :

$$\begin{cases} \beta_{0t}(x,y) = 1 \\ \mu_{0t}(x,y) = 0 \end{cases} \quad (1.39)$$

En d'autres termes, la lumière doit transporter autant d'énergie sur les deux modes de polarisation s et p ($\langle |E_{0p}(x,y)|^2 \rangle_t = \langle |E_{0s}(x,y)|^2 \rangle_t$) et la corrélation temporelle entre les composantes du champs sur ces deux modes doit être nulle sur une durée correspondant au temps d'intégration du détecteur, soit :

$$\frac{1}{T} \int_t E_{0s}(x,y)E_{0p}(x,y)^* dt = 0 \quad (1.40)$$

On peut noter ici que dans le cas de fréquences plus basses que celles des ondes optiques, comme les micro-ondes, les détecteurs sont suiveurs et non intégrateurs. En conséquence les champs E_{0s} et E_{0p} ne varient plus à l'échelle des temps d'acquisition des détecteurs et l'intégrale définie par l'équation (1.40) est impossible à annuler. On ne peut donc pas avoir de dépolarisation temporelle dans le cas des détecteurs suiveurs.

Dépolarisation spatiale

Les changements des états de polarisation de la lumière dans le cas d'une dépolarisation temporelle se font de manière trop rapide en regard des temps caractéristiques d'intégration des détecteurs. Elle ne peut donc pas être contrôlée facilement. Nous allons donc nous intéresser à un autre type de dépolarisation : la dépolarisation spatiale. C'est un phénomène analogue à la dépolarisation temporelle mais dans l'espace. Celle-ci est en effet induite par l'intégration d'une multitude d'états de polarisation par un capteur. Plus précisément, les capteurs optiques sont suiveurs et intégrateurs. De ce fait, lorsque différents états de polarisation sont collectés par un capteur, le degré de polarisation du champ résultant est fonction de l'intervalle d'intégration temporel mais également de l'ouverture spatiale du détecteur. Dans ce cas, le degré de polarisation résultant s'exprime

$$DOP_{0\Delta\Omega}(x,y) = \sqrt{1 - 4 \frac{\det(J_{0\Delta\Omega})}{tr^2(J_{0\Delta\Omega})}} \quad (1.41)$$

avec $\Delta\Omega$ le domaine d'intégration angulaire et $J_{0\Delta\Omega}(x,y)$ la matrice de cohérence mutuelle définie par l'équation (1.42) dans laquelle $\langle A \rangle_{\Delta\Omega}$ correspond à la moyenne spatiale de la variable A sur l'intervalle $\Delta\Omega$.

$$J_{0\Delta\Omega}(x, y) = \begin{pmatrix} \langle\langle |E_{0s}(x, y)|^2 \rangle_{\Delta t} \rangle_{\Delta\Omega} & \langle\langle E_{0s}(x, y)E_{0p}^*(x, y) \rangle_{\Delta t} \rangle_{\Delta\Omega} \\ \langle\langle E_{0s}^*(x, y)E_{0p}(x, y) \rangle_{\Delta t} \rangle_{\Delta\Omega} & \langle\langle |E_{0p}(x, y)|^2 \rangle_{\Delta t} \rangle_{\Delta\Omega} \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

où $\langle F \rangle_{\Delta\Omega}$ définit la moyenne spatiale du signal $f(r)$ sur l'ouverture $\Delta\Omega$ du détecteur :

$$\langle f \rangle_{\Delta\Omega} = \frac{1}{\Delta\Omega} \int_r f(r) dr \quad (1.43)$$

Par analogie au cas temporel, le taux de polarisation β et le degré de cohérence mutuelle μ sont définis par

$$\beta_{0\Delta\Omega} = \frac{\langle\langle |E_{0p}(x, y)|^2 \rangle_t \rangle_{\Delta\Omega}}{\langle\langle |E_{0s}(x, y)|^2 \rangle_t \rangle_{\Delta\Omega}}, \quad et \quad \mu_{0\Delta\Omega} = \frac{\langle\langle E_{0s}(x, y)E_{0p}^*(x, y) \rangle_t \rangle_{\Delta\Omega}}{\sqrt{\langle\langle |E_{0s}(x, y)|^2 \rangle_t \rangle_{\Delta\Omega} \langle\langle |E_{0p}(x, y)|^2 \rangle_t \rangle_{\Delta\Omega}}} \quad (1.44)$$

Pour illustrer ce phénomène, on peut considérer ici les cas particulier d'une onde pleinement polarisée, au sens temporel du terme, en tout point (x, y) . Dans ce cas, on peut s'affranchir des intégrales temporelles dans l'écriture des relations (1.44) qui deviennent :

$$\beta_{0\Delta\Omega} = \frac{\langle |E_{0p}(x, y)|^2 \rangle_{\Delta\Omega}}{\langle |E_{0s}(x, y)|^2 \rangle_{\Delta\Omega}}, \quad et \quad \mu_{0\Delta\Omega} = \frac{\langle E_{0s}(x, y)E_{0p}^*(x, y) \rangle_{\Delta\Omega}}{\sqrt{\langle |E_{0s}(x, y)|^2 \rangle_{\Delta\Omega} \langle |E_{0p}(x, y)|^2 \rangle_{\Delta\Omega}}} \quad (1.45)$$

Le degré de polarisation défini par l'équation (1.41) peut alors s'exprimer

$$DOP_{0\Delta\Omega}(x, y) = \sqrt{1 - 4 \frac{\beta_{0\Delta\Omega}(x, y)(1 - |\mu_{0\Delta\Omega}(x, y)|^2)}{(1 + \beta_{0\Delta\Omega}(x, y))^2}} \quad (1.46)$$

Une lumière temporellement polarisée en tout point ne peut donc être pleinement dépolarisée par un processus spatial que lorsque $\beta_{0\Delta\Omega} = 1$ et $\mu_{0\Delta\Omega} = 0$. Ces deux conditions se traduisent respectivement par la présence de la même quantité d'énergie en moyenne sur les deux modes de polarisation sur l'ouverture spatiale du détecteur et une décorrélation spatiale entre les différents états de polarisation présents sur l'ouverture du détecteur. De manière plus intuitive, on peut dire que la présence d'une infinité d'états de polarisation distincts sur la surface du détecteur génère une dépolarisation spatiale visible lors de la mesure.

Dépolarisation spectrale

De manière analogue aux phénomènes de dépolarisation temporelle et spatiale, on peut aussi parler de dépolarisation spectrale. Celle-ci traduit les changements de polarisation induits par les variations spectrales des paramètres polarimétriques du milieu traversé. Afin de ne pas alourdir le manuscrit, nous ne réécrivons pas les équations pour ce cas particulier. On notera cependant qu'elles sont exactement analogues aux équations (1.37) et (1.38) ou (1.45) et (1.46) en remplaçant les intégrales temporelles ou spatiales par une intégrale sur l'ouverture spectrale ($\Delta\lambda$) de la source lumineuse ou de la sensibilité du détecteur selon lequel est le plus fin. La variable d'intégration est alors la longueur d'onde. Ce phénomène explique par exemple comment la chromaticité des coefficients de diffusion, ou leurs variations rapides sur l'ouverture spectrale d'un laser, peut générer la dépolarisation de certains types de speckle [24, 25]. Ces effets sont critiques pour certains milieux désordonnés mais peuvent être négligés pour les composants optiques. Nous n'en tiendrons donc pas compte dans la suite de ce manuscrit.

Quelques exemples de dépolarisateurs

Il existe à l'heure actuelle différentes solutions pour dépolariser la lumière. Nous allons ici présenter les plus connues.

Dépolarisateur de Lyot

Le dépolarisateur de Lyot est un composant optique passif qui permet de transformer une lumière polarisée ou partiellement polarisée en lumière non polarisée. Il est composé de deux lames quart d'onde, dont la seconde a une épaisseur deux fois supérieure à la première. Les lames quart d'onde sont orientées de telle façon que leurs axes optiques sont décalés de 45° l'un par rapport à l'autre, créant ainsi des degrés différents de lumière polarisée elliptiquement et linéairement tout en éliminant la polarisation du faisceau d'entrée. Cependant, ce système ne fonctionne pas sur la lumière monochromatique. En effet, à la traversée du système, une lumière polychromatique polarisée aura une polarisation différente pour chaque longueur d'onde créant une dépolarisation spectrale.

Dépolarisateur de Cornu

Le dépolarisateur de Cornu permet de dépolariser spatialement la lumière. Il permet de convertir un faisceau de lumière polarisé en un faisceau de lumière polarisé pseudo-aléatoire. Le terme pseudo-aléatoire est utilisé puisque le faisceau transmis ne devient pas dépolarisé mais polarisé de manière aléatoire. Une lumière monochromatique polarisée linéairement passant à travers un dépolarisateur de Cornu aura une polarisation qui varie dans l'espace. Il est constitué de deux coins. L'un des coins est fait de matériaux biréfringents et génère une variation de la polarisation de sortie en fonction l'épaisseur du coin. L'autre est constitué de matériaux amorphes et compense la déviation prismatique. Lorsque le dépolarisateur est éclairé avec un faisceau spatialement expansé, la polarisation de sortie varie sur le diamètre du faisceau et, apparaît en moyenne comme non polarisée. L'inconvénient est que le coin biréfringent introduit une double réfraction dépendant de la polarisation entraînant une division de la lumière en deux faisceaux divergents en sortie.

Dépolarisateur à cristaux liquides

Les cellules à cristaux liquides sont régulièrement utilisées pour dépolariser la lumière. Les cristaux liquides se comportent donc comme des dipôles qui, sous l'action d'un champ électrique, sont soumis à un couple de forces et vont s'orienter selon les lignes de ce champ. Il est donc possible de les diriger en changeant la direction du champ électrique appliqué. De plus, les cellules à cristaux liquides ont un fort pouvoir polarisant. Elles orientent la polarisation de la lumière incidente selon l'orientation de leurs axes propres. De ce fait, il est possible en changeant rapidement l'orientation des cellules à cristaux liquides d'obtenir une pseudo-dépolarisation temporelle. Cette méthode requiert cependant d'avoir des temps d'acquisition qui sont grands devant les temps de réaction des cristaux liquides, qui sont relativement longs pour des échelles optiques.

Cellule de Pockels

Il existe également des méthodes de dépolarisation utilisant des cristaux électro-optiques comme par exemple une cellule de Pockels. Cette cellule est un dispositif composé d'un

crystal électro-optique à travers lequel la lumière est transmise. La direction de polarisation de la lumière est contrôlée par la tension appliquée au cristal. L'effet Pockels explique le comportement de la cellule de Pockels : une tension appliquée, constante ou variable, au cristal produit des changements linéaires dans la biréfringence du cristal. L'application d'une tension constante permet à la cellule de Pockels de fonctionner comme un polariseur linéaire. En appliquant une tension variable, on peut utiliser une cellule de Pockels pour faire varier le retard de phase à travers le cristal et donc faire varier la polarisation en sortie. Ces variations de polarisation en sortie de la cellule permettent, si elles sont suffisamment rapides, de générer une lumière temporellement dépolarisée.

Nano-structures colonnaires

De nouvelles techniques utilisant les métasurfaces font leur apparition pour dépolariser la lumière. Les métasurfaces permettent de changer la polarisation de la lumière d'une manière similaire aux cristaux biréfringents conventionnels et aux cristaux liquides. Elles se composent d'un réseau de nano-structures colonnaires. L'orientation de ces colonnes permet de contrôler la polarisation résultante après transmission. Une technique nouvelle de dépolarisation spatiale consiste à orienter de façons différentes ces nano-structures dans l'espace afin d'avoir une multitude de polarisations différentes dépendant de leurs localisations [26].

1.3 Métrologie de la polarisation

Afin de quantifier finement les différents phénomènes que nous venons de définir, il est nécessaire d'en optimiser la métrologie.

1.3.1 Mesure à 4 points

Les éléments de base pour mesurer la polarisation de la lumière sont une lame à retard de phase (généralement des lame demi-onde $\lambda/2$) et un polariseur [27, 28]. La lame à retard de phase induit une différence de phase δ entre les champs parallèles et perpendiculaires à son axe rapide. La figure (1.8) montre le principe d'un analyseur d'état de polarisation nominal.

En figure (1.8), les axes de référence de la lame à retard de phase sont orientés avec un angle Φ par rapport à l'axe x de la lumière incidente (qui se propage le long de l'axe z). Le polariseur est positionné à la suite de la lame et son axe de transmission est orienté avec un angle α par rapport à l'axe x . L'intensité transmise peut être collectée à l'aide d'un photo-multiplicateur ou d'un puits à photons. En observant l'intensité du champ résultant lors de la rotation de la lame à retard de phase, il est possible d'en déduire les paramètres de Stokes et donc de remonter à l'état de polarisation de la lumière. Un jeu de quatre combinaisons d'orientation de la lame à retard de phase (Φ) et du polariseur (α) (Eq.1.47) est nécessaire pour retrouver la polarisation de la lumière incidente avec cette méthode.

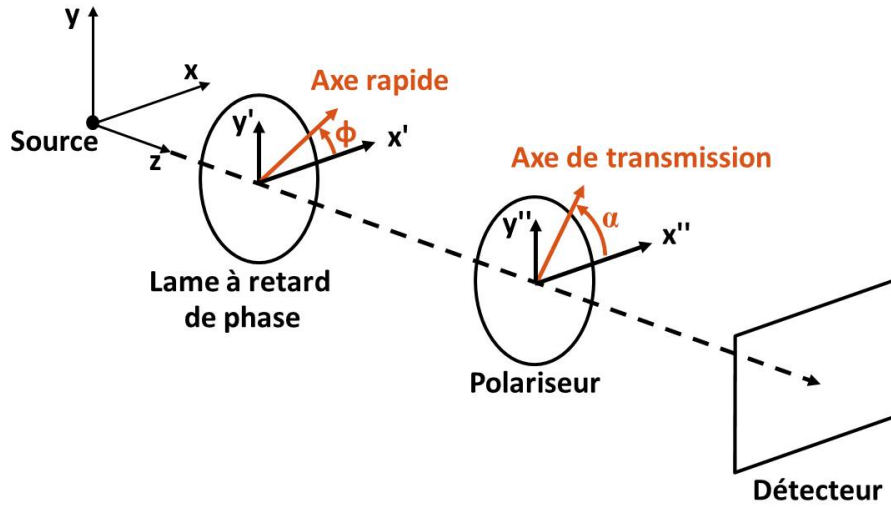


Figure 1.8 – Banc d'analyse de polarisation

Les mesures d'intensité de $I(\Phi, \alpha)$ permettent de déterminer la polarisation de la lumière incidente. On mesure les quatre intensités suivantes :

$$\begin{matrix} I(0^\circ, 0^\circ) & I(90^\circ, 0^\circ) \\ I(45^\circ, 0^\circ) & I(45^\circ, 90^\circ) \end{matrix} \quad (1.47)$$

On en déduit les paramètres β et μ comme étant :

$$\beta = \frac{I(90, 0)}{I(0, 0)} \quad (1.48)$$

$$|\mu| = \frac{I(0, 0) + I(90, 0) - I(45, 90) - I(45, 0)}{\sqrt{\beta}(\sin\delta - \cos\delta)} \quad (1.49)$$

1.3.2 Imagerie de Mueller

L'imagerie de Mueller est l'acquisition spatialement résolue des paramètres de la matrice de Mueller du milieu étudié. Celle-ci est obtenue en couplant l'utilisation de systèmes imageurs et d'éléments polarimétriques. Pour chacune des 16 configurations décrites figure (1.9), on acquiert une image de l'échantillon. On a ainsi accès, en 16 mesures, à l'intégralité de la matrice. Les principaux avantages de l'imagerie de Mueller sont que la matrice de Mueller est facilement accessible via des mesures d'intensité et que les différents termes de la matrice permettent de visualiser de manière immédiate les propriétés polarimétriques du milieu étudié.

En effet les coefficients $m_{01}, m_{02}, m_{03}, m_{10}, m_{20}$ et m_{30} fournissent des informations sur ses propriétés polarisantes. Les coefficients m_{11}, m_{22} et m_{33} donnent une indication sur la dépolarisation du milieu alors que les coefficients $m_{12}, m_{13}, m_{21}, m_{23}, m_{31}$ et m_{32} donnent des renseignements sur sa biréfringence.

P A	V	↕	↘	↻
V				
↔	Mesures de l'intensité lumineuse pour les 16 configurations			
↗				
↻				

Figure 1.9 – Combinaison des configurations des générateurs et analyseurs d'états de polarisation

A titre d'exemple, la figure (1.10) montre les différentes images obtenues à partir d'un microscope à imagerie de matrice de Mueller [29] pour les 16 combinaisons possibles.

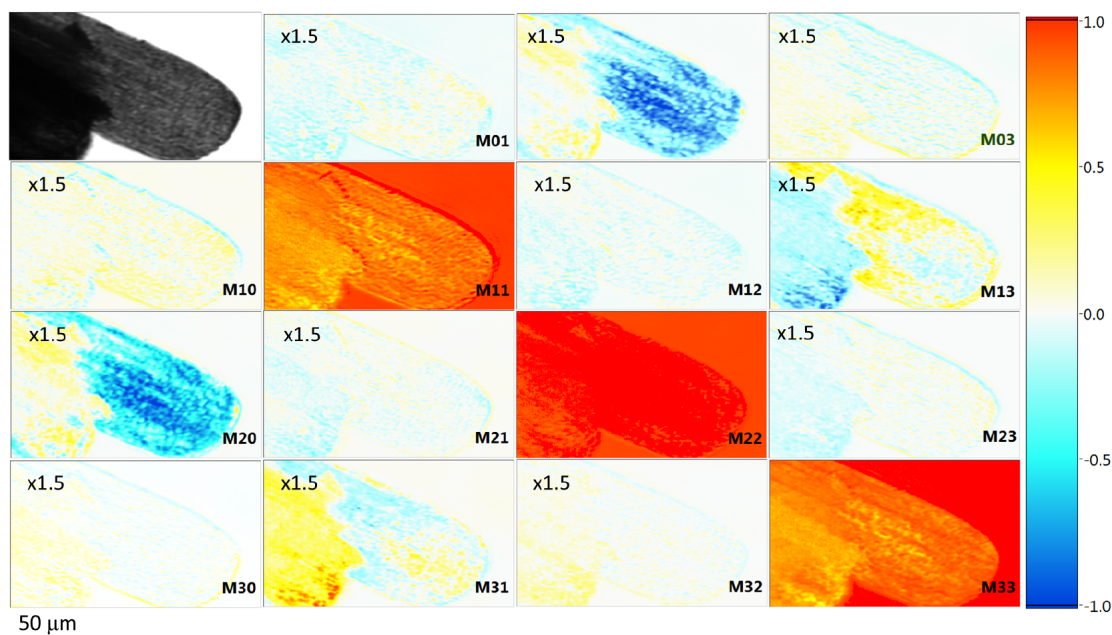


Figure 1.10 – Images d'une aile de mouche obtenue par un microscope à imagerie de Mueller [29].

1.3.3 Ellipsométrie

L'ellipsométrie est la mesure de l'ellipse définissant l'état de polarisation d'une lumière. On utilise pour cela le montage présenté figure (1.11) où le déphaseur introduit un déphasage ajustable η . Cet élément est le plus souvent une lame demi-onde qui présente un angle variable dans le référentiel (O, s, p) . L'analyseur est orienté à 45° des axes s et p .

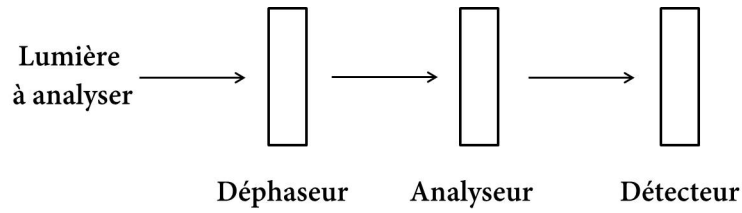


Figure 1.11 – Schéma de principe d'un ellipsomètre

Si le champ incident \vec{E}_0 s'écrit sur ses deux modes de polarisation $\begin{cases} E_{0S} \\ E_{0P}e^{j\delta} \end{cases}$, le signal I mesuré par le détecteur est tel que :

$$\begin{aligned} I &\propto \langle |E_{0S}|^2 \rangle + \langle |E_{0P}|^2 \rangle + 2\sqrt{\langle |E_{0S}|^2 \rangle \langle |E_{0P}|^2 \rangle} \cos(\delta + \eta) \\ &\Rightarrow I \propto 1 + \beta + 2\sqrt{\beta} \cos(\delta + \eta) \end{aligned} \quad (1.50)$$

Une modulation contrôlée du paramètre η permet alors de déduire β et δ , donc l'état de polarisation de l'onde incidente.

Cette méthode est un peu plus délicate à mettre en oeuvre que les précédentes, mais elle offre l'avantage d'être plus précise. Elle est cependant généralement utilisée uniquement sur des faisceaux spéculaires avec des capteurs monoblocs.

1.4 Ellipsométrie spatialement résolue

1.4.1 Principes

Dans le contexte de d'étude du comportement polarimétrique du speckle diffusé par des milieux désordonnés, l'équipe CONCEPT a développé un ellipsomètre spatialement résolu présenté figure (1.12). L'objectif était ici d'acquérir des images de speckle et de mesurer sur chaque pixel de l'image les paramètres polarimétriques locaux tout en conservant la précision de mesure offerte par l'ellipsométrie. On utilisera pour cela un capteur matriciel de type CCD et on fera une mesure d'ellipsométrie optimisée sur l'ensemble des pixels en parallèle.

Tout comme l'ellipsométrie spéculaire la technique consiste à faire un balayage des variables contrôlées durant la mesure, pour ensuite récupérer les courbes modulées afin d'en extraire les paramètres polarimétriques de la lumière étudiée. Le speckle étant très sensible aux vibrations, il a été nécessaire de développer un banc optique sans mouvement mécanique. Pour pallier à ce problème, une cellule et un rotateur à cristaux liquides ont été préférés à des polariseurs et déphaseurs à rotation mécanique. Le fait que le speckle ait un fort contraste entre ses niveaux hauts et bas représente une contrainte supplémentaire. Il a été nécessaire d'utiliser un détecteur matriciel CCD à grande profondeur de puits afin de capter toute la dynamique du signal en une seule mesure. En résulte une image matricielle de 13mm de coté ayant 1024*1024 pixels qui représente autant de point de mesures.

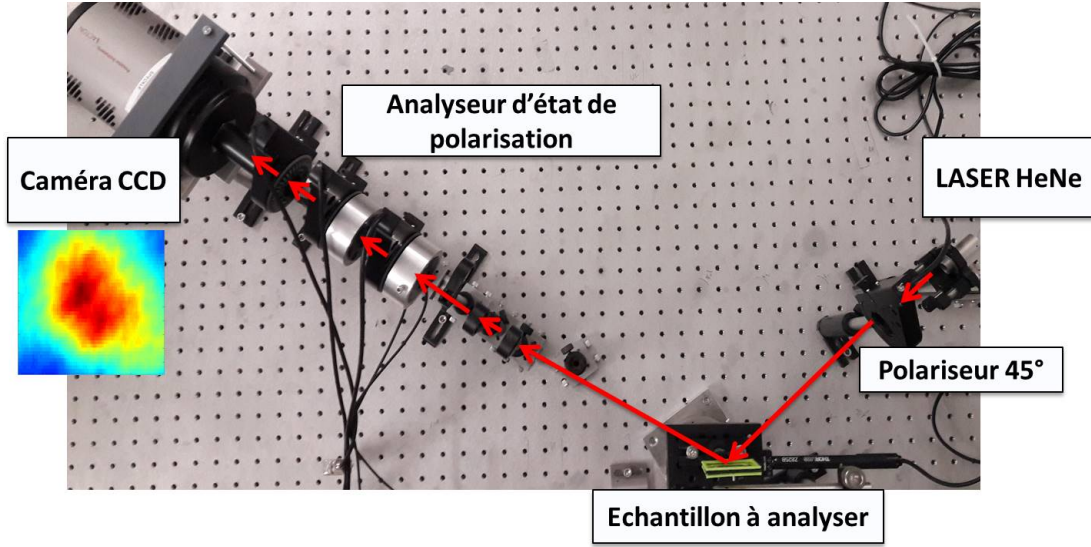


Figure 1.12 – Banc d'analyse de polarisation

Cet ellipsomètre décrit en figure (1.12) se compose d'une source laser *HeNe* à $632.8nm$, polarisée à 45° par un polariseur fixe ou non polarisé en l'absence de polariseur. Cette source éclaire l'échantillon à caractériser. Les deux composantes s et p de la lumière réfléchie ou diffusée par l'échantillon sont déphasées par une cellule à cristaux liquides d'un angle η_k variable entre 0 et 2π . Le rotateur à cristaux liquides associé à un analyseur fixe permettent de projeter le champ sur l'axe de polarisation ϕ_i . Cette association a été préférée à un analyseur tournant afin d'éviter les mouvements mécaniques. Il est donc possible de contrôler les deux paramètres de balayage η_k et ϕ_i sans mouvement mécanique pouvant induire des vibrations grâce au rotateur et à la cellule à cristaux liquides. Le signal obtenu peut alors être comparé à sa fonction théorique (équation 1.51) qui s'exprime en fonction des paramètres balayés (η_k et ϕ_i) durant la mesure mais également des paramètres polarimétriques recherchés : le taux de polarisation (β), le degré de cohérence mutuelle (μ) ainsi que le déphasage polarimétrique (δ), argument de μ .

$$I_{k,i}(\eta_k, \phi_i) = K \langle |A_s|^2 \rangle [\cos^2 \phi_i + \beta^2 \sin^2 \phi_i + 2\beta |\mu| \sin \phi_i \cos \phi_i \cos(\delta - \eta_k)] \quad (1.51)$$

Ces paramètres polarimétriques sont obtenus par une minimisation de la distance entre les signaux mesurés et théoriques par la méthode des moindres carrés. Ce système d'équation a pu être résolu analytiquement, permettant d'avoir pour chaque pixel de la caméra les paramètres polarimétriques (β , $|\mu|$ et δ) comme le montrent les équations 1.52-1.54. Toutes les étapes de calculs sont détaillées dans la thèse de Ayman Ghabbach [24], on se contentera donc ici de donner les résultats que nous utiliserons pour l'analyse des mesures.

$$\begin{aligned} S_k^{45} &= \frac{\langle S_k^0 \rangle}{2} [1 + \beta^2 + 2\beta |\mu| \cos(\delta - \eta_k)] \\ &= \frac{\langle S_k^0 \rangle}{2} [1 + \beta^2] \text{ pour une période complète} \\ &\Rightarrow \beta^2 = 2 \frac{\langle I_k \rangle^{45}}{I_k^0} - 1 \end{aligned} \quad (1.52)$$

$$\alpha(\beta, \mu) = \frac{2}{N} \sqrt{[(\sum_k N'_k(\phi) \cos \eta_k)^2 + (\sum_k N'_k(\phi) \sin \eta_k)^2]} > 0$$

$$= \frac{2\beta|\mu|}{1+\beta^2} \quad (1.53)$$

$$\Rightarrow |\mu| = \frac{\alpha_{45}(1+\beta^2)}{2\beta}$$

$$-1 < \cos \delta = \frac{2}{\alpha N} \sum_k N'_k(\phi) \cos \eta_k < 1 \quad (1.54)$$

C'est à partir de cet instrument qu'ont été faits tous les développements instrumentaux qui seront présentés dans cette thèse. Il nous apparaît donc important d'en présenter la procédure d'étalonnage et les performances.

1.4.2 Étalonnage et qualification

La caractérisation d'un faisceau de lumière de polarisation linéaire à 45° sert de référence pour l'ensemble des mesures en éclairage polarisé. Le profil d'intensité obtenu sur ce faisceau pour deux valeurs de η est présenté en figure (1.13). La figure de droite correspond au maximum d'intensité et celle de gauche au minimum lors des variations de η_k à $\phi_i = 45^\circ$. Cette figure permet de vérifier la dynamique de la mesure ainsi que l'efficacité d'extinction du système pour un temps d'intégration. Les paramètres polarimétriques ont été calculés pour chaque pixel de la matrice CCD.

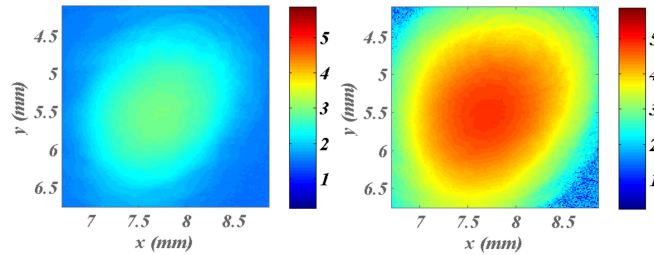


Figure 1.13 – Cartographie d'intensité mesurées sur le faisceau incident à $\phi_i = 45^\circ$ pour $\eta_k = \pi e t \eta_k = 0$

Les courbes de la figure (1.14) montrent la concordance entre les signaux mesurés et les approximations théoriques optimisées pour quelques pixels du spot incident. Les valeurs mesurées correspondent aux valeurs théoriques et la distance entre les courbes est seulement de quelques pourcents.

La figure (1.15) montre les états de polarisation sur la sphère de Poincaré pour chaque pixel analysé. Comme attendu, le nuage de points est centré autour de l'état de polarisation incident (linéaire à 45°), permettant d'établir une référence pour les futures mesures de polarisation.

Afin d'aller plus loin dans l'analyse des données du degré de polarisation, il est intéressant de tracer l'histogramme du DOP comme le montre la figure (1.16 (a)). La valeur moyenne est proche de l'unité (0.93) comme attendu pour une lumière polarisée.

Dans le cas d'une lumière incidente dépolarisée, le degré de polarisation tracé sur la sphère de Poincaré se trouve proche du centre de celle-ci (figure (1.17)) et son histogramme avoisine le 0 comme le montre la figure (1.16 (b)).

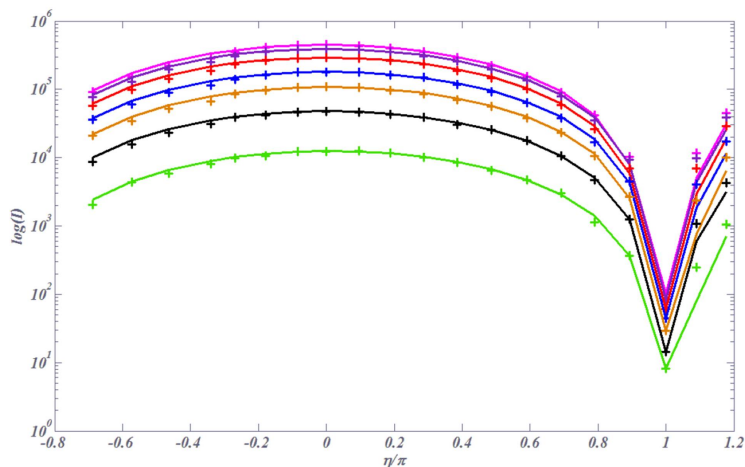


Figure 1.14 – Comparaison des signaux mesurés à l'approximation optimisée pour quelques pixels

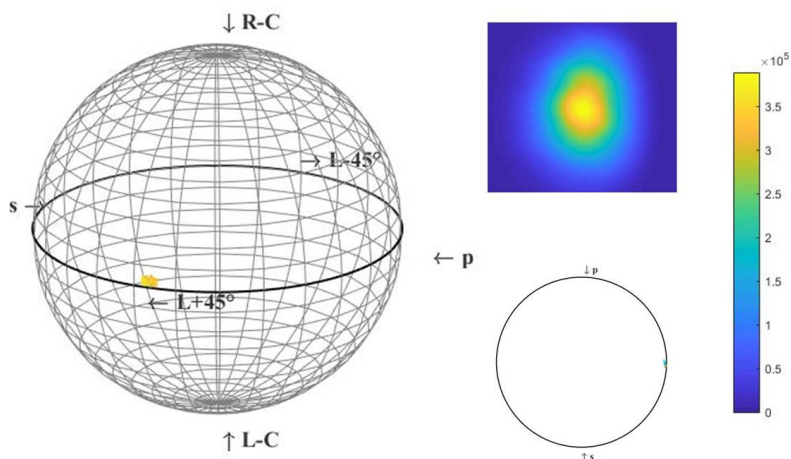


Figure 1.15 – Répartition des états de polarisation sur la sphère de Poincaré du faisceau incident dans le cas où il est polarisé linéairement à 45°

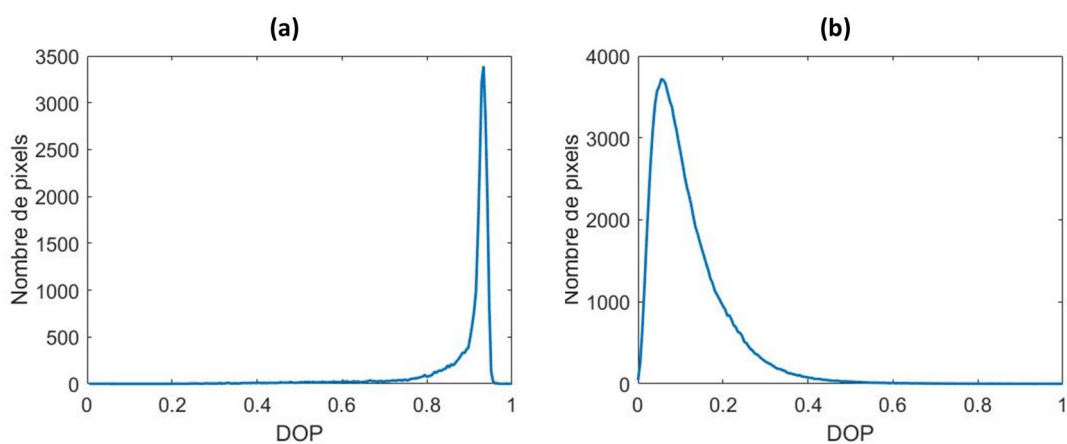


Figure 1.16 – (a) Histogramme du DOP mesuré dans la cas d'un faisceau incident polarisé; (b) Histogramme du DOP mesuré dans la cas d'un faisceau incident dépolarisé

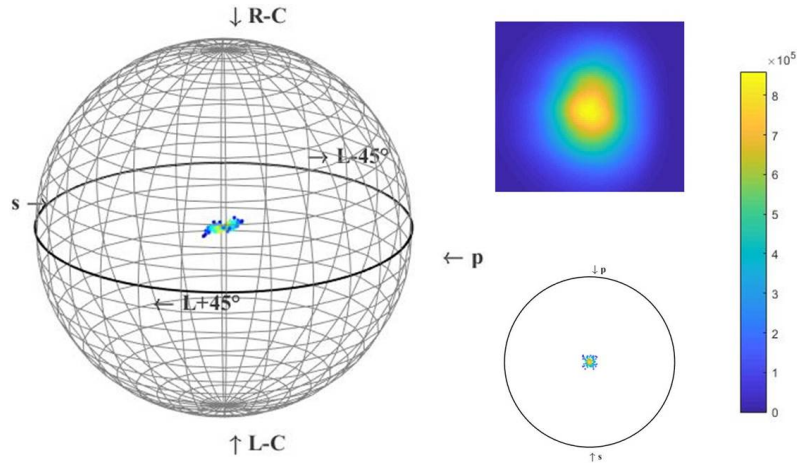


Figure 1.17 – Répartition des états de polarisation dans la sphère de Poincaré du faisceau incident dans le cas où il est dépolarisé

1.4.3 Exemples d'applications

Cette métrologie spatialement résolue permet de caractériser des phénomènes physiques tels que le comportement polarimétrique du speckle diffusé par des milieux complexes [30].

Nous nous sommes intéressés à la polarisation du speckle lorsqu'un échantillon volumique est éclairé par une lumière pleinement polarisée linéairement avec une longueur d'onde de 633nm. Il apparaît que la polarisation incidente n'est pas conservée. En s'intéressant de plus près à la répartition de polarisation sur la figure de speckle, il apparaît que chaque grain de speckle à un état de polarisation particulier comme le montre la figure (1.18). Les pixels analysés de l'image sont représentés par des points jaunes sur la sphère. Les points rouges correspondent à la polarisation qui serait mesurée par un capteur monobloc qui intégrerait la totalité de la zone. En d'autres termes, la polarisation n'est plus macroscopiquement conservée.

Nous avons ainsi pu mettre en évidence une différence de comportement selon que la diffusion soit d'origine volumique ou surfacique [12]. Par exemple, si on éclaire un milieu diffusant avec un laser HeNe polarisé à 45° , on peut voir figure (1.19 (a)) que la polarisation incidente est conservée localement si la diffusion est d'origine surfacique alors que dans le cas d'une diffusion d'origine volumique, on a, pour la même surface de détecteurs, une multitude d'états de polarisation possibles comme le montre la figure ((1.20 (a))). Il en résulte l'état de polarisation apparent mesuré par un capteur de la taille de la zone d'intégration qui est positionné dans la sphère de Poincaré figure (1.19 (b)) pour le diffuseur surfacique et figure (1.20 (b)) pour le diffuseur volumique. On constate que si la diffusion surfacique a gardé la mémoire de la polarisation incidente, le volumique l'a perdue. On a alors dans ce cas une lumière diffusée qui est localement et temporellement polarisée à l'échelle du grain de speckle mais spatialement dépolarisée à l'échelle d'un détecteur qui intégrerait plusieurs grains de speckle.

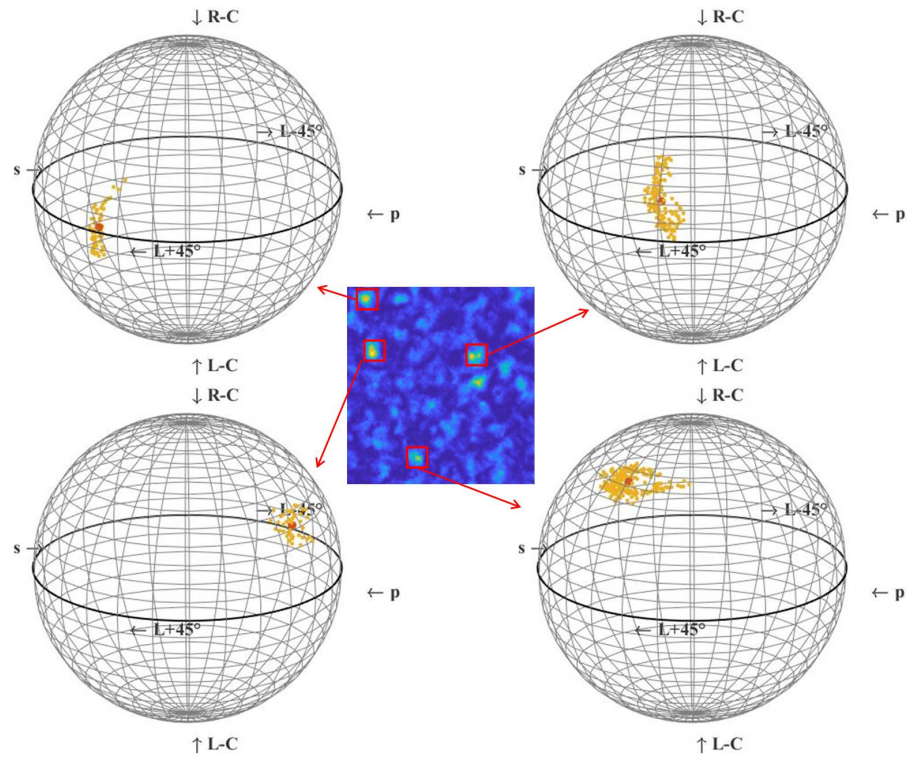


Figure 1.18 – Analyse du degré de polarisation pour quatre grains de Speckle

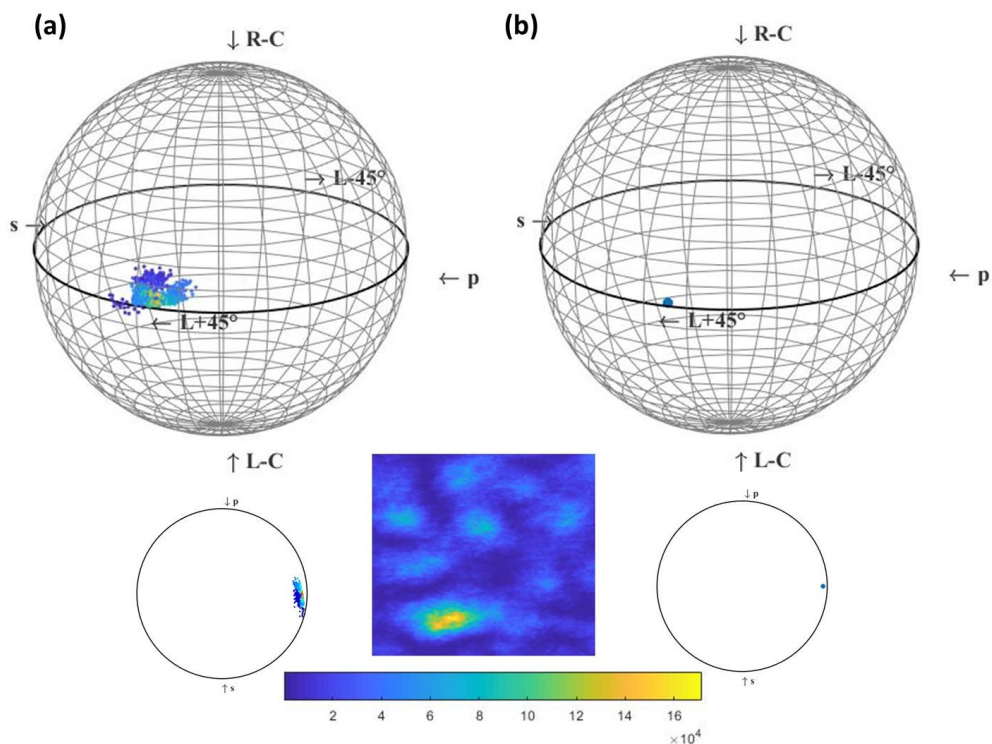


Figure 1.19 – (a) Répartition des états de polarisation locaux d'une figure de speckle générée par un échantillon surfacique; (b) État de polarisation global de la zone choisie

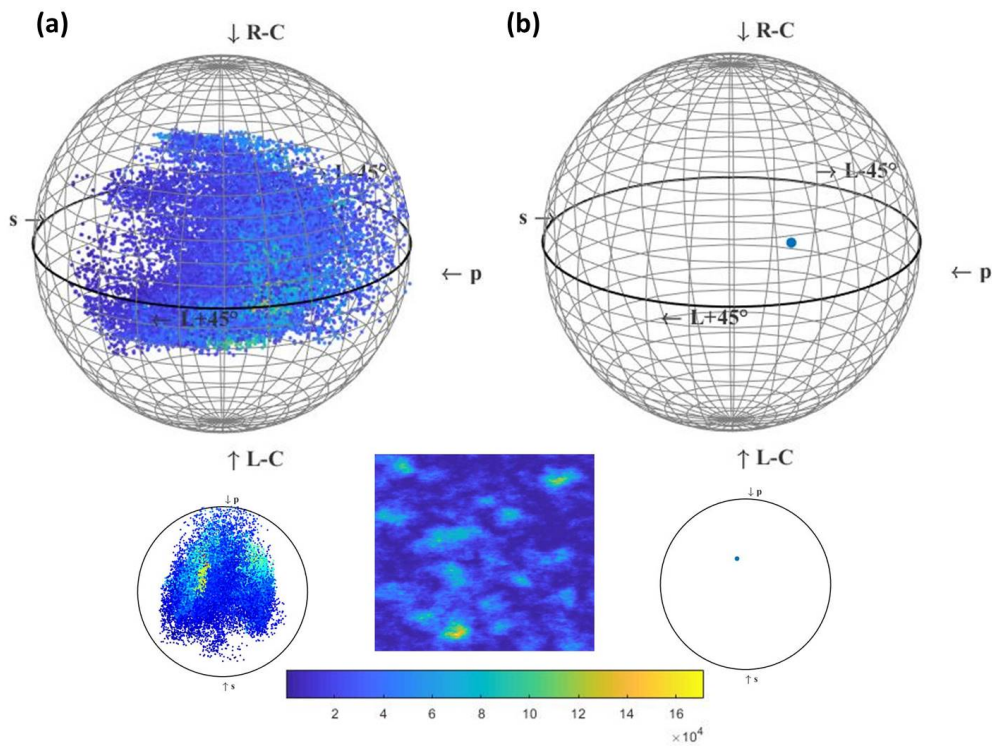


Figure 1.20 – (a) Répartition des états de polarisation locaux d'une figure de speckle générée par un échantillon volumique : exemple de dépolariation spatiale; (b) État de polarisation global de la zone choisie

Pour aller plus loin, on peut tracer l'évolution du degré de polarisation spatial $DOP_{\Delta\Omega}$ tel qu'il est défini (1.46) en fonction de l'ouverture angulaire du détecteur que l'on donnera en nombre de grain de speckle intégrés. On obtient la courbe tracée figure (1.21) pour les diffuseurs surfaciques et volumiques précédemment considérés. On met ici clairement en évidence le phénomène de dépolariation spatiale de la lumière diffusée par un volume désordonné.

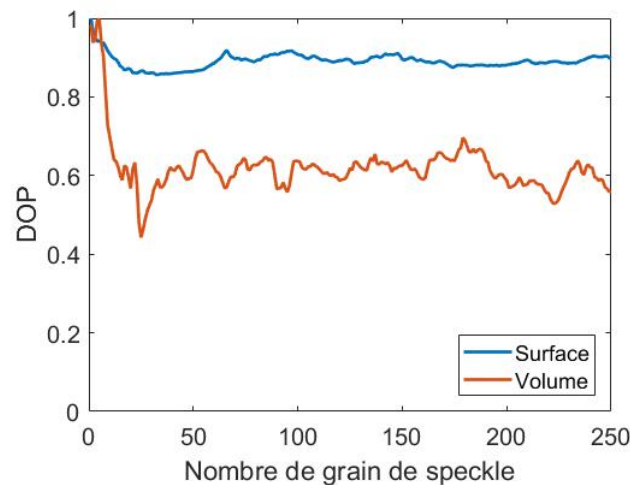


Figure 1.21 – Degrés de polarisation mesurés par un capteur de taille variable pour des échantillons volumique et surfacique en fonction du nombre de grains de speckle intégré

CHAPITRE 2

COMPOSANTS DÉPOLARISANTS SPÉCULAIRES

Sommaire

2.1 Radiométrie de la Terre depuis l'Espace	33
2.1.1 Problématique	33
2.1.2 Prismes de Dual Babinet	35
2.1.3 Propriétés polarimétriques de la lumière diffusée par la Terre	36
2.2 Dépolariseur spéculaire	38
2.2.1 Réflecteur dépolarisant	38
2.2.2 Système dépolarisant à deux composants	44
2.3 Propagation du faisceau réfléchi	47
2.3.1 Problématique	47
2.3.2 Calcul du champ réfléchi en champ lointain	49
2.3.3 Propagation du taux de polarisation et degré de cohérence mutuelle	50
2.3.4 Paramètres de Stokes	51
2.3.5 Cas d'un déphasage linéaire	52
2.3.6 Cas d'un déphasage aléatoire	55
2.3.7 Rôle de la lumière incidente	56
2.3.8 Bilan	58

2.1 Radiométrie de la Terre depuis l'Espace

La dépolarisation d'une lumière, au sens perte de polarisation, est un phénomène physique désormais connu et nous disposons par ailleurs d'outils permettant de la quantifier et de la mesurer. Dans cette partie, nous allons étudier la faisabilité de solutions permettant de contrôler cette perte de polarisation et ce, sans perte d'énergie. Mais avant toute chose, afin de mieux appréhender les défis que représentent la mise au point de ce type de composant, commençons par présenter le contexte de cette étude et le besoin qui l'a initié.

2.1.1 Problématique

Ce travail trouve son origine dans la définition de systèmes de métrologie optique embarqués sur des satellites pour imager ou observer la Terre depuis l'espace, problématique majeure pour le CNES. Les systèmes imageurs sont, le plus souvent, multispectraux. Ils permettent donc d'acquérir des images sur différentes bandes spectrales, comme celles présentées figure (2.1).

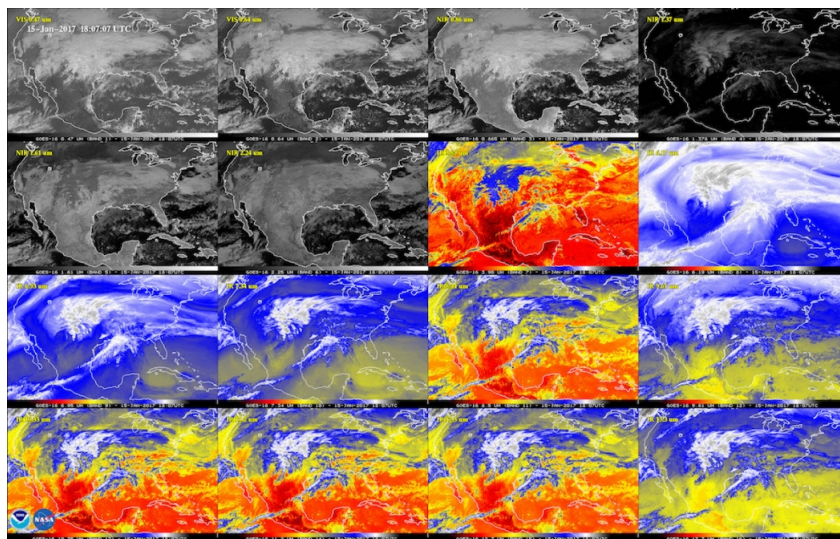


Figure 2.1 – Jeu de 16 mesures de l'Amérique du Nord pour différentes longueurs d'onde : deux canaux dans le visibles, quatre canaux infrarouges proches et dix canaux infrarouges faites par le satellite GOES-16 en janvier 2017

En complément de ces images, des analyses spectrales sont nécessaires. Bien que plus localisées dans l'espace, elles permettent, entre autres, d'extraire des informations sur la nature fine des milieux traversés par la lumière. Ces résultats sont obtenus par le biais d'analyses spectrophotométriques via des spectromètres classiques constitués d'un disperser, le plus souvent un réseau et un capteur linéaire. A ce stade, pour une configuration d'acquisition donnée, les variations spectrales d'intensité sont facilement interprétables mais il se pose désormais le problème de la comparaison de plusieurs signaux acquis dans des conditions différentes. En effet, pour le cas particulier de l'analyse de la Terre depuis l'espace, le signal acquis par les détecteurs est une lumière réfléchi

Terre qui a ensuite été diffusée, voire multidiffusée par les différents éléments de l'atmosphère qu'elle a pu rencontrer sur son trajet. Le problème est ici que lorsqu'elle atteint le capteur, la lumière mesurée présente un degré de polarisation différent selon la distance traversée dans l'atmosphère. A titre d'illustration, un exemple de cartographie des variations du degré de polarisation de la lumière diffusée par la Terre sur la gamme 760-770nm, mesurée par le satellite Sentinel 5p est donnée en figure (2.2). On y voit nettement la gamme de variabilité du degré de polarisation de la lumière à analyser.

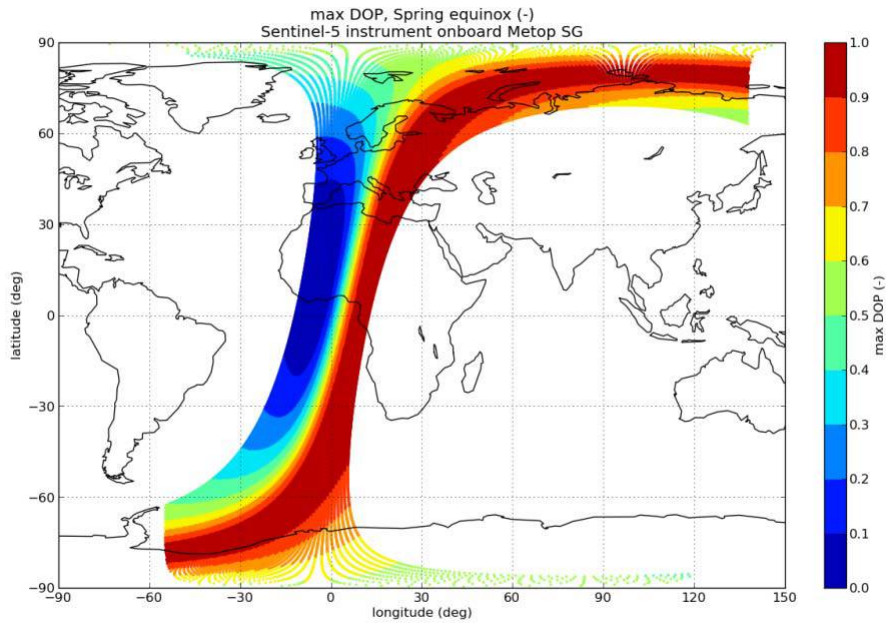


Figure 2.2 – Degré de polarisation mesuré par le satellite Sentinel-5p [31]

Ce point est problématique car le signal absolu mesuré par les spectromètres dépend du degré de polarisation de la lumière considérée. En effet, les variations spectrales de l'intensité I mesurée par un spectromètre peuvent s'écrire sous la forme suivante [31] :

$$S(\lambda, \theta) = R(\lambda)m_{11}(\lambda) \begin{bmatrix} 1 + \frac{m_{12}(\lambda)}{m_{11}(\lambda)} DOP(\lambda) \cos(2\theta) \\ 1 + \frac{m_{13}(\lambda)}{m_{11}(\lambda)} DOP(\lambda) \sin(2\theta) \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

avec $R(\lambda)$ le rayonnement lumineux provenant de la Terre, $DOP(\lambda)$ le degré de polarisation du rayonnement lumineux et m_{ii} les coefficients de la matrice de Mueller. Cette expression met clairement en évidence le lien étroit entre degré de polarisation du signal considéré et intensité mesurée par le capteur. Ceci est également visible figure (2.3) où sont tracées les variations spectrales de l'irradiance de la Terre de 760 à 770 nm, en regard des variations du degré de polarisation de la lumière sur cette même bande passante.

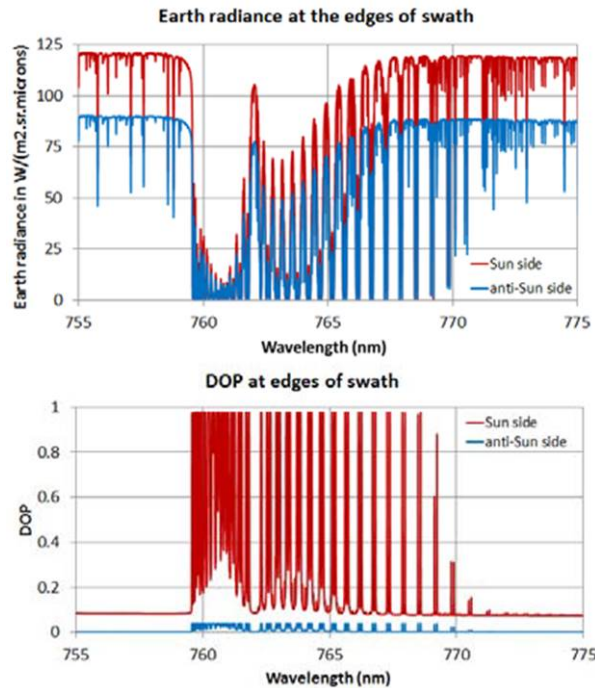


Figure 2.3 – Variations spectrales de l'irradiance de la Terre (figure du haut) en regard des variations du degré de polarisation pour la bande spectrale 760-770nm

Par ailleurs, on constate que le degré de polarisation présente des variations spectrales très rapides qui sont mécaniquement retranscrites sur les variations spectrales de l'intensité.

Ces quelques illustrations mettent en évidence la nécessité de s'affranchir de la polarisation de la lumière mesurée par ce type de détecteur. Un traitement a posteriori des données couplant la mesure du DOP à celles du spectre d'intensité pourrait être envisagé mais ne paraît pas réaliste pour des systèmes embarqués. La solution privilégiée pour pallier à ce problème est donc pour l'instant de dépolariiser la lumière incidente en perdant un minimum d'énergie. Différentes solutions ont déjà été proposées. Elles sont utilisées pour des applications terrestres mais ne sont globalement pas compatibles avec des applications spatiales. Seuls les prismes de "Dual Babinet" sont actuellement utilisés sur des systèmes embarqués.

2.1.2 Prismes de Dual Babinet

Ce système est constitué de deux compensateurs de Babinet mis en cascade afin de brouiller la polarisation [32]. Elle permet de dépolariiser spatialement la lumière en générant une multitude d'états de polarisation qui seront intégrés par le détecteur. Plus précisément cette méthode utilise 4 coins biréfringents combinés en deux blocs de deux coins avec des axes cristallins orientés orthogonalement. Les deux blocs sont tournés l'un par rapport à l'autre de 45°. La lumière incidente est divisée en quatre faisceaux divergents polarisés linéairement. L'association des différents états de polarisation permet de dépolariiser spatialement la lumière. Le principal inconvénient de cette méthode est la division du spot incident en quatre spots.

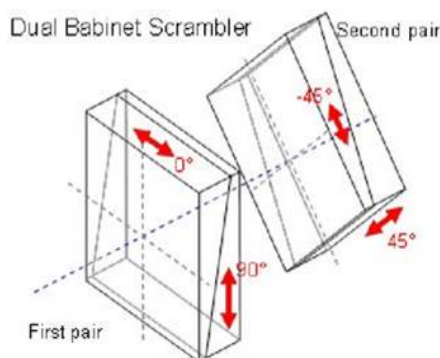


Figure 2.4 – Schéma de principe du système dépolarisant Dual-Babinet

C'est dans ce contexte, en s'appuyant sur la culture du laboratoire sur l'étude des phénomènes de dépolarisation et repolarisation [9, 33, 34] d'une part et de synthèse de fonctions optiques complexes via les couches minces optiques [35–38] d'autre part qu'est née l'idée de proposer un nouveau type de composants multicouches qui permettraient de dépolariser la lumière de manière contrôlée tout en minimisant les pertes d'énergie.

2.1.3 Propriétés polarimétriques de la lumière diffusée par la Terre

Avant toute chose, il est nécessaire de poser clairement le problème en précisant les propriétés de la lumière que nous souhaitons dépolariser. Comme nous l'avons vu au chapitre I, il existe différents moyens de polariser un champ électromagnétique. Le premier point est donc ici d'identifier le type de polarisation dont il est question. Pour ce faire, nous allons revenir au contexte de l'étude et rappeler que l'on considère ici uniquement la lumière qui a été polarisée après traversée de l'atmosphère. La diffusion de Rayleigh par les différentes particules rencontrées est connue [39, 40], il s'agit d'une diffusion par les particules de l'atmosphère et elle a la particularité d'être polarisante. Si on trace la répartition d'intensité correspondante, figure (2.5), on s'aperçoit que la lumière polarisée horizontalement est diffusée de manière homogène par les particules alors que la lumière polarisée verticalement ne l'est pas. La symétrie de la réponse aux deux modes de polarisation est donc rompue à ce stade.

Plus précisément, considérons un champ \vec{E} représentant une lumière non polarisée, donc présentant un taux de polarisation $\beta_0 = \frac{\langle I_{0p} \rangle}{\langle I_{0s} \rangle} = 1$ et une corrélation temporelle $\mu_0 = 0$. La lumière diffusée par une particule éclairée par le champ \vec{E} conserve la corrélation temporelle incidente μ_0 mais présente un taux de polarisation β qui évolue avec la position. Le degré de polarisation de la lumière diffusée, suivra donc les variations de β . Une approximation de son évolution spatiale est tracée figure (2.6).

La configuration qui nous concerne est une généralisation de ce cas à une infinité de particules. S'il est plus compliqué pour ne pas dire impossible de prédire numériquement les variations du degré de polarisation à l'échelle de la planète, on peut néanmoins considérer que le gain de polarisation de la lumière diffuse induit par la diffusion de Rayleigh est majoritairement dû à un changement de répartition des énergies sur les deux modes de polarisation, leur corrélation temporelle restant inchangée. De la même manière, ce pro-

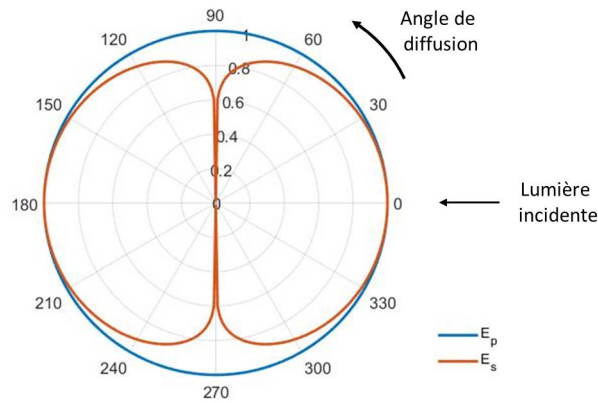


Figure 2.5 – Répartition angulaire du flux diffusé par une particule d'eau pour les polarisation TE et TM (unités arbitraires) [39]

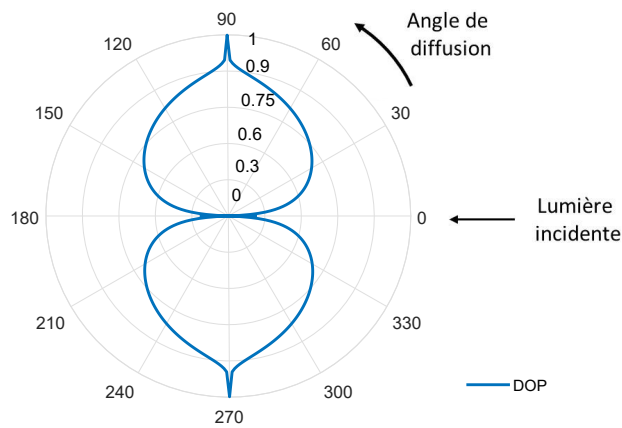


Figure 2.6 – Degré de polarisation en fonction de l'angle de diffusion

cessus de diffusion n'induit pas de retard temporel entre les deux modes de polarisation. La partie polarisée de la lumière diffusée présentera donc un état de polarisation linéaire d'inclinaison quelconque.

On peut représenter ces différentes étapes de manière graphique sur la sphère de Poincaré. On trace ainsi figure (2.7) la répartition des états de polarisation possibles dans le cas d'une lumière incidente présentant un degré de polarisation nul.

Nous supposons que cette lumière est diffusée par N particules différentes correspondant toutes au régime de Rayleigh. On trace figure (2.8) le lieu des états possibles dans la sphère après diffusion par chacune de ces particules. On constate que la lumière qui était initialement dépolarisée a, dans tous les cas, été partiellement polarisée par cette opération et le lieu des états possibles est en fait le plan équatorial de la sphère de Poincaré.

Nous sommes donc dans une configuration bien précise où la lumière que l'on souhaite dépolarisier est partiellement polarisée avec un état de polarisation linéaire quelconque pour sa partie polarisée.

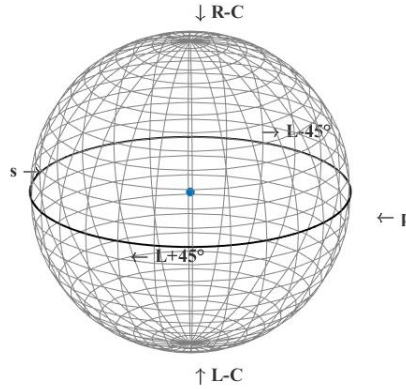


Figure 2.7 – État de polarisation d'une lumière non polarisée sur la sphère de Poincaré

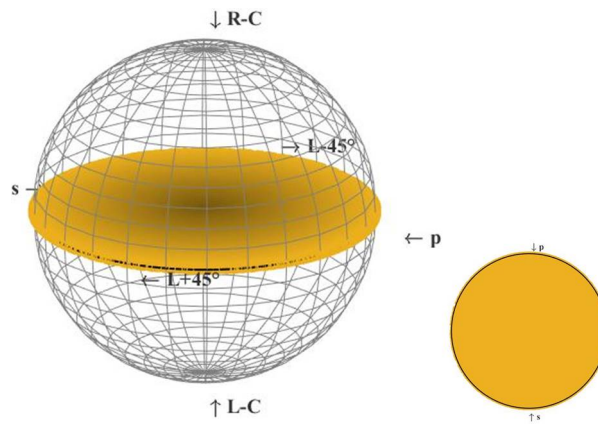


Figure 2.8 – Répartition des états de polarisation possibles sur la sphère de Poincaré dans le cas d'une repolarisation par perte d'énergie

2.2 Dépolariseur spéculaire

2.2.1 Réflecteur dépolarisant

Nous proposons ici de définir un composant qui dépolarise la lumière incidente en agissant uniquement par des opérations de nature spéculaire (réflexion ou transmission). Pour cela, nous allons utiliser un système optique de type filtre interférentiel dont les coefficients de réflexion varient en fonction de la position (x_0, y_0) à la surface du filtre [11, 41]. La configuration d'utilisation proposée est donnée figure (2.9).

Les coefficients de réflexion des champs complexes peuvent être définis sur chaque mode de polarisation pour chaque position (x_0, y_0) de la surface du filtre comme étant :

$$r = \begin{cases} r_s \\ r_p \end{cases} = \begin{cases} \sqrt{R_s(x_0, y_0)} e^{j\delta_s(x_0, y_0)} \\ \sqrt{R_p(x_0, y_0)} e^{j\delta_p(x_0, y_0)} \end{cases} \quad (2.2)$$

La lumière incidente est une onde plane quasi monochromatique \vec{E}_0 quelconque définie comme :

$$\vec{E}_0 = \begin{cases} A_{0S} \\ A_{0P} \end{cases} = \begin{cases} E_{0S} e^{j\Phi_S} \\ E_{0P} e^{j\Phi_P} \end{cases} \quad (2.3)$$

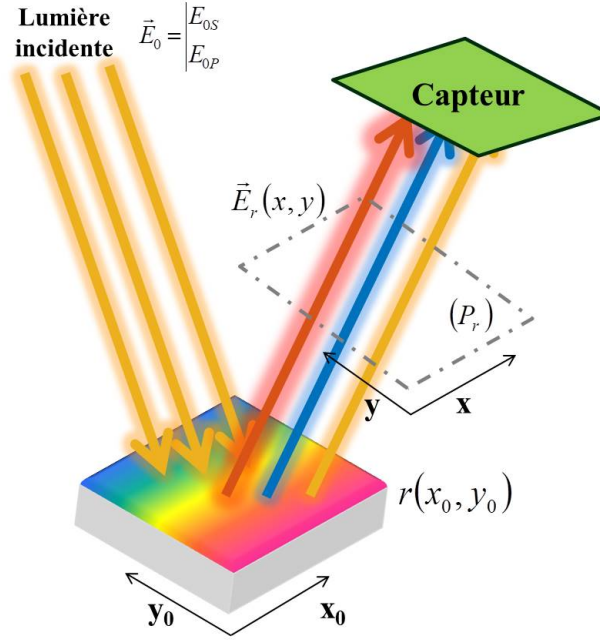


Figure 2.9 – Dépolariseur spéculaire - configuration d'utilisation

En se référant à l'équation 1.29, le degré de polarisation du champ incident (DOP_0) est défini par la relation suivante :

$$DOP_0^2 = 1 - 4\beta_0 \frac{1 - |\mu_0|^2}{(1 + \beta_0)^2} \quad (2.4)$$

avec

$$\beta_0 = \frac{\langle |A_{0P}|^2 \rangle_t}{\langle |A_{0S}|^2 \rangle_t} = \frac{\langle |E_{0P}|^2 \rangle_t}{\langle |E_{0S}|^2 \rangle_t} \quad \text{et} \quad \mu_0 = \frac{\langle A_{0S} A_{0P}^* \rangle_t}{\sqrt{\langle |A_{0S}| \rangle_t \langle |A_{0P}| \rangle_t}} \quad (2.5)$$

Après réflexion par le composant, le champ réfléchi E_r s'écrit dans le plan P_r :

$$\vec{E}_r(x, y) = \begin{pmatrix} E_{rS}(x, y) \\ E_{rP}(x, y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_S(x, y) A_{0S} \\ r_P(x, y) A_{0P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{R_S(x, y)} e^{j\delta_S(x, y)} E_{0S} e^{j\Phi_S} \\ \sqrt{R_P(x, y)} e^{j\delta_P(x, y)} E_{0S} e^{j\Phi_P} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Afin de ne pas alourdir les notations, nous considérerons par la suite, dans cette partie, que le plan (x, y) est obtenu par simple translation du plan (x_0, y_0) . Nous nous autoriserons donc à utiliser les notations (x, y) dans les deux plans. On considérera également à ce stade que l'onde plane incidente reste une onde plane après réflexion et l'on négligera pour l'instant l'effet de la propagation.

Le degré de polarisation du champ réfléchi DOP_r est défini en tout point (x, y) du plan (P_r) par la relation suivante :

$$DOP_R^2 = 1 - 4\beta_R(x, y) \frac{1 - |\mu_R(x, y)|^2}{(1 + \beta_R(x, y))^2} \quad (2.7)$$

avec

$$\beta_R(x, y) = \frac{\langle |E_{rP}(x, y)|^2 \rangle_t}{\langle |E_{rS}(x, y)|^2 \rangle_t} \quad \text{et} \quad \mu_R = \frac{\langle E_{rS}(x, y) E_{rP}(x, y)^* \rangle_t}{\sqrt{\langle |E_{rS}(x, y)|^2 \rangle_t \langle |E_{rP}(x, y)|^2 \rangle_t}} \quad (2.8)$$

En développant nous obtenons :

$$\beta_R(x, y) = \frac{\langle |A_{0PrP}(x, y)|^2 \rangle_t}{\langle |A_{0SrS}(x, y)|^2 \rangle_t} = \frac{\langle |E_{0P} \sqrt{R_p(x, y)}|^2 \rangle_t}{\langle |E_{0S} \sqrt{R_s(x, y)}|^2 \rangle_t} \quad (2.9)$$

et

$$\mu_R(x, y) = \frac{\langle A_{0SrS}(x, y) A_{0PrP}^*(x, y) \rangle_t}{\sqrt{\langle |A_{0SrS}(x, y)|^2 \rangle_t \langle |A_{0PrP}(x, y)|^2 \rangle_t}} \quad (2.10)$$

La fonction de réflexion du filtre étant indépendante du temps, le taux de polarisation et le degré de cohérence mutuelle de la lumière réfléchi s'expriment :

$$\beta_R(x, y) = \frac{R_P(x, y)}{R_S(x, y)} \beta_0 \quad \text{et} \quad \mu_R(x, y) = e^{j(\delta_S(x, y) - \delta_P(x, y))} \mu_0 \quad (2.11)$$

D'où

$$|\mu_R(x, y)|^2 = |\mu_0(x, y)|^2 \quad \forall (x, y) \quad (2.12)$$

Le degré de polarisation du champ réfléchi local s'écrit donc en tout point du plan (P_R) :

$$DOP_R^2(x, y) = 1 - 4 \frac{R_S(x, y) R_P(x, y) \beta_0}{[R_S(x, y) + R_P(x, y) \beta_0]^2} (1 - |\mu_0|^2) \quad (2.13)$$

Il est important de noter que s'il y a conservation de l'énergie à la réflexion et donc $R_p = R_s = 1$ pour tout (x, y) , alors le degré de polarisation local du champ réfléchi est égal au degré de polarisation du champ incident.

Il est nécessaire de s'intéresser maintenant à la répartition des états de polarisation locaux du champ réfléchi. En effet, plus la dispersion de ces états est grande, plus la dépolarisation spatiale générée après intégration par le capteur sera forte. Les états de polarisation locaux peuvent être calculés par l'intermédiaire des vecteurs de Stokes S_{0R}, S_{1R}, S_{2R} et S_{3R} définis en équation (2.14) pour le champ réfléchi.

$$\begin{cases} \frac{S_{0R}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= R_S(x, y) + R_P(x, y) \beta_0 \\ \frac{S_{1R}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= R_S(x, y) - R_P(x, y) \beta_0 \\ \frac{S_{2R}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= 2\sqrt{R_S(x, y) R_P(x, y)} \sqrt{\beta_0} \Re[\mu_R(x, y)] \\ \frac{S_{3R}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= -2\sqrt{R_S(x, y) R_P(x, y)} \sqrt{\beta_0} \Im[\mu_R(x, y)] \end{cases} \quad (2.14)$$

Après réflexion sur le filtre, nous plaçons un capteur intégrateur qui mesure la polarisation (degré et état) de l'intégralité du faisceau réfléchi. Le taux de polarisation β_C et le coefficient de corrélation complexe μ_C de la lumière telle qu'elle est vue par le capteur peuvent s'écrire sous une forme réduite :

$$\beta_C = \alpha_R \beta_0 \quad \text{et} \quad \mu_C = \gamma_R \mu_0 \quad (2.15)$$

avec

$$\alpha_R = \frac{\int_x \int_y |r_P(x, y)|^2 dx dy}{\int_x \int_y |r_S(x, y)|^2 dx dy} \quad \text{et} \quad \gamma_R = \frac{\int_x \int_y r_S(x, y) r_P^*(x, y) dx dy}{\sqrt{\int_x \int_y |r_S(x, y)|^2 dx dy \int_x \int_y |r_P(x, y)|^2 dx dy}} \quad (2.16)$$

Il est intéressant de noter ici que chacun des paramètres de polarisation s'écrit comme le produit du paramètre équivalent pour le champ incident et d'un terme dépendant uniquement du filtre.

Le degré de polarisation de la lumière intégrée par le capteur s'exprime :

$$DOP_C^2 = 1 - 4\beta_C \frac{1 - |\mu_C|^2}{(1 + \beta_C)^2} \quad (2.17)$$

En utilisant les équations (2.15) et (2.17), le degré de polarisation (DOP_C) mesuré après intégration par le capteur devient :

$$DOP_C^2 = 1 - 4\beta_0 \alpha_R \frac{1 - |\gamma_R \mu_0|^2}{(1 + \beta_0 \alpha_R)^2} \quad (2.18)$$

Les vecteurs de Stokes S_{0C} , S_{1C} , S_{2C} et S_{3C} du champ mesuré par le capteur peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{S_{0C}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= (1 + \beta_C) \int_x \int_y |r_s(x, y)|^2 dx dy \\ \frac{S_{1C}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= \int_x \int_y |r_s(x, y)|^2 dx dy - \beta_0 \int_x \int_y |r_p(x, y)|^2 dx dy \\ \frac{S_{2C}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= 2\sqrt{\beta_C} \Re(\mu_C) \int_x \int_y |r_s(x, y)|^2 dx dy \\ \frac{S_{3C}(x, y)}{|E_{0S}|^2} &= -2\sqrt{\beta_C} \Im(\mu_C) \int_x \int_y |r_s(x, y)|^2 dx dy \end{cases} \quad (2.19)$$

Les paramètres polarimétriques de la lumière réfléchiée sont désormais exprimés en fonction de ceux de la lumière incidente et des coefficients de réflexion complexes du réflecteur.

Dans un premier temps, nous allons nous interroger sur la possibilité d'avoir un réflecteur pour lequel le degré de polarisation de la lumière mesurée par le capteur après réflexion est nul quel que soit le degré de polarisation de la lumière incidente. Il convient donc de définir les paramètres α_R et γ_R permettant d'obtenir $DOP_C = 0$ pour tout couple (β_0, μ_0) incident. Or l'équation (2.17) montre que les conditions nécessaires pour avoir $DOP_C = 0$ sont $\mu_C = 0$ et $\beta_C = 1$. Cela peut également s'exprimer à partir des paramètres α_R et γ_R comme étant :

$$DOP_C = 0 \Leftrightarrow \begin{cases} \gamma_R \mu_0 = 0 \\ \alpha_R \beta_0 = 1 \end{cases} \quad (2.20)$$

L'existence d'un système dépolarisant parfait est donc soumise à l'existence d'un couple de fonction (r_S, r_P) à valeurs complexes telles que les deux équations du système précédent soient vérifiées pour toute valeur de β_0, μ_0 . Afin de satisfaire à la première condition, $\gamma_R \mu_0 = 0$, il est nécessaire d'avoir $\gamma_R = 0$ pour toute valeur de μ_0 . Pour cela, il faut que la fonction $r_S(x, y) r_P^*(x, y)$ décrive un contour fermé dans le plan complexe. Le système

suivant satisfait à cette condition pour tout x de l'intervalle $[0, L]$, avec L la dimension latérale du filtre et pour y réel :

$$\begin{cases} r_S(x, y) = e^{2\pi j x/L} \\ r_P(x, y) = 1 \end{cases} \quad (2.21)$$

En revanche, la deuxième équation du système (2.20), $\alpha_R \beta_0 = 1$ est impossible à satisfaire pour toutes les valeurs de β_0 . Cela induit qu'il est impossible d'avoir un dépolariseur spéculaire parfait fonctionnant avec une unique réflexion indépendamment de l'état de polarisation du faisceau incident.

Nous allons donc maintenant, chercher à définir les conditions à remplir pour obtenir une dépolarisation complète sans perte d'énergie. La conservation de l'énergie après réflexion impose d'avoir $R_S(x, y) = R_P(x, y) = 1 \quad \forall(x, y)$. De cela découle donc que $\alpha_R = 1$ et que la dépolarisation devra se faire grâce aux variations du déphasage à la réflexion.

Pour illustrer ce problème, nous proposons donc d'utiliser le réflecteur qui présente le coefficient de réflexion décrit par l'équation (2.21). Le déphasage varie alors linéairement entre 0 et 2π sur l'axe x du filtre avec $R_S(x, y) = R_P(x, y) = 1$. Ce composant qui sera plus largement détaillé en section 2.3 permet d'avoir $\gamma_R = 0$ et $\alpha_R = 1$, d'où :

$$\begin{cases} \mu_C = 0 \\ \beta_C = \beta_0 \end{cases} \Rightarrow DOP_C = \sqrt{1 - 4 \frac{\beta_0}{(1 + \beta_0)^2}} \quad (2.22)$$

Le degré de polarisation qui serait mesuré pour la totalité du champ réfléchi dépend alors uniquement du taux de polarisation de la lumière incidente. La relation entre ces deux paramètres est tracée figure (2.10). On vérifie que dans le cas où $\beta_0 = 1$, on a bien une dépolarisation totale du faisceau incident.

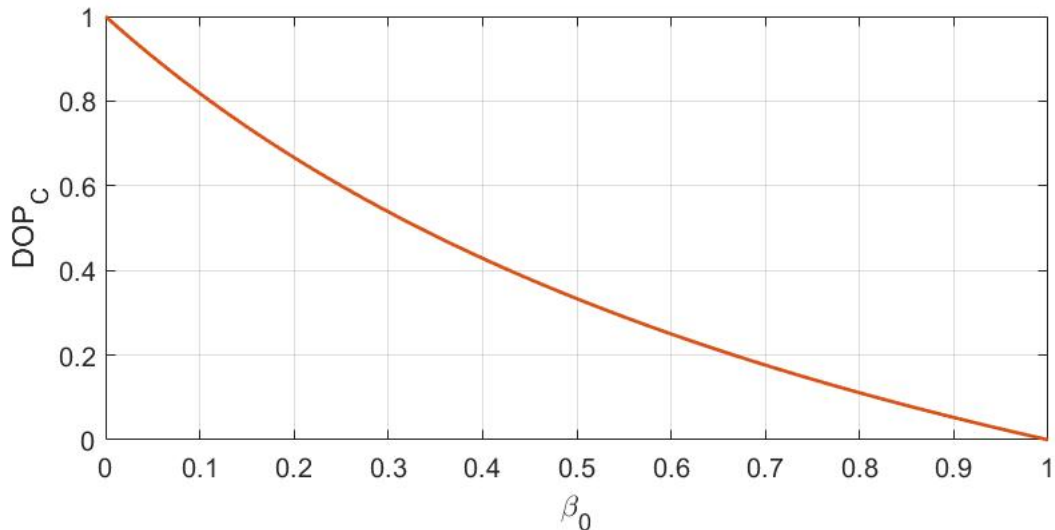


Figure 2.10 – Évolution du degré de polarisation intégré par le détecteur en fonction du taux de polarisation de la lumière incidente dans le cas du réflecteur présenté eq. (2.21)

La dépolarisation obtenue ici est due à la dépolarisation spatiale qui trouve son origine dans la multiplicité des états de polarisation locaux pris par le faisceau réfléchi. Afin de

connaître les différents états de polarisation pouvant être vus par le capteur après réflexion sur le filtre, nous avons simulé 2000 champs incidents répartis aléatoirement dans la sphère de Poincaré, comme le montre la figure (2.11).

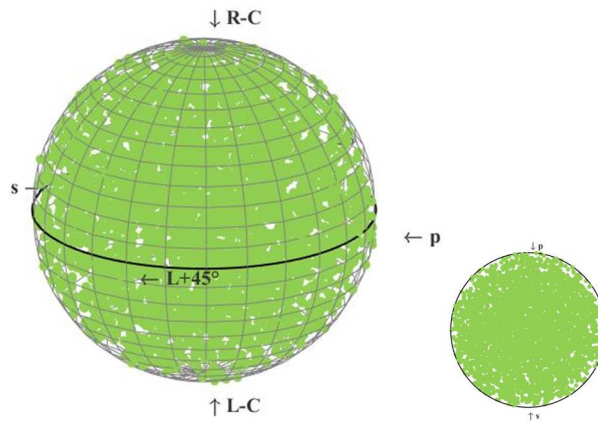


Figure 2.11 – Répartition des états de polarisation pour 2000 champs incidents aléatoires

Pour chacun de ces champs incidents, les états de polarisation de la lumière réfléchiée par le composant et intégrée par le capteur ont été déterminés et sont tracés sur la sphère de Poincaré en figure (2.12).

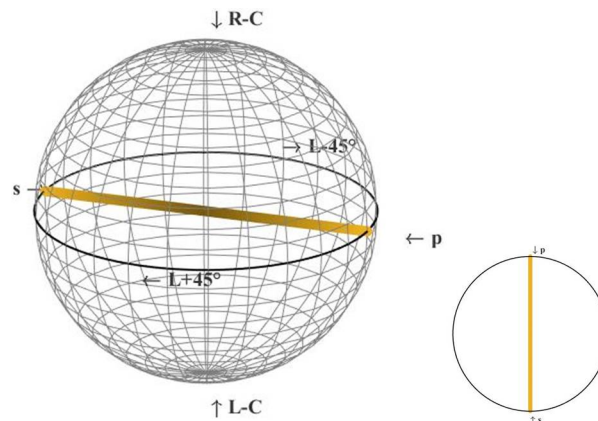


Figure 2.12 – Localisation des champs mesurés par le capteur après réflexion par le filtre présenté précédemment

La figure (2.12) montre que pour toute lumière incidente, les états de polarisation résiduels sont localisés sur une même droite située à l'intersection du plan équatorial et du plan passant par les pôles et les points s et p . Nous pouvons donc en conclure que ce réflecteur fonctionnera comme un dépolariseur pour toute lumière équilibrée, c'est à dire qui transporte autant d'énergie sur les deux modes de polarisation. Les conditions pour obtenir une dépolarisation totale avec ce filtre sont donc :

$$\begin{cases} \mu_0 \in C_{quelconque} \\ \beta_0 = 1 \end{cases} \quad (2.23)$$

Ce premier système nous a permis de mieux appréhender les mécanismes des dépolariseurs spéculaires. Il nécessite cependant d'être complété par un deuxième composant

afin de pouvoir former un dépolariseur spéculaire.

2.2.2 Système dépolarisant à deux composants

La lumière étudiée pour notre application a été partiellement polarisée par une diffusion induite par les différents milieux traversés. Comme nous l'avons vu précédemment, ces diffusions ont pour propriété de polariser la lumière. En effet, les niveaux de diffusion sont dépendants des axes de la polarisation considérée, particulièrement pour des particules de petites tailles comme celles constituant les nuages. Cette polarisation induite provient donc uniquement d'un changement de répartition d'énergie entre les axes de polarisation et non pas de la génération d'une corrélation temporelle ou d'un déphasage entre les deux composantes du champ. En d'autres termes, il y a modification du taux de polarisation β . Cela se traduit par le fait d'avoir $\mu \in \mathfrak{R}$ et β quelconque. De ce fait, la lumière polarisée l'est linéairement, et se situe sur le plan équatorial de la sphère de Poincaré comme le montre la figure ((2.8)).

Compte tenu de la répartition des états de polarisation pouvant être pris par le faisceau incident, il est possible de réaliser un dépolariseur parfait en utilisant deux composants successifs tel que proposé en figure 2.13.

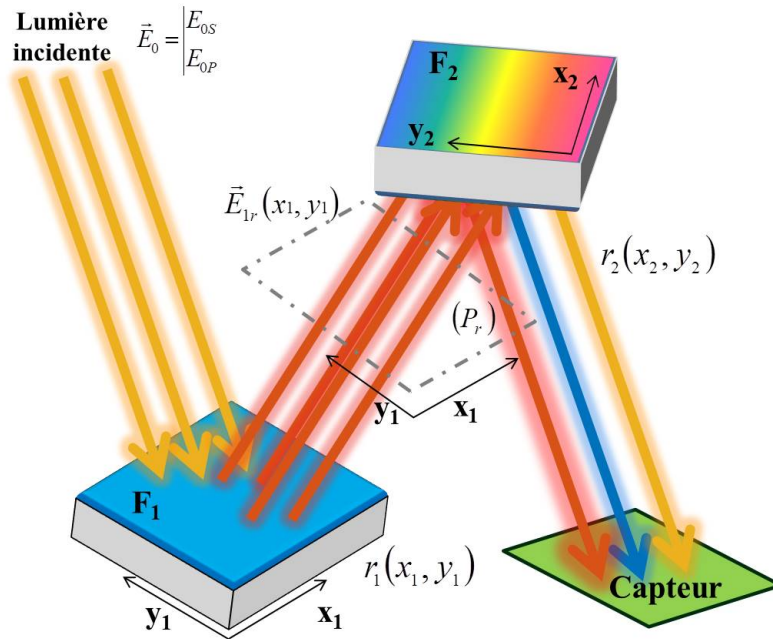


Figure 2.13 – Dépolariseur spéculaire à deux filtres - schéma de principe

Ce système dépolarisant est constitué des deux réflecteurs F_1 et F_2 placés en série et est éclairé par un champ incident défini équation (1.33).

Le premier filtre F_1 induit un déphasage de $\pi/2$ sur la composantes s du champ réfléchi. Le coefficient de réflexion complexe de ce filtre s'exprime :

$$\begin{cases} r_{1S}(x_1, y_1) = e^{j\frac{\pi}{2}} \\ r_{1P}(x_1, y_1) = 1 \end{cases} \quad \forall (x_1, y_1) \quad (2.24)$$

L'équation (2.25), si elle est appliquée à l'ensemble des champs incidents présentés figure (2.8), définit l'ensemble des états de polarisation pris par le faisceau réfléchi dans le repère (O_1, x_1, y_1) et sont qui sont représentés sur la sphère de Poincaré figure (2.14).

$$\begin{cases} E_{1S}(x_1, y_1) = E_{0S}(x_1, y_1)e^{j\frac{\pi}{2}} \\ E_{1P}(x_1, y_1) = E_{0P}(x_1, y_1) \end{cases} \quad \forall(x_1, y_1) \quad (2.25)$$

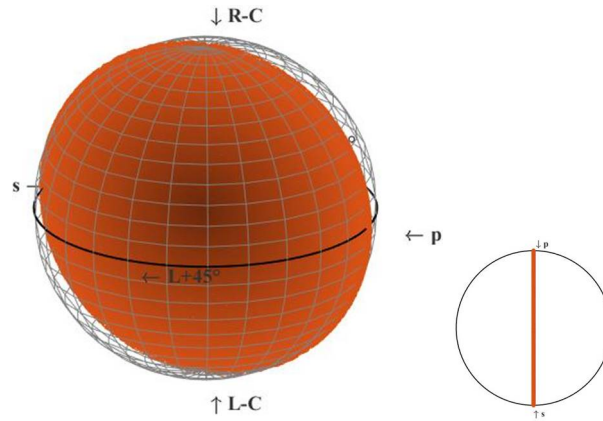


Figure 2.14 – Répartition des états de polarisation du champ réfléchi par le filtre F_1

Le filtre F_2 a des coefficients de réflexion variables en fonction de la position dans l'espace et qui s'écrivent, si on considère le filtre défini en partie 2.2.1 :

$$\begin{cases} r_{2S}(x_2, y_2) = e^{j\frac{\pi}{2}x/L} \\ r_{2P}(x_2, y_2) = 1 \end{cases} \quad \forall(x_1, y_1) \quad (2.26)$$

avec L la dimension latérale du filtre. Le filtre F_2 est défini dans un repère différent (O_2, x_2, y_2) qui a subi une rotation de 45° par rapport au référentiel du composant F_1 (O_1, x_1, y_1) . Les deux repères sont définis dans des plans parallèles et leurs positions respectives sont données figure (2.15)

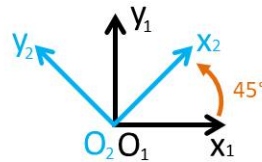


Figure 2.15 – Position relative des deux repères (O_1, x_1, y_1) et (O_2, x_2, y_2)

Dans le repère (O_2, x_2, y_2) , le champ \vec{E}_1 s'écrit :

$$\begin{cases} E_{1S}(x_2, y_2) = \frac{\sqrt{2}}{2}E_{0S}(x_2, y_2)e^{j\frac{\pi}{2}} + \frac{\sqrt{2}}{2}E_{0P}(x_2, y_2) \\ E_{1P}(x_2, y_2) = \frac{\sqrt{2}}{2}E_{0P}(x_2, y_2) - \frac{\sqrt{2}}{2}E_{0S}(x_2, y_2)e^{j\frac{\pi}{2}} \end{cases} \quad \forall(x_2, y_2) \quad (2.27)$$

Les champs réfléchis par le filtre F_1 , après changement de repère et avant réflexion sur le réflecteur F_2 , sont représentés dans la sphère de Poincaré figure (2.16).

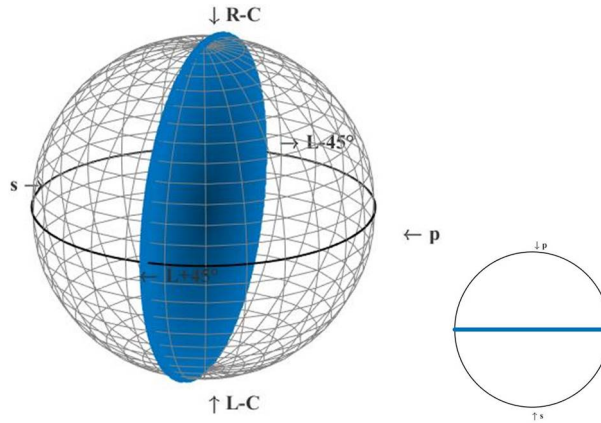


Figure 2.16 – Répartition des états de polarisation du champ réfléchi par le filtre F_1 décrits dans le référentiel du filtre F_2

Le champ réfléchi par le filtre F_2 est défini par :

$$\begin{cases} E_{2S}(x_2, y_2) = E_{1S}(x_2, y_2)e^{j\frac{2\pi x_2}{L}} \\ E_{2P}(x_2, y_2) = E_{1P}(x_2, y_2) \end{cases} \quad \forall (x_2, y_2) \in [0, L] \quad (2.28)$$

Le degré de polarisation mesuré par un capteur intégrant ce dernier champ est nul et se situe au centre de la sphère de Poincaré comme illustré figure (2.17).

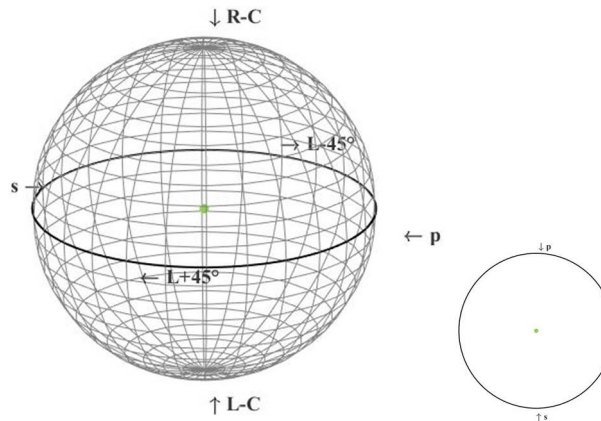


Figure 2.17 – État de polarisation du champ mesuré par le capteur pour l'ensemble des champs incidents possibles définis figure (2.11)

Alignement des composants

Un paramètre important à prendre en compte est l'alignement des axes des deux composants. Comme nous venons de le montrer en figure (2.15), les deux composants doivent avoir leurs axes propres à 45° l'un de l'autre pour obtenir une dépolarisation parfaite. Il est nécessaire de quantifier l'effet que peut avoir un problème d'alignement des axes sur le degré de polarisation vu par le capteur. Pour cela nous avons simulé un décalage des repères et avons calculé les variations qu'induirait un défaut d'alignement des axes propres sur la capacité du composant à dépolariser. Comme le montre la figure (2.18), un décalage d'un dixième de degré des axes propres induit un degré de polarisation minimum

atteignable de 0.2%. Plus l'erreur d'alignement augmente, plus le degré de polarisation minimum atteignable augmente également. Une erreur d'alignement d'un degré induirait un DOP minimum de 0.02.

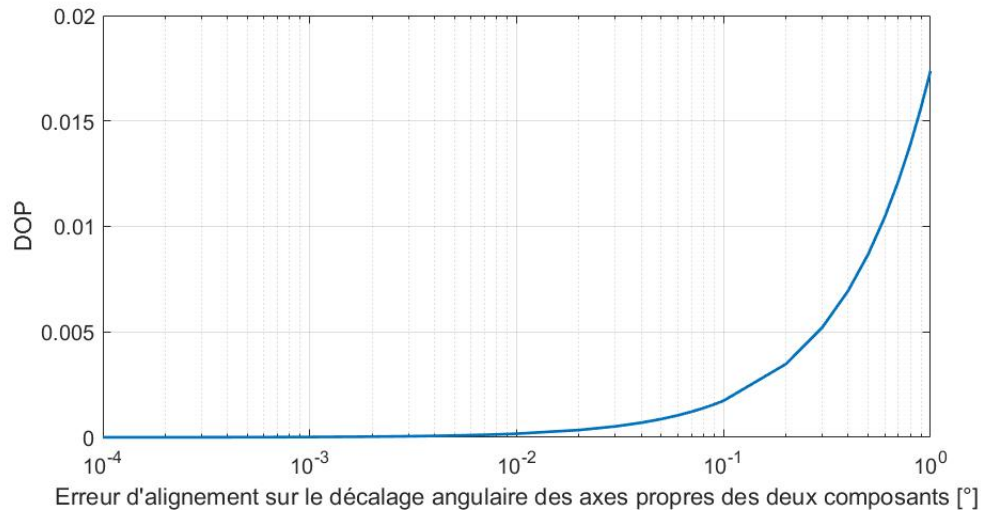


Figure 2.18 – Degré de polarisation après réflexion sur les deux filtres en fonction de l'exactitude de l'alignement à 45° de leurs axes.

La mise en place d'un tel système requiert l'utilisation de deux composants spécifiques, un déphaseur qui sera utilisé à 45° de ses axes propres et un composant permettant de dépolariser spatialement la lumière incidente sans perte d'énergie ou dépolariseur spéculaire. C'est le développement de ce dernier qui constitue le principal verrou à l'utilisation future du système dépolarisant proposé ici. Sa définition et la fabrication d'un premier prototype constitue en conséquence le coeur de ce travail de thèse. C'est sur ce composant que nous nous concentrerons dans la suite de ce manuscrit en commençant par définir de manière plus rigoureuse son effet sur l'onde plane incidente.

2.3 Propagation du faisceau réfléchi

2.3.1 Problématique

Avant de considérer la synthèse du composant, nous devons nous assurer de la pertinence du formalisme utilisé. En effet, l'approche proposée au chapitre 2 est une première approche "intuitive" pour laquelle on considère la réflexion locale d'une onde plane sans tenir compte des effets de diffraction liés aux variations spatiales (transverses) des coefficients de réflexion ou transmission du composant. Cela ne pose pas de problème dans le cas de la simple réflexion par un substrat, mais il s'avère ici que les types de composants que nous sommes maintenant amenés à proposer sont plus complexes à traiter. Ils présentent des variations très rapides des déphasages locaux à la réflexion, ce qui est caractéristique de certains systèmes diffractifs. Si une théorie électromagnétique exacte serait idéale ici, nous pouvons cependant nous appuyer sur des théories approchées basées sur le principe de Huygens-Fresnel. Celles-ci sont en effet largement utilisées avec

succès pour décrire la propagation et la diffraction des faisceaux, moyennant l'hypothèse que le champ local à la position (x,y) à la surface de l'échantillon est proportionnel au champ incident pondéré par le coefficient de réflexion local à la même position (x,y) . Nous allons donc dans cette partie réécrire les paramètres de polarisation définis en partie 2 dans le cadre d'un formalisme plus général et en considérant la propagation d'un paquet d'ondes planes se propageant après réflexion sur le dépolariseur.

Pour se ramener à notre problématique, on considère ici un composant optique dont les coefficients de réflexion r et transmission t varient en fonction de la position (x,y) à la surface de l'échantillon. On notera donc $r_s(x,y)$, $r_p(x,y)$, $t_s(x,y)$ et $t_p(x,y)$ les coefficients de réflexion et transmission complexes du composant au point de coordonnées (x,y) pour chaque polarisation s et p .

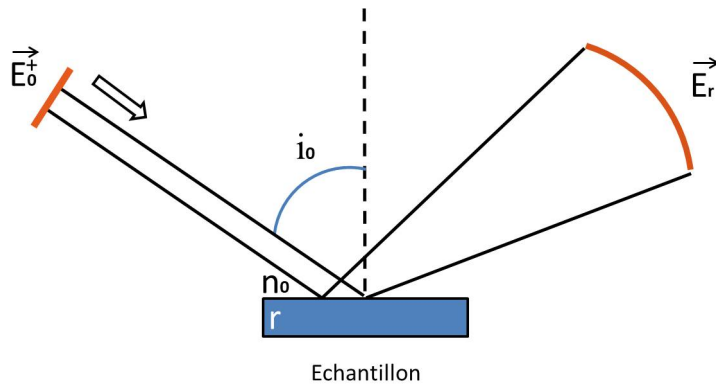


Figure 2.19 – Propagation de l'onde réfléchie lorsque le composant est éclairé par une onde plane

Considérons maintenant une onde plane incidente illuminant cet échantillon avec un angle d'incidence oblique i_0 à partir d'un milieu transparent d'indice de réfraction n_0 . L'onde incidente est monochromatique avec la longueur d'onde d'illumination λ . Le champ électrique incident \vec{E}_0^+ peut être décrit par un vecteur à 2 composantes complexes :

$$\vec{E}_0^+ = \begin{pmatrix} E_{0s}^+ \\ E_{0p}^+ \end{pmatrix} = \vec{A}_0^+ e^{j(\sigma_0 \cdot r + \alpha_0 Z)} \quad \text{avec} \quad \vec{A}_0^+ = \begin{pmatrix} A_{0s}^+ e^{j\phi_{0s}} \\ A_{0p}^+ e^{j\phi_{0p}} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

où le rapport d'amplitudes réelles $|A_{0p}^+/A_{0s}^+| = \beta_0$ et la différence de phase $\Delta\Phi_0 = \Phi_{0s} - \Phi_{0p}$ contrôlent l'état de polarisation incident. Le terme de propagation (exponentiel) est donné par rapport à la fréquence spatiale d'illumination ν_0 , telle que :

$$\sigma_0 = 2\pi\nu_0 = k \sin(i_0) \quad \text{et} \quad \alpha_0 = [k_0^2 - \sigma_0^2]^{0.5} = k_0 \cos(i_0) \quad \text{avec} \quad k_0 = 2\pi n_0 / \lambda \quad (2.30)$$

Ensuite, à chaque position (x,y) de l'échantillon, le coefficient de réflexion complexe $r(x,y)$ est écrit pour chaque polarisation comme :

$$r_s(x,y) = \sqrt{R_s(x,y)} \exp[j\delta_s(x,y)] \quad (2.31a)$$

$$r_p(x,y) = \sqrt{R_p(x,y)} \exp[j\delta_p(x,y)] \quad (2.31b)$$

Par conséquent, le champ complexe réfléchi $E_r(x, y)$ en champ lointain peut être vu comme la superposition de réflexions locales élémentaires $e_r(x, y)$ d'ondes avec des vecteurs complexes donnés par :

$$\vec{e}_r(x, y) = \begin{pmatrix} e_{rs}(x, y) \\ e_{rp}(x, y) \end{pmatrix} = e^{j(\sigma_0.r + \alpha_0 Z)} \begin{pmatrix} A_{0S}^+ \sqrt{R_S(x, y)} e^{j(\phi_S + \delta_S(x, y))} \\ A_{0P}^+ \sqrt{R_P(x, y)} e^{j(\phi_P + \delta_P(x, y))} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

La polarisation de chaque champ réfléchi $e_r(x, y)$ est modifiée par le rapport R_p/R_s ainsi que par la différence de phase $\Delta\delta = \delta_S - \delta_P$. Ces modifications varient en fonction de la position (x, y) .

A ce stade, tous les champs réfléchis élémentaires sont complètement polarisés (DOP = 1), et cette polarisation est locale et temporelle. Comme nous l'avons vu précédemment, puisque le régime optique est purement monochromatique, la seule façon de créer une dépolarisation est de considérer un processus de dépolarisation spatiale [8].

Le degré de polarisation spatial peut alors être calculé de façon analogue au degré de polarisation temporel en remplaçant toutes les intégrales temporelles par des intégrales spatiales. En découle donc :

$$DOP^2 = 1 - 4[\beta/(1 + \beta)^2][1 - |\mu|^2] \quad (2.33)$$

avec

$$\beta = \langle |E_{rp}(x, y)|^2 \rangle / \langle |E_{rs}(x, y)|^2 \rangle \quad (2.34)$$

$$\mu = \langle E_{rs}(x, y) E_{rp}^*(x, y) \rangle / [\langle |E_{rs}(x, y)|^2 \rangle \langle |E_{rp}(x, y)|^2 \rangle]^{0.5} \quad (2.35)$$

où le symbole $\langle \rangle$ est utilisé pour représenter les moyennes spatiales. Dans ces relations, β et μ désignent respectivement le rapport de polarisation et la cohérence mutuelle. Toutes les quantités sont calculées pour le champ réfléchi global E_r , considéré en champ lointain et que nous allons maintenant exprimer en fonction de ses composantes élémentaires e_r .

2.3.2 Calcul du champ réfléchi en champ lointain

Le formalisme de Huygens-Fresnel [13, 42] permet d'écrire la propagation d'un champ électromagnétique en espace libre sur une distance Δz si on suppose sa répartition spatiale de phase et d'amplitude connue avant propagation. Nous commencerons donc par ce point.

Dans notre cas, le composant est éclairé par une onde plane, on peut donc considérer que le champ à la surface l'échantillon ($z = 0$) est égal au champ incident E_0^+ multiplié par le facteur de réflexion complexe $r(\rho)$, avec $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ à savoir :

$$E_r(\rho, z = 0) = E_0^+(\rho, 0)r(\rho) \quad (2.36)$$

Avec cette hypothèse, le paquet d'ondes du champ réfléchi à la distance z peut être développé pour chaque mode de polarisation :

$$E_r(\rho, z) = \int_{\nu} A(\nu) \exp[j(2\pi\nu.\rho + \alpha(\nu)Z)] d\nu = T.F.[A(\nu) \exp(j\alpha(\nu)Z)] \quad (2.37)$$

avec $\alpha = \sqrt{k^2 - \sigma^2}$ et $\sigma = k \sin i_0$. La relation 2.37 peut également s'écrire sous la forme :

$$E_r(\rho, z) = T.F.[A(\nu)] *_{\rho} H(\rho, Z) = E_r(\rho, 0) *_{\rho} H(\rho, Z) \quad (2.38)$$

où $*_{\rho}$ indique un produit de convolution par rapport à ρ , T.F. est une transformée de Fourier spatiale et $H(\rho, z)$ est le propagateur de Huygens-Fresnel [13, 42] défini par :

$$H(\rho, Z) = T.F.\{ \exp[j\alpha(\nu)Z] \} \quad (2.39)$$

A ce stade, le champ à la surface de l'échantillon résulte de l'hypothèse de Huygens, à savoir :

$$E_r(\rho, 0) = r(\rho) E_0^+(\rho, 0) = r(\rho) \exp(j\sigma_0.\rho) A_0^+ \quad (2.40)$$

Les équations (2.38,2.40) deviennent alors :

$$E_r(\rho, Z) = A_0^+ r(\rho) \exp(j\sigma_0.\rho) *_{\rho} H(\rho, Z) \quad (2.41)$$

qui peuvent également s'écrire dans le domaine de Fourier comme étant :

$$\hat{E}_r(\nu, Z) = A_0^+ \hat{r}(\nu - \nu_0) \exp[j\alpha(\nu)Z] \quad (2.42)$$

Ces dernières relations (2.41-2.42) permettent de calculer le champ réfléchi E_r à partir des variations spatiales du coefficient réflexion à la surface de l'échantillon.

2.3.3 Propagation du taux de polarisation et degré de cohérence mutuelle

Le vecteur de Poynting d'un paquet d'ondes peut être exprimé à partir de l'expression des champs [8], à condition que l'ouverture du récepteur recueille la totalité du flux. En se basant sur l'équation (2.42) le flux réfléchi ϕ s'écrit :

$$\Phi = |A_0^+|^2 (1/2\omega\mu) \int_{\nu} \alpha(\nu) |\hat{r}(\nu - \nu_0)|^2 d\nu \quad (2.43)$$

Dans le cas où faisceau est faiblement divergent, on peut considérer le paramètre α constant et égal à α_0 sur l'ouverture angulaire considérée, la relation (2.43) est réduite à :

$$\Phi = |A_0^+|^2 (\alpha_0/2\omega\mu) \int_{\nu} |\hat{r}(\nu - \nu_0)|^2 d\nu \quad (2.44)$$

de sorte que le spectre de réflexion de Fourier devient la quantité clé qui contrôle des variations de flux. Maintenant, en utilisant le théorème de Parseval, le flux peut également être écrit par rapport aux variations spatiales du coefficient de réflexion. Ainsi, :

$$\Phi = |A_0^+|^2 (\alpha_0 / 2\omega\mu) \int_{\rho} |r(\rho)|^2 d\rho \quad (2.45)$$

Le taux de polarisation et le degré de cohérence mutuelle définis (équations 2.33-2.35) s'écrivent par ailleurs :

$$\beta = \beta_0 \left(\int_{\rho} |r_p(\rho)|^2 d\rho \right) / \left(\int_{\rho} |r_s(\rho)|^2 d\rho \right) \quad (2.46)$$

$$\mu = \int_{\rho} r_s(\rho) r_p^* d\rho / \left\{ \left(\int_{\rho} |r_s(\rho)|^2 d\rho \right) \left(\int_{\rho} |r_p(\rho)|^2 d\rho \right) \right\}^{0.5} \quad (2.47)$$

avec

$$\beta_0 = \langle |A_{0p}^+|^2 \rangle / \langle |A_{0s}^+|^2 \rangle \quad (2.48)$$

Les relations (2.46-2.47) associées aux équations (2.33-2.35) permettent désormais de calculer le degré de polarisation global en fonction des variations spatiales du coefficient de réflexion tout en prenant en compte un éventuel processus de diffraction.

2.3.4 Paramètres de Stokes

Le degré de polarisation spatial du faisceau réfléchi sera calculé dans les sections suivantes à partir des relations (2.33-2.35) et (2.46-2.48). Néanmoins, il est également nécessaire d'associer un état de polarisation à chaque degré de polarisation. Pour cela nous utilisons les paramètres de Stokes, S_i , tels qu'ils ont été définis en partie 1.1.3 :

$$\begin{aligned} S_0 &= \langle |E_s|^2 + |E_p|^2 \rangle & S_1 &= \langle |E_s|^2 - |E_p|^2 \rangle \\ S_2 &= \langle E_s E_p^* + E_s^* E_p \rangle & S_3 &= \langle E_s E_p^* - E_s^* E_p \rangle \end{aligned} \quad (2.49)$$

où E^* représente le conjugué complexe de E et $j^2 = -1$. Les paramètres sont ensuite normalisés par S_0 de manière à introduire un rayon de sphère unitaire. Toutes les données de la sphère sont données par rapport aux coordonnées sphériques extraites des valeurs de S_i . Nous avons jusqu'ici considéré le cas d'une onde plane, les paramètres de Stokes s_i s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} s_0 &= 1 & s_1 &= (1 - \beta) / (1 + \beta) \\ s_2 &= 2 \cos(\psi) \sqrt{\beta} / (1 + \beta) & s_3 &= -2 \sin(\psi) \sqrt{\beta} / (1 + \beta) \end{aligned} \quad (2.50)$$

avec pour l'onde incidente :

$$\psi = \phi_s - \phi_p = \psi_0 \quad \text{et} \quad \beta = \beta_0 = |A_{0p}^+ / A_{0s}^+|^2 \quad (2.51)$$

et pour les ondes réfléchies élémentaires :

$$\psi = (\phi_s - \phi_p) + (\delta_s - \delta_p) = \psi_0 + \Delta\delta \quad \text{et} \quad \beta = \beta_0 R_p / R_s \quad (2.52)$$

Les ondes planes élémentaires réfléchies sont pleinement polarisées aux sens temporel et spatial du terme, pour quantifier précisément la dépolarisation spatiale, on doit donc utiliser le faisceau réfléchi global tel qu'il a été défini équations (2.38-2.41)

Les paramètres de Stokes du faisceau réfléchi s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} S_0 &= 1 & S_1 &= (1 - \beta)/(1 + \beta) \\ S_2 &= 2\Re(\mu)\sqrt{\beta}/(1 + \beta) & S_3 &= -2\Im(\mu)\sqrt{\beta}/(1 + \beta) \end{aligned} \quad (2.53)$$

avec β et μ issus des relations (2.46-2.48), donc prenant en compte l'ouverture angulaire du faisceau réfléchi et sa propagation.

Le DOP s'écrit comme précédemment :

$$DOP^2 = (1/S_0)^2(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2) \quad (2.54)$$

Sa valeur dépend des variations spatiales du champ réfléchi sur la surface de détection, à la fois en phase et en module.

L'expression des paramètres de polarisation en fonction de ceux de l'onde plane incidente et des coefficients de réflexion complexes du composant sur les 2 modes de polarisation est désormais complète. C'est donc le formalisme que nous venons de définir qui sera utilisé pour prédire les performances des composants proposés et faire leur synthèse. Pour préparer cette étapes de synthèse, nous allons maintenant, par le biais de quelques exemples, définir les spécifications du réflecteur dépolarisant.

2.3.5 Cas d'un déphasage linéaire

Cas où $\beta_0 = 1$

Dans un premier temps nous considérons que l'onde incidente a autant d'énergie sur son axe s que sur son axe p , ce qui se traduit par $\beta_0 = 1$. Selon l'équation (2.46), si $R_s = R_p = 1$ alors $\beta = 1$ pour le champ réfléchi. De ce fait le paramètre clé qui contrôle la polarisation du faisceau réfléchi est sa cohérence mutuelle μ et on a :

$$\beta = 1 \Rightarrow DOP = |\mu| \quad (2.55)$$

avec :

$$\mu = \int_{\rho} r_s(\rho)r_p^*(\rho)d\rho / \left\{ \left(\int_{\rho} |r_s(\rho)|^2 d\rho \right) \left(\int_{\rho} |r_p(\rho)|^2 d\rho \right) \right\}^{0.5} \quad (2.56)$$

A ce stade, on peut souligner le rôle du déphasage polarimétrique $\Delta\delta = \delta_s - \delta_p$. En effet, si on se place, par soucis de simplification, dans le cas où R_s et R_p sont constants et égaux à R sur la surface de l'échantillon, la relation (2.56) peut s'écrire :

$$\mu = (1/\Sigma) \int_{x,y} \exp[j\Delta\delta(x,y)] dx dy = \langle \exp[j\Delta\delta(x,y)] \rangle_{x,y} \quad (2.57)$$

avec Σ la surface éclairée. Cette formulation met en évidence le rôle majeur de la corrélation entre les phases polarimétriques des coefficients de réflexion en polarisation s et p . Dans le cas de fonctions de phase déterministes telles que celles proposées en 2.3.1, des valeurs extrêmes spécifiques de la phase peuvent suffire à annuler le DOP.

A titre d'exemple, on considère une onde plane incidente totalement polarisée avec $\beta_0 = 1$, qui est réfléchi sur un composant qui présente une réflexion unitaire en intensité en tout point et un déphasage polarimétrique à la réflexion qui varie linéairement selon l'axe x . On définit donc les coefficients de réflexion ainsi :

$$\begin{pmatrix} r_s \\ r_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{R_S(x,y)} e^{j\delta_S(x,y)} \\ \sqrt{R_P(x,y)} e^{j\delta_P(x,y)} \end{pmatrix} = \sqrt{R} e^{j\delta_S(x,y)} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{j\Delta\delta(x,y)} \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

avec

$$\Delta\delta(x,y) = \Delta\delta_0 + \gamma x \quad (2.59)$$

où $\Delta\delta_0$ est la phase à l'origine et γ la pente de la phase selon la dimension x pour x variant de 0 à L .

En reprenant l'équation (2.59), la relation (2.57) devient :

$$\mu = \exp(j\Delta\delta_0) \text{sinc}(\gamma L/2) / (\gamma L/2) = \exp(j\Delta\delta_0) \text{sinc}(\gamma L/2) \quad (2.60)$$

avec L le coté de la surface éclairée que l'on considérera carrée, on a donc $\Sigma = L^2$. On peut en déduire que le *DOP* du champ réfléchi intégré peut s'écrire sous la forme d'un sinus cardinal :

$$DOP = |\text{sinc}(\gamma L/2)| \quad (2.61)$$

L'équation (2.61) montre que le *DOP* peut être contrôlé avec la pente de la phase polarimétrique, avec des valeurs nulles données par $L_k = k2\pi/\gamma$. Cependant, en pratique, cette pente peut s'avérer difficile à contrôler, raison pour laquelle il est nécessaire de travailler avec de fortes pentes ou de grandes zones d'éclairage afin de réduire le *DOP* global. Typiquement une valeur $\gamma L > 4\pi$ assure un *DOP* inférieur à 5%. Ces résultats peuvent être directement étendus au cas de variations linéaires par rapport aux coordonnées x et y . La relation (2.61) peut alors être réécrite comme :

$$DOP = |\text{sinc}(\gamma_x L_x/2) \text{sinc}(\gamma_y L_y/2)| \quad (2.62)$$

avec γ_x et γ_y les pentes le long de x et y , et $\Sigma = L_x L_y$ l'aire de la région d'illumination rectangulaire.

Les résultats sont présentés en figure (2.20) pour une pente $\gamma_x = 1$ et $\gamma_y = 0$ dans le cas où x varie entre 0 et L_x et y entre 0 et $L_y = L_x = L$. La lumière incidente est polarisée linéairement à $+45^\circ$ et est représentée par un point jaune sur la sphère. Le déphasage $\Delta\delta$ introduit par les réflexions locales varie linéairement de 0 à 2π avec un pas de $\pi/20$ pour les calculs numériques. Les états de polarisation locaux sont représentés en bleu et décrivent un cercle à la surface de la sphère dont le centre est le centre de la sphère. Les points rouges représentent l'évolution du *DOP* spatial intégré sur le faisceau réfléchi sur une surface de coté $[0-x; 0-x]$ pour x variant de 0 à L . Plus cette zone est grande, plus le degré de polarisation est faible. Il vaut 1 pour une réflexion locale, puis diminue jusqu'à

atteindre zéro lorsque x se rapproche de L ce qui correspond à un écart de 2π entre les déphasages maximum et minimum présents sur l'ensemble de la zone d'intégration. Le DOP final correspond à l'intégration sur l'ensemble de l'échantillon et sa valeur nulle au centre de la sphère est caractéristique d'une dépolarisation totale.

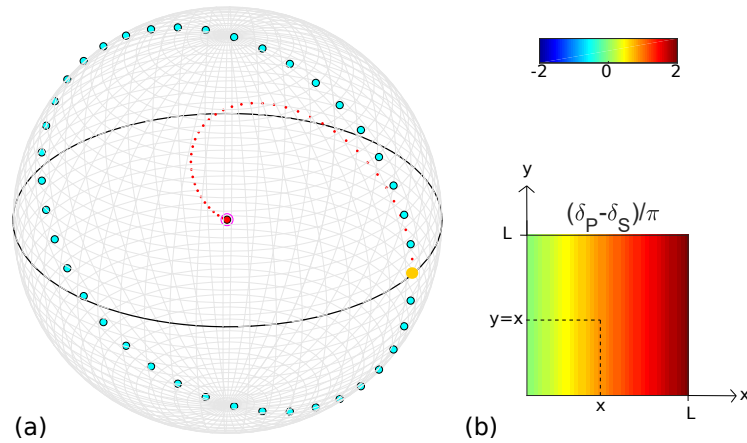


Figure 2.20 – (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour un déphasage allant de 0 à 2π avec un pas de $\pi/20$ dans le cas de la répartition de déphasages locaux présentés en (b)

La figure (2.21) est analogue à la figure (2.20) dans le cas d'une pente 3 fois plus forte sur la dimension x ($\gamma_x = 3, \gamma_y = 0$). Il est important de noter ici que le DOP intégré (en rouge) décrit des cercles passant par zéro avec des rayons de plus en plus faibles et que l'on a autant de cercles que l'on a de répétitions du motif $[0 - 2\pi]$ sur la zone d'intégration.

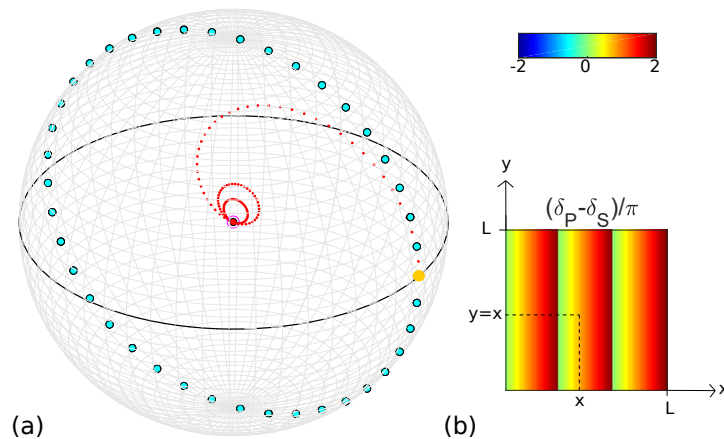


Figure 2.21 – (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour un déphasage allant de 0 à 6π avec un pas de $\pi/20$ dans le cas de la répartition de déphasages locaux présentés en (b)

De manière plus quantitative, la figure (2.22) donne l'évolution du degré de polarisation intégré par le capteur en fonction de la valeur dépliée de l'amplitude $\Delta\delta_{max}$ du déphasage intégrée sur le détecteur et met en évidence que la répétition du motif de la phase permet de réduire les potentielles erreurs et approximations lors de la conception du filtre. On retrouve par ailleurs, la fonction en sinus cardinal définie équation 2.61

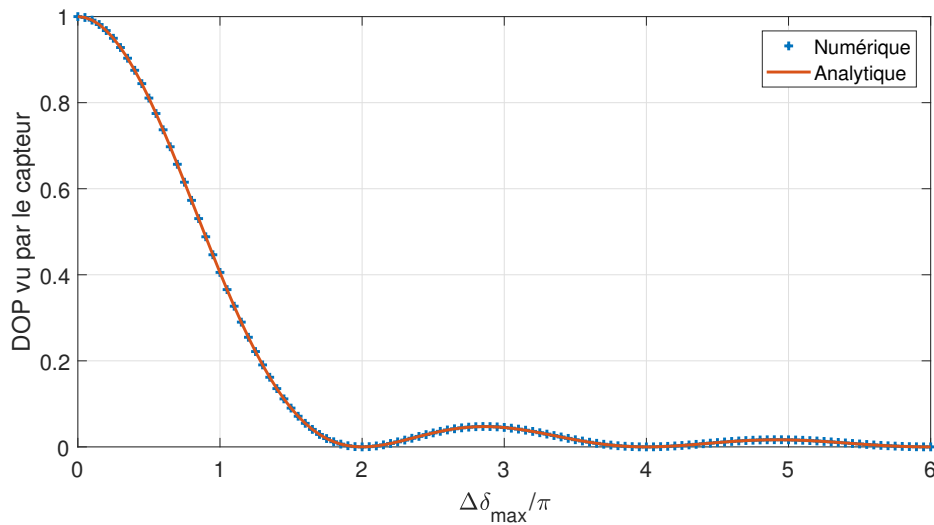


Figure 2.22 – Degré de polarisation intégré par le capteur en fonction de l'amplitude dépliée du déphasage polarimétrique appliqué par la réflexion sur la surface de côté L

2.3.6 Cas d'un déphasage aléatoire

Dans l'exemple que nous venons de voir, le déphasage est défini de manière linéaire et régulière. Qu'en est-il lorsqu'il est défini de manière aléatoire ? Pour répondre à cette question, on considère des déphasages locaux aléatoirement répartis sur la surface du réflecteur qui seront définis localement ainsi :

$$\Delta\delta(x, y) = \Delta\delta_0 + RD(x, y) \quad (2.63)$$

où RD est une variable aléatoire de l'espace prenant des valeurs réelles comprises entre 0 et 1. Une telle distribution de phase pourrait être atteinte, par exemple, avec un dispositif photosensible sous illumination d'un champ de speckle. Sur la figure (2.23) ci-dessous nous avons considéré $\delta_R(x)$ comme un bruit blanc uniformément réparti entre $[0; 1]$. La polarisation incidente est encore telle que $\beta_0 = 1$, et est associée à un point jaune dans la figure (2.23) à la surface de la sphère. Les points bleus représentent les états de polarisation des ondes planes élémentaires réfléchies et sont aléatoirement répartis sur la circonférence de la sphère passant par la position de l'onde incidente. Le signal intégré est représenté par les points rouges pour les différentes zones d'intégration qui sont par ailleurs, les barycentres de l'ensemble des points bleus considérés. En comparaison avec les variations de phase déterministes précédentes, la figure (2.23) montre que le processus de convergence est différent avec une distribution aléatoire. Celle-ci permet néanmoins une dépolarisation rapide.

Afin de simuler un cas plus réaliste, il est nécessaire de s'intéresser à des variations du déphasage proche de celui du speckle comme le montre la figure (2.24). La répartition du déphasage n'est plus aléatoire mais suit une figure de speckle qui a été obtenue en convoluant un bruit blanc à une fonction gaussienne. On peut voir que la répartition des

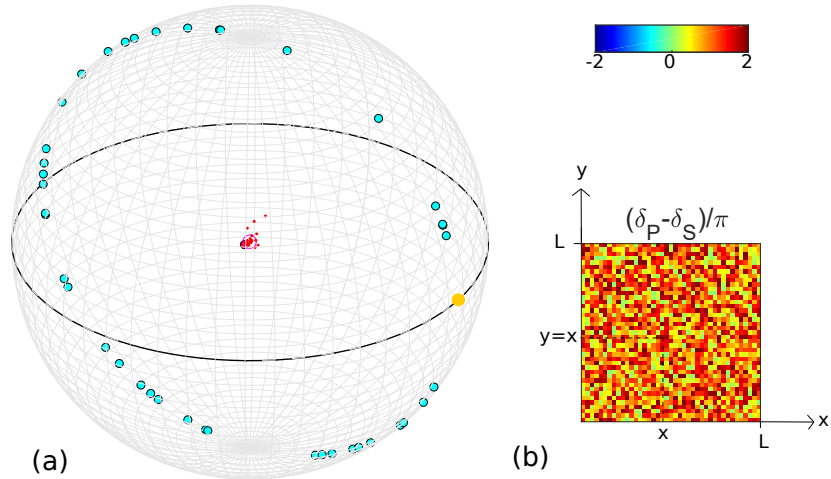


Figure 2.23 – (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour une distribution de phase aléatoire dans le cas de la répartition de déphasage locaux présentée en (b) (pour plus de clarté, seules les polarisations correspondant à la première ligne du filtre sont en tracé. Les autres sont dans le même plan vertical).

états de polarisation locaux suit un positionnement aléatoire et que le barycentre de ces points se trouve au centre de la sphère.

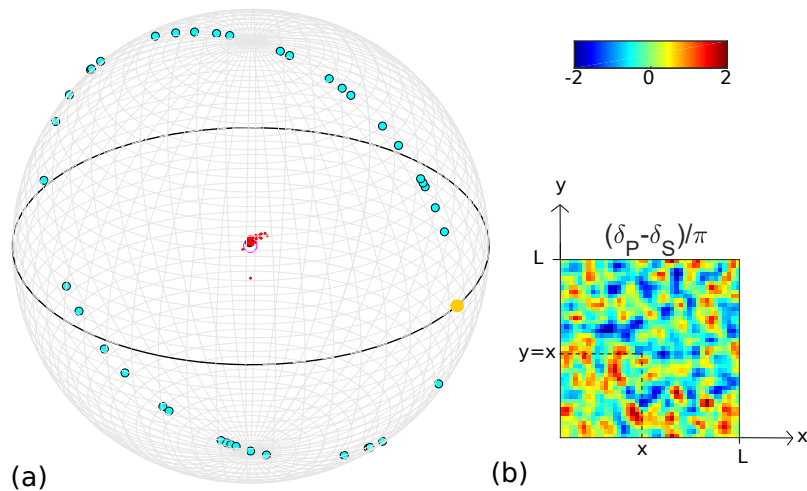


Figure 2.24 – (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour une distribution de phase suivant le motif d'un speckle dans le cas de la répartition de déphasage locaux présentée en (b) (pour plus de clarté, seules les polarisations correspondant à la première ligne du filtre sont en tracé. Les autres sont dans le même plan vertical).

2.3.7 Rôle de la lumière incidente

Cas où $\beta_0 \neq 1$

Nous allons maintenant considérer le cas d'une lumière incidente qui ne présente plus le même niveau de symétrie, c'est à dire, telle que $\beta_0 \neq 1$. En reprenant les équations (2.33,

2.46 et 2.48), le degré de polarisation global du faisceau réfléchi s'écrit alors :

$$DOP = 1 - 4\beta_0/(1 + \beta_0)^2[1 - DOP_1^2] \quad (2.64)$$

où DOP_1 est le degré de polarisation de la sous-section précédente calculé pour $\beta_0 = 1$ pour le même réflecteur. Il est facile de vérifier que ce nouveau DOP ne peut être annulé que dans le cas où $\beta_0 = 1$. On peut néanmoins envisager de réduire le degré de polarisation incident, le minimum atteignable étant défini pour chaque valeur de β_0 par :

$$DOP_{min} = [(1 - \beta_0^2)/(1 + \beta_0^2)]^2 \quad (2.65)$$

Les résultats sont donnés en figure (2.25) dans le cas où on éclaire le même composant que précédemment avec une onde telle que $\beta_0 = 0,5$. D'une manière similaire à la figure (2.20), la polarisation incidente est représentée par le point jaune à la surface de la sphère. Les ondes planes élémentaires ont, après réflexion, des polarisations localisées par les points bleus à la surface de la sphère. Nous observons que ces points bleus décrivent à nouveau un cercle dont le centre est sur la droite définie par le centre de la sphère et les polarisations s et p à la distance $DOP_{min} = 0.33$ du centre.

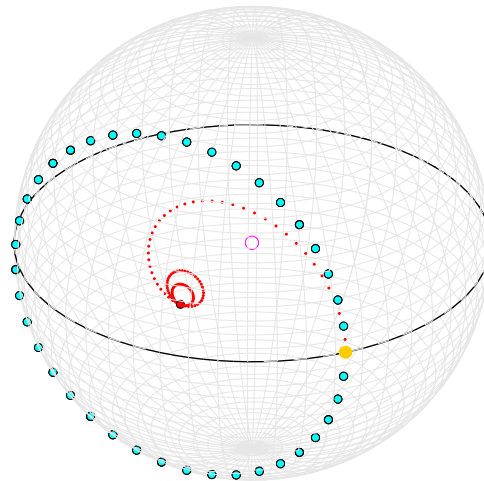


Figure 2.25 – Polarisations incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré avec une polarisation incidente linéaire qui vérifie $\beta_0 = 0,5$.

Role du déphasage polarimétrique incident

Nous allons maintenant quantifier le rôle du déphasage polarimétrique de l'onde incidente sur les performances du dépolariseur proposé. Pour ce faire, on trace figure (2.26), pour le composant présentant une pente unitaire sur le déphasage (figure 2.20) le degré de polarisation global du faisceau réfléchi en fonction du déphasage polarimétrique $\phi_S - \phi_P$ de la lumière incidente ainsi que de son taux de polarisation β_0 . On peut noter ici que le déphasage polarimétrique de l'onde incidente n'a aucune influence sur le pouvoir dépolarisant du réflecteur, seul le ratio des amplitudes compte. Il n'est, par ailleurs, possible de dépolariser complètement la lumière incidente que dans le cas où $\beta_0 = 1$.

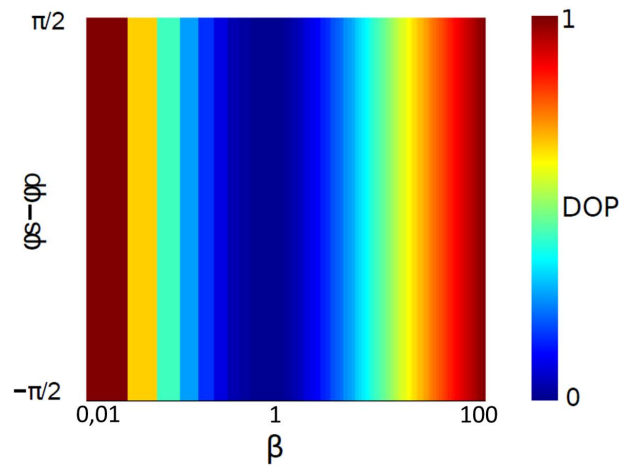


Figure 2.26 – Évolution du DOP en fonction du déphasage polarimétrique et du taux de polarisation

2.3.8 Bilan

Comme nous venons de le voir au travers de quelques exemples, la valeur du degré de polarisation du faisceau réfléchi intégré dépend à la fois du composant réflecteur et de la lumière qui l'éclaire. En effet, en premier lieu, les performances dépolarisantes sont liées à la lumière incidente via le paramètre β_0 qui quantifie la répartition de l'énergie qu'elle transporte sur chaque mode de polarisation. Par ailleurs, la variation maximale $\Delta\delta_{max}$ du déphasage polarimétrique introduit par les réflexions élémentaires sur l'ensemble du faisceau réfléchi est à définir lors de la synthèse du composant et fixe également les performances attendues en termes de dépolarisation.

De manière à visualiser ces différentes dépendances, on trace figure (2.27) les variations du degré de polarisation global en fonction des paramètres β_0 et $\Delta\delta_{max}$.

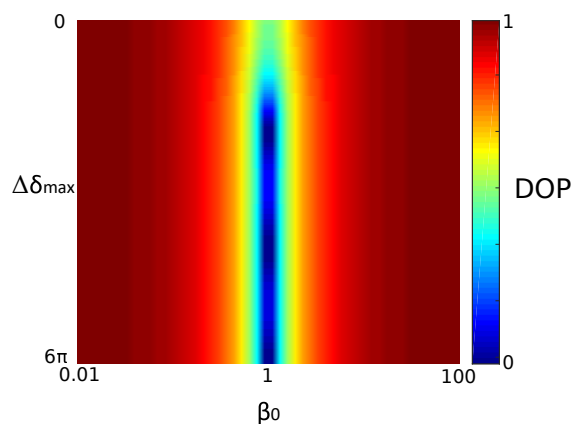


Figure 2.27 – Évolution du DOP global en fonction du déphasage et du taux de polarisation

On notera que la courbe présentée en fin de partie 2, figure (2.10), est équivalente à celle-ci dans le cas particulier où $\Delta\delta_{max} = 2\pi(\gamma_x = 1)$. Ces résultats montrent qu'une dépolarisation complète n'est atteignable que lorsque $\beta_0 = 1$ et $\Delta\delta_{max}$ est un multiple de 2π . Nous savons donc maintenant quelles sont les spécifications à imposer sur le gabarit des composants et pouvons en attaquer la synthèse à proprement parler.

CHAPITRE 3

SYNTHÈSE D'UN COMPOSANT INTERFÉRENTIEL DÉPOLARISANT

Sommaire

3.1	Structures multicouches planaires - Outils de synthèse	63
3.1.1	Couches minces optiques : introduction	63
3.1.2	Méthode de calcul des coefficients de réflexion et transmission en amplitude et en phase	64
3.2	Synthèse d'un filtre à gradient	74
3.2.1	Épaisseur variable	74
3.2.2	Empilements quart-d'onde non uniformes	75
3.3	Synthèse du degré de polarisation	79
3.3.1	Impact de l'uniformité sur la dépolarisation	79
3.3.2	Bande passante de dépolarisation sans perte d'énergie	80
3.3.3	Fabry-Pérot en polarisation	88
3.4	Performances et Limitations	89
3.4.1	Déformation du front d'onde	89

3.1 Structures multicouches planaires - Outils de synthèse

3.1.1 Couches minces optiques : introduction

Les composants planaires ou couches minces optiques sont le plus souvent utilisés pour leurs propriétés optiques en champ lointain. Dans ce cadre, la synthèse de coefficients de réflexion ou transmission présentant un grand niveau de complexité est aujourd'hui bien maîtrisée. L'accord entre les performances du design et celles du composant réalisé reste excellent même lorsque les niveaux sont de 14 décades inférieurs à l'unité [43–45], comme illustré figure (3.1-a). Lorsque la présence d'absorption requiert l'utilisation de métaux, des fonctions tout aussi complexes sont ajustables, avec un accord calcul/mesure de qualité équivalente, tel qu'illustré en figure (3.1-b) ; cette dernière figure représente une tête d'élan approximée par un gabarit optique, et a été présentée par l'équipe RCMO du laboratoire au concours de réalisation de la conférence OIC à Tucson en 2016 [46].

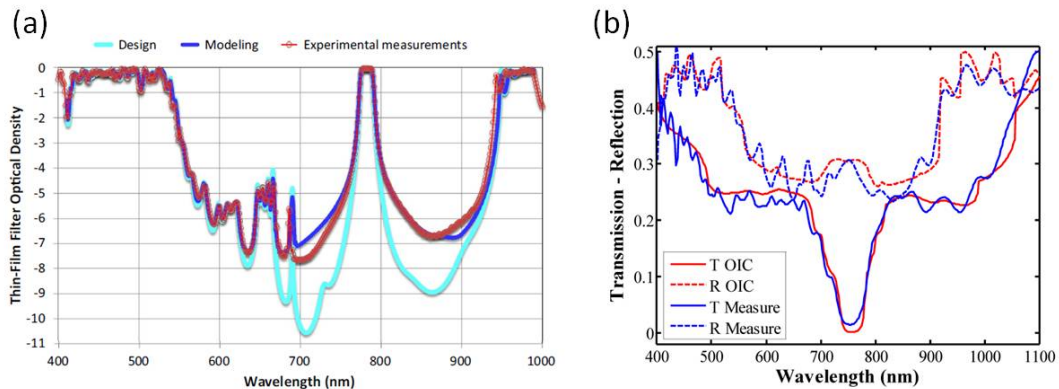


Figure 3.1 – (a) Coefficients de réflexion et transmission, théoriques et mesurés, pour un filtre passe bande complexe à base de matériaux diélectriques (gauche – échelle logarithmique) (b) Coefficients de réflexion et transmission, théoriques et mesurés pour un filtre arbitraire complexe réalisé par l'équipe RCMO [46] dans le cadre du concours de fabrication de la conférence OIC 2016 (échelle linéaire).

Si les couches minces optiques permettent de contrôler les variations spectrales des intensités spéculaires, les structures planaires sont également utilisées pour contrôler la phase ou le déphasage polarimétrique des faisceaux et jouer ainsi sur la cohérence ou la polarisation de la lumière traitée. Compte tenu, par ailleurs, de la maîtrise historique de l'Institut Fresnel des techniques de synthèse et des technologies de fabrication des composants multicouches planaires, nous nous sommes naturellement tournés vers les couches minces optiques pour la réalisation des dépolariseurs spéculaires que nous avons présentés et spécifiés dans la partie précédente. Nous allons dans ce chapitre présenter les différentes étapes de la synthèse du composant. Nous commencerons par la théorie nominale pour les structures planaires puis nous présenterons son extension pour la synthèse de filtres à gradient qui a ensuite permis de faire une synthèse sur l'évolution spectrale du degré de polarisation à proprement parler. Enfin, nous verrons comment prendre en compte les futures limitations du composant dès sa synthèse [1, 47–50].

3.1.2 Méthode de calcul des coefficients de réflexion et transmission en amplitude et en phase

Nous allons dans cette partie rappeler, brièvement, la méthode de calcul des coefficients de réflexion complexes d'un empilement multicouche interférentiel. L'approche développée ici [13, 48, 51–53] s'appuie sur le formalisme des admittances complexes. Nous utiliserons par la suite les admittances comme outil de synthèse analytique des empilements mais également comme intermédiaire de calcul pour les coefficients de réflexion, il nous apparaît donc important d'en donner la définition et d'en présenter l'origine.

Position du problème

On considère que les milieux sont linéaires, homogènes, isotropes, non magnétiques et non chargés. On se place en régime harmonique ou monochromatique avec une dépendance temporelle en $\exp(-j\omega t)$. Considérons un empilement plan de p couches minces invariant selon Oy comme le montre la figure (3.2).

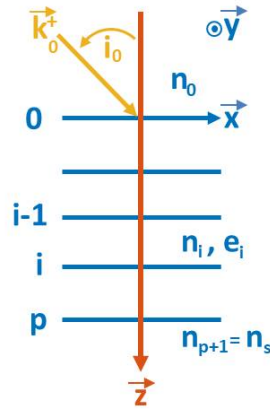


Figure 3.2 – Éclairage d'un empilement multicouche sous incidence i_0 dans le plan polaire $\psi = 0$. Les superstrat et substrat ont pour indices respectifs n_0 et $n_s = n_{p+1}$. Les couches minces de milieu i ont pour indice et épaisseur n_i et e_i respectivement.

Ce composant est éclairé par une source placée à l'infini dans un superstrat transparent d'indice de réfraction n_0 . L'onde incidente est plane progressive et éclaire l'échantillon sous l'angle d'incidence i_0 avec un vecteur d'onde dans le plan $y = 0$ (angle polaire $\psi = 1$). La fréquence spatiale $\vec{\nu}$ est ainsi portée par le vecteur unitaire \vec{x} :

$$\vec{\nu} = (n_0 \sin i_0 / \lambda) \vec{x} = \nu \vec{x} \quad (3.1)$$

avec λ la longueur d'onde du rayonnement dans le vide. On utilisera souvent la notion de pulsation spatiale $\sigma = 2\pi\nu$ laquelle représente la composante tangentielle du vecteur d'onde. Le champ électrique incident s'écrit dans le plan complexe, avec $\vec{\rho} = (x, y, z)$ la variable d'espace, comme :

$$\vec{E}_0^+(\rho) = \vec{A}_0^+ e^{(j\vec{k}_0^+ \cdot \vec{\rho})} = \vec{A}_0^+ e^{j(\sigma x + \alpha_0 z)} \quad (3.2)$$

avec \vec{A}_0^+ son amplitude vectorielle complexe et \vec{k}_0^+ son vecteur d'onde de module k_0^+ et porté par les vecteurs unitaires \vec{x} et \vec{z} :

$$k_0^+ = \sigma \vec{x} + \alpha_0 \vec{z} \quad (3.3)$$

et

$$\alpha_0(\sigma) = \sqrt{(k_0^+)^2 - \sigma^2} \quad \text{et} \quad k_0 = 2\pi n_0/\lambda \quad (3.4)$$

Indice effectif en milieu homogène

Considérons maintenant une onde plane progressive en milieu homogène d'indice n :

$$\vec{E}^+ = \vec{A}^+ e^{j\vec{k}^+ \cdot \vec{\rho}} \quad \text{et} \quad \vec{H}^+ = \vec{B}^+ e^{j\vec{k}^+ \cdot \vec{\rho}} \quad (3.5)$$

avec la variable d'espace $\vec{\rho} = (r, z) = (x, y, z)$ et le vecteur d'onde $\vec{k}^+ = \sigma \vec{x} + \alpha \vec{z}$. On a toujours :

$$\sigma = |\vec{\sigma}|, \quad \alpha = \sqrt{k^2 - \sigma^2}, \quad k = 2\pi n/\lambda \quad (3.6)$$

\vec{A}^+ et \vec{B}^+ désignent les amplitudes vectorielle complexes des champs électrique et magnétique progressifs. Le trièdre $\vec{E}^+, \vec{k}^+, \vec{H}^+$ est direct avec les relations classiques :

$$\vec{B}^+ = (1/\omega\mu) \vec{k}^+ \wedge \vec{A}^+ \quad \vec{A}^+ = (1/\omega\epsilon) \vec{k}^+ \wedge \vec{B}^+ \quad (3.7)$$

où le symbole \wedge désigne un produit vectoriel. On rappelle ici que ces écritures sont valables pour des ondes planes ou évanescentes, en milieu transparent ou dissipatif ; dans le cas des ondes planes ($\sigma < k$), les paramètres σ et α se réduisent à $ksini_0$ et $kcosi_0$, respectivement. Nous allons maintenant considérer successivement les deux modes de polarisation du champ.

Cas d'une polarisation TE ou S

Le champ électrique est par définition perpendiculaire au plan de la figure (3.3). Il est donc tangentiel au plan $z = 0$, soit :

$$\vec{A}^+ = \vec{A}_{tg}^+ = A^+ \vec{y} \quad (3.8)$$

La relation (3.7) nous donne rapidement la composante tangentielle du champ \vec{B}^+ :

$$\vec{B}_{tg}^+ = B_x^+ \vec{x} = (\alpha/\omega\mu) \vec{z} \wedge \vec{A}_{tg}^+ \quad (3.9)$$

Cas d'une polarisation TM ou P

Le champ magnétique est par définition perpendiculaire au plan de la figure (3.4) :

$$\vec{B}^+ = \vec{B}_{tg}^+ = B^+ \vec{y} \quad (3.10)$$

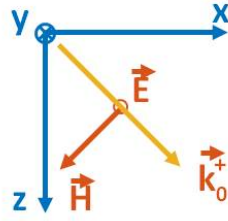


Figure 3.3 – Cas de polarisation transverse TE ou s

La relation (3.7) nous donne :

$$A^+ = -(\alpha/\omega\epsilon)\vec{z} \wedge B^+\vec{y} \quad (3.11)$$

Soit, en multipliant vectoriellement par z :

$$\vec{B}_{tg}^+ = B_x^+\vec{x} = (\omega\nu/\alpha)\vec{z} \wedge \vec{A}_{tg}^+ \quad (3.12)$$

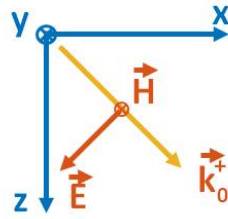


Figure 3.4 – Cas de polarisation transverse TM ou p

Indice effectif

Pour chaque polarisation d'une onde progressive ou rétrograde, il existe un scalaire complexe \tilde{n} dit indice effectif traduisant la proportionnalité (3.9) et (3.12) entre les composantes tangentielles des champs électrique et magnétique :

$$\vec{B}_{tg}^+ = \tilde{n}z \wedge \vec{A}_{tg}^+ \quad (3.13)$$

avec

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= \alpha/\omega\mu && \text{en polarisation TE} \\ \tilde{n} &= \omega\epsilon/\alpha && \text{en polarisation TM} \end{aligned} \quad (3.14)$$

où ϵ et μ sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu considéré.

On obtient, après développement :

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= (1/\eta_0\mu_r)n\alpha/k && \text{en polarisation TE} \\ \tilde{n} &= (1/\eta_0\mu_r)nk/\alpha && \text{en polarisation TM} \end{aligned} \quad (3.15)$$

avec μ_r la perméabilité relative du milieu, ϵ_0 et μ_0 , respectivement la permittivité et la perméabilité du vide et $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ l'impédance du vide.

Enfin, dans le cas des ondes planes en milieu transparent, ces expressions se réduisent à :

$$\begin{aligned}\tilde{n} &= (1/\eta_0\mu_r)n\cos i_0 & \text{en polarisation TE} \\ \tilde{n} &= (1/\eta_0\mu_r)n/\cos i_0 & \text{en polarisation TM}\end{aligned}\quad (3.16)$$

Ces relations sont valables pour une onde progressive (propagation vers $z > 0$). Pour une onde rétrograde, il suffit de changer le signe de la composante normale α du vecteur d'onde, pour obtenir :

$$\tilde{n}(-\alpha) = -\tilde{n}(\alpha) \Rightarrow \vec{B}_{tg}^- = -\tilde{n}\vec{z} \wedge \vec{A}_{tg}^- \quad (3.17)$$

On remarque que dans un milieu transparent, l'indice effectif \tilde{n} est réel pour les ondes planes, et toujours imaginaire pour les ondes évanescentes. Cet indice est toujours complexe dans un milieu dissipatif. Enfin, dans les calculs, on pourra souvent omettre le coefficient $1/(\eta_0\mu_r)$ qui s'élimine après différentes normalisations, ou parce qu'il intervient de façon homogène dans des fractions rationnelles. Pour éviter toute ambiguïté et gagner en simplicité des notations, on omettra souvent la constante $(\eta_0\mu_r)$ pour utiliser la notion réduite :

$$\begin{aligned}\tilde{n} &= n\alpha/k & \text{en polarisation TE} \\ \tilde{n} &= nk/\alpha & \text{en polarisation TM}\end{aligned}\quad (3.18)$$

Ondes stationnaires : notion d'admittance complexe

On veut maintenant étendre la notion d'indice effectif aux ondes stationnaires qui existent dans une couche mince ou un multicouche (figure 3.5).

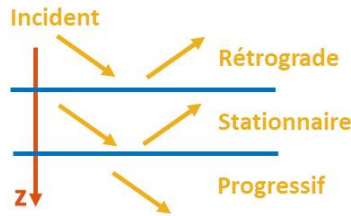


Figure 3.5 – Définition des ondes progressive, rétrograde et stationnaire

On rappelle qu'une onde stationnaire est la somme d'une onde progressive et d'une onde rétrograde, soit :

$$\vec{E}(\rho) = \vec{E}^+(\rho) + \vec{E}^-(\rho) = \vec{A}^+ e^{jk_0^+ \rho} + \vec{A}^- e^{jk_0^- \rho} \quad (3.19)$$

avec $\vec{k}^\pm = \sigma \vec{x} \pm \alpha \vec{z}$. Soit encore :

$$\vec{E}(\rho) = e^{j\sigma x} (A^+ e^{jk_0^+ \rho} + A^- e^{jk_0^- \rho}) \quad (3.20)$$

la dépendance en x étant la même pour toutes ces composantes et dans tous les milieux (la variable de Fourier $\sigma = k \sin i_0$ étant l'invariant de Snell-Descartes), on écrira dans chaque milieu indicé i et d'indice de réfraction n_i :

puisque \vec{A}_{tg} et \vec{B}_{tg} le sont, conformément aux relations de passage. Enfin, en champ lointain dans un milieu semi-infini (substrat ou superstrat), l'onde est uniquement rétrograde ou progressive, de sorte que l'admittance s'identifie à l'indice effectif :

$$Y = \pm \tilde{n} \quad (3.27)$$

avec \tilde{n} pour une onde progressive et $-\tilde{n}$ pour une onde rétrograde. Il ne reste maintenant qu'à calculer la fonction complexe $Y(z)$ à l'intérieur du multicouche. Ce calcul s'effectue par récurrence et s'exprime :

$$B_{i-1} = Y_{i-1}(z \wedge A_{i-1}) \quad \text{et} \quad B_i = Y_i(z \wedge A_i) \quad (3.28)$$

On obtient donc :

$$Y_{i-1} = \frac{(-j\tilde{n}_i \sin \delta_i + Y_i \cos \delta_i)}{(\cos \delta_i - jY_i \sin \delta_i / \tilde{n}_i)} \quad (3.29)$$

avec :

$$\delta_i = \alpha_i e_i, \quad \alpha_i = \sqrt{k_i^2 - \sigma^2} \quad \text{et} \quad k_i = 2\pi n_i / \lambda.$$

Ainsi, l'admittance Y_{i-1} à l'interface $i-1$ se déduit de l'admittance Y_i à l'interface i . De la même manière, on peut écrire l'admittance $Y_{i-1}(z)$ à l'altitude z de la couche i , il suffit de remplacer l'épaisseur e_i par $e_i - z > 0$ dans la relation 3.29.

La relation de récurrence sera complète si l'on dispose d'une valeur initiale pour l'admittance ; celle-ci est donnée par l'admittance Y_p à la dernière interface de l'empilement qui s'identifie à l'indice effectif \tilde{n}_s du substrat, puisque seule une onde progressive se propage dans ce milieu (comme le montre la relation 3.27) :

$$Y_p = \tilde{n}_{p+1} = \tilde{n}_s \quad (3.30)$$

En conséquence la suite $(Y_i)_{i=0 \rightarrow p}$ est connue dès lors que la formule de l'empilement est connue :

$$Y_i = Y_i(\tilde{n}_s) \quad \text{ou encore} \quad Y_i = Y_i(z, \tilde{n}_s) \quad (3.31)$$

où la fonction Y_i se déduit de la relation 3.29. Notons que l'indice i demeure dans la relation 3.31 pour rappeler que Y_i dépend des indices et épaisseurs des couches $j > i$. On aura quelquefois besoin d'inverser la relation 3.29. On obtient alors :

$$Y_i = \frac{(j\tilde{n}_i \sin \delta_i + Y_{i-1} \cos \delta_i)}{(\cos \delta_i + jY_{i-1} \sin \delta_i / \tilde{n}_i)} \quad (3.32)$$

Enfin, jusqu'ici, nous avons considéré un éclaircissement avec une source à l'infini dans le superstrat ($z < 0$). Si l'éclaircissement a lieu côté substrat, il faut remplacer α_i par $-\alpha_i$ (composantes normales des vecteurs d'onde), ce qui laisse invariant $\tilde{n}_i \sin \delta_i$ et $\cos \delta_i$, de sorte que les relations 3.29-3.32 demeurent valides à condition de ne pas changer l'indication des dioptries. Toutefois, dans ce cas, la récurrence doit être initiée à partir de la valeur de l'admittance au dioptre 0, où le champ est uniquement rétrograde dans le superstrat :

$$Y_0 = -\tilde{n}_0 \Rightarrow Y_i = Y_i(-\tilde{n}_0) \quad (3.33)$$

Calcul des coefficients de réflexion, de transmission et d'absorption

La méthode que nous utiliserons pour déterminer les coefficients de transmission et de réflexion d'un système multicouches nécessite de calculer les admittances à chaque interface de la structure. Les conditions d'éclairement dans le superstrat permettent de définir la pulsation spatiale incidente qui est la composante tangentielle du vecteur d'onde définie comme :

$$\sigma = 2\pi n_0 \sin i_0 / \lambda \quad (3.34)$$

avec n_0 l'indice du milieu ambiant, i_0 l'angle d'incidence et λ la longueur d'onde du faisceau incident. A partir de ce terme peut être calculé la composante normale du vecteur d'onde définie pour chaque couche comme étant :

$$\alpha_i = \sqrt{(k_i^2 - \sigma^2)} \quad (3.35)$$

avec $k_i = 2\pi n_i / \lambda$ et n_i l'indice réel ou complexe du milieu i . Le calcul des indices effectifs pour chaque milieu est défini comme :

$$\tilde{n}_i = n_i \alpha_i / k_i \quad (3.36)$$

en polarisation TE (s), et :

$$\tilde{n}_i = n_i k_i / \alpha_i \quad (3.37)$$

en polarisation TM (p).

Les termes de phase, qui sont indépendants de la polarisation, peuvent être écrits comme étant le produit des composantes normales du vecteur d'onde par l'épaisseur pour chaque couche comme le montre la relation 3.38.

$$\delta_i = \alpha_i e_i \quad (3.38)$$

A partir de l'indice effectif du substrat ($Y_p = \tilde{n}_s$), on calcule par récurrence la suite des admittances complexes $(Y_i)_{i=0,p}$ à chaque dioptre de l'empilement et pour chaque polarisation comme étant :

$$Y_{i-1} = (-j\tilde{n}_i \sin \delta_i + Y_i \cos \delta_i) / (\cos \delta_i - jY_i \sin \delta_i / \tilde{n}_i) \quad (3.39)$$

On peut noter ici que, par construction, la valeur Y_0 de l'admittance à l'interface avec le milieu incident prend en compte la réponse de l'intégralité de la structure à l'onde incidente. Il est alors possible de calculer les facteurs de réflexion en amplitude r et en intensité R comme étant

$$r = \frac{\tilde{n}_0 - Y_0}{\tilde{n}_0 + Y_0} \quad (3.40)$$

et

$$R = |r|^2 \quad (3.41)$$

La phase à la réflexion tangentielle étant donnée par l'argument de r . Les facteurs de transmission en amplitude t et en intensité T sont donnés par :

$$t = (1 + r)/\Pi \quad (3.42)$$

avec $\Pi = \prod_{i=1,p}(\cos\delta_i - j\sin\delta_i Y_i/\tilde{n}_i)$, et

$$T = \Re(\tilde{n}_s)|t|^2/\Re(\tilde{n}_0) \quad (3.43)$$

la phase à la transmission tangentielle étant donnée par l'argument de t . Enfin il est possible de déterminer l'absorption du système comme étant :

$$A = 1 - R - T \quad (3.44)$$

Exemples d'applications

La méthode de calcul étant maintenant définie, nous allons l'illustrer par quelques exemples sur des empilements multi-diélectriques qui réalisent les fonctions les plus classiques en couches minces optiques, en l'occurrence, une fonction miroir et une fonction de filtrage.

a-Miroir quart d'onde

Un miroir quart d'onde ou miroir de Bragg est l'une des fonctions optiques les plus simples connues réalisée avec des empilements multicouches interférentiels. Il est constitué d'une alternance de couches de deux matériaux haut et bas indices d'épaisseurs quart d'onde à la longueur d'onde λ_0 et à l'angle d'incidence i_0 .

Plus précisément, si on note n_H et n_B , les indices optiques des matériaux respectivement haut et bas indices, on définit, e_H et e_B , leurs épaisseurs respectives de la manière suivante :

$$e_B = \frac{\lambda_0}{4n_B \cos i_0} \quad (3.45)$$

$$e_H = \frac{\lambda_0}{4n_H \cos i_0} \quad (3.46)$$

Ainsi, l'épaisseur optique de chacune des couches est équivalente à $\lambda_0/4$ lorsque l'empilement est éclairé à la longueur d'onde λ_0 , longueur d'onde de centrage et selon l'angle d'incidence i_0 , angle de centrage.

Un miroir quart d'onde est ensuite défini par la structure suivante :

$$Air/(HB)^N H/Substrat \quad (3.47)$$

où les notations H et B désignent des couches quart d'onde à λ_0 et i_0 , d'épaisseurs respectives e_H et e_B et d'indices n_H et n_B . N est un entier qui quantifie le nombre de

répétitions du doublet (HB). Un miroir présentant N doublets compte $2N + 1$ couches, on le notera couramment M_{2N+1} .

A titre d'illustration, on considère 3 miroirs pour lesquels les 2 matériaux sont du SiO_2 ($n_B = 1,52$) et du Ta_2O_5 ($n_H = 2,25$). Les miroirs sont quart d'onde à la longueur d'onde $\lambda_0 = 633nm$ et pour une incidence nulle et il sont construits selon la formule présentée équation 3.47 avec $N=6$, $N= 8$ et $N=20$. L'empilement est considéré sur un substrat de verre d'indice 1,45. On trace figure (3.7-a) les variations spectrales des coefficients coefficients de réflexion en intensité et figure (3.7-b), l'évolution spectrale du déphasage à la réflexion.

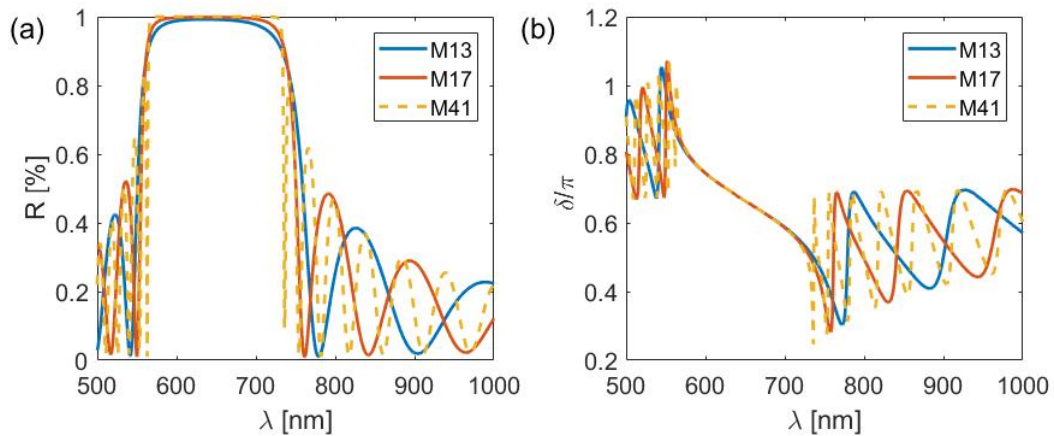


Figure 3.7 – Miroirs multidiélectriques quart d'onde ($i_0 = 0^\circ$ $\lambda_0 = 633nm$) (a) Coefficients de réflexion des miroirs. (b) Déphasages polarimétriques des miroirs

On peut noter que la bande de réflectivité du miroir est centrée sur λ_0 et qu'augmenter le nombre de couches du miroir augmente la raideur de pente en bord de bande et en conséquence, la bande spectrale sur laquelle le miroir atteint 100% de réflexion. Le déphasage à la réflexion varie, quant à lui, relativement lentement dans la bande de réflexion et présente des variations très rapides dans la bande de réjection.

Les résultats que nous venons de montrer sont indépendants de la polarisation incidente car nous sommes en incidence normale et dans ce cas, les indices effectifs sont les mêmes sur les deux modes de polarisation. Pour aller plus loin, on peut voir figure (3.8) les variations spectrales des coefficients de réflexion en intensité ainsi que du déphasage à la réflexion de ces mêmes miroirs mais dans le cas où ils sont quart d'onde pour une incidence de 45° et éclairés à cet angle.

On constate que sous incidence oblique, on peut avoir des réponses différentes d'une même structure aux deux modes de polarisation. Ceci est vrai en intensité, mais aussi pour le déphasage introduit par la réflexion. Ce dernier point est primordial pour notre

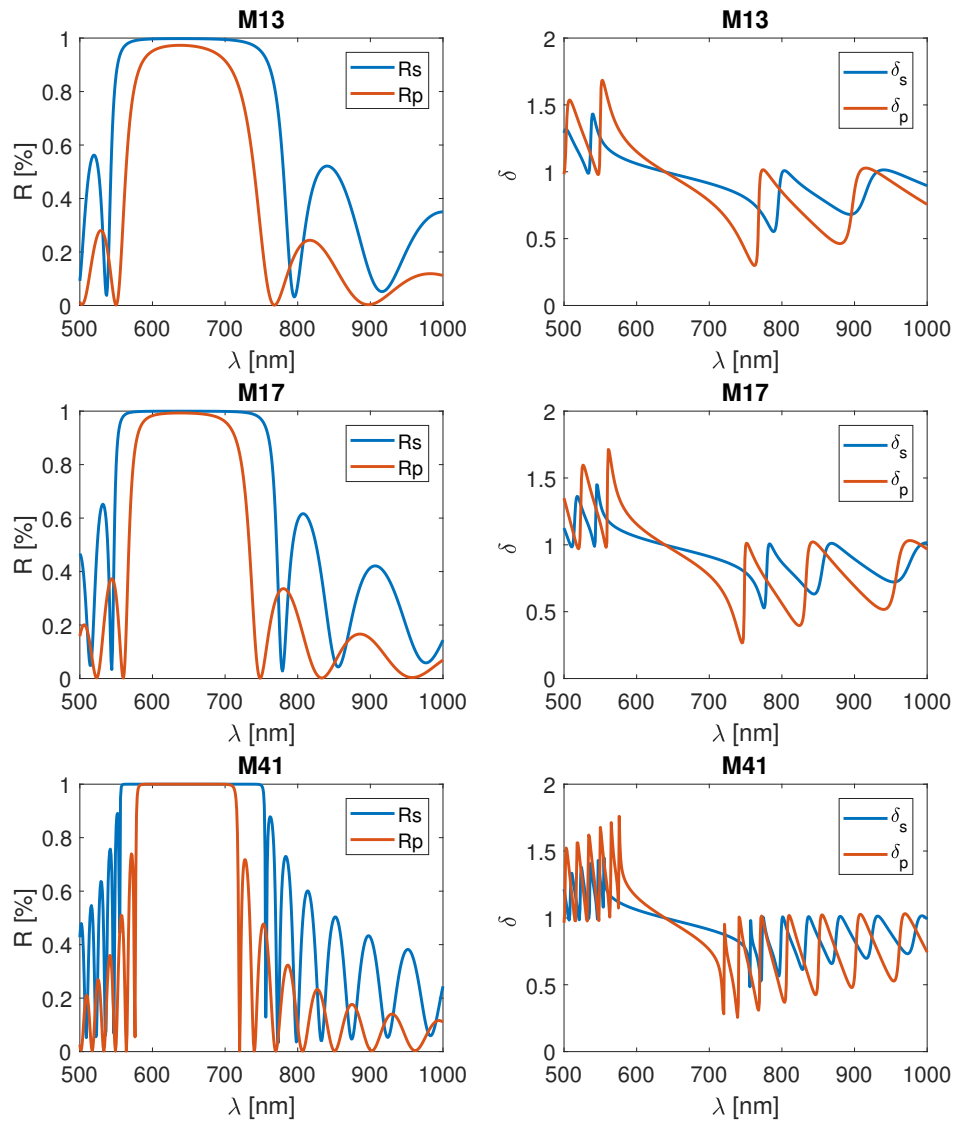


Figure 3.8 – Variations des coefficients de réflexion en intensité et de la phase polarimétrique pour les deux modes de polarisation s et p , pour des miroirs M13, M17 et M41

application. En effet, nous cherchons à obtenir un déphasage polarimétrique $\delta = \delta_S - \delta_P$ introduit par la réflexion qui varie en fonction de la position. Ceci ne sera possible que dans le cas où les déphasages δ_S et δ_P , qui sont les arguments des coefficients de réflexion r_S et r_P sur les deux polarisations, présentent des comportements spectraux distincts. Or les résultats que nous venons de présenter mettent en évidence la nécessité de travailler en incidence oblique pour dissocier les réponses des deux polarisations. Le dépolariseurs spéculaires devront donc être conçus pour fonctionner en incidence oblique.

b-Filtre Fabry-Pérot

Une autre fonction optique "classique" en terme de synthèse de filtres interférentiels est

une fonction de filtrage à bande étroite de type Fabry-Pérot. On l'obtient en utilisant 2 miroirs identiques séparés par un "spacer" bas indices dont l'épaisseur est un multiple de $\lambda_0/2$ afin que celui-ci soit considéré comme transparent à la longueur d'onde de centrage. On aura donc, dans ce cas, des structures de la forme :

$$Air / (HB)^N H^{(2M)} (BH)^N H / Substrat \quad (3.48)$$

où M et N sont des entiers.

A titre d'illustration, on considère 2 filtres correspondant aux configurations (M=2, N=6) et (M=6, N=8). Les matériaux sont les mêmes que pour les miroirs précédemment considérés. Les conditions de centrage également. On trace figure (3.9), les fonctions de transmissions spectrales en intensité obtenues ainsi que l'évolution spectrale du déphasage.

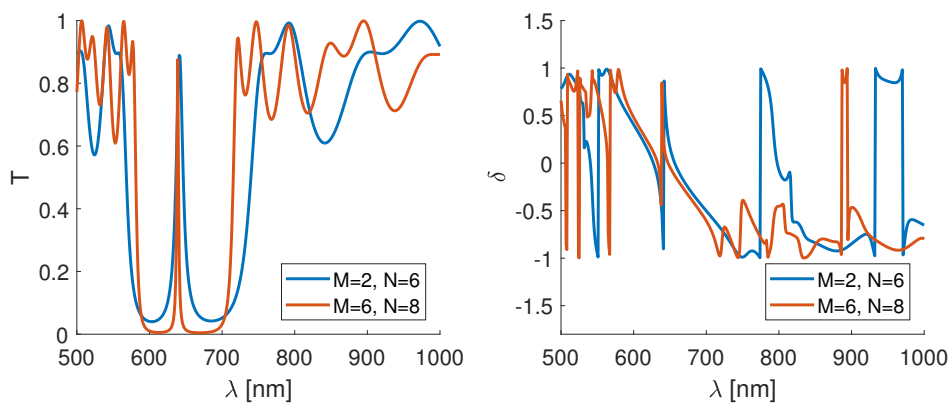


Figure 3.9 – Transmission et déphasage polarimétrique pour deux structures Fabry-Pérot

Pour un couple d'indices déterminés, la bande passante du filtre Fabry-Pérot est d'autant plus fine que le nombre de couches constituant les miroirs est élevé et que l'épaisseur de la couche médiane est importante.

Les bases nécessaires à la synthèse d'empilements interférentiels sont désormais posées, nous allons maintenant voir comment les appliquer à notre problématique afin de concevoir un dépolariseur spéculaire.

Nous avons vu dans la première partie que la fonction dépolarisation nécessite que le réflecteur que nous souhaitons concevoir présente une variation linéaire du déphasage à la réflexion. Pour ce faire, nous proposons d'utiliser un empilement qui présente un gradient d'épaisseur selon une direction. Or, les outils de synthèse que nous venons de présenter ont été développés pour des structures planaires, il nous faut donc maintenant les étendre au cas de structures présentant des épaisseurs variables.

3.2 Synthèse d'un filtre à gradient

3.2.1 Épaisseur variable

Commençons par définir clairement la notion de variation linéaire de l'épaisseur sur une couche unique [47, 54–57]. On en donne le schéma de principe figure (3.10).

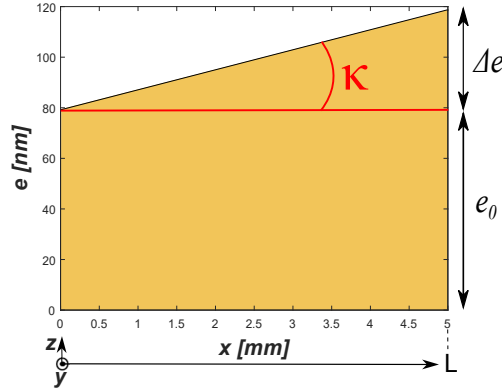


Figure 3.10 – Monocouche à gradient d'épaisseur selon la direction x

On considère une couche dont l'épaisseur $e(x, y)$ est variable en fonction de la position (x, y) . On notera $u(x, y)$ la fonction d'uniformité qui est définie comme le rapport de l'épaisseur du matériau $e(x, y)$ déposé à une position (x, y) de l'échantillon, sur l'épaisseur déposée à la position de référence $(0, 0)$, c'est-à-dire :

$$u(x, y) = e(x, y)/e(0, 0) = e(x, y)/e_0 \quad (3.49)$$

Cette fonction est liée à la technologie de dépôt et à la géométrie de la chambre à vide. Ce point sera développé au chapitre suivant. Dans ce qui suit, nous considérons la situation la plus simple mais réaliste où les variations d'épaisseur sont linéaires par rapport à la direction x transversale à la surface de l'échantillon et invariant selon l'axe y (figure 3.10). Ce gradient d'épaisseur $1D$ est écrit pour chaque couche comme :

$$e_i(x, y) = e_i(x) \approx e_{i,0} + x \tan(\kappa) \quad (3.50)$$

avec κ l'angle défini en figure (3.10) et $0 < x < L$, où L est la zone d'illumination. Cela donne une uniformité définie comme :

$$u_i(x, y) = 1 + (x/e_{i,0}) \tan(\kappa) \quad (3.51)$$

3.2.2 Empilements quart-d'onde non uniformes

La synthèse de structure multicouches requiert souvent l'utilisation de couches quart d'onde [48–50, 58] qui suivent la loi :

$$n_i e_i \cos \theta_i = q_i \lambda_0 / 4 \quad (3.52)$$

avec $n_i e_i$ l'épaisseur optique de la couche (i) , et θ_i l'angle de réfraction dans la couche (i) .

Considérons un miroir quart d'onde M_{2p+1} centré à la longueur d'onde de centrage λ_0 pour une incidence i_0 tel que défini en partie 3.1.2. Comme nous avons pu le voir précédemment une telle formule donne des miroirs diélectriques centrés à la longueur d'onde λ_0 . Par ailleurs la largeur de la bande passante fréquentielle [59] est définie par :

$$\Delta f/f_0 = (4/\pi)\arcsin[(\tilde{n}_H - \tilde{n}_B)/(\tilde{n}_H + \tilde{n}_B)] \quad (3.53)$$

avec $f = 2\pi c/\lambda$ la fréquence temporelle et $f_0 = 2\pi c/\lambda_0$, \tilde{n}_H et \tilde{n}_B les indices effectifs des matériaux hauts et bas indices. En prenant en compte la fonction d'uniformité $u(x)$, l'épaisseur optique peut s'exprimer :

$$n_H e_H(x) \cos\theta_H = u_H(x)\lambda/4 \quad \text{et} \quad n_B e_B(x) \cos\theta_B = u_B(x)\lambda/4 \quad (3.54)$$

avec

$$u_H(x) = 1 + (x/e_H)\tan(\kappa) \quad \text{et} \quad u_B(x) = 1 + (x/e_B)\tan(\kappa) \quad (3.55)$$

On peut considérer en approximation du premier ordre, que les fonctions d'uniformité sont les mêmes pour les matériaux haut et bas indices. Ainsi, compte tenu des faibles variations d'épaisseur :

$$u_H(x) \approx u_B(x) \approx u(x) \quad (3.56)$$

Dans ces conditions, tout défaut d'uniformité au niveau des couches décalera la longueur d'onde centrage locale λ_0 vers une autre qu'on notera $\lambda_0(x)$ et définie par la relation :

$$\lambda_0(x) = u(x)\lambda_0 = \lambda_0[1 + (x/e)\tan(\kappa)] \quad (3.57)$$

avec $e = (e_H + e_B)/2$.

Pour illustrer ce phénomène considérons un miroir $M_{15} = \text{Air}/(HB)^7 H/\text{Substrat}$ quart d'onde à $\lambda_0 = 633\text{nm}$ et $i_0 = 45^\circ$. Les matériaux utilisés sont du Ta_2O_5 et du SiO_2 . On trace figure (3.11) les coefficients de réflexion en intensité R_s et R_p ainsi que le déphasage polarimétrique introduit par la réflexion $\delta_p - \delta_s$ en fonction de la longueur d'onde et de la position à la surface du filtre pour différentes valeurs de l'angle κ . Il convient ici de noter que les propriétés optiques sont simplement décalées et non modifiées et que les longueurs d'onde centrales résultent des valeurs d'uniformité $u(x_1 = 0\text{mm}) = 1$, $u(x_2 = 10\text{mm}) = 1.1$ et $u(x_3 = 20\text{mm}) = 1.2$. Ceci est valable sous l'hypothèse d'une différence légère entre l'uniformité des deux matériaux ($u_H \approx u_L$). Les lignes en pointillées de la figure (3.11) localisent des vue en coupe pour différentes uniformités, présentées en figure (3.12).

La dépendance en longueur d'onde de l'indice des matériaux a été prise en compte pour les simulations précédentes. La dispersion d'indice de matériaux SiO_2 et Nb_2O_5 sont présentés figure (3.13).

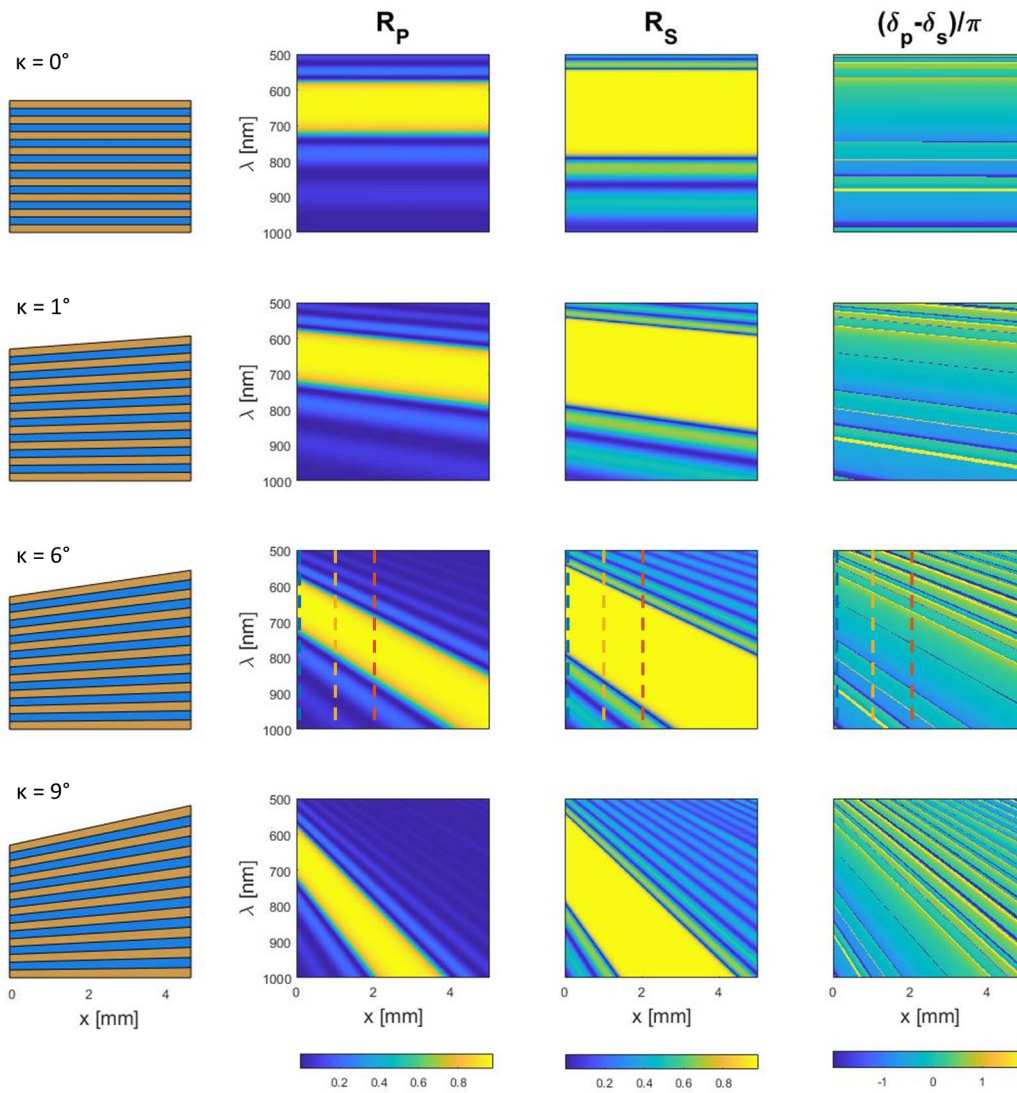


Figure 3.11 – Vue générale de l'impact de la non-uniformité sur les coefficients de réflexion d'un miroir multi-diélectrique quart d'onde. La première colonne représente les couches composant le miroir. Les deux colonnes centrales sont respectivement pour les polarisations TM et TE. La dernière colonne représente le déphasage polarimétrique du miroir. La bande passante dépend de la polarisation et se décale en fonction de la position x .

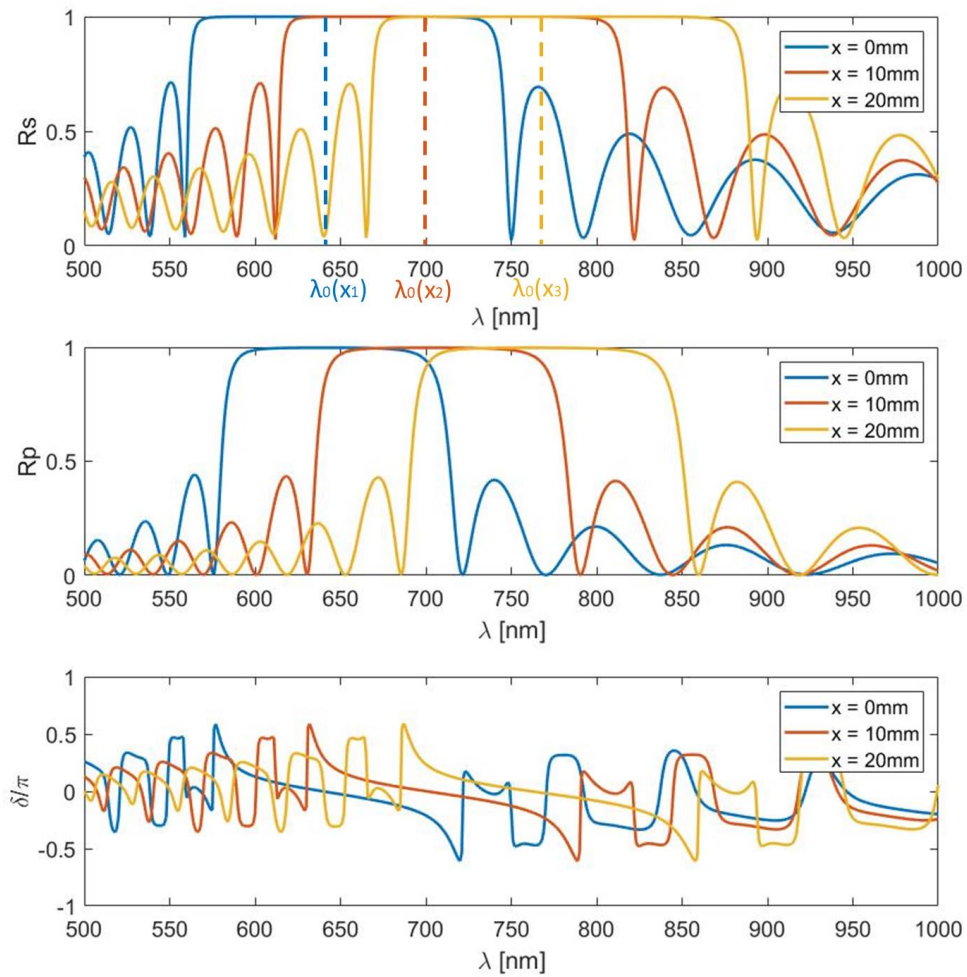


Figure 3.12 – Propriétés optiques d'un miroir quart d'onde à la longueur d'onde centrale $\lambda_0(x)$ et 45° incidence, avec des non-uniformités égales à $u_1 = 1$, $u_2 = 1.1$ et $u_3 = 1.2$. Les figures du haut et du centre sont respectivement pour les polarisations TE et TM. La figure du bas décrit les variations du déphasage polarimétrique

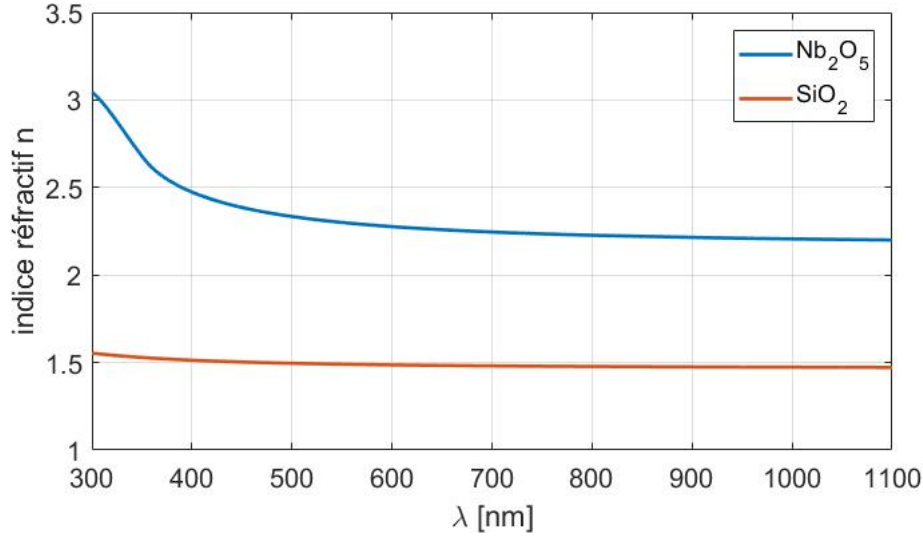


Figure 3.13 – Dispersion d'indice du SiO_2 (courbe rouge) et Nb_2O_5 (courbe bleue)

3.3 Synthèse du degré de polarisation

3.3.1 Impact de l'uniformité sur la dépolarisation

De manière analogue à ce qui a été vu précédemment le degré de polarisation spatial du faisceau réfléchi peut être calculé selon les équations 2.33-2.35 pour une géométrie 1D :

$$DOP^2 = 1 - 4[\beta/(1 + \beta)^2][1 - |\mu|^2] \quad (3.58)$$

où la cohérence mutuelle μ et le taux de polarisation β du champ réfléchi s'expriment :

$$\mu = \int_x r_s(x)r_p^*(x)dx / \left(\left[\int_x |r_s(x)|^2 dx \right] \left[\int_x |r_p(x)|^2 dx \right] \right)^{0.5} \quad (3.59)$$

$$\beta = \beta_0 \left[\int_x |r_p(x)|^2 dx \right] / \left[\int_x |r_s(x)|^2 dx \right] \quad (3.60)$$

En fait, le coefficient de réflexion $r(x)$ à la position x sur l'échantillon n'est autre que le coefficient de réflexion $r[\lambda, \lambda_0(x)]$ calculé à la longueur d'onde λ pour l'empilement quart d'onde conçu à la longueur d'onde centrale $\lambda_0(x)$, avec :

$$\lambda_0(x) = u(x)\lambda_0 = \lambda_0[1 + (x/e)\tan(\kappa)] \quad (3.61)$$

De ce fait, les équations 3.59 et 3.60 peuvent s'écrire :

$$\mu(\lambda) = \int_x r_s(\lambda, \lambda_0(x))r_p^*(\lambda, \lambda_0(x))dx / \left(\left[\int_x |r_s(\lambda, \lambda_0(x))|^2 dx \right] \left[\int_x |r_p(\lambda, \lambda_0(x))|^2 dx \right] \right)^{0.5} \quad (3.62)$$

$$\beta = \beta_0 \left[\int_x |r_p(\lambda, \lambda_0(x))|^2 dx \right] / \left[\int_x |r_s(\lambda, \lambda_0(x))|^2 dx \right] \quad (3.63)$$

Ces résultats soulignent le fait que le comportement du DOP réfléchi intégré résulte des propriétés spectrales spécifiques de la fonction de réflexion $r[\lambda, \lambda_0(x)]$. Pour les matériaux diélectriques, la dispersion de l'indice est faible dans le domaine visible, de sorte que l'on peut s'abstenir de la prendre en compte pour les miroirs quart d'onde considérés jusqu'alors. Cela permet d'écrire, pour chaque polarisation :

$$r[\lambda, \lambda_0(x)] = r_0[\lambda - (\lambda_0(x) - \lambda_0), \lambda_0] = r_0[\lambda - \lambda_0(u(x) - 1), \lambda_0] \quad (3.64)$$

avec r_0 la fonction de réflexion du miroir à $x = 0$, conçue à la longueur d'onde centrale λ_0 et λ la longueur d'onde d'éclairage. En d'autres termes, nous n'avons plus à considérer la fonction de réflexion r d'un revêtement dont le design est dépendant de x , puisque tout calcul peut être déterminé avec la fonction r_0 conçue pour $\lambda_0(x = 0) = \lambda_0$. De ce fait, les équations 3.62 et 3.63 peuvent être exprimées en fonction d'une réflexion unique comme :

$$\mu(\lambda) = \int_x r_{0s}[\lambda - \lambda'_0(x)] r_{0p}^*[\lambda - \lambda'_0(x)] dx / \left(\left[\int_x |r_{0s}[\lambda - \lambda'_0(x)]|^2 dx \right] \left[\int_x |r_{0p}[\lambda - \lambda'_0(x)]|^2 dx \right] \right)^{0.5} \quad (3.65)$$

$$\beta(\lambda) = \beta_0 \left[\int_x |r_{0p}[\lambda - \lambda'_0(x)]|^2 dx \right] / \left[\int_x |r_{0s}[\lambda - \lambda'_0(x)]|^2 dx \right] \quad (3.66)$$

avec

$$\lambda'_0(x) = \lambda_0(x/e) \tan(\kappa) \quad (3.67)$$

où les indices s et p indiquent la polarisation pour laquelle le calcul de r_0 est effectué.

3.3.2 Bande passante de dépolarisation sans perte d'énergie

Les équations précédentes (3.65) à (3.67) donnent les variations spectrales du degré de polarisation pour un empilement de formule connue. À cette étape, il est important d'analyser dans quelle bande passante la dépolarisation BW peut se produire sans pertes d'énergie. Pour cela le taux de polarisation global doit être élevé ($\beta(\lambda) \approx 1$) dans cette bande passante BW , alors que le degré de cohérence mutuelle devrait approcher zéro dans la même bande passante BW , en raison d'une variation rapide de la phase polarimétrique. Afin de conserver un taux de polarisation élevé, l'argument de la fonction de réflexion de l'équation 3.66 doit rester dans la bande passante du miroir $\Delta\lambda$ donnée par l'équation 3.53 et s'exprime :

$$\lambda_0 u(x) - \Delta\lambda/2 < \lambda < \lambda_0 u(x) + \Delta\lambda/2 \quad \text{pour } 0 < x < L \quad (3.68)$$

Ici $\Delta\lambda$ représente l'intersection des bandes passantes de chaque polarisation TE et TM , ce qui permet de prendre en compte l'incidence oblique. Cela donne une condition générale :

$$\lambda_0 u(L) - \Delta\lambda/2 < \lambda < \lambda_0 u(0) + \Delta\lambda/2 \quad (3.69)$$

qui peut aussi s'exprimer :

$$\lambda_0 u(L) - \Delta\lambda/2 < \lambda < \lambda_0 + \Delta\lambda/2 \quad (3.70)$$

avec

$$u(L) = 1 + (L/e)\tan(\kappa) \quad (3.71)$$

Par conséquent, la largeur de la bande passante de dépolariation est donnée par :

$$BW = \Delta\lambda - \lambda_0(L/e)\tan(\kappa) = \Delta\lambda - \lambda_0\Delta e/e \quad (3.72)$$

où Δe est l'épaisseur maximum de la variation prise pour $x = L$ (voir figure 3.10). Cette bande passante est centrée à la longueur d'onde λ_{00} telle que :

$$\lambda_{00} = (\lambda_0/2)[2 + (L/e)\tan(\kappa)] = (\lambda_0/2)[2 + \Delta e/e] \quad (3.73)$$

Puisque la bande passante doit être positive, l'équation 3.72 implique que :

$$(L/e)\tan(\kappa) = \Delta e/e < \Delta\lambda/\lambda_0 \quad (3.74)$$

Une telle condition dépend des paramètres d'uniformité et doit être complètement remplie pour obtenir une bande spectrale sur laquelle on a de la dépolariation sans perte d'énergie. Typiquement pour un miroir quart d'onde à gradient d'épaisseur dans la direction x , tel que ceux vu précédemment, le ratio $\Delta\lambda/\lambda_0$ est de l'ordre de 0.22 pour R_s et 0.15 pour R_p . De ce fait $\Delta e/e < 10\%$, ce qui est suffisant pour garantir $\beta \approx 1$. Ceci est illustré en figure (3.14) où l'on représente l'évolution spectrale du taux de polarisation β du faisceau réfléchi dans sa globalité dans le cas d'un miroir M15 centré à $633nm$, d'épaisseur $\Delta e/e = 10\%$ pour la courbe rouge et $\Delta e/e = 0.1\%$ pour la courbe bleue. On peut voir que dans le cas où la condition $\Delta e/e \leq 0.1\%$ est satisfaite, l'évolution spectrale du taux de polarisation β est similaire à celle de la réflexion du miroir et qu'il y a une bande spectrale $BW = [600 - 700nm]$ sur laquelle $\beta \approx 1$. A contrario, si la solution n'est pas satisfaite ($\Delta e/e = 10\%$), on voit que le taux de polarisation ne suit plus le comportement du miroir. De plus, il reste inférieur à 0.7 sur l'intégralité de la bande spectrale. Il ne pourra donc jamais y avoir de dépolariation dans ce cas du simple fait qu'une pleine dépolariation nécessite $\beta = 1$.

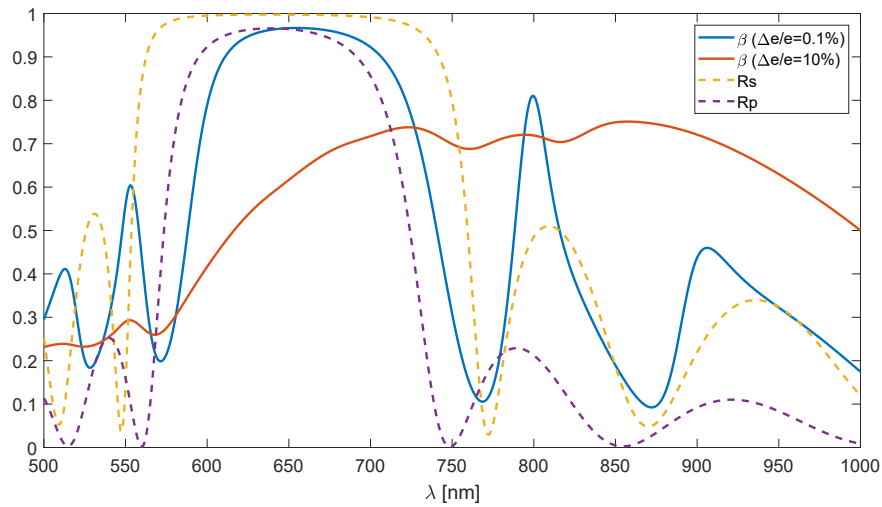


Figure 3.14 – Variations spectrales du taux de polarisation (lignes pleines) dans les cas où la condition de bande passante Eq. (3.74) est satisfaite (courbe bleue) ou non (courbe rouge). Les coefficients de réflexion R_s et R_p sont représentés par les lignes en pointillées

A ce stade, si l'on fait un rapide bilan, nous pouvons tout d'abord rappeler que l'obtention d'une dépolarisation complète sur le faisceau réfléchi ne sera possible que si les deux conditions suivantes sont respectées sur le faisceau réfléchi intégré :

$$\beta = 1 \quad \text{et} \quad \mu = 0 \quad (3.75)$$

Or les différentes analyses que nous venons de faire ont mis en évidence que :

- l'obtention d'une corrélation temporelle nulle ($\mu = 0$) nécessite des variations rapides du déphasage sur la surface du spot et donc un fort gradient.
- la condition de conservation de l'énergie impose que le gradient sur les épaisseurs du multicouche soit faible.

Ces deux conditions sont donc contradictoires et montrent qu'avec un simple miroir présentant un gradient d'épaisseur, on pourra avoir une perte de la corrélation temporelle ($\mu = 0$) mais pas de dépolarisation. En effet, si on utilise des gradients suffisamment forts pour avoir $\mu = 0$, nous n'aurons pas $\beta = 1$. Pour pallier à ce problème, nous proposons de dissocier la gestion de la corrélation temporelle de celle du taux de polarisation. Plus précisément, nous proposons de conserver un miroir à gradient pour contrôler le niveau de la corrélation temporelle μ et d'ajouter sous celui-ci un miroir plan qui aura pour fonction de contrôler le niveau du taux de polarisation β .

Ajout d'un miroir plan [60]

Nous allons maintenant ajouter un miroir quart d'onde M_{add} plan au miroir à gradient. Le composant résultant, dont le schéma de principe est donné figure (3.15) sera la superposition de ce miroir plan M_{add} et du précédent miroir à gradient $M_0(x)$, c'est-à-dire :

$$M(x) = Air/M_0(x)M_{add}/substrat \quad (3.76)$$

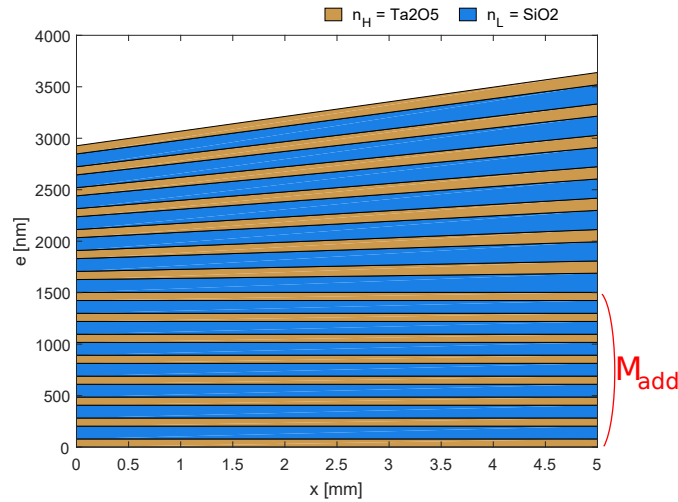


Figure 3.15 – Cas où le miroir à gradient $M_0(x)$ est déposé sur un miroir plat M_{add} (voir texte).

On considère ici que M_{add} et $M_0(0)$ ont une longueur d'onde centrale identique λ_0 . Parce que M_{add} n'est pas dépendant de x , cela garantira une réflexion de haute intensité du miroir résultant $M(x)$ pour les deux polarisations ($\beta \approx 1$) dans la bande de réflexion classique $\Delta\lambda_{add}$ de M_{add} . Ceci est montré en figure (3.16), où la superposition de M_{add} et $M_0(x)$ ne modifie pas le facteur de réflexion d'intensité de M_{add} sur une largeur $\Delta\lambda_{add}$, mais seulement les déphasages. En fait, sur cette figure, la bande de réflexion horizontale est celle de M_{add} , alors que la bande oblique est celle de $M_0(x)$. Il y a donc une bande de réflexion en intensité (M_{add}) qui est maintenant constante par rapport à la position x , de sorte que le module de réflexion de $M(x)$ n'est plus dépendant de la position x sur cette bande spectrale d'intérêt et peut s'écrire :

$$r_{pol}(\lambda, \lambda_0(x)) \approx |r_{pol}(\lambda, \lambda_0)| \exp[j\delta_{pol}(x)] \quad (3.77)$$

avec r_{pol} la fonction de réflexion de $M(x)$ pour chaque polarisation. Grâce à cette propriété, le ratio des intensités réfléchies en polarisation s et p ne dépend plus de la position sur l'axe x et peut être considéré comme constant sur la bande spectrale $\lambda_0 \pm \Delta\lambda_{add}/2$. Par ailleurs le miroir M_{add} est conçu pour présenter un niveau de réflexion maximal et proche de 1 pour les deux polarisations. On aura donc un taux de polarisation β proche de l'unité sur le faisceau réfléchi intégré. L'ajout d'un miroir plan permet donc de contrôler le paramètre β .

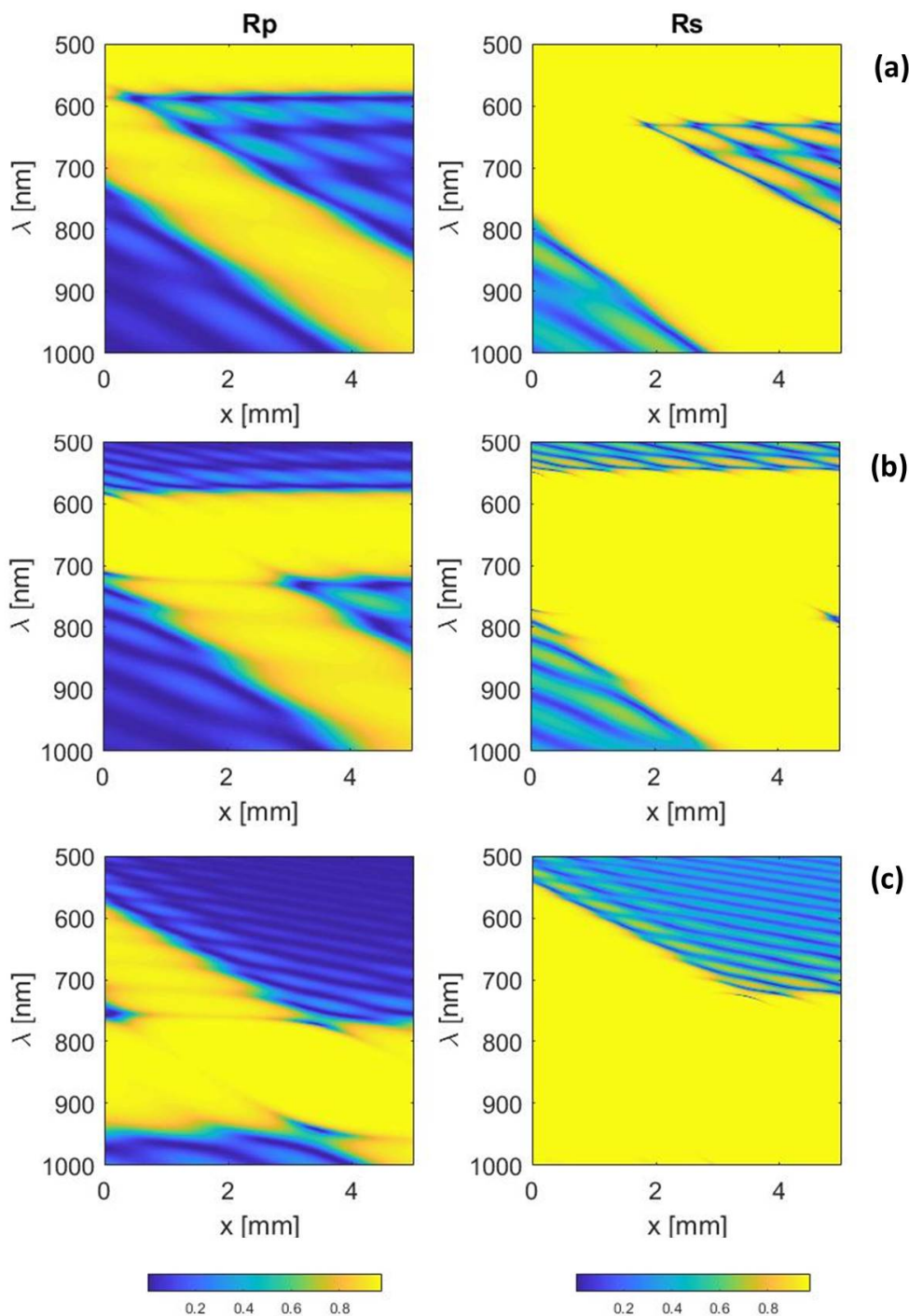


Figure 3.16 – Cartographie d'intensité du miroir total $M(x)$, en fonction de la longueur d'onde et de la position x . Le miroir plan et le miroir d'épaisseurs variables sont respectivement composés de 17 et 32 couches. Les matériaux utilisés sont du SiO_2 pour les couches de bas indice et du Ta_2O_5 pour les couches de haut indice. On observe qu'une bande à haute réflectivité (horizontale) est maintenue quelle que soit la position x . Les figures de gauche et de droite représentent respectivement les polarisations TM et TE. La bande à haute réflectivité oblique est due au miroir à gradient $M_0(x)$. Les figures du haut (a), du centre (b) et du bas (c) sont respectivement pour des miroirs plans centrés à 500nm, 650nm et 850nm

Cohérence mutuelle

L'étape suivante consiste à analyser la cohérence mutuelle μ avec l'ajout du second miroir M_{add} . Avec l'approximation $\beta \approx 1$, le degré de polarisation spatial DOP est donné par $|\mu|$ dans la bande de largeur $\Delta\lambda_{add}$ et le paramètre μ peut être mis à zéro si les variations du déphasage sont suffisamment rapides. Le déphasage à la réflexion introduit par des empilements quart d'onde est quasi linéaire par rapport à la longueur d'onde dans la bande spectrale de réflexion. Le cas échéant, d'après les équations (2.57) et (2.61), le DOP serait contrôlé par la pente de phase γ comme :

$$DOP = (1/L) \left| \int_x \exp[j\Delta\delta(x)] dx \right| = |\text{sinc}(\gamma L/2)| \quad (3.78)$$

avec $\Delta\delta = \Delta\delta_0 + \gamma x$ et sous réserve que la pente γ soit indépendante de la position x . Cependant, comme indiqué sur la figure (3.17), où l'on trace le déphasage calculé pour le miroir précédent figure (3.16-b) à la longueur d'onde $\lambda = 695nm$, le comportement linéaire est d'abord maintenu pour $x < 1,6mm$ mais est ensuite perdu pour $x > 1,6mm$.

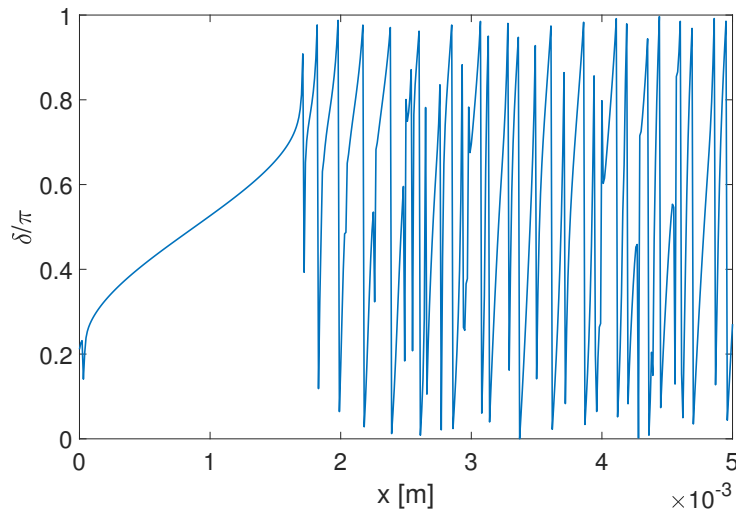


Figure 3.17 – Variations de la phase polarimétriques du miroir total $M(x)$ présenté figure (3.16-b) par rapport à la position x , pour une longueur d'onde dans la bande passante de β ($\beta \approx 1$). La longueur d'onde d'illumination est $\lambda = 695nm$.

Donc l'équation (3.78) ne peut pas être utilisée, mais ce comportement non-linéaire n'empêche pas non plus la cohérence mutuelle d'être annulée. En effet, les variations de phase rapides et importantes dans toute la zone éclairée sont suffisantes pour annuler la cohérence mutuelle. Une cartographie complète du déphasage polarimétrique calculé pour le composant présenté figure (3.16-b) est donnée en fonction de la longueur d'onde (λ) et de la position (x) par la figure (3.18).

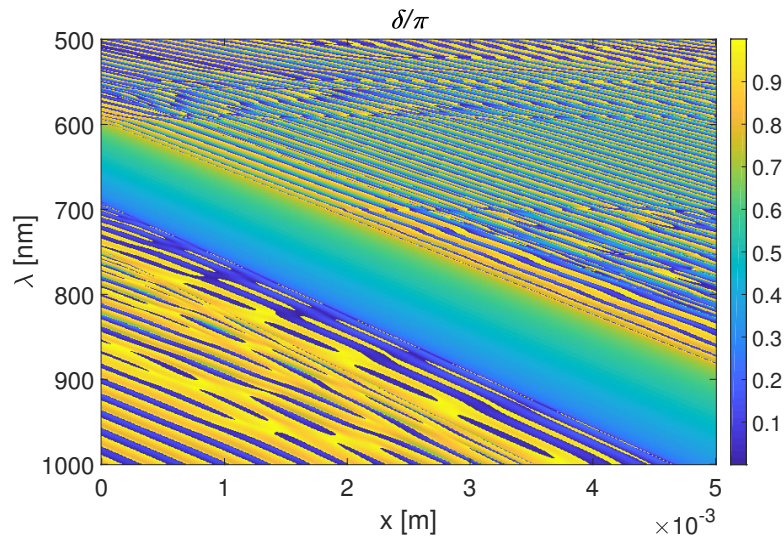


Figure 3.18 – Différence de phase polarimétrique en fonction de la position x et de la longueur d'onde pour la structure présentée figure (3.16-b).

On peut noter ici que l'on aura des variations linéaires du déphasage polarimétrique sur la bande de réflexion du miroir à gradient. Ceci, ajouté au fait que l'on pourra obtenir $\beta = 1$ uniquement sur la bande spectrale de réflexion du miroir plan M_{add} , nous permet de penser qu'on pourra atteindre une dépolarisation complète uniquement à l'intersection des bandes de réflexion des deux miroirs.

Dépolarisation

En figure (3.19), le degré de polarisation est tracé en fonction de la longueur d'onde pour différentes uniformités caractérisées par $\Delta e/e$ allant de 0% à 100% pour des miroirs composés de 17 couches planes et 32 d'épaisseurs variables comme présenté figure (3.16-b). Le spectre de réflexion du réflecteur est également tracé (en pointillés) en fonction de la longueur d'onde. La polarisation p a été choisie pour ce spectre car elle force une bande passante plus étroite que la polarisation s , elle est donc plus contraignante. On peut voir que dans la bande de réflexion du miroir, le degré de polarisation global reste unitaire (courbe bleu en trait plein) pour un faible gradient dans toute la gamme spectrale. Puis il diminue lorsque la pente augmente, et le résultat final est une dépolarisation totale obtenue dans toute la bande passante lorsque $\Delta e/e > 75\%$. Nous remarquons par ailleurs que le DOP final présente des variations en opposition de phase avec celle du coefficient de réflexion du miroir.

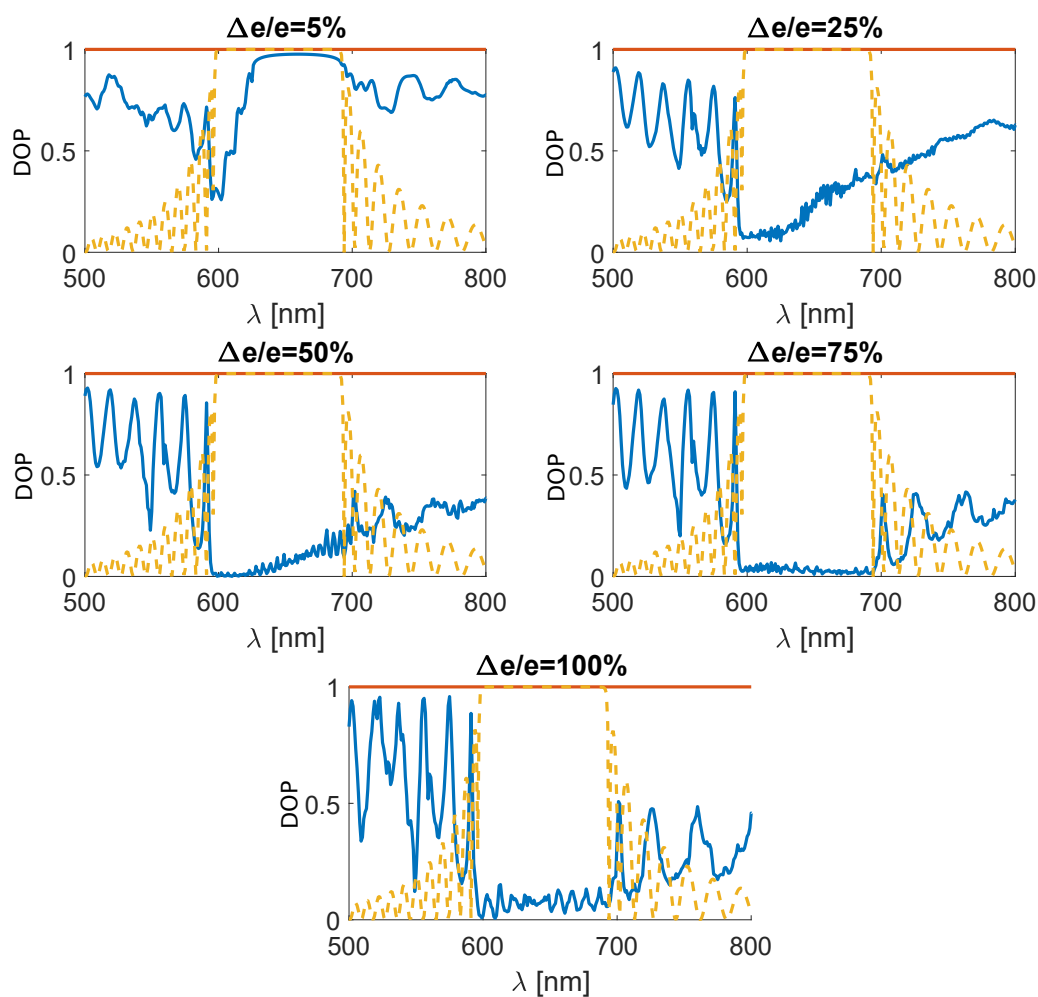


Figure 3.19 – Variations spectrales du degré de polarisation du miroir total $M(x)$ (courbes bleues), pour différentes valeurs d'uniformité qui correspondent à : $\Delta e/e = 5\%$, 25% , 50% , 75% et 100% . La dépolarisation totale est atteinte dans l'ensemble de la bande passante du miroir plan. Le spectre de réflexion du miroir à gradient est également tracé en pointillés (voir texte).

Ces résultats mettent en évidence le fait que le développement d'un réflecteur constitué d'un miroir plan et d'un miroir à gradient d'épaisseur permettra de réaliser un dépolariseur spéculaire sans perte d'énergie avec une capacité de dépolarisation totale sur une bande spectrale contrôlée. La synthèse de ce type de fonction a permis de mettre en évidence le rôle des différents blocs constitutifs du réflecteur. Pour aller plus loin, on peut désormais utiliser ces mêmes blocs élémentaires pour réaliser des fonctions plus complexes. La synthèse d'un dépolariseur présentant un profil spectral de DOP analogue à celui d'un résonateur de type Fabry-Pérot est désormais possible.

3.3.3 Fabry-Pérot en polarisation

Il est maintenant possible de contrôler la largeur de la bande passante du degré de polarisation en fonction du nombre de couches de chaque miroir. En effet la technique de dépolarisation précédente peut être généralisée à d'autres situations, notamment dans le cas d'une dépolarisation devant se produire pour une longueur d'onde spécifique avec une largeur spectrale faible (filtre à bande passante étroite dit de Fabry-Pérot). Afin d'obtenir ce résultat la structure du réflecteur précédent doit être modifiée. En effet il est nécessaire d'ajouter un spacer présentant également un gradient d'épaisseur entre les deux miroirs. Ce nouveau filtre est composé d'un miroir plan (M21) sur lequel est déposé un spacer (2L) et d'un autre miroir (M6) avec une faible valeur de κ , ce qui peut se résumer à un filtre $FP = Air/M6(x)/2L(x)/M21/Substrat$. Tous ces éléments sont quart d'onde à $633nm$ et pour un angle d'incidence de 60° pour $x = 0$. Ce filtre est conçu pour fonctionner avec une lumière incidente présentant un angle de 60° et est composé d'empilement de matériaux Ta_2O_5/SiO_2 . Les résultats sont présentés en figure (3.20) où l'on peut voir que l'on a un degré de polarisation nul à la longueur d'onde de centrage, $633nm$. La courbe rouge correspond au degré de polarisation de la lumière incidente, la courbe bleue correspond au degré de polarisation après réflexion sur le filtre et intégré par le capteur et enfin la courbe en pointillés jaunes correspond au coefficient de réflexion R_p . Ces résultats montrent qu'il est possible de contrôler la largeur de la bande passante et sa longueur d'onde de centrage en fonction du design du filtre. Ils confirment par ailleurs qu'il sera possible d'étendre la synthèse de dépolariseurs spéculaires sans perte d'énergie à des fonctions encore plus complexes et d'en diversifier les applications.

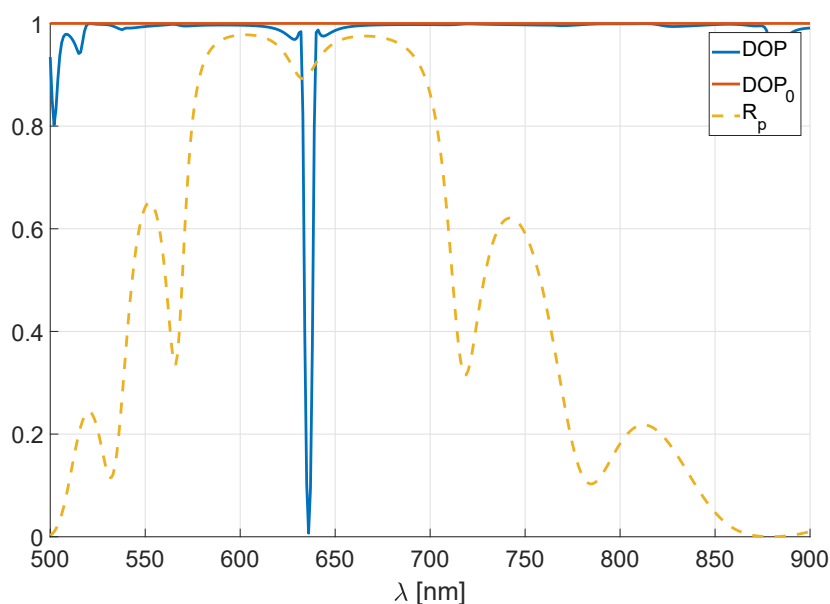


Figure 3.20 – Variations spectrales du degré de polarisation d'un filtre à bande étroite.

3.4 Performances et Limitations

3.4.1 Déformation du front d'onde

Maintenant que la technique de synthèse est validée, il nous faut quantifier les potentielles limitations des composants proposés. En effet, comme nous avons pu le voir précédemment, les variations rapides du déphasage sur la surface du réflecteur peuvent générer de la diffraction. Nous allons donc maintenant quantifier l'effet de cette diffraction sur les formules de réflecteurs que nous venons de proposer. Pour ce faire, nous utiliserons l'approche présentée au chapitre 2, et plus précisément la formule 2.42 qui nous permet d'écrire la transformée de Fourier du champ réfléchi comme :

$$\widehat{E}_r(\lambda, \nu, z) = A_0^+ \widehat{r}(\lambda, \nu - \nu_0) e^{-j\alpha(\lambda, \nu)z} \quad (3.79)$$

Comme démontré en section précédente, nous prenons en compte les variations spatiales de la réflexion dans le plan de l'échantillon. Nous considérons maintenant le cas du double miroir $M(x) = M_0 + M_{add}$ qui fournit une bande spectrale contrôlable de dépolarisation sans perte d'énergie. En réécrivant pour chaque polarisation l'amplitude de la réflexion comme $r_{pol}(\lambda, x)$, il est alors possible de calculer sa transformée de Fourier par rapport à x comme :

$$\widehat{r}(\lambda, \nu) = \int_x r_{pol}(\lambda, x) \exp(-2\pi\nu x) dx \quad (3.80)$$

Puisque nous sommes intéressés par une modification d'un motif d'intensité, nous considérons la quantité observable R :

$$R(\lambda, \nu) = |\widehat{r}(\lambda, \nu)|^2 \quad (3.81)$$

L'équation (3.81) donne le diagramme d'intensité à chaque longueur d'onde par rapport à la fréquence spatiale. Dans cette partie nous utiliserons les profils normalisés par leurs valeurs maximales (par rapport à la fréquence spatiale) puisque nous ne nous sommes ici intéressés uniquement par la déformation du faisceau. Par conséquent, nous travaillons avec le modèle :

$$R'(\lambda, \nu) = R(\lambda, \nu) / R_{max}(\lambda) \quad (3.82)$$

avec $R_{max}(\lambda) = \max[R(\lambda, \nu)]$. On utilisera comme référence le cas où le faisceau réfléchi n'est pas altéré ; cette référence est donc calculée en considérant la réflexion sur un miroir identique au dépolariseur à l'abscisse $x = 0$ et sans gradient sur les épaisseurs. Dans ce cas, le réflecteur n'induit pas de diffraction et la répartition de l'intensité réfléchie suit une loi en sinus cardinal telle que :

$$R'_{ref}(\lambda, \nu) = |\text{sinc}(\pi\nu L)|^2 \quad (3.83)$$

Pour chaque longueur d'onde, on aura le profil d'un faisceau réfléchi du type de celui présenté en figure (3.21) qui sera à comparer au faisceau de référence calculé pour un réflecteur sans gradient sur les épaisseurs.

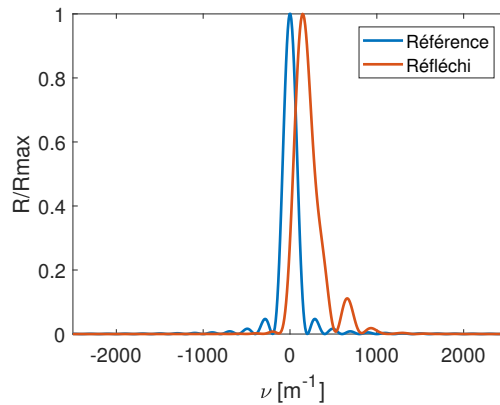


Figure 3.21 – Profil du faisceau réfléchi par le dépolariseur présenté en figure (3.16-b) à $\lambda = 633\text{nm}$ comparé au profil de référence à la même longueur d'onde

On peut également considérer l'évolution spectrale de ces profils. On trace ainsi en figures (3.22) et (3.23), en fausses couleurs, l'évolution du profil du faisceau réfléchi en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence spatiale pour le dépolariseur (courbe de droite) et pour le miroir de référence (courbe de gauche). Les calculs ont été faits en polarisation TE, figure (3.22), et TM, figure (3.23).

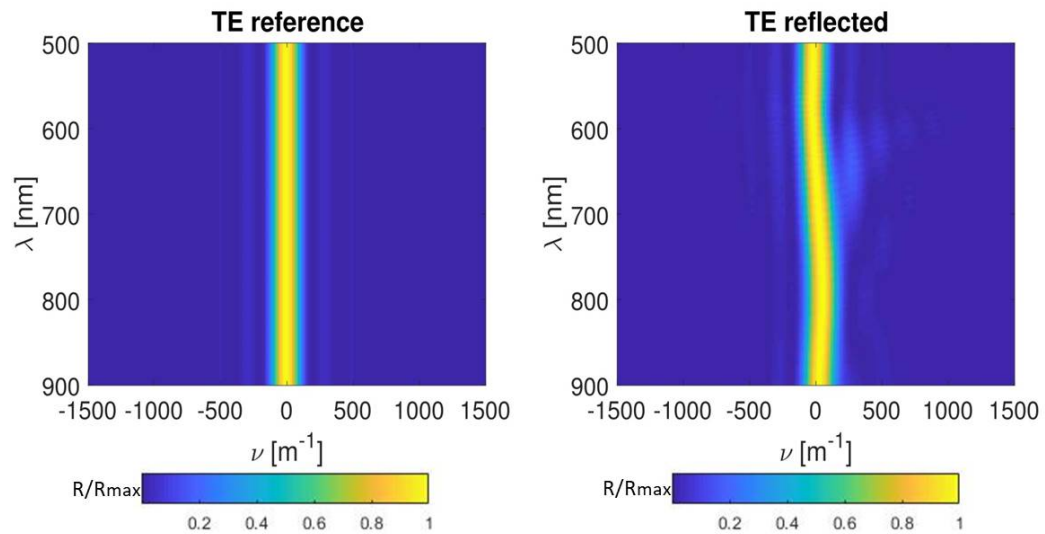


Figure 3.22 – Faisceau réfléchi par le réflecteur M17 plan et M32 d'épaisseurs variables (présenté en figure 3.16-b) présentant un gradient $\Delta e/e = 50\%$ en polarisation TE en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence spatiale. La figure de gauche correspond au même réflecteur sans gradient d'épaisseur.

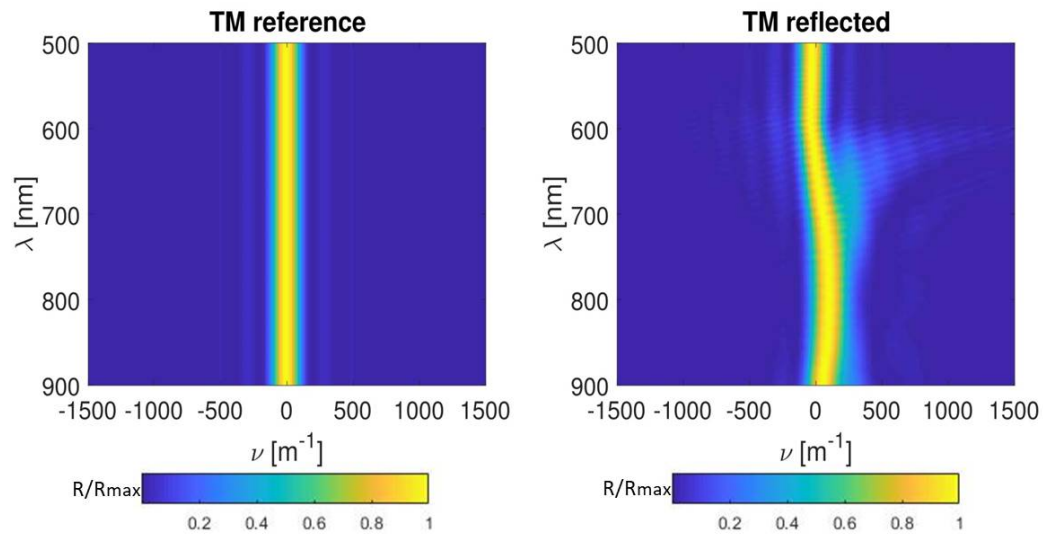


Figure 3.23 – Faisceau réfléchi par le réflecteur M17 plan et M32 d'épaisseurs variables (présenté en figure 3.16-b) présentant un gradient $\Delta e/e = 50\%$ en polarisation TM en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence spatiale. La figure de gauche correspond au même réflecteur sans gradient d'épaisseur.

En premier lieu, ces résultats mettent en évidence une légère déformation du faisceau réfléchi, en particulier sur la gamme spectrale [600-700nm] qui est celle sur laquelle on souhaite avoir la dépolarisation la plus forte.

On voit, par ailleurs, qu'il y a une déviation du faisceau réfléchi, en particulier en polarisation TM. Cette déviation n'est pas critique pour l'application que nous visons, nous pouvons donc recentrer les profils sur leurs valeurs maximales pour chaque longueur d'onde. En découle la courbe présentée en figure (3.24) qui permet de visualiser uniquement les déformations du faisceau induites par les variations rapides du déphasage polarimétrique à la surface du dépolariseur.

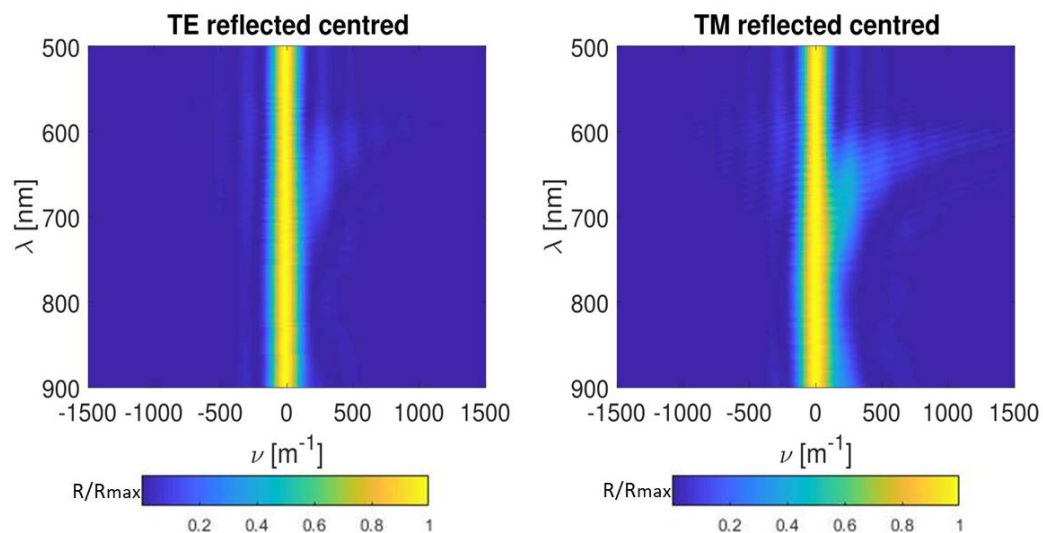


Figure 3.24 – Faisceaux réfléchis pour les polarisations TE et TM après recentrage, pour comparaison avec la figure 3.23 (voir texte)

Pour une analyse plus quantitative on considère les sections de la figure (3.24) à deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 500nm$ et $\lambda_2 = 633nm$. Elles sont présentées figure (3.25). La courbe bleue correspond à la référence, et décrit un sinus cardinal au carré. La courbe rouge est donnée à la longueur d'onde $\lambda_1 = 500nm$; elle présente des altérations négligeables du faisceau, et est quasi-superposée à la référence. La dernière courbe est tracée en pointillé jaune et présente une déformation notable du faisceau à la longueur d'onde $\lambda_2 = 633nm$.

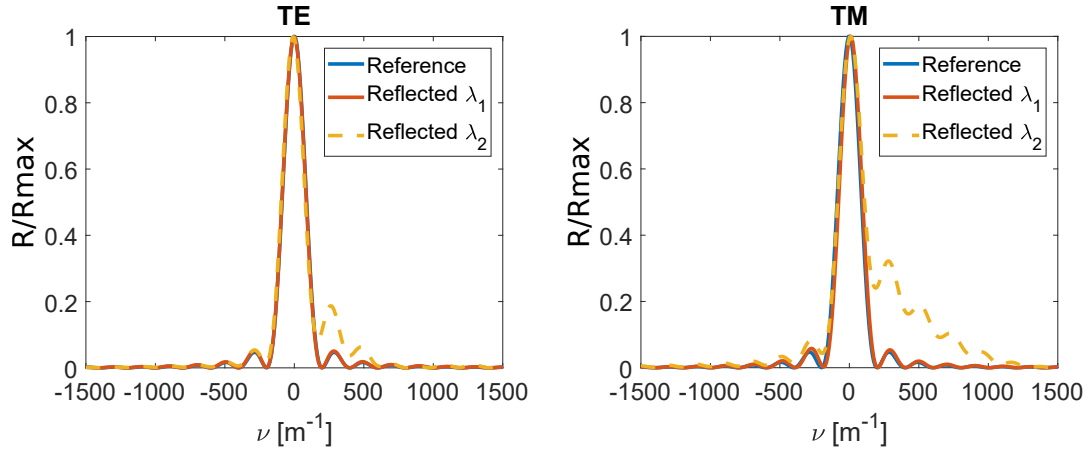


Figure 3.25 – Profil du faisceau réfléchi à deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 500nm$ et $\lambda_2 = 633nm$ (voir texte). Les figures de gauche et de droite sont données respectivement pour les polarisations TE et TM.

A ce stade, il est important de quantifier les pertes qu'engendrerait l'utilisation d'un tel composant. Pour ce faire, nous allons chiffrer la quantité d'énergie qui s'est propagée en dehors de l'ouverture $\Delta\nu_{ref}$ du faisceau de référence. Pour cela nous avons considéré les courbes normalisées qui ont été centrées, c'est-à-dire :

$$R''(\lambda, \nu) = R'(\lambda, \nu - \nu_0(\lambda)) \quad (3.84)$$

et qui peuvent maintenant être intégrées sur la gamme de fréquence $\Delta\nu_{ref}$ de la référence :

$$F(\lambda) = \int_{\nu} R''(\lambda, \nu) d\nu \quad (3.85)$$

Enfin, les signaux sont normalisés par la même intégrale appliquée au faisceau de référence pour donner un taux de perte d'énergie :

$$\eta(\lambda) = F(\lambda)/F_{ref}(\lambda) \quad (3.86)$$

Le taux η doit donc être le plus faible possible pour une utilisation optimale du composant. Les résultats sont présentés en figure (3.26). La figure de gauche est calculée en intégrant sur une ouverture fréquentielle de $1/L$ et celle de droite pour une ouverture de $3/L$. La référence est représentée par la courbe en pointillée jaune. Elle est achromatique et approche un taux de 10% sur la figure de gauche et seulement de 2,7% pour celle de droite. En d'autres termes, selon que l'on considère une ouverture limitée à $1/L$ ou $3/L$

pour le détecteur, on perd 10% ou 2.7% de l'énergie incidente dans le cas d'un miroir simple. Ce sont donc ces valeurs que nous utiliserons comme référence pour apprécier la perte d'énergie induite par le composant dépolarisant.

En ce qui concerne le faisceau réfléchi par le dépolariseur, les écarts sont plus importants entre les deux ouvertures et se produisent principalement dans la bande passante de dépolarisation ($600nm - 700nm$) où ils peuvent atteindre 70% pour la polarisation TM (courbe rouge, figure de gauche). Ceci peut s'expliquer par le fait que dans cette bande de dépolarisation, des variations de phase sont nécessaires pour annuler la cohérence mutuelle, une condition requise pour dépolariser la lumière (voir les sections précédentes). Notez cependant que ce n'est pas un problème puisque ces effets sont fortement réduits lorsque l'on élargit la bande à $3/L$. Dans ce cas les taux de pertes tombent sous la barre des 20%, ce qui devient raisonnable.

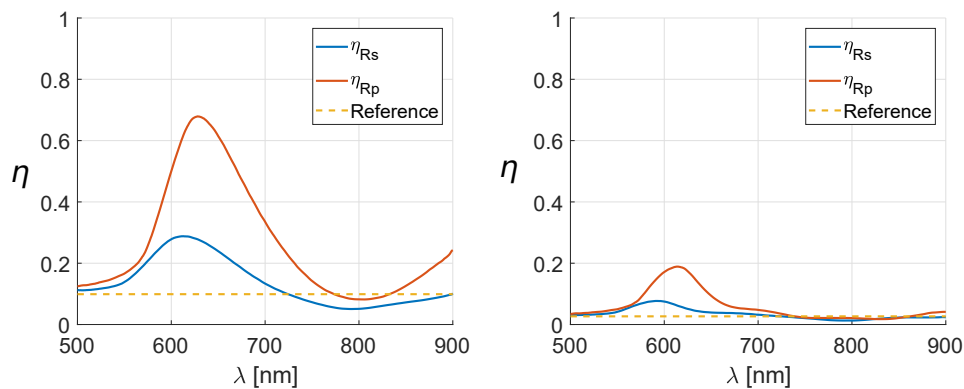


Figure 3.26 – Rapport de l'énergie réfléchi par le dispositif de dépolarisation et de la référence en fonction de la longueur d'onde. La gamme de fréquences d'intégration est de $1/L$ dans la figure de gauche et de $3/L$ dans la figure de droite.

On peut donc conclure ici que, pour ce composant, la potentielle déformation du faisceau ne sera problématique que pour les ouvertures angulaires très faibles. Ces résultats mettent cependant en évidence la nécessité de connaître l'utilisation future du composant dès l'étape de synthèse et de prendre en compte les phénomènes de diffraction.

En effet si on considère des structures plus complexes telles que le Fabry-Pérot en polarisation présenté précédemment, on peut voir figure (3.27), que les déviations et déformations du faisceau réfléchi sont beaucoup plus fortes. On peut même se retrouver en présence de deux faisceaux réfléchis de niveau équivalent comme on peut le voir en figure (3.28) pour la polarisation TE à 633nm.

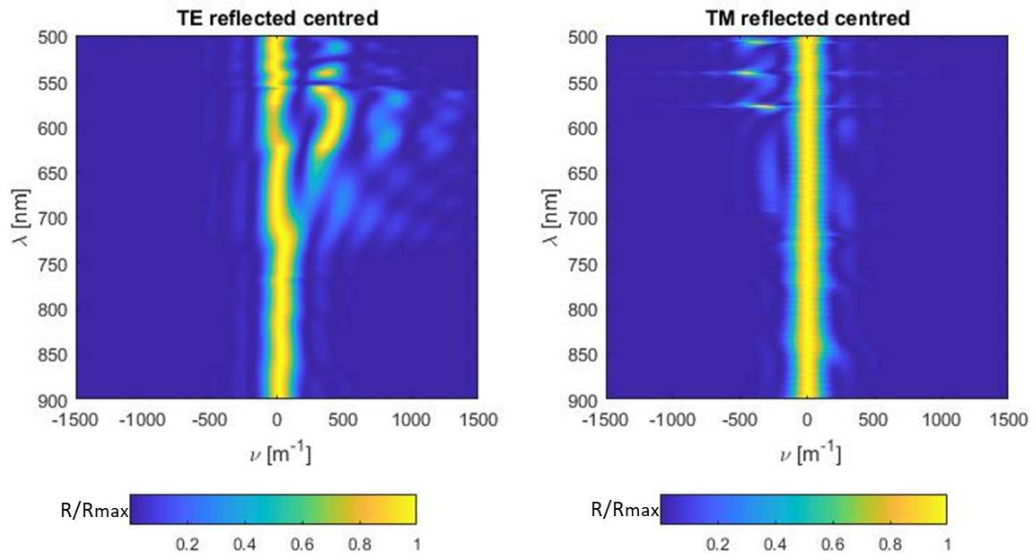


Figure 3.27 – Profil du faisceau réfléchi par le système de dépolarisation de type Fabry-Pérot

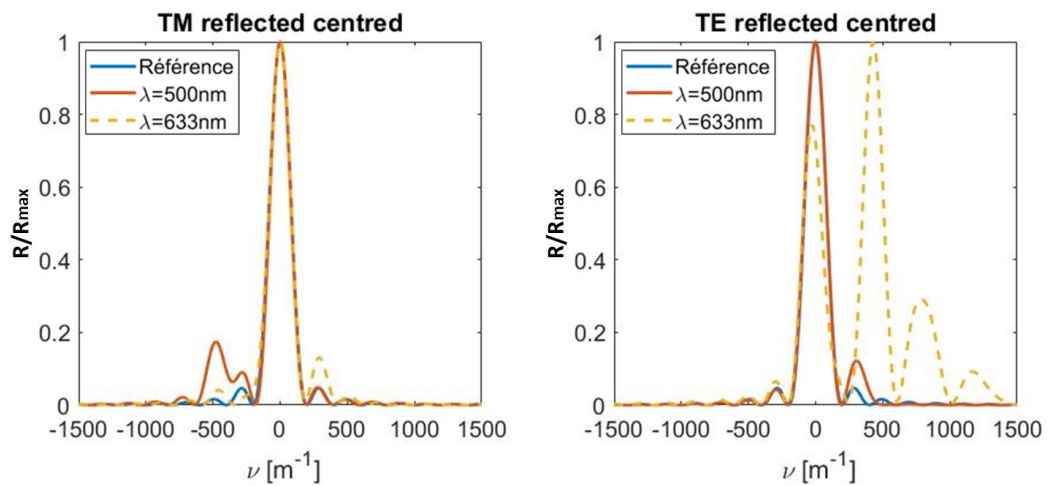


Figure 3.28 – Profil du faisceau à deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 500nm$ et $\lambda_2 = 633nm$ du dépolariseur de type Fabry-Pérot

L'étape de synthèse étant finalisée, nous allons maintenant pouvoir nous intéresser à la réalisation et la caractérisation d'un premier prototype.

CHAPITRE 4

FABRICATION D'UN PROTOTYPE ET MÉTROLOGIE ASSOCIÉE

Sommaire

4.1	Fabrication des prototypes	99
4.1.1	Technologie de dépôt	99
4.1.2	Développements propres à la réalisation de gradients d'épaisseurs	102
4.2	Méetrologie du degré de polarisation spectral	106
4.2.1	Evolution de l'instrument de mesure	106
4.2.2	Étalonnage	109
4.2.3	Caractérisation du prototype	113

4.1 Fabrication des prototypes

4.1.1 Technologie de dépôt

Il existe différents types de technologies de dépôts de couches minces. Parmi celles-ci, on trouvera par exemple les techniques de croissances ou d'épitanie qui sont particulièrement adaptés à la micro-électronique et la photonique sur silicium car elles permettent d'obtenir des couches cristallines de qualité maîtrisée. Pour la réalisation de composants optiques, on leur préférera les technologies de dépôt en phase physique qui permettent d'obtenir des dépôts de matériaux amorphes présentant des niveaux extrêmes d'homogénéité, de transparence et d'uniformité. Ainsi, le contrôle des épaisseurs est possible avec une précision meilleure que l'angstroem et les indices optiques des différents matériaux sont maîtrisés au delà de 4 décimales. Par ailleurs, ces technologies autorisent le dépôt d'un grand nombre de couches minces, elles sont donc particulièrement adaptées à la réalisation de filtres interférentiels complexes.

L'Institut Fresnel est expert de longue date dans la réalisation de couches minces optiques via les technologies de dépôts physiques. Le laboratoire maîtrise en particulier la réalisation de composants optiques multicouches planaires à haut niveau de complexité. Nous nous appuyons donc sur cette expertise, et en particulier, sur celle de l'équipe RCMO du laboratoire, pour la réalisation des réflecteurs à gradient que nous proposons.

En effet, l'Espace Photonique, plateforme de technologie de dépôts de couches minces optiques portée par l'équipe RCMO [61], est équipée de 5 machines de dépôt. Trois sont basées sur le principe de d'évaporation par canons à électrons et deux sur le principe de pulvérisations (ionique ou cathodique magnétron). Les 5 machines sont les suivantes :

- Une machine de dépôt par pulvérisation ionique assistée par canon à ions (DIBS : Dual Ion Beam sputtering) produite par la société Teer-Coatings
- Une machine de dépôt par canon à électrons BAK 600, dépôt sans assistance (Balzers)
- Une machine de dépôt par canon à électrons BAK 750, dépôt assisté par canon à ions (IAD-Ion Assisted deposition) (Balzers)
- Une machine de dépôt par pulvérisation cathodique magnétron assistée par plasma (Bühler-Leybold Optics), machine HELIOS
- Une machine de dépôt par évaporation par canons à électrons assistée par plasma (source APS - Assisted Plasma Sputtering), machine Bühler SYRUS Pro 710

C'est cette dernière machine de dépôt qui a été utilisée pour la réalisation de nos prototypes, nous allons donc en présenter le fonctionnement plus en détail.

Une vue de la machine *Syrus Pro 710*, dans l'Espace Photonique est présentée en figure (4.1) et une photo de l'intérieur de l'enceinte à vide est donnée en figure (4.2).



Figure 4.1 – Machine de dépôt SYRUSpro 710

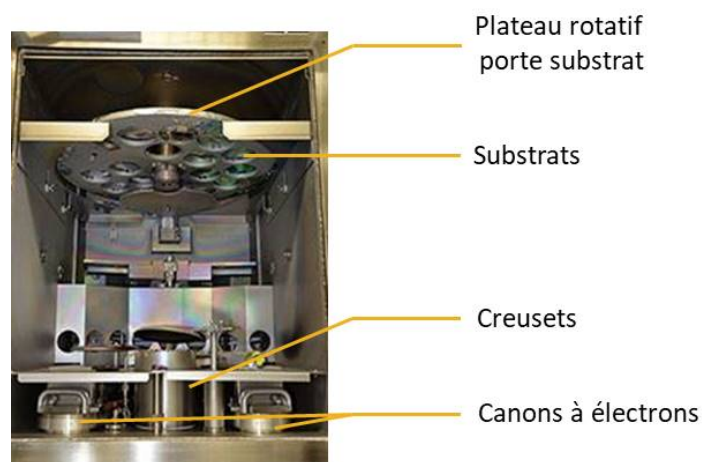


Figure 4.2 – Machine de dépôt SYRUSpro 710 - Intérieur de l'enceinte

Elle fonctionne sur le principe de la technique de pulvérisation assistée par plasma dont le principe est schématisé en figure (4.3). Le matériau cible que l'on souhaite déposer est chauffé sous vide par faisceau électronique jusqu'à ce qu'il s'évapore. Sous l'effet de la chaleur il se vaporise pour ensuite se déposer en couches fines sur le substrat. Tous les substrats qui sont agencés sur la même surface sphérique autour du matériau reçoivent une épaisseur égale de revêtement. Cette épaisseur est contrôlée in situ et en temps réel par un contrôle optique monochromatique. Il est possible de déposer, avec cette machine, de la silice (SiO_2), de Pentaoxyde de Niobium (Nb_2O_5), de l'argent (Ag), de l'or (Au), du cuivre (Cu) et d'autres matériaux selon les besoins.

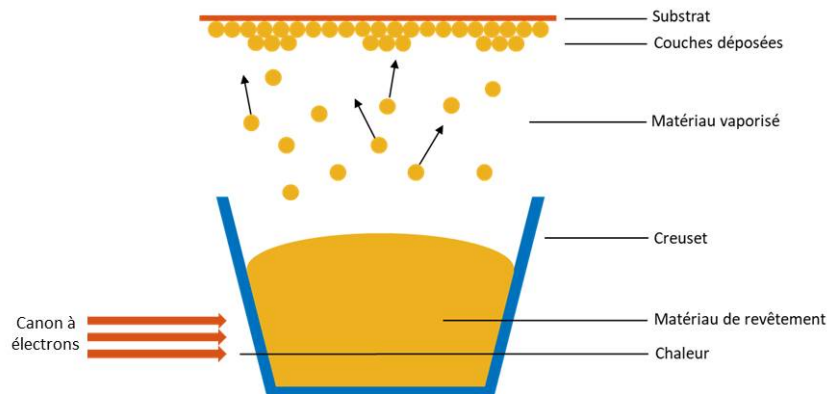


Figure 4.3 – Principe de fonctionnement de la technologie d'évaporation

La source de plasma soutient le processus d'évaporation thermique grâce à un bombardement ionique hautement énergétique du substrat. Ceci permet d'augmenter durablement la qualité des surfaces traitées du point de vue de l'adhérence, de la dureté et de la densité des couches vaporisées. Le plasma nécessaire pour la vaporisation à base d'ions est généré par une source plasma intégrée à la chambre à vide. La répartition de la matière lors de la vaporisation n'est pas totalement homogène dans la chambre, elle dépend de la position dans l'espace. L'indicateur de répartition de la matière au sein de la chambre se nomme la plume (figure 4.4).

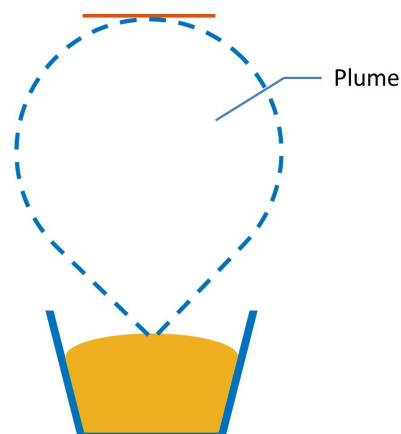


Figure 4.4 – Représentation schématique de la répartition de la matière lors de la vaporisation

Comme on peut le deviner sur ce schéma, le positionnement de l'échantillon dans l'enceinte aura une influence certaine sur l'uniformité du dépôt ainsi que sur l'épaisseur déposée. Par ailleurs, sur cette machine, la distance entre les creusets et les substrats est relativement grande, ce qui permet de disposer de plus de degrés de liberté sur les positionnements relatifs de l'un et de l'autre. C'est donc cette machine de dépôt qui a été choisie pour servir de supports aux développements propres à la réalisation de structures à gradients d'épaisseur.

4.1.2 Développements propres à la réalisation de gradients d'épaisseurs

On peut noter à ce stade, que la *Syrus Pro 710*, comme les autres machines de dépôt de l'Espace Photonique, est optimisée pour la réalisation d'empilements plans de couches minces présentant une épaisseur identique sur l'ensemble de la surface de dépôt. La réalisation d'empilements présentant des gradients d'épaisseurs contrôlés requiert des développements technologiques lourds qui sont actuellement en cours de réalisation par l'équipe RCMO pour d'autres types d'applications. Nous avons donc suivi ces évolutions et pu profiter de la synchronisation de ces développements avec cette thèse pour réaliser nos premiers prototypes.

Prototype 1 - Preuve de l'effet dépolarisant d'un gradient

Le premier prototype a été réalisé à la fin de la première année de la thèse. L'objectif était ici de vérifier expérimentalement le fait qu'un gradient d'épaisseur réalisé sur un miroir permettrait d'obtenir un phénomène de dépolarisation spatiale. Pour cette preuve de concept, nous n'avons donc pas considéré l'aspect conservation de l'énergie mais uniquement le déphasage polarimétrique.

En termes de fabrication, les développements technologiques n'étaient pas encore finalisés, les gradients d'épaisseurs n'étaient donc pas suffisamment maîtrisés pour réaliser un empilement présentant un grand nombre de couches. En conséquence, nous avons choisi de réaliser un empilement de 7 couches présentant un gradient d'épaisseur de 2. Les matériaux haut et bas indices utilisés sont respectivement du Pentaoxyde de Tantale (Ta_2O_5) et de la silice (SiO_2). La formule a été conçue pour présenter une dépolarisation maximale à la longueur d'onde de 633 nm avec un angle d'incidence de 60° . La technique de réalisation de ce gradient ne sera pas présentée ici car un brevet est en cours de dépôt par l'équipe RCMO sur ce point spécifique. Une photographie du composant obtenu est présentée figure (4.5). On peut d'ores et déjà voir qu'en l'absence de miroir plan sur le composant, le gradient d'épaisseur se traduit par une variation du spectre du coefficient de réflexion en intensité en fonction de la position, ce qui lui donne cet aspect irisé.



Figure 4.5 – Premier prototype de dépolariseur à gradient $L=40\text{mm}$

Par ailleurs, les gradients accessibles à ce stade des développements étaient relativement faibles, il fallait donc un composant de largeur conséquente pour atteindre une amplitude de 2π sur le déphasage polarimétrique induit par la réflexion. En conséquence, le composant présenté figure (4.5) a été réalisé sur un substrat carré de 4 cm de coté. La conséquence majeure de ce dimensionnement est que pour atteindre une dépolarisa-

tion complète, il faudrait pouvoir éclairer la totalité du composant et considérer les 4 cm x 4 cm de faisceau dans son intégralité. Ce point aurait demandé des développements lourds en termes de métrologie qu'il ne nous a pas paru pertinent de lancer à ce stade de l'étude. En effet, l'ellipsomètre spatialement résolu que nous avons présenté en partie 1.4, permet l'analyse du faisceau réfléchi sur un diamètre de 5 mm. Par ailleurs, le faisceau passe par des cellules à cristaux liquides qui présentent une ouverture d'un centimètre de diamètre. Pour passer à une zone d'analyse de 4 cm de côté, il aurait donc fallu ajouter des systèmes d'imagerie intermédiaires qui auraient eux-mêmes sensiblement modifié la répartition des états de polarisation locaux et en conséquence la précision sur la mesure de la dépolarisation globale. Nous avons donc conservé le moyen de test existant. Notre objectif à ce stade était de confirmer la capacité à dépolariser d'un gradient d'épaisseur. Nous avons donc calculé la dépolarisation attendue si on considère un spot de 5 mm éclairant l'échantillon sur les différentes zones localisées par des cercles en figure (4.6). Pour chacune d'entre elles, le calcul numérique prédit une dépolarisation de l'ordre de 12% , soit un degré de polarisation intégré de 88%. La mesure réalisée sur chacune de ces zones à la longueur d'onde de 633 nm est positionnée sur les différentes sphères de Poincaré correspondantes en figure (4.6). Pour chacune d'entre elles, on observe, comme attendu, un étalement des états de polarisation locaux autour de la position du faisceau incident. Lorsqu'on calcule le degré de polarisation global, il est de l'ordre de 90% pour toutes les zones d'analyse. Cette valeur est à mettre en regard des 88% attendus et permet de confirmer que les formules d'empilement proposées permettent effectivement de générer une dépolarisation spatiale contrôlée.

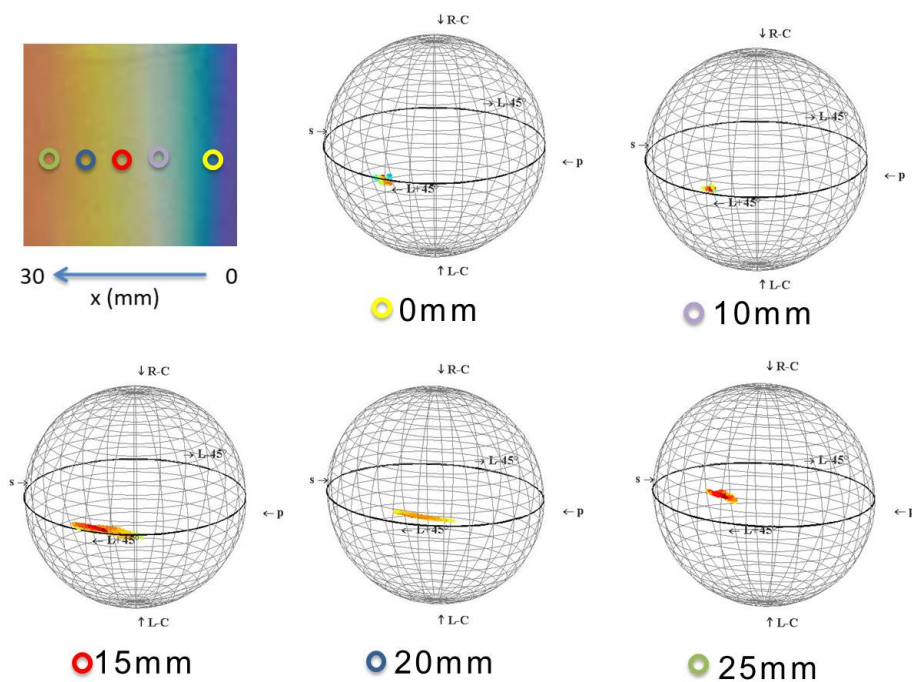


Figure 4.6 – Analyse de la polarisation de la lumière réfléchie en différents points du réflecteur

Il nous reste maintenant à vérifier la faisabilité d'un dépolariseur sans perte d'énergie et ce, sur une large bande spectrale.

Prototype 2 - Dépolariseur spectral

Pour ce faire, nous utiliserons une autre technique de réalisation de gradients d'épaisseur contrôlés mise en place lors de ma dernière année de thèse par l'équipe RCMO. En effet, lors du dépôt, la plume générée par la machine Syrus Pro est désormais connue et maîtrisée. On va alors pouvoir, grâce à un système de masquage et de rotation du porte échantillons, générer des dépôts d'épaisseur variable.

La technique proposée est schématisée en figure (4.7). Elle consiste à positionner un masque vertical au bord de l'échantillon. Ainsi, lorsque le substrat, qui est sur le plateau tournant, sera face au creuset, le masque n'interférera pas avec le dépôt. Des couches d'épaisseur uniforme seront alors déposées (figure 4.7-A). En revanche, lors de la rotation du porte échantillon, une partie du substrat sera protégée par le masque (figure 4.7-B). Cela va générer un dépôt sur une surface une partie du substrat. Grâce à ces effets de masquage et de rotation, il est possible de générer des couches d'épaisseur variable selon un axe. Par ailleurs, en changeant les positions relatives des différents axes mécaniques, on peut modifier le gradient d'épaisseur obtenu.

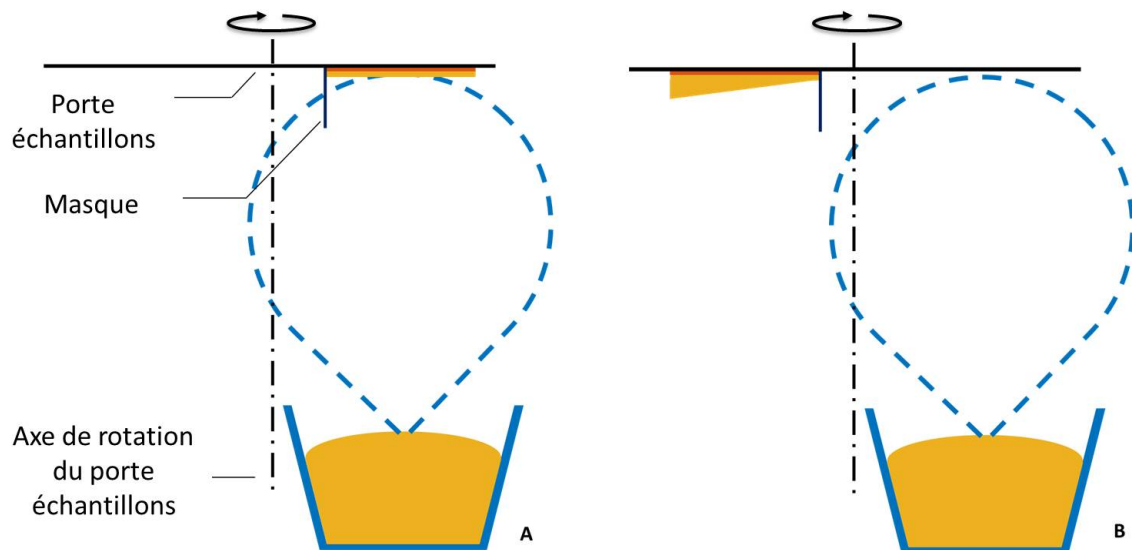


Figure 4.7 – Technique de dépôt de couches minces optiques d'épaisseur variable grâce à un système de masquage

Il est donc possible, grâce à ce système de masquage, de générer et de contrôler un gradient d'épaisseur des couches dépendant de la position. Un exemple de gradient type réalisable par cette technique est représenté figure (4.8). Il est défini par la relation 4.1 :

$$e = -0.1388x^2 + 14.061x + 99.84 \quad (4.1)$$

avec e l'épaisseur de la couche en nm et x la position en mm à la surface du composant. Ces paramètres sont évidemment donnés pour un certain réglage des paramètres de dépôt et un seul positionnement des axes mécaniques et correspondant à la configuration de réalisation de notre prototype.

Les gradients d'épaisseurs sont désormais suffisamment maîtrisés pour envisager la réalisation de composants plus complexes. Nous avons donc pu réaliser le réflecteur com-

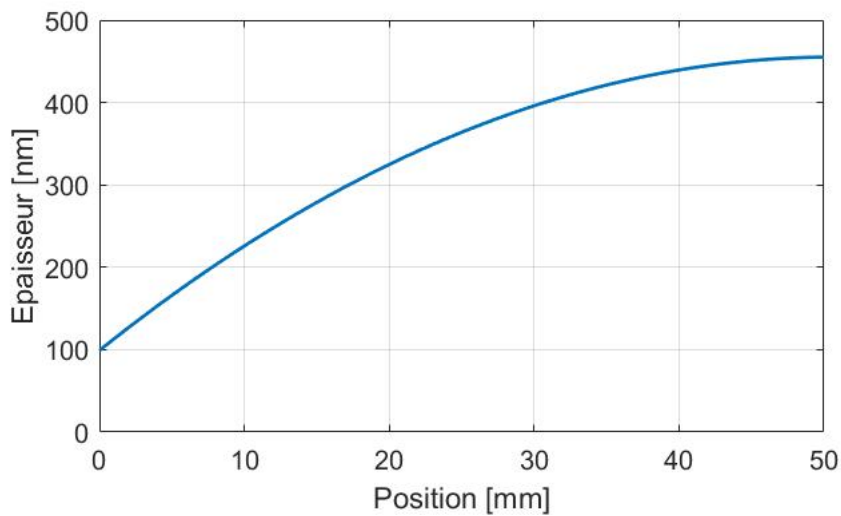


Figure 4.8 – Gradient réalisable par masquage sur la Syrus

posé d'un miroir plan de 16 couches sur lequel a été déposé un miroir d'épaisseur variable de 24 couches. L'épaisseur varie d'un coefficient $\kappa = 1.5$ sur une longueur de 5mm. Les miroirs sont composés d'un matériau bas indice S_iO_2 (dioxyde de silicium) et d'un matériau haut indice Nb_2O_5 (pentaoxyde de niobium). Ce composant est centré à $650nm$ et doit dépolariiser la lumière à hauteur 90% sur une bande spectrale de $100nm$ centré sur $650nm$ comme le montre la figure (4.9). La courbe rouge y représente le degré de polarisation de la lumière incidente et la courbe bleue le degré de polarisation de la lumière après réflexion sur le filtre et intégration par le capteur. Les calculs sont réalisés pour un faisceau réfléchi de 5 mm de diamètre.

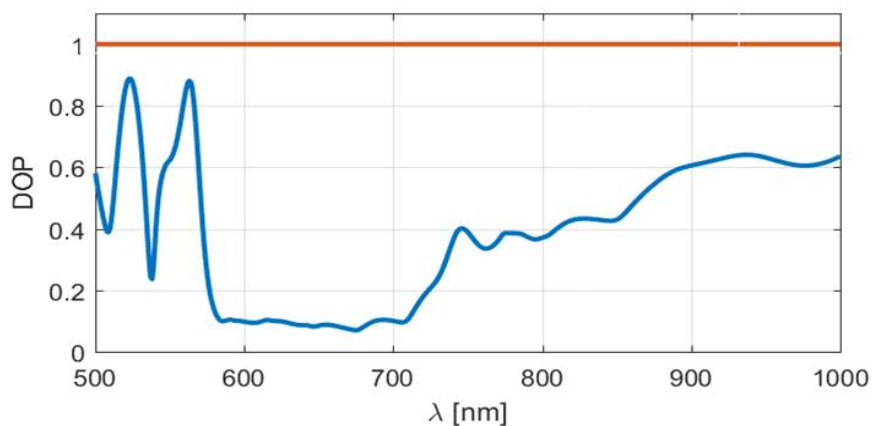


Figure 4.9 – Degré de polarisation spectrale du composant M16 plan M24 variable.

On peut voir figure (4.10) une photographie du composant fabriqué. On peut noter que bien que le gradient soit plus fort que pour le prototype 1, l'ajout du réflecteur réduit considérablement l'effet visuel d'irisation car il achromatise le coefficient de réflexion en intensité.

Afin de qualifier les performances de ce nouveau composant, il nous reste maintenant à mesurer l'évolution spectrale du degré de polarisation du faisceau réfléchi.

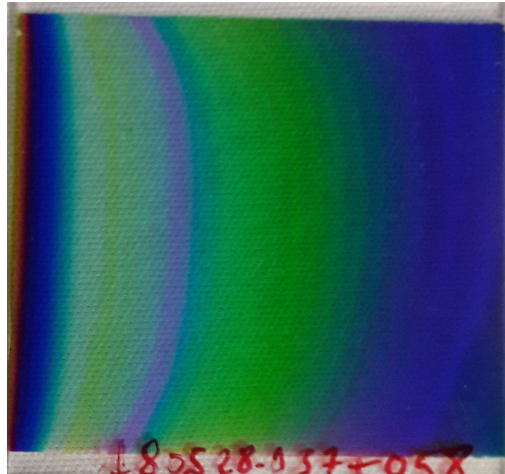


Figure 4.10 – Prototype de dépolariseur spéculaire, M16 plan, M24 à gradient. $L=50\text{mm}$

4.2 Métrologie du degré de polarisation spectral

La qualification du composant réalisé requiert d'être capable de mesurer les variations spectrales du degré de polarisation, mais également de pouvoir mesurer une potentielle déformation du faisceau réfléchi. Nous avons donc besoin d'une mesure spatialement et spectralement résolue des paramètres polarimétriques du faisceau réfléchi.

A mon arrivée, le laboratoire disposait déjà d'un ellipsomètre spatialement résolu [24] qui avait été développé pour la métrologie du comportement polarimétrique du speckle diffusé par les milieux complexes. Cet instrument présenté en figure (1.12) permettait d'accéder à la résolution spatiale souhaitée mais il a été conçu et optimisé pour un éclairage monochromatique à la longueur d'onde de 633nm. Nous nous sommes donc appuyés sur ce dispositif et l'avons fait évoluer vers une métrologie large bande et spatialement résolue du degré de polarisation d'un faisceau spéculaire.

4.2.1 Evolution de l'instrument de mesure

Détecteur

Le détecteur utilisé était une matrice CCD à bas bruit, PIXIS 1024 B de Princeton Instrument (figure 4.11). Il s'agit d'un détecteur pixélisé qui présente un très faible courant d'obscurité ($i_D = 4.10^{-4} e.s^{-1}$), ce qui autorise des acquisitions avec des temps d'intégrations de plusieurs secondes, donc l'enregistrement de signaux bas. On a accès avec ce détecteur à une grande dynamique de mesure, typiquement plusieurs décades, ce qui garantit la précision de la mesure des contrastes polarimétriques sur l'ensemble de sa plage spectrale d'efficacité, soit de 400 à 1000 nm. Les pixels du détecteur font par ailleurs $13\mu\text{m}$ de côté. Sur un faisceau de 5 mm de diamètre, on a donc environ 45 000 pixels, ce qui valide l'aspect spatialement résolu. Nous avons donc choisi de conserver cette matrice CCD comme détecteur.



Figure 4.11 – Caméra PIXIS 1024B de Princeton Instrument

Sous système d'éclairage

Il nous faut maintenant définir un bloc source large bande et accordable en longueur d'onde qui permette de couvrir une grande partie de la gamme spectrale de sensibilité du détecteur.

Laser à supercontinuum

Nous avons remplacé le laser HeNe qui était jusqu'alors utilisé par un laser à supercontinuum de type Fianium WhiteLase. Le spectre d'émission de ce laser est présenté figure (4.12) lorsqu'il est utilisé à 50% de sa capacité. A puissance maximale ce laser émet une puissance de 6 Watts répartis sur la plage spectrale [400 nm -2000 nm].

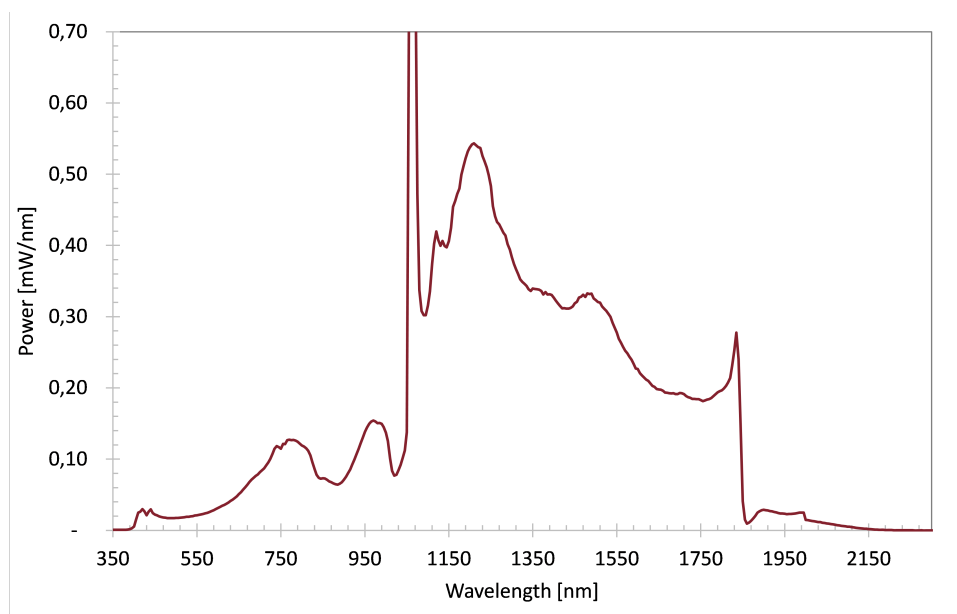


Figure 4.12 – Réponse spectrale de l'intensité du laser Fianium WhiteLase Micro supercontinuum

Filtre accordable en longueur d'onde

Afin de sélectionner la longueur d'onde d'analyse, on utilise un filtre à hologramme de volume de la marque Photon Etc vendu sous la dénomination LLTF Contrast VIS (LLTF pour Laser Line tunable Filter). Ce filtre est passe bande et accordable sur sa longueur d'onde de centrage. Le spectre du faisceau filtré présente une largeur spectrale de 2nm dans le visible et une réjection de l'ordre de 60 dB à 20 nm.

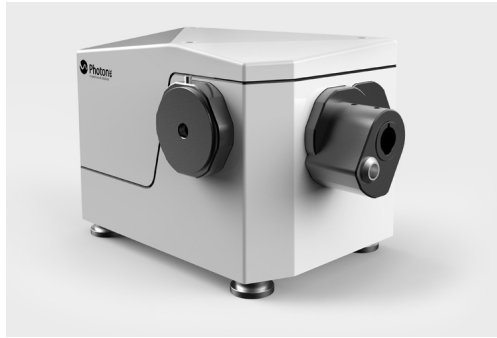


Figure 4.13 – Filtre LLTF Contrast VIS (Laser Line Tunable Filter) à réseaux de Bragg en volume de la marque Photon etc

En couplant ce filtre accordable au laser à super continuum, on dispose désormais d'une source accordable en longueur d'onde de 400 à 1000nm qui permet d'émettre un faisceau présentant une largeur spectrale de 2nm à une longueur d'onde arbitrairement choisie.

Analyseur d'état de polarisation large bande

L'un des éléments clés du moyen de test est l'analyseur d'état de polarisation. Sur la version originelle du banc, il était constitué des éléments suivants :

- une cellule à cristaux liquides utilisée comme déphaseur pilotable électriquement,
- un rotateur de polarisation à cristaux liquides et un analyseur par absorption utilisés en lieu et place d'un analyseur tournant,
- un polariseur utilisé pour fixer la polarisation incidente.

L'ensemble de ces éléments polarisants étant optimisés pour un fonctionnement à la longueur d'onde de 633 nm, nous leur avons préféré d'autres types de composants qui permettront de garantir l'achromaticité des performances.

Éléments à cristaux liquides

Rotateur de polarisation

Le rotateur de polarisation est un déphaseur à cristaux liquides. Il était utilisé couplé à un analyseur fixe pour jouer le rôle d'un analyseur tournant tout en évitant les mouvements mécaniques, ceux-ci étant critiques pour l'analyse de speckle. Ce type de rotateur est optimisé sur une bande spectrale de 20nm autour d'une longueur d'onde de centrage et n'est donc pas adapté à notre application. Par ailleurs, nous souhaitons désormais réaliser l'analyse de faisceaux spéculaires, nous sommes donc plus tolérants à un éventuel décalage du faisceau qu'induirait la rotation mécanique d'un analyseur. Le bloc [rotateur + polariseur] a donc été remplacé par un analyseur de Glan-Taylor monté sur une platine de rotation motorisée.

Déphaseur pilotable électriquement

La cellule à cristaux liquides utilisée (Thorlabs LCC1413-A) comme déphaseur ajustable est efficace de 350 à 700nm. En complément, nous utiliserons donc une seconde cellule (Thorlabs LCC1413-B) pour couvrir la gamme [650-1050nm]. Chacune d'elle devra être étalonnée pour chaque longueur d'onde d'utilisation.

Polariseurs

En premier lieu, les polariseurs et analyseurs ont été remplacés par des doubles polariseurs de Glan-Taylor similaires à celui présenté figure (4.14). Sur ce type de composant, la superposition de trois prismes biréfringents, généralement en calcite, permet de transmettre un mode de polarisation et de réfléchir le mode orthogonal. On obtient alors des coefficients d'extinction de l'ordre de $1/10^5$, sur une gamme spectrale de fonctionnement allant de 300nm à 2100nm.

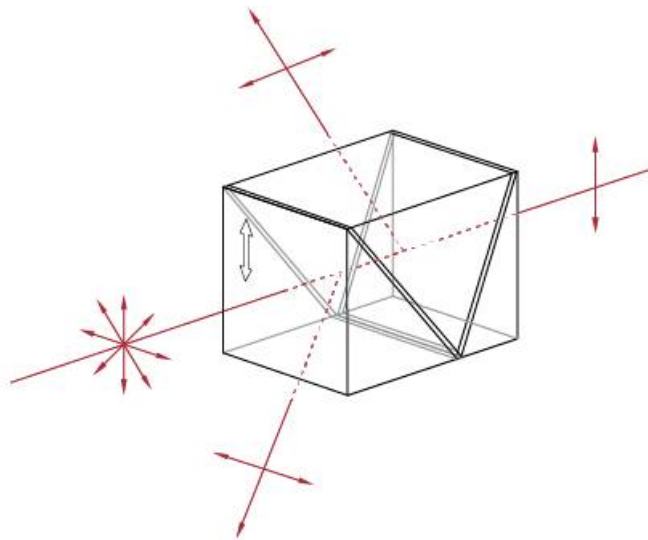


Figure 4.14 – Principe de fonctionnement des polariseurs de Glan-Taylor de la marque Thorlabs

4.2.2 Étalonnage

Étalonnage des cellules

Les cellules à cristaux liquides induisent des déphasages dépendants de la longueur d'onde d'utilisation. Il a donc été nécessaire de les étalonner pour chaque longueur d'onde que nous utiliserons pour caractériser les prototypes. Pour ce faire, la cellule à cristaux liquides est placée entre deux polariseurs croisés, et ses axes sont alignés à 45° de ceux du polariseur d'entrée. Afin de déterminer le déphasage induit en fonction de la tension appliquée aux cellules, on effectue un balayage de ces tensions et on mesure l'intensité du faisceau transmis à l'aide d'une caméra CCD. La procédure d'étalonnage et le traitement numérique associé sont présentés en détail dans la thèse d'Ayman Ghabbach [24], elle ne sera donc pas redétaillée ici. Nous utiliserons exactement la même procédure pour chaque longueur d'onde de mesure. Ces étalonnages ont été effectués sur une gamme spectrale de 500 à 1000nm tous les 5nm. Ils permettent de déduire le déphasage

appliqué par la cellule en fonction de la tension appliquée qui, comme on peut le voir en figure (4.15) pour quelques longueurs d'onde, dépend fortement de la longueur d'onde. On peut également vérifier sur ce graphe que les cellules choisies permettent de balayer une gamme de déphasage au moins égale à π sur l'ensemble des longueurs d'onde d'intérêt.

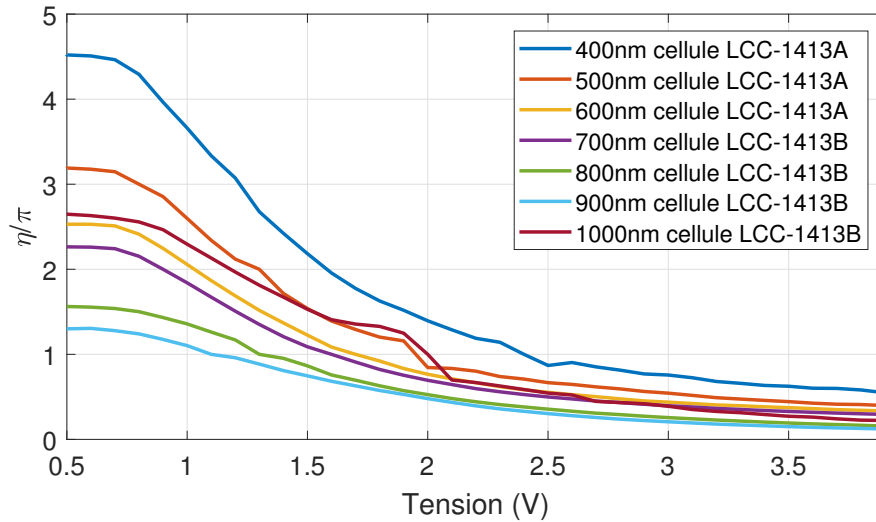


Figure 4.15 – Déphasage induit par les cellules à cristaux liquides pour différentes longueurs d'onde

Définition de la zone d'intérêt

Notre ellipsomètre étant spatialement résolu, il est nécessaire de délimiter lors du traitement numérique des données, une zone de travail. En effet, comme le montre la figure (4.16-a), tous les pixels de la caméra CCD ne sont pas éclairés par la lumière que l'on souhaite caractériser. Il convient donc de définir une zone d'intérêt pour effectuer le traitement numérique des données. Il n'est pas possible de déterminer cette zone d'intérêt à partir de la position du spot à la surface de la matrice CCD car le changement de longueur d'onde induit une légère déviation du faisceau optique. Il faut donc déterminer cette zone d'intérêt à partir de la quantité de lumière reçue par les pixels. Néanmoins l'intensité de la lumière émise par le laser n'est pas constante spectralement, et donc une intensité de coupure doit être déterminée pour chaque longueur d'onde. Cependant le choix de l'intensité de coupure reste un critère sensible pour la mesure du degré de polarisation. La figure (4.16) présente l'évolution de degré de polarisation en fonction de la zone d'intérêt sélectionnée pour une lumière linéairement polarisée à $+45^\circ$. La figure de gauche montre le spot mesuré sans sélection de zone d'intérêt. Les figures (b), (c) et (d) ont des zones d'intérêt dont les limites d'exclusion sont respectivement $I_{max}/10$, $I_{max}/5$ et $I_{max}/2$. On constate que les degrés de polarisation mesurés (respectivement 0.921, 0.958 et 0.992) sont proches de l'unité mais qu'un écart de 7% sépare les deux mesures extrêmes. Afin de définir l'incertitude des mesures effectuées, le degré de polarisation d'une même mesure sera déterminé pour des zones d'intérêt définies par $I_{max}/10$ et $I_{max}/2$. Par ailleurs, pour quantifier les potentielles erreurs, les séries de mesures seront effectuées plusieurs

fois en éclairant des zones différentes de l'échantillon.

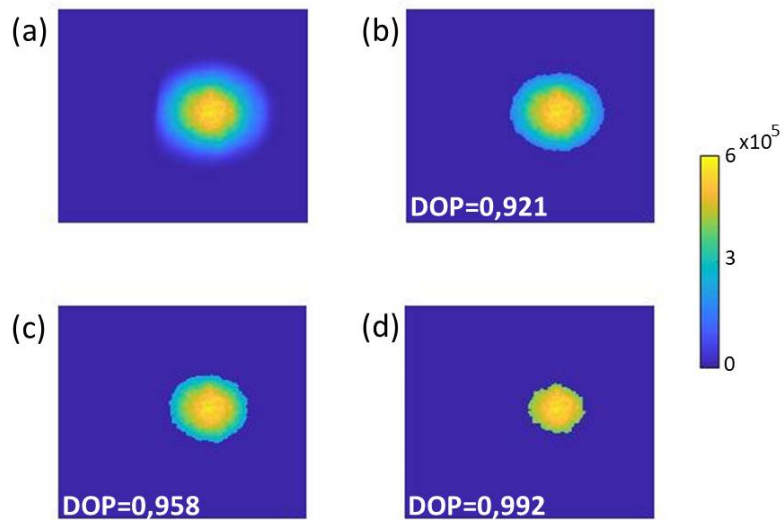


Figure 4.16 – Spot mesuré d'une lumière pleinement polarisée pour différentes zones d'intérêt

Étalonnage de l'analyseur spectral de polarisation

Afin de valider notre ellipsomètre spatialement et spectralement résolu, nous l'avons qualifié par la mesure du faisceau incident dont on contrôle l'état de polarisation. Nous avons effectué une série de mesures du faisceau incident, dans le cas où il est linéairement polarisée à 45° puis dépolarisé. On peut voir figure (4.17) et figure (4.18), la répartition des états de polarisation mesurés à la longueur d'onde de 700 nm à l'intérieur du faisceau incident dans le cas où celui-ci est respectivement polarisé linéairement (LHP) ou dépolarisé. En premier lieu, on peut voir que les états de polarisation mesurés correspondent bien aux valeurs attendues. Par ailleurs, si on calcule le degré de polarisation du faisceau intégré, on trouve 0,967 pour le cas polarisé et 0,0248 pour le cas dépolarisé. Ces valeurs nous serviront désormais de référence pour la suite de la caractérisation.

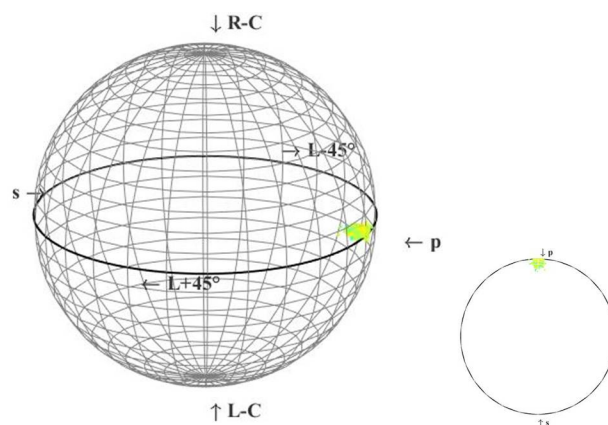


Figure 4.17 – Degré de polarisation mesuré et tracé sur la sphère de Poincaré pour une lumière polarisée horizontalement (LHP) à 700nm

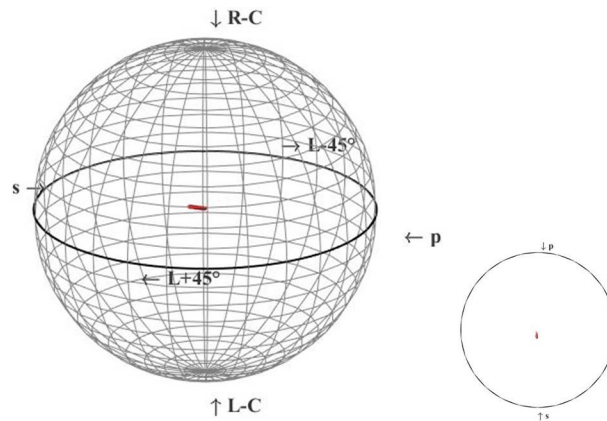


Figure 4.18 – Degré de polarisation mesuré et tracé sur la sphère de Poincaré pour une lumière non polarisée à 700nm

Les mêmes mesures ont été réalisées sur l'intégralité de la gamme spectrale d'intérêt, de 500 nm à 1000 nm, tous les 50 nm. Les variations spectrales du degré de polarisation du faisceau global sont présentées figure (4.19). On constate que l'on a bien un degré de polarisation invariant en fonction de la longueur d'onde que l'éclairage soit polarisé ou dépolarisé.

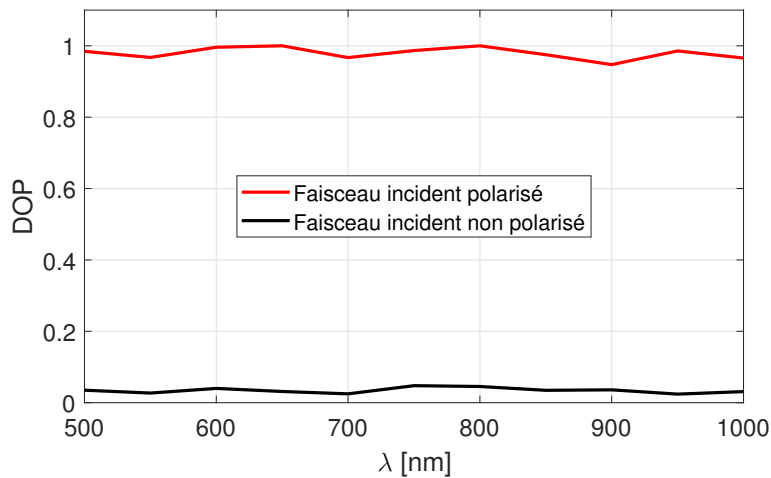


Figure 4.19 – Degrés de polarisation mesurés pour une lumière non polarisée et une lumière polarisée linéairement sur une gamme spectrale de 500 à 1000nm

4.2.3 Caractérisation du prototype

Dépolarisation spectrale contrôlée

L'instrument est désormais validé, nous allons donc l'utiliser pour caractériser le réflecteur à gradient correspondant au prototype 2 présenté en partie 4.1.2. La mesure de l'évolution spectrale du degré de polarisation global est tracée figure (4.20). On peut voir que la mesure, tracée en jaune, est en excellent accord le résultat prévu par la simulation qui est tracé en bleu (cf figure 4.9). Afin de s'affranchir d'éventuelles non uniformités du composant, trois séries de mesures ont été effectuées. La courbe tracée correspond à la valeur moyenne pour chaque longueur d'onde et les barres d'erreurs permettent de visualiser l'enveloppe englobant l'ensemble des mesures réalisées.

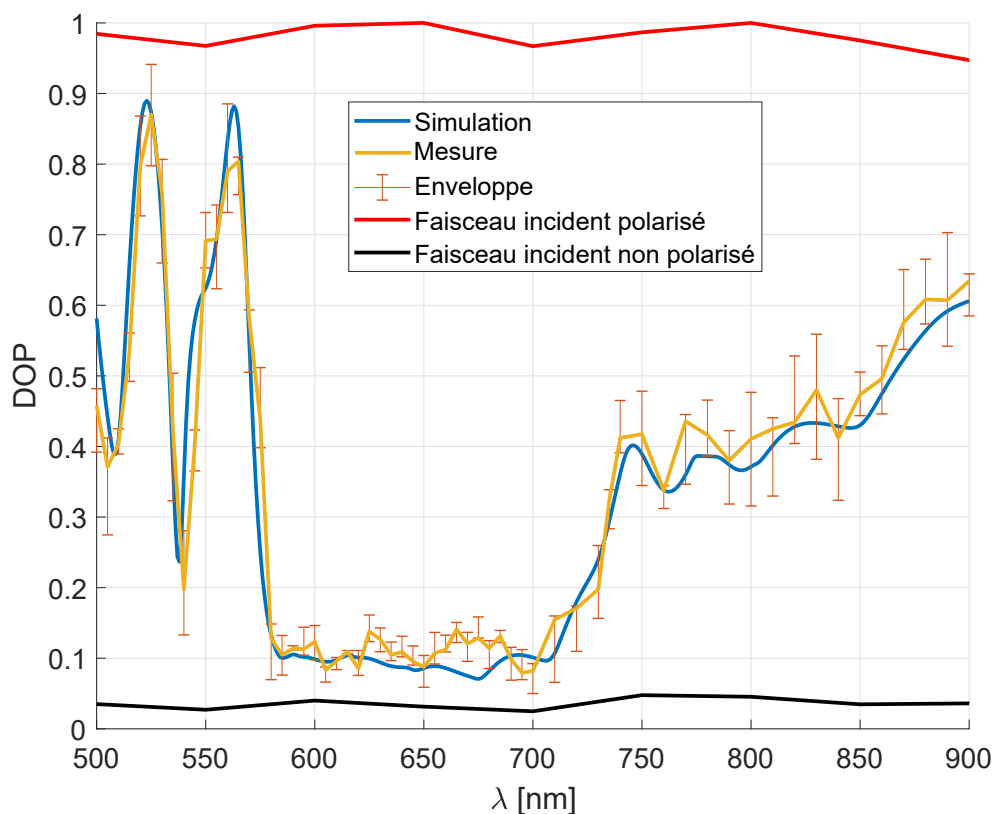


Figure 4.20 – Mesures du degré de polarisation de la lumière après réflexion sur le prototype n°2 : M16 plan - M24 variable. Comparaison à la prédiction numérique

On notera que le profil spectral de dépolarisation correspond parfaitement à la prédiction numérique sans nécessiter aucun réajustement de cette dernière, ce qui valide l'ensemble de la chaîne de conception, réalisation et mesure d'un composant interférentiel pour une dépolarisation spectrale contrôlée.

Il nous reste donc maintenant à vérifier la pertinence de l'approche proposée en partie 3.4 pour la prédiction de potentielles pertes par diffraction.

Effet de la diffraction

Pour ce faire, nous avons considéré le composant à la longueur d'onde de centrage de l'effet dépolarisant, soit 633 nm. Les profils d'intensité des faisceaux réfléchis mesurés par la caméra en polarisation TE et TM sont présentés en figure (4.21).

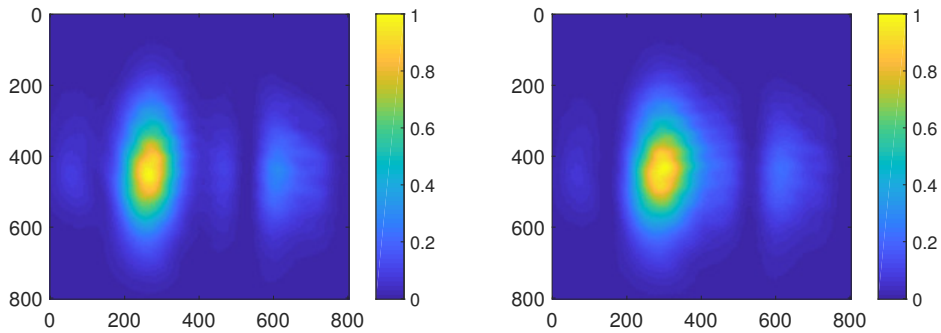


Figure 4.21 – Cartographies d'intensités normalisées mesurées sur le faisceau réfléchi par le dépolariseur en polarisation TE (Gauche) et TM (Droite)

Pour chacune de ces cartographies, on extrait un profil sur la ligne horizontale passant par le maximum d'intensité. Ils sont tracés en rouge figure (4.22). Si on compare ces mesures aux profils d'intensité prévus par les simulations et tracés en bleu figure (4.22), on peut voir que les deux courbes présentent un excellent accord. En particulier, dans les deux cas, on constate la présence d'un lobe secondaire dont la localisation et l'amplitude étaient parfaitement prévues par la modélisation.

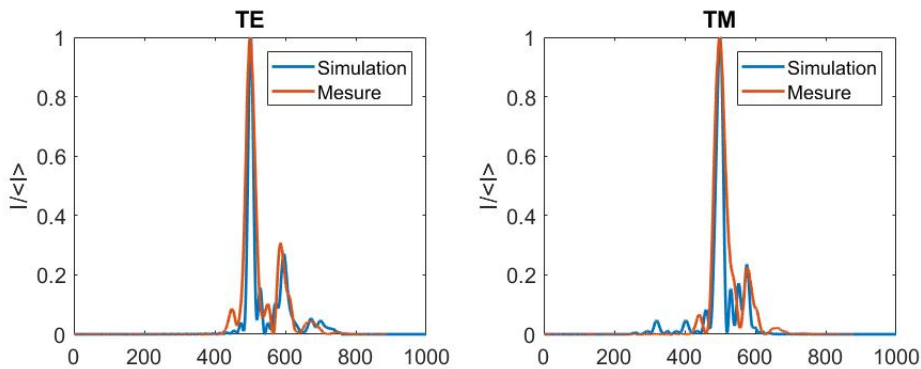


Figure 4.22 – Diffraction induite par le composant après réflexion

Afin de caractériser complètement ce composant, il est nécessaire d'étudier son comportement en fonction du taux de polarisation β_0 de la lumière incidente. En effet, comme nous l'avons vu en partie 2.2, figure (2.10), les performances du dépolariseur dépendent du taux de polarisation β_0 de la lumière incidente. Pour vérifier ce point, on trace figure (4.23) l'évolution du degré de polarisation en fonction du taux de polarisation β_0 . La courbe rouge représente le degré de polarisation simulé pour un taux de polarisation allant de 0.01 à 20 et la courbe bleue correspond au degré de polarisation mesuré lorsque l'on fait varier expérimentalement la valeur de β_0 . On considère ici seulement des polarisations linéaires, cela revient donc à générer des polarisations linéaires présentant un angle ϕ

par rapport à l'axe TE. On a alors :

$$\beta = \frac{1}{\tan^2 \phi} \quad (4.2)$$

soit

$$\phi = \operatorname{atan} \frac{1}{\sqrt{\beta}} \quad (4.3)$$

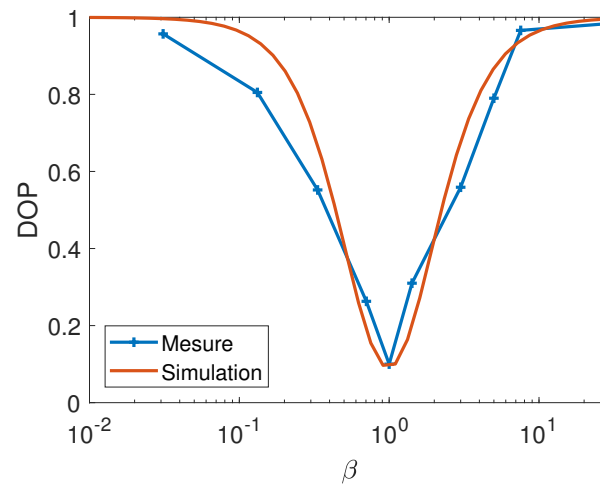


Figure 4.23 – Évolution du degré de polarisation en fonction du taux de polarisation de la lumière incidente

On constate que sur ce point également, la mesure confirme la fiabilité de la synthèse numérique.

Nous avons proposé un composant optique multicouche comme nouveau dispositif pour dépolariiser la lumière sans pertes d'énergie grâce à un processus de dépolariisation spatiale. Ces filtres optiques présentent des coefficients de réflexion dont le déphasage polarimétrique varie en fonction de la position, générant ainsi une dépolariisation spatiale de l'onde réfléchie lorsqu'elle est mesurée. De tels empilements peuvent être produits avec des techniques classiques de dépôt de couches minces optiques si l'on tire parti des effets de non-uniformité. Dans le cas contraire, des variations de phase aléatoires peuvent également être produites avec des dispositifs photosensibles sous illumination de speckle. Nous avons fait le choix d'une non-uniformité contrôlée via des systèmes multicouches interférentiels à gradient d'épaisseur.

Profitant des effets d'uniformité, la procédure de dépolariisation s'est révélée parfaitement efficace lorsque l'onde incidente présente les mêmes niveaux d'énergie sur chaque mode de polarisation qu'elle soit pleinement ou partiellement polarisée. Le composant multicouches optimisé comprend tout d'abord un premier miroir multicouches plan garantissant une bande passante du taux de polarisation, ou l'absence de pertes. Ce premier miroir est ensuite recouvert d'une autre structure avec gradient d'épaisseurs, dont la fonction est de contrôler la cohérence mutuelle pour réduire le degré de polarisation. Le composant final peut être ajusté pour que la dépolariisation s'opère dans une fenêtre spectrale donnée, à bande large ou étroite.

Nous avons par ailleurs ajusté les paramètres de gradient pour que les effets de diffraction restent négligeables dans les fenêtres spectrales d'utilisation. Une analyse quantitative détaillée a été présentée pour démontrer que le faisceau dépolariisé présentait un front d'onde quasiment inaltéré.

Enfin, la réalisation et la caractérisation d'un premier prototype ont permis de valider le principe du dépolariiseur spéculaire. Le développement d'une métrologie dédiée et originale a en effet permis de mettre en évidence le fait que les performances sont en excellent accord avec la théorie.

En conclusion, les structures multicouches à gradients contrôlés présentées dans ce manuscrit valident largement la fonction de dépolariseur spéculaire sans pertes. L'utilisation des méthodes de synthèse propres aux empilements multicouches a permis de contrôler finement les variations spectrales du pouvoir dépolarisant, ce qui n'avait pas encore été envisagé. Le choix de cette technologie offre par ailleurs l'avantage de pouvoir intégrer les composants dans des systèmes micro-optiques, ce qui laisse présager des nombreuses ouvertures sur la suite de ces travaux.

TABLE DES FIGURES

1.1	Propagation d'une onde électromagnétique selon l'axe z	8
1.2	États de polarisation particuliers	8
1.3	Propagation des composantes du champ selon l'axe z	9
1.4	Passage d'une onde par un système optique à effet polarisant	10
1.5	Représentation d'un état de polarisation sur la sphère de Poincaré, associé à son ellipse correspondante	13
1.6	États de polarisation particuliers représentés sur la sphère de Poincaré	14
1.7	Calcul du degré de polarisation en fonction de différentes valeurs du taux de polarisation et de la cohérence mutuelle	16
1.8	Banc d'analyse de polarisation	22
1.9	Combinaison des configurations des générateurs et analyseurs d'états de polarisation	23
1.10	Images d'une aile de mouche obtenue par un microscope à imagerie de Mueller [29].	23
1.11	Schéma de principe d'un ellipsomètre	24
1.12	Banc d'analyse de polarisation	25
1.13	Cartographie d'intensité mesurées sur le faisceau incident à $\phi_i = 45^\circ$ pour $\eta_k = \pi e t \eta_k = 0$	26
1.14	Comparaison des signaux mesurés à l'approximation optimisée pour quelques pixels	27
1.15	Répartition des états de polarisation sur la sphère de Poincaré du faisceau incident dans le cas où il est polarisé linéairement à 45°	27
1.16	(a) Histogramme du DOP mesuré dans la cas d'un faisceau incident polarisé; (b) Histogramme du DOP mesuré dans la cas d'un faisceau incident dépolarisé	27
1.17	Répartition des états de polarisation dans la sphère de Poincaré du faisceau incident dans le cas où il est dépolarisé	28
1.18	Analyse du degré de polarisation pour quatre grains de Speckle	29

1.19 (a) Répartition des états de polarisation locaux d'une figure de speckle générée par un échantillon surfacique ; (b) État de polarisation global de la zone choisie	29
1.20 (a) Répartition des états de polarisation locaux d'une figure de speckle générée par un échantillon volumique : exemple de dépolariation spatiale ; (b) État de polarisation global de la zone choisie	30
1.21 Degrés de polarisation mesurés par un capteur de taille variable pour des échantillons volumique et surfacique en fonction du nombre de grains de speckle intégré	30
2.1 Jeu de 16 mesures de l'Amérique du Nord pour différentes longueurs d'onde : deux canaux dans le visibles, quatre canaux infrarouges proches et dix canaux infrarouges faites par le satellite GOES-16 en janvier 2017	33
2.2 Degré de polarisation mesuré par le satellite Sentinel-5p [31]	34
2.3 Variations spectrales de l'irradiance de la Terre (figure du haut) en regard des variations du degré de polarisation pour la bande spectrale 760-770nm	35
2.4 Schéma de principe du système dépolariant Dual-Babinet	36
2.5 Répartition angulaire du flux diffusé par une particule d'eau pour les polarisation TE et TM (unités arbitraires) [39]	37
2.6 Degré de polarisation en fonction de l'angle de diffusion	37
2.7 État de polarisation d'une lumière non polarisée sur la sphère de Poincaré	38
2.8 Répartition des états de polarisation possibles sur la sphère de Poincaré dans le cas d'une repolarisation par perte d'énergie	38
2.9 Dépolariateur spéculaire - configuration d'utilisation	39
2.10 Évolution du degré de polarisation intégré par le détecteur en fonction du taux de polarisation de la lumière incidente dans le cas du réflecteur présenté eq. (2.21)	42
2.11 Répartition des états de polarisation pour 2000 champs incidents aléatoires	43
2.12 Localisation des champs mesurés par le capteur après réflexion par le filtre présenté précédemment	43
2.13 Dépolariateur spéculaire à deux filtres - schéma de principe	44
2.14 Répartition des états de polarisation du champ réfléchi par le filtre F_1	45
2.15 Position relative des deux repères (O_1, x_1, y_1) et (O_2, x_2, y_2)	45
2.16 Répartition des états de polarisation du champ réfléchi par le filtre F_1 décrits dans le référentiel du filtre F_2	46
2.17 État de polarisation du champ mesuré par le capteur pour l'ensemble des champs incidents possibles définis figure (2.11)	46
2.18 Degré de polarisation après réflexion sur les deux filtres en fonction de l'exactitude de l'alignement à 45° de leurs axes.	47
2.19 Propagation de l'onde réfléchie lorsque le composant est éclairé par une onde plane	48

2.20 (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour un déphasage allant de 0 à 2π avec un pas de $\pi/20$ dans le cas de la répartition de déphasages locaux présentés en (b)	54
2.21 (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour un déphasage allant de 0 à 6π avec un pas de $\pi/20$ dans le cas de la répartition de déphasages locaux présentés en (b)	54
2.22 Degré de polarisation intégré par le capteur en fonction de l'amplitude dépliée du déphasage polarimétrique appliqué par la réflexion sur la surface de coté L	55
2.23 (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour une distribution de phase aléatoire dans le cas de la répartition de déphasage locaux présentée en (b) (pour plus de clarté, seules les polarisations correspondant à la première ligne du filtre sont en tracé. Les autres sont dans le même plan vertical).	56
2.24 (a) Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré pour une distribution de phase suivant le motif d'un speckle dans le cas de la répartition de déphasage locaux présentée en (b) (pour plus de clarté, seules les polarisations correspondant à la première ligne du filtre sont en tracé. Les autres sont dans le même plan vertical).	56
2.25 Polarisation incidente (jaune), locales (bleues) et globales (rouges) tracées sur la sphère de Poincaré avec une polarisation incidente linéaire qui vérifie $\beta_0 = 0,5$	57
2.26 Évolution du DOP en fonction du déphasage polarimétrique et du taux de polarisation	58
2.27 Évolution du DOP global en fonction du déphasage et du taux de polarisation	58
3.1 (a) Coefficients de réflexion et transmission, théoriques et mesurés, pour un filtre passe bande complexe à base de matériaux diélectriques (gauche – échelle logarithmique) (b) Coefficients de réflexion et transmission, théoriques et mesurés pour un filtre arbitraire complexe réalisé par l'équipe RCMO [46] dans le cadre du concours de fabrication de la conférence OIC 2016 (échelle linéaire).	63
3.2 Éclairement d'un empilement multicouche sous incidence i_0 dans le plan polaire $\psi = 0$. Les superstrat et substrat ont pour indices respectifs n_0 et $n_s = n_{p+1}$. Les couches minces de milieu i ont pour indice et épaisseur n_i et e_i respectivement.	64
3.3 Cas de polarisation transverse TE ou s	66
3.4 Cas de polarisation transverse TM ou p	66
3.5 Définition des ondes progressive, rétrograde et stationnaire	67
3.6 Notations utilisées dans le milieu i	68

3.7	Miroirs multidiélectriques quart d'onde ($i_0 = 0^\circ$ $\lambda_0 = 633nm$) (a) Coefficients de réflexion des miroirs. (b) Déphasages polarimétriques des miroirs	72
3.8	Variations des coefficients de réflexion en intensité et de la phase polarimétrique pour les deux modes de polarisation s et p, pour des miroirs M13, M17 et M41	73
3.9	Transmission et déphasage polarimétrique pour deux structures Fabry-Pérot	74
3.10	Monocouche à gradient d'épaisseur selon la direction x	75
3.11	Vue générale de l'impact de la non-uniformité sur les coefficients de réflexion d'un miroir multi-diélectrique quart d'onde. La première colonne représente les couches composants le miroir. Les deux colonnes centrales sont respectivement pour les polarisations TM et TE. La dernière colonne représente le déphasage polarimétrique du miroir. La bande passante dépend de la polarisation et se décale en fonction de la position x.	77
3.12	Propriétés optiques d'un miroir quart d'onde à la longueur d'onde centrale $\lambda_0(x)$ et 45° incidence, avec des non-uniformités égales à $u_1 = 1$, $u_2 = 1.1$ et $u_3 = 1.2$. Les figures du haut et du centre sont respectivement pour les polarisations TE et TM. La figure du bas décrit les variations du déphasage polarimétrique	78
3.13	Dispersion d'indice du SiO_2 (courbe rouge) et Nb_2O_5 (courbe bleue)	79
3.14	Variations spectrales du taux de polarisation (lignes pleines) dans les cas où la condition de bande passante Eq. (3.74) est satisfaite (courbe bleue) ou non (courbe rouge). Les coefficients de réflexion R_s et R_p sont représentés par les lignes en pointillées	82
3.15	Cas où le miroir à gradient $M_0(x)$ est déposé sur un miroir plat M_{add} (voir texte).	83
3.16	Cartographie d'intensité du miroir total $M(x)$, en fonction de la longueur d'onde et de la position x . Le miroir plan et le miroir d'épaisseurs variables sont respectivement composés de 17 et 32 couches. Les matériaux utilisés sont du SiO_2 pour les couches de bas indice et du Ta_2O_5 pour les couches de haut indice. On observe qu'une bande à haute réflectivité (horizontale) est maintenue quelle que soit la position x . Les figures de gauche et de droite représentent respectivement les polarisations TM et TE. La bande à haute réflectivité oblique est due au miroir à gradient $M_0(x)$. Les figures du haut (a), du centre (b) et du bas (c) sont respectivement pour des miroirs plans centrés à 500nm, 650nm et 850nm	84
3.17	Variations de la phase polarimétriques du miroir total $M(x)$ présenté figure (3.16-b) par rapport à la position x , pour une longueur d'onde dans la bande passante de β ($\beta \approx 1$). La longueur d'onde d'illumination est $\lambda = 695nm$.	85
3.18	Différence de phase polarimétrique en fonction de la position x et de la longueur d'onde pour la structure présentée figure (3.16-b).	86

3.19 Variations spectrales du degré de polarisation du miroir total M (x) (courbes bleues), pour différentes valeurs d'uniformité qui correspondent à : $\Delta e/e = 5\%$, 25% , 50% , 75% et 100% La dépolarisation totale est atteinte dans l'ensemble de la bande passante du miroir plan. Le spectre de réflexion du miroir à gradient est également tracé en pointillés (voir texte).	87
3.20 Variations spectrales du degré de polarisation d'un filtre à bande étroite. . .	88
3.21 Profil du faisceau réfléchi par le dépolariseur présenté en figure (3.16-b) à $\lambda = 633nm$ comparé au profil de référence à la même longueur d'onde . . .	90
3.22 Faisceau réfléchi par le réflecteur M17 plan et M32 d'épaisseurs variables (présenté en figure 3.16-b) présentant un gradient $\Delta e/e = 50\%$ en polarisation TE en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence spatiale. La figure de gauche correspond au même réflecteur sans gradient d'épaisseur.	90
3.23 Faisceau réfléchi par le réflecteur M17 plan et M32 d'épaisseurs variables (présenté en figure 3.16-b) présentant un gradient $\Delta e/e = 50\%$ en polarisation TM en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence spatiale. La figure de gauche correspond au même réflecteur sans gradient d'épaisseur.	91
3.24 Faisceaux réfléchis pour les polarisations TE et TM après recentrage, pour comparaison avec la figure 3.23 (voir texte)	91
3.25 Profil du faisceau réfléchi à deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 500nm$ et $\lambda_2 = 633nm$ (voir texte). Les figures de gauche et de droite sont données respectivement pour les polarisations TE et TM.	92
3.26 Rapport de l'énergie réfléchie par le dispositif de dépolarisation et de la référence en fonction de la longueur d'onde. La gamme de fréquences d'intégration est de $1/L$ dans la figure de gauche et de $3/L$ dans la figure de droite.	93
3.27 Profil du faisceau réfléchi par le système de dépolarisation de type Fabry-Pérot	94
3.28 Profil du faisceau à deux longueurs d'onde $\lambda_1 = 500nm$ et $\lambda_2 = 633nm$ du dépolariseur de type Fabry-Pérot	94
4.1 Machine de dépôt SYRUSpro 710	100
4.2 Machine de dépôt SYRUSpro 710 - Intérieur de l'enceinte	100
4.3 Principe de fonctionnement de la technologie d'évaporation	101
4.4 Représentation schématique de la répartition de la matière lors de la vaporisation	101
4.5 Premier prototype de dépolariseur à gradient $L=40mm$	102
4.6 Analyse de la polarisation de la lumière réfléchie en différents points du réflecteur	103
4.7 Technique de dépôt de couches minces optiques d'épaisseur variable grâce à un système de masquage	104
4.8 Gradient réalisable par masquage sur la Syrus	105
4.9 Degré de polarisation spectrale du composant M16 plan M24 variable.	105
4.10 Prototype de dépolariseur spéculaire, M16 plan, M24 à gradient. $L=50mm$	106

4.11	Caméra PIXIS 1024B de Princeton Instrument	107
4.12	Réponse spectrale de l'intensité du laser Fianium WhiteLase Micro super-continuum	107
4.13	Filtre LLTF Contrast VIS (Laser Line Tunable Filter) à réseaux de Bragg en volume de la marque Photon etc	108
4.14	Principe de fonctionnement des polariseurs de Glan-Taylor de la marque Thorlabs	109
4.15	Déphasage induit par les cellules à cristaux liquides pour différentes longueurs d'onde	110
4.16	Spot mesuré d'une lumière pleinement polarisée pour différentes zones d'intérêt	111
4.17	Degré de polarisation mesuré et tracé sur la sphère de Poincaré pour une lumière polarisée horizontalement (LHP) à 700nm	111
4.18	Degré de polarisation mesuré et tracé sur la sphère de Poincaré pour une lumière non polarisée à 700nm	112
4.19	Degrés de polarisation mesurés pour une lumière non polarisée et une lumière polarisée linéairement sur une gamme spectrale de 500 à 1000nm	112
4.20	Mesures du degré de polarisation de la lumière après réflexion sur le prototype n°2 : M16 plan - M24 variable. Comparaison à la prédiction numérique	113
4.21	Cartographies d'intensités normalisées mesurées sur le faisceau réfléchi par le dépolariseur en polarisation TE (Gauche) et TM (Droite)	114
4.22	Diffraction induite par le composant après réflexion	114
4.23	Évolution du degré de polarisation en fonction du taux de polarisation de la lumière incidente	115

- [1] Christian BROSSEAU. *Fundamentals of Polarized Light*. Wiley, 1998.
- [2] François GOUDAIL et Arnaud BÉNIÈRE. "Estimation precision of the degree of linear polarization and of the angle of polarization in the presence of different sources of noise". *Applied Optics* **49.4** (1^{er} fév. 2010), p. 683–693.
- [3] Lucien POUGET, Julien FADE, Cyril HAMEL et Mehdi ALOUINI. "Polarimetric imaging beyond the speckle grain scale". *Applied Optics* **51.30** (20 oct. 2012), p. 7345–7356.
- [4] Samia AÏNOUZ, Jihad ZALLAT, Antonello de MARTINO et Christophe COLLET. "Physical interpretation of polarization-encoded images by color preview". *Optics Express* **14.13** (26 juin 2006), p. 5916–5927.
- [5] L. ARNAUD, G. GEORGES, J. SORRENTINI, M. ZERRAD, C. DEUMIÉ et C. AMRA. "An enhanced contrast to detect bulk objects under arbitrary rough surfaces". *Optics Express* **17.7** (30 mar. 2009), p. 5758–5773.
- [6] Philippe ELIÈS, Bernard Le JEUNE, Pierre Yves GERLIGAND, Jack CARIOU et Jean LOTRIAN. "Analysis of the dispersion of speckle polarization on the Poincaré sphere". *Journal of Physics D : Applied Physics* **30.9** (1997), p. 1285.
- [7] Philippe RÉFRÉGIER, Julien FADE et Muriel ROCHE. "Estimation precision of the degree of polarization from a single speckle intensity image". *Optics Letters* **32.7** (1^{er} avr. 2007), p. 739–741.
- [8] MAX BORN & EMIL WOLF. *Principles of Optics*.
- [9] Myriam ZERRAD, Clément LUITOT, Jacques BERTHON et Claude AMRA. "Optical systems for controlled specular depolarization". *Optics Letters* **39.24** (15 déc. 2014), p. 6919–6922.
- [10] E. COLLETT. *Field Guide to Polarization*. Society of Photo Optical, 2005.
- [11] "Dépolariseurs spéculaires parfaits". FR1454923 (France). Myriam ZERRAD et Claude AMRA. Mai 2014.
- [12] Ayman GHABBACH, Myriam ZERRAD, Gabriel SORIANO, Simona LIUKAITYTE et Claude AMRA. "Depolarization and enpolarization DOP histograms measured for surface and bulk speckle patterns". *Optics Express* **22.18** (8 sept. 2014), p. 21427–21440.

- [13] Michel LEQUIME et Claude AMRA. *De l'Optique électromagnétique à l'Interférométrie – Concepts et Illustrations*. EDP Sciences, sept. 2013.
- [14] Bruce H. BILLINGS et Society of Photo-optical Instrumentation ENGINEERS. *Selected papers on polarization*. SPIE Optical Engineering Press, 1990. 712 p.
- [15] Bruce H. BILLINGS. *Selected papers on applications of polarized light*. SPIE Optical Engineering Press, 1992. 712 p.
- [16] Alfredo LUIS. "Degree of coherence for vectorial electromagnetic fields as the distance between correlation matrices". *JOSA A* **24.4** (1^{er} avr. 2007), p. 1063–1068.
- [17] K. KIM, L. MANDEL et E. WOLF. "Relationship between Jones and Mueller matrices for random media". *JOSA A* **4.3** (1^{er} mar. 1987), p. 433–437.
- [18] F. Le ROY-BRÉHONNET, B. Le JEUNE, P. ELIÈS, J. CARIOU et J. LOTRIAN. "Optical media and target characterization by Mueller matrix decomposition". *Journal of Physics D : Applied Physics* **29.1** (1996), p. 34.
- [19] H. D. NOBLE et R. A. CHIPMAN. "Mueller matrix roots algorithm and computational considerations". *Optics Express* **20.1** (2 jan. 2012), p. 17–31.
- [20] Noé ORTEGA-QUIJANO et José Luis ARCE-DIEGO. "Mueller matrix differential decomposition for direction reversal : application to samples measured in reflection and backscattering". *Optics Express* **19.15** (18 juil. 2011), p. 14348–14353.
- [21] Emil WOLF. "Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams". *Frontiers in Optics (2003), paper TuO7*. Frontiers in Optics. Optical Society of America, 5 oct. 2003, TuO7.
- [22] J. SORRENTINI, M. ZERRAD, G. SORIANO et C. AMRA. "Enpolarization of light by scattering media". *Opt. Express* **19.22** (oct. 2011), p. 21313–21320.
- [23] Brian J. DEBOO, Jose M. SASIAN et Russell A. CHIPMAN. "Depolarization of diffusely reflecting man-made objects". *Appl. Opt.* **44.26** (sept. 2005), p. 5434–5445.
- [24] Ayman GHABBACH. *Métrie de la polarisation de la lumière à l'échelle du grain de speckle : histogrammes du degré de polarisation, dépolarisation spatiale et repolarisation temporelle*. Aix-Marseille, 30 oct. 2014.
- [25] G. SORIANO, M. ZERRAD et C. AMRA. "Speckle intensity statistics for chromatic scattering media under partially polarized illumination". *Opt. Express* **23.16** (août 2015), p. 20796–20803.
- [26] Sergey KRUK, Ben HOPKINS, Ivan I. KRAVCHENKO, Andrey MIROSHNICHENKO, Dragomir N. NESHEV et Yuri S. KIVSHAR. "Invited Article : Broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control". *APL Photonics* **1.3** (1^{er} juin 2016), p. 030801.
- [27] H. G. BERRY, G. GABRIELSE et A. E. LIVINGSTON. "Measurement of the Stokes parameters of light". *Applied Optics* **16.12** (1^{er} déc. 1977), p. 3200–3205.
- [28] Daniel F. V. JAMES. "Change of polarization of light beams on propagation in free space". *JOSA A* **11.5** (1^{er} mai 1994), p. 1641–1643.

- [29] Oriol ARTEAGA, Marta BALDRÍS, Joan ANTÓ, Adolf CANILLAS, Esther PASCUAL et Enric BERTRAN. "Mueller matrix microscope with a dual continuous rotating compensator setup and digital demodulation". *Appl. Opt.* **53.10** (avr. 2014), p. 2236–2245.
- [30] Jan DUPONT et Xavier ORLIK. "Simulation of polarized optical speckle fields : effects of the observation scale on polarimetry". *Optics Express* **24.10** (16 mai 2016), p. 11151–11163.
- [31] Jean-Loup BÉZY, Grégory BAZALGETTE, Bernd SIERK, Roland MEYNART, Jérôme C. CARON, Michael RICHERT et Didier LOISEAUX. "Polarization scramblers in Earth observing spectrometers : lessons learned from Sentinel-4 and 5 phases A/B1". Sous la dir. d'Errico ARMANDILLO, Nikos KARAFOLAS et Bruno CUGNY. SPIE, 20 nov. 2017, p. 30.
- [32] J. LOESEL, M. DUBREUIL, V. PASCAL, C. BUIL et F. BUISSON. "Microcarb polarization scrambler". *International Conference on Space Optics — ICSO 2014*. International Conference on Space Optics — ICSO 2014. **10563**. International Society for Optics et Photonics, 5 jan. 2018, p. 1056318.
- [33] Myriam ZERRAD, Hervé TORTEL, Gabriel SORIANO, Ayman GHABBACH et Claude AMRA. "Spatial depolarization of light from the bulks : electromagnetic prediction". *Optics Express* **23.7** (6 avr. 2015), p. 8246–8260.
- [34] Myriam ZERRAD, Jacques SORRENTINI, Gabriel SORIANO et Claude AMRA. "Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces : Electromagnetic prediction". *Optics Express* **18.15** (19 juil. 2010), p. 15832–15843.
- [35] Julien H. LUMEAU, Cihan KOC et Thomas BEGOU. "Micro-mirrors with controlled amplitude and phase". *Optical Interference Coatings 2016 (2016), paper FA.10*. Optical Interference Coatings. Optical Society of America, 19 juin 2016, FA.10.
- [36] Julien LUMEAU, Cihan KOC et Thomas BEGOU. "Micromirrors with controlled amplitude and phase". *Applied Optics* **56.20** (10 juil. 2017), p. 5655–5660.
- [37] Thomas C. BEGOU, Christophe HECQUET, Fabien LEMARCHAND et Michel LEQUIME. "All dielectric broadband mirror for Fabry-Perot interferometer". *Optical Interference Coatings Postdeadline (2013), paper PTE.6*. Optical Interference Coatings. Optical Society of America, 16 juin 2013, PTE.6.
- [38] Myriam ZERRAD, Fabien LEMARCHAND, Simona LIUKAITYTE, Thomas C. BEGOU, Julien H. LUMEAU, Michel LEQUIME et Claude AMRA. "Last improvements in large-angle scattering from complex optical coatings". *Optical Interference Coatings 2016 (2016), paper ThC.8*. Optical Interference Coatings. Optical Society of America, 19 juin 2016, ThC.8.
- [39] Philippe VOARINO. "Lumière diffuse et microsphères multicouches : calculs et réalisations". Thèse de doct. Université de droit, d'économie et des sciences - Aix-Marseille III, 9 juil. 2004.
- [40] *Polarization by Scattering*. Harvard University. URL : <https://sciencedemonstrations.fas.harvard.edu/presentations/polarization-scattering> (visité le 02/08/2018).

- [41] Myriam ZERRAD, Ayman GHABBACH, Gabriel SORIANO, Michel LEQUIME, Claude AMRA et Jacques BERTHON. "Depolarizing optical multilayers". *Optical Interference Coatings (2013), paper ThD.6*. Optical Interference Coatings. Optical Society of America, 16 juin 2013, ThD.6.
- [42] Joseph W. GOODMAN. *Introduction to Fourier Optics*. Roberts et Company Publishers, 2005. 520 p.
- [43] Michel LEQUIME, Simona LIUKAITYTE, Myriam ZERRAD et Claude AMRA. "A 12 decades goniometric instrument for the comprehensive characterization of the spectral properties of thin-film filters". *Frontiers in Optics 2016*. Optical Society of America, 2016, FW5G.3.
- [44] Simona LIUKAITYTE, Michel LEQUIME, Myriam ZERRAD, Thomas BEGOU et Claude AMRA. "Broadband spectral transmittance measurements of complex thin-film filters with optical densities of up to 12". *Opt. Lett.* **40**.14 (juil. 2015), p. 3225–3228.
- [45] Myriam ZERRAD, Simona LIUKAITYTE, Michel LEQUIME et Claude AMRA. "Light scattering phenomena in optical coatings : Modelization & Metrology". *Optical Interference Coatings 2016*. Optical Society of America, 2016, ThB.2.
- [46] Thomas BEGOU, Fabien LEMARCHAND et Julien LUMEAU. "Advanced optical interference filters based on metal and dielectric layers". *Opt. Express* **24**.18 (sept. 2016), p. 20925–20937.
- [47] Laëtitia ABEL-TIBÉRINI, Frédéric LEMARQUIS et Michel LEQUIME. "Masking mechanisms applied to thin-film coatings for the manufacturing of linear variable filters for two-dimensional array detectors". *Applied Optics* **47**.30 (20 oct. 2008), p. 5706–5714.
- [48] Hugh Angus MACLEOD. *Thin-Film Optical Filters*. Taylor & Francis, 1^{er} jan. 1986. 552 p.
- [49] Alexander V. TIKHONRAVOV. "Some theoretical aspects of thin-film optics and their applications". *Applied Optics* **32**.28 (1^{er} oct. 1993), p. 5417–5426.
- [50] Michael BASS, Casimer DECUSATIS, Jay M. ENOCH, Vasudevan LAKSHMINARAYANAN, Guifang LI, Carolyn MACDONALD, Virendra N. MAHAJAN et Eric Van STRYLAND. *Handbook of Optics, Third Edition Volume IV : Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics (set)*. McGraw Hill Professional, 6 oct. 2009.
- [51] Roger PETIT. *Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique*.
- [52] Claude AMRA et Catherine GRÈZES-BESSET. "Les techniques de l'ingénieur : Couches minces optiques et filtrage interférentiel - Champs et multicouches, synthèse, résonances et modes..." Ref : TIP053WEB - "Physique Chimie" (10 jan. 2011).
- [53] L. E. REGALADO, R. MACHORRO et J. M. SIQUEIROS. "Attenuated-total-reflection technique for the determination of optical constants". *Applied Optics* **30**.22 (1^{er} août 1991), p. 3176–3180.

-
- [54] Jennifer D. T. KRUSCHWITZ, Vladimir PERVAK, Jason KECK, Ilya BOLSHAKOV, Zachary GERIG, Fabien LEMARCHAND, Kageyuki SATO, William SOUTHWELL, Muneo SUGIURA, Michael TRUBETSKOV et Wenjia YUAN. "Optical interference coating design contest 2016 : a dispersive mirror and coating uniformity challenge". *Applied Optics* **56.4** (1^{er} fév. 2017), p. C151–C162.
- [55] Mark GROSS, Svetlana DLIGATCH et Anatoli CHTANOV. "Optimization of coating uniformity in an ion beam sputtering system using a modified planetary rotation method". *Applied Optics* **50.9** (20 mar. 2011), p. C316–C320.
- [56] Laëtitia ABEL-TIBERINI, Frédéric LEMARQUIS et Michel LEQUIME. "Dedicated spectrophotometer for localized transmittance and reflectance measurements". *Applied Optics* **45.7** (1^{er} mar. 2006), p. 1386–1391.
- [57] W. D. SHEN, M. CATHELINAUD, M. LEQUIME, F. CHARPENTIER et V. NAZABAL. "Light trimming of a narrow bandpass filter based on a photosensitive chalcogenide spacer". *Optics Express* **16.1** (7 jan. 2008), p. 373–383.
- [58] Philip W. BAUMEISTER. *Optical Coating Technology*. 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA : SPIE, 2 avr. 2004.
- [59] Fairuz Diyana ISMAIL, Muhammad Safwan AZIZ, Chat TEEKA et Preecha Phromphan YUPAPIN. "Filter design using multi-Bragg reflectors". *World Journal of Modelling and Simulation* **8** (2012), p. 205–201.
- [60] Quentin AILLOUD, Myriam ZERRAD et Claude AMRA. "Broadband loss-less optical thin-film depolarizing devices". *Opt. Express* **26.10** (mai 2018), p. 13264–13288.
- [61] Julien LUMEAU. *Équipe RCMO - Institut Fresnel*. Fresnel. URL : <http://www.fresnel.fr/spip/spip.php?article1109> (visité le 22/08/2018).

Résumé

Polarized light is generally considered as an added value and is often used to improve the viewing of scenes and samples through various optimization processes. However, there are a number of situations where the polarization of the light is penalizing, and for which it is important that the polarized light is transformed into unpolarized light. For example, many space applications require embedded sensors to analyze optical flux from the Earth or the environment. These fluxes are collected after being scattered and reflected by the different elements encountered, which can partially polarize the light studied. This depolarization is not predictable because it strongly depends on the environments encountered (water clouds, dust, atmosphere ...) whereas it strongly influences the calibration of the instruments.

Although the polarization state of light can be easily transformed into another arbitrary state, or from unpolarized light to polarized light, the reverse situation of depolarizing light is less common and is often accompanied by optical losses and a reduction in spatial or temporal coherence. As a result, different types of devices and systems have been designed and manufactured to achieve this depolarization function. Nevertheless, the systems currently used lead to substantial losses of energy or to a division of the beam considered. In addition, these systems generally operate in transmission and are not integrable. Finally, they do not offer a spectral control of the degree of polarization.

In this thesis, we propose an original alternative technique based on the principle of spatial depolarization. It requires an optical multilayer type component having a transverse gradient of optical properties. We show under which conditions this gradient satisfies a spatial depolarization condition, without creating energy losses. This synthesis step simultaneously takes into account the spatial and spectral variations of the optical properties of the filter.

These conditions are then refined to minimize the diffraction effects of the depolarized beam. A compromise is sought between the value of the spatial gradient of the filter, and the spectral variation speed of its polarimetric phase shift. The results obtained are remarkable and the technique is extended to provide specular depolarizers operating in broadband or narrowband.

The components are finally manufactured by vacuum deposition technologies. A specific method is used to reach the desired spatial gradient. The metrology that we have implemented reveals an excellent agreement with the theoretical predictions, both for depolarization and diffraction over a wide spectral range.

In a general way, these works made possible the design, the realization and the characterisation new entirely original components allowing the spectral control of the degree of polarization of the light. These components can be miniaturized and fit into the context of micro-nanotechnologies.

Résumé

La lumière polarisée est généralement considérée comme une valeur ajoutée et est souvent utilisée pour améliorer l'observation de scènes et d'échantillons, grâce à différents processus d'optimisation. Cependant, il existe un certain nombre de situations où la polarisation de la lumière est pénalisante, et pour lesquelles il est majeur que la lumière polarisée soit transformée en lumière non polarisée. Pour illustration, de nombreuses applications spatiales nécessitent des détecteurs embarqués pour analyser les flux optiques provenant de la Terre ou de l'environnement. Ces flux sont collectés après avoir été diffusés et réfléchis par les différents éléments rencontrés, qui peuvent partiellement polariser la lumière étudiée. Cette dépolarisation n'est pas prédictible car elle dépend fortement des milieux traversés (nuages d'eau ou de poussières, atmosphère...) alors qu'elle influe fortement sur l'étalonnage des instruments.

Bien que l'on puisse facilement transformer l'état de polarisation de la lumière en un autre état arbitraire, ou passer d'une lumière non polarisée à une lumière polarisée, la situation inverse qui consiste à dépolariser une lumière est moins fréquente et s'accompagne souvent de pertes optiques et d'une réduction de la cohérence spatiale ou temporelle. Par conséquent, différents types de dispositifs et de systèmes ont été conçus et construits pour atteindre cette fonction de dépolarisation. Néanmoins les systèmes utilisés à l'heure actuelle conduisent à des pertes conséquentes d'énergie ou à une division du faisceau considéré. Par ailleurs, ces systèmes fonctionnent en général en transmission et ne sont pas intégrables. Enfin, ils ne proposent pas un contrôle spectral du degré de polarisation. Dans cette thèse, nous proposons une technique alternative originale s'appuyant sur le principe de dépolarisation spatiale (eu égard à la dépolarisation temporelle). Elle requiert un composant de type multicouche optique présentant un gradient transverse de propriétés optiques. Nous montrons dans quelles conditions ce gradient vient satisfaire à une condition de dépolarisation spatiale, sans créer de perte d'énergie. Cette étape de synthèse tient compte simultanément des variations spatiales et spectrales des propriétés optiques du filtre.

Ces conditions sont ensuite affinées pour minimiser les effets de diffraction du faisceau dépolarisé. Un compromis est recherché entre la valeur du gradient spatial du filtre, et la vitesse de variation spectrale de son déphasage polarimétrique. Les résultats obtenus sont remarquables et la technique est étendue pour proposer des dépolariseurs spéculaires fonctionnant en large bande ou en bande étroite. Les composants sont enfin fabriqués par des technologies de dépôt sous vide. Un procédé spécifique est utilisé pour atteindre le gradient spatial recherché. La métrologie que nous avons mise en œuvre révèle un excellent accord avec les prédictions théoriques, à la fois pour la dépolarisation et la diffraction sur un large domaine spectral.

De façon générale, ces travaux ont permis de concevoir, réaliser et caractériser de nouveaux composants entièrement originaux permettant le contrôle spectral du degré de polarisation de la lumière. Ces composants peuvent être miniaturisés et s'insèrent dans le contexte des micro-nano-technologies.

