



HAL
open science

Imagerie polarimétrique active adaptative infrarouge pour des applications de détection et de décamouflage

Nicolas Vannier

► **To cite this version:**

Nicolas Vannier. Imagerie polarimétrique active adaptative infrarouge pour des applications de détection et de décamouflage. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLO008 . tel-01445747

HAL Id: tel-01445747

<https://pastel.hal.science/tel-01445747>

Submitted on 25 Jan 2017

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

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

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY

préparée à
L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°575
Physique et Ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Spécialité de doctorat : Physique

par

Nicolas VANNIER

Imagerie polarimétrique active adaptative infrarouge pour des applications de détection et de décamouflage

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 18 novembre 2016

Composition du jury :

Mme Marie-Claire Schanne-Klein	Présidente	Laboratoire d'Optique et Biosciences
M. Mehdi Alouini	Rapporteur	Institut de Physique de Rennes
M. Xavier Orlik	Rapporteur	ONERA
M. Philippe Adam	Examineur	Direction Générale de l'Armement
M. Jihad Zallat	Examineur	Université de Strasbourg
M. François Goudail	Directeur de thèse	Institut d'Optique Graduate School
M. Frédéric Galland	Invité	Institut Fresnel
M. Luc Leviandier	Invité	Thales Reasearch & Technology



Remerciements

Je tiens à remercier dans cette partie l'ensemble des personnes qui m'ont aidé à réaliser ce travail.

Je tiens à remercier l'équipe SPIM du laboratoire Charles Frabry de l'Institut d'Optique Graduate School avec qui j'ai pu passer de bons moments. Cette équipe est dirigée par mon directeur de thèse qui m'a fait confiance pendant trois ans pour mener à bout ce travail de thèse.

Je tiens également à remercier les équipes de Thales Research & Technology avec qui j'ai commencé en stage. La bonne ambiance et les conditions de travail m'ont décidé à poursuivre en thèse. En plus de la bonne humeur du très actif coin café, j'ai pu trouver une aide précieuse pour l'élaboration du système imageur grâce aux conseils des spécialistes.

Je tiens à remercier l'équipe de l'Institut Fresnel qui a participé au projet AUTOPOL, pour leur contribution dans le projet, mais également pour la relecture et la correction de toutes mes productions écrites.

Enfin, je tiens à remercier la Direction Générale de l'Armement qui m'a fait confiance en finançant mes travaux de thèse. Ce soutien financier s'est également accompagné d'un suivi régulier des travaux qui fut très utile et appréciable.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	ii
Introduction générale	1
1 Éléments de polarisation et imagerie polarimétrique	3
1.1 Polarisation d'une onde et formalisme associé	3
1.1.1 Onde totalement polarisée : formalisme de Jones	4
1.1.2 Onde partiellement polarisée : formalisme de Stokes-Mueller	5
1.1.3 Représentation de Poincaré	6
1.1.4 Propriétés polarimétriques des matériaux : matrice de Mueller	8
1.2 Introduction à l'imagerie polarimétrique	11
1.2.1 Imagerie de contraste orthogonal - OSC	11
1.2.2 Imagerie de Stokes	11
1.2.3 Imagerie de Mueller	12
1.2.4 Imageur actif adaptatif visible	12
1.3 Déphasage de la lumière par une cellule à cristaux liquides	14
1.4 Conclusion	15
2 Conception d'un imageur polarimétrique infrarouge actif agile en polarisation	17
2.1 Éléments de l'imageur polarimétrique actif	18
2.1.1 Partie émission	18
2.1.2 Partie analyse	19
2.2 La source laser	20
2.2.1 Source impulsionnelle	20
2.2.2 Source continue	25
2.3 Le contrôle de la polarisation dans l'infrarouge	25
2.3.1 Éléments optiques	26
2.3.2 Agilité totale en polarisation	28
2.3.3 Calibration des PSG et PSA avec des LCVR non idéaux	30
2.4 Le détecteur infrarouge - Caméra Photonic Science SWIR 1/4 VGA	33
2.4.1 Caractéristiques de la caméra	33
2.4.2 Optique de la caméra	36
2.5 Conclusion	38

3	Optimisation polarimétrique semi-supervisée du contraste	39
3.1	Contexte du décamouflage	39
3.1.1	Scènes rencontrées	41
3.1.2	Application duale	41
3.2	Imagerie polarimétrique scalaire	42
3.2.1	Définition du contraste	42
3.2.2	Acquisition des données polarimétriques	44
3.2.3	Segmentation	46
3.2.4	Optimisation	49
3.3	Application au décamouflage	51
3.3.1	Plaques de métal sous un filet de camouflage	51
3.3.2	Plaques de métal partiellement recouvertes de boue	53
3.4	Conclusion	54
4	Amélioration de la technique d'imagerie polarimétrique	57
4.1	Imagerie scalaire normalisée totalement adaptative	57
4.2	Réduction du nombre de degrés de liberté : imagerie polarimétrique scalaire diagonale normalisée	60
4.2.1	Hypothèse des matrices de Mueller diagonales	60
4.2.2	Optimisation du contraste avec l'hypothèse sur les matrices de Mueller diagonales	62
4.3	Image multicanal : 3-OSC	63
4.3.1	Imagerie OSC	64
4.3.2	Description de la stratégie	64
4.4	Limitations d'acquisition et influences sur l'estimation	67
4.4.1	Rapport signal sur fond : Influence de l'offset	68
4.4.2	Illumination non uniforme	71
4.4.3	Temps de réponse des LCVR face aux variations de la scène	72
4.5	Conclusion	73
5	Comparaison des techniques d'imagerie polarimétrique - application à la détection et au décamouflage	75
5.1	Décamouflage d'objets en milieu naturel	75
5.1.1	Cibles cachées dans l'herbe	75
5.1.2	Cible cachée dans un buisson	79
5.2	Décamouflage d'objets dissimulées par un filet de camouflage	82
5.2.1	Plaques de métal cachées par un filet de camouflage	82
5.2.2	Véhicule caché par un filet de camouflage	85
5.3	Détection d'objet sur une piste de décollage	87
5.3.1	Asphalte sec	87
5.3.2	Asphalte et flaques d'eau	88
5.4	Conclusion	92
	Conclusion générale	94
	Annexes	98

A	Produit de Kronecker	99
A.1	Définition	99
A.2	Propriétés	99
A.2.1	Bilinéarité, associativité	99
A.2.2	Propriétés avec le produit matriciel usuel	100
A.2.3	Trace et Déterminant	100
A.2.4	Transposition	100
A.2.5	Équations matricielles	100
B	Optimisation de contraste pour les matrices de Mueller diagonales	101
C	Estimation d'un coefficient diagonal d'une matrice de Mueller	103
	Bibliographie	104
	Publications des travaux de thèse	109

Introduction générale

La polarisation est une propriété de la lumière mise en évidence pour la première fois par Erasmus Bartholinus, un mathématicien danois de l'Université de Copenhague. On lui attribue la première observation scientifiquement présentée d'un effet polarimétrique. En 1669, il mit en évidence la double réfraction à l'aide d'un cristal de spath d'Islande. Il observe la séparation d'un faisceau incident en deux faisceaux d'égale intensité. Le premier, appelé rayon ordinaire, suit les lois classiques de la réfraction alors que le second, appelé rayon extraordinaire, ne les suit pas. Cette observation marque le début de l'étude de cette propriété. Trois siècles plus tard, dans les années 1940, Robert Clark Jones et Hans Mueller formalisent la polarisation de la lumière à l'aide d'une écriture vectorielle et matricielle. Cette formalisation permet de calculer rapidement la modification de la polarisation d'une onde traversant différents milieux successifs.

Cette propriété de la lumière est difficile à aborder car elle est invisible à l'œil humain. En effet, la perception humaine du monde, essentiellement basée sur la vision, n'utilise qu'une courte plage de longueurs d'onde comprises entre 400 *nm* et 800 *nm* et est totalement insensible à l'orientation du champ électromagnétique.

Cependant, certains animaux, principalement des insectes, des oiseaux, des poissons et des mollusques, sont sensibles à cette propriété de la lumière. Les abeilles par exemple, utilisent la polarisation pour s'orienter. En particulier, la direction des sources de nourriture est communiquée par une abeille aux autres butineuses de la ruche en indiquant la polarisation du ciel correspondant à la direction souhaitée.

La connaissance de cette propriété a donné naissance à de nombreuses applications. Les premières utilisent simplement des filtres polarimétriques appelés polariseurs. Ainsi les verres des lunettes de soleil sont maintenant souvent polarisés et des polariseurs sont utilisés en photographie afin de réduire les réflexions gênantes du soleil.

La polarisation est également utilisée pour identifier des roches ou pour réaliser du contrôle industriel en utilisant le principe de la modification de la polarisation d'une onde traversant un milieu transparent.

Enfin, la dernière application grand public a révolutionné le cinéma 3D. En effet, l'effet 3D originellement obtenu en filtrant les couleurs, souvent vert et rouge, est dorénavant créé par un filtrage polarimétrique à l'aide des lunettes des deux images projetées à l'écran. L'avantage par rapport à la technique précédente est que l'effet est obtenu sans altérer les couleurs de l'image.

Les développements actuels s'orientent vers des applications en biologie et en détection à travers des systèmes imageurs. En biologie, les recherches se concentrent sur la discrimination, l'identification et la caractérisation des tissus [1]. La polarisation peut en particulier apporter une nouvelle solution de contrôle non destructif, à savoir sans prélèvement d'échantillons, pour le dépistage et le suivi de cancer de tissus en surface [2]. En détection, l'imagerie polarimétrique

radar est déjà utilisée pour effectuer des prises de vue depuis des satellites. L'imagerie polarimétrique optique est quant à elle en cours de développement pour des applications militaires. En effet, les propriétés discriminantes de l'imagerie polarimétrique peuvent avoir un intérêt en détection et décamouflage. Des travaux dans l'infrarouge utilisant des états de polarisation fixes [3] et dans le domaine visible avec des états de polarisation contrôlables ont déjà montré des résultats intéressants dans l'optimisation polarimétrique du contraste [4].

L'objectif de la thèse est d'étudier les capacités d'optimisation du contraste grâce à la polarisation dans le domaine du proche infrarouge dans le but de réaliser du décamouflage. Les travaux portent d'une part sur la réalisation d'un imageur polarimétrique actif et adaptatif en polarisation dans le domaine du proche infrarouge, d'autre part sur la mise en œuvre, grâce à cet imageur, de stratégies d'imagerie permettant de réaliser une opération de décamouflage. Ces travaux s'appuient sur les travaux d'optimisation de contraste dans le domaine visible réalisés dans le cadre de la thèse de Guillaume Anna [5].

L'étude est introduite au chapitre 1 par les bases de la théorie de la polarisation nécessaires à la compréhension des travaux. Puis les différents types d'imagerie polarimétrique existants sont présentés. Enfin nous terminons par l'explication du fonctionnement des cellules à cristaux liquides que nous utilisons dans notre imageur polarimétrique pour contrôler la polarisation.

Le chapitre 2 est consacré au développement de l'imageur polarimétrique que nous utilisons dans toute cette étude. Les parties émission et analyse sont détaillées en insistant sur les spécificités liées à l'utilisation du proche infrarouge, en particulier le contrôle de la polarisation avec des cellules à cristaux liquides. Cet imageur permet de générer en émission et en analyse tout les états de polarisation possibles, ce qui nous permet de tester toutes les techniques d'imagerie polarimétrique.

A l'aide de notre imageur, nous avons implémenté une méthode d'imagerie polarimétrique en trois étapes qui optimise le contraste d'une cible par rapport à son fond proche. Nous présentons l'analyse des avantages de cette méthode semi-supervisée ainsi que ses limites dans le chapitre 3.

Les limites de la technique d'imagerie précédente nous ont amené à développer au chapitre 4, trois autres techniques d'imagerie. La première s'affranchit de l'information d'intensité et n'est donc plus gênée par les variations spatiales d'intensité. La seconde reprend le principe de la normalisation de la première avec un nombre de degrés de liberté en polarisation réduit. Les résultats permettent alors d'observer que la dépolarisation est une caractéristique majeure des scènes étudiées. L'aboutissement de cette étude conduit à une technique d'imagerie polarimétrique plus performante, simplifiée et non supervisée.

Le chapitre 5 est consacré à la comparaisons de ces quatre différentes techniques. Nous utilisons pour cela des scénarios réalistes de détection et de décamouflage composés d'objets manufacturés. Nous étudions en particulier le décamouflage d'un véhicule et la détection d'objets dangereux sur une piste de décollage. Ces résultats permettent de montrer l'efficacité de l'imagerie polarimétrique et de mettre en évidence les propriétés qu'un imageur polarimétrique doit avoir pour ce type d'applications.

Chapitre 1

Éléments de polarisation et imagerie polarimétrique

Nous présentons dans ce chapitre les éléments de théorie permettant la compréhension de l'étude développée dans les chapitres suivants.

Nous aborderons le sujet en définissant la polarisation de la lumière et nous poursuivrons par les formalismes associés à cette propriété physique de la lumière, en particulier le formalisme de Mueller et la représentation de Poincaré que nous utilisons. Puis, nous présenterons l'imagerie polarimétrique en décrivant les différentes méthodes et applications existantes. Enfin, le fonctionnement des cellules à cristaux liquide permettant de moduler l'état de polarisation de la lumière sera présenté.

1.1 Polarisation d'une onde et formalisme associé

La nature vectorielle de la lumière, onde électromagnétique, est appelée *polarisation*. On s'intéresse uniquement au champ électrique \mathbf{E} , car les propriétés du champ magnétique \mathbf{B} sont liées à celui-ci par les équations de Maxwell [6]. En considérant une propagation dans la direction z au cours du temps t , Fresnel et Arago ont montré que la lumière possède deux composantes transverses et perpendiculaires représentées par :

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\sigma + \phi_x) \quad (1.1)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\sigma + \phi_y) \quad (1.2)$$

où $\sigma = \omega t - \kappa z$ est le terme de propagation (ω est la pulsation et κ le nombre d'onde), E_{0x} et E_{0y} sont respectivement les maximums d'amplitude dans les directions x et y et ϕ_x et ϕ_y , les phases associées [7].

La trajectoire suivie par l'extrémité du champ électrique (Équations 1.1 et 1.2) est décrite par l'équation suivante :

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \cos \phi \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} = \sin^2 \phi \quad (1.3)$$

qui correspond à l'équation d'une ellipse dite de polarisation. Le déphasage ($\phi_y - \phi_x$) entre les deux composantes de l'onde est représenté par le terme ϕ .

On distingue alors trois types d'état de polarisation :

- onde totalement dépolarisée : la trajectoire décrite par le vecteur \mathbf{E} est complètement aléatoire. L'évolution du champ électrique n'est connue que de manière statistique.

- onde totalement polarisée : le déphasage ϕ est stable dans le temps et la courbe décrite est dans le cas le plus général une ellipse. On distinguera les polarisations linéaires et circulaires, qui ne sont que des cas particuliers.
- onde partiellement polarisée : cet état peut être décrit comme la superposition statistique pondérée d’une contribution totalement polarisée et d’une contribution dépolarisée. Le poids relatif de chacune des contributions est décrit par le degré de polarisation.

Afin de manipuler plus facilement les paramètres liés à la polarisation de la lumière, deux formalismes ont été développés. Le premier concerne uniquement la lumière totalement polarisée, c’est le formalisme de Jones. Le second est applicable dans tout les cas, c’est le formalisme de Stokes-Mueller.

1.1.1 Onde totalement polarisée : formalisme de Jones

Si l’onde est totalement polarisée, elle peut-être décrite par le vecteur \mathbf{E} :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y}e^{i\phi} \end{pmatrix} = E_0 \mathbf{V}_J \tag{1.4}$$

où E_0 est l’amplitude de l’onde \mathbf{E} et \mathbf{V}_J est appelé vecteur de Jones (Tableau 1.1). L’onde est alors entièrement décrite par les trois paramètres : E_{0x} , E_{0y} et ϕ .

Le sens de rotation de l’ellipse dépend du signe de ϕ , par convention :

- si $\phi > 0$ (sens horaire), la polarisation est dite ”droite”.
- si $\phi < 0$ (sens trigonométrique), la polarisation est dite ”gauche”.
- si $\phi = 0 \text{ mod}(\pi)$, la polarisation est dite ”linéaire”.

Rectiligne horizontal, (selon l’axe x)	Rectiligne vertical (selon l’axe y)	Rectiligne selon un axe à 45° par rapport à l’axe x
$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$
Circulaire droite		Circulaire gauche
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$		$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$

Tableau 1.1 – Vecteurs de Jones V_J normalisés de quelques états de polarisation usuels. i est le nombre imaginaire tel que $i^2 = -1$.

Le formalisme de Jones est utilisé pour connaître l’état de polarisation d’une onde après son

passage dans un système optique linéaire modifiant sa polarisation. On associe alors une matrice de Jones J correspondant à la transformation opérée par chaque élément optique (Tableau 1.2).

Polariseur linéaire horizontal, respectivement vertical	Polariseur linéaire incliné d'un angle θ	Polariseur circulaire gauche, respectivement circulaire droit
$\tau \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tau \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\tau \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta\cos\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix}$	$\frac{\tau}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix},$ $\frac{\tau}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$
Lame demi-onde ($\lambda/2$) avec axe rapide horizontal	Lame quart d'onde ($\lambda/4$) avec axe rapide horizontal	
$\tau \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$	$\tau e^{i\pi/4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$	

Tableau 1.2 – Matrices de Jones J de quelques éléments optiques usuels de transmittance τ .

Il suffit alors de multiplier à gauche le vecteur de Jones de l'onde initiale par les matrices de Jones des milieux successivement traversés pour connaître le vecteur de Jones de l'onde en sortie du système optique. Si une onde \mathbf{E} traverse successivement les milieux 1, 2 et 3 dont les matrices de Jones sont respectivement J_1 , J_2 et J_3 , l'onde résultante \mathbf{E}' s'exprime alors :

$$\mathbf{E}' = J_3 J_2 J_1 \mathbf{E} \quad (1.5)$$

1.1.2 Onde partiellement polarisée : formalisme de Stokes-Mueller

Dans un grand nombre de cas, notamment dans notre application d'imagerie polarimétrique active, les ondes ne sont que partiellement polarisées voire dépolarisées. Le formalisme de Jones ne permet plus de représenter ces types de polarisations et on doit utiliser un autre formalisme, plus adapté, le formalisme de Stokes-Mueller. Ce formalisme permet de décrire entièrement toute onde quelle que soit sa polarisation [7].

En reprenant, les notations précédentes, on peut définir quatre paramètres définissant entièrement une onde lumineuse : les paramètres de Stokes S_0 , S_1 , S_2 et S_3 (Équations 1.6, 1.7, 1.8 et 1.9). On peut noter que S_0 représente l'intensité de l'onde lumineuse.

$$S_0 = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle = I_x + I_y \quad (1.6)$$

$$S_1 = \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle = I_x - I_y \quad (1.7)$$

$$S_2 = 2\text{Re}(\langle E_x E_y^* \rangle) = I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \quad (1.8)$$

$$S_3 = -2\text{Im}(\langle E_x E_y^* \rangle) = I_D - I_G \quad (1.9)$$

où I_x , I_y et $I_{\pm 45^\circ}$ sont les intensités mesurables respectivement suivant les axes x , y et inclinés suivant les axes à $\pm 45^\circ$ par rapport à l'axe x et I_G et I_D sont les intensités suivant les états de polarisations circulaires gauche et droit.

Les paramètres de Stokes sont regroupés dans un vecteur de Stokes (Équation 1.10) qui est dans la pratique souvent réduit à trois paramètres dans le vecteur de Stokes réduit (Équation 1.11).

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

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

De la même manière, on retrouve les vecteurs de Stokes des états de polarisation usuels, exprimés précédemment à l'aide du formalisme de Jones, et on peut définir de nouveaux états de polarisation (Tableau 1.3).

Il est alors possible d'exprimer à l'aide des paramètres de Stokes, la proportion de lumière polarisée qui est appelée degré de polarisation et noté P .

$$P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}, \quad 0 \leq P \leq 1 \quad (1.12)$$

où I_{pol} et I_{tot} représentent respectivement l'intensité polarisée et l'intensité totale de l'onde polarisée. Pour une onde totalement polarisée, P est égal à 1.

Le vecteur de Stokes d'une onde peut alors être écrit comme la somme des vecteurs de Stokes d'une onde totalement dépolarisée et d'une onde totalement polarisée de la manière suivante :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = (1 - P)S_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + PS_0 \begin{pmatrix} 1 \\ a \\ b \\ c \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

où le vecteur $(a, b, c)^T$ est de norme 1 et représente la direction du vecteur de Stokes réduit (Équation 1.11).

1.1.3 Représentation de Poincaré

Précédemment, nous avons vu qu'une onde lumineuse pouvait être entièrement caractérisée par trois paramètres : E_{0x} , E_{0y} et ϕ . Il existe une relation bijective [7] entre ces trois paramètres

Rectiligne horizontal, (selon l'axe x)	Rectiligne vertical (selon l'axe y)	Rectiligne selon un axe à +45° par rapport à l'axe x
$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
Circulaire droite	Circulaire gauche	Totalement dépolarisé
$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$

Tableau 1.3 – Vecteurs de Stokes réduits de quelques états de polarisation usuels

et trois autres : l'intensité I , l'azimut α et l'ellipticité ϵ de l'onde lumineuse (Figure 1.1). Elle a la forme suivante :

$$I = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = I_x + I_y \quad (1.14)$$

$$\tan 2\alpha = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \phi \quad (1.15)$$

$$\sin 2\epsilon = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin \phi \quad (1.16)$$

On peut alors représenter par un point sur une sphère de rayon 1 (Figure 1.2) tout état de polarisation complètement polarisé en écrivant les paramètres de Stokes réduit à l'aide des angles α et ϵ (Équation 1.17) qui représentent les coordonnées polaires du point sur cette sphère.

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} \cos(2\alpha)\cos(2\epsilon) \\ \sin(2\alpha)\cos(2\epsilon) \\ \sin(2\epsilon) \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Un état de polarisation quelconque sera représenté par un point à l'intérieur de la sphère de Poincaré :

$$\mathbf{s} = P \begin{pmatrix} \cos(2\alpha)\cos(2\epsilon) \\ \sin(2\alpha)\cos(2\epsilon) \\ \sin(2\epsilon) \end{pmatrix}, \quad 0 \leq P \leq 1 \quad (1.18)$$

où P représente la distance au centre de la sphère.

On retrouve sur la sphère de Poincaré, les états de polarisation usuels (Figure 1.3).

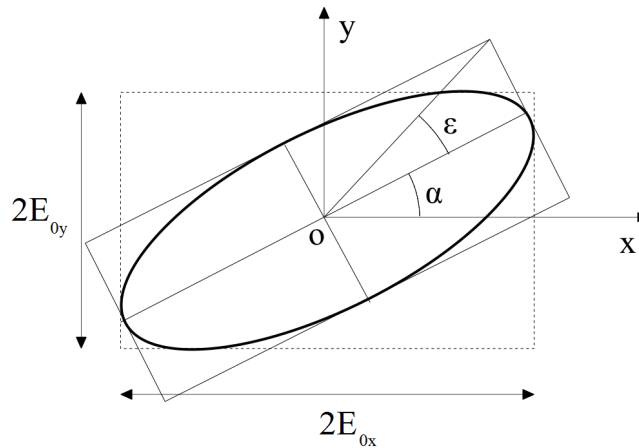


FIGURE 1.1 – Ellipse de polarisation d’azimut α et d’ellipticité ϵ .

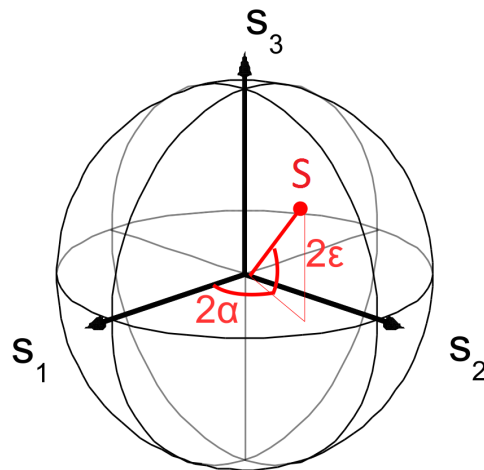


FIGURE 1.2 – Représentation d’un état de polarisation d’intensité unité caractérisé par le couple (α, ϵ) sur la sphère de Poincaré de rayon I.

1.1.4 Propriétés polarimétriques des matériaux : matrice de Mueller

De la même manière que pour le formalisme de Jones, on associe une matrice à chaque matériau linéaire modifiant la polarisation d’une onde. Cette matrice M carrée de dimension 4, appelée matrice de Mueller, modifie un état de polarisation incident S en un état de polarisation S' (Équation 1.19).

$$\mathbf{S}' = M\mathbf{S} \quad (1.19)$$

De plus, si une onde \mathbf{S} traverse successivement les milieux 1, 2 et 3 dont les matrices de Mueller sont respectivement M_1 , M_2 et M_3 , l’onde résultante \mathbf{S}' s’exprime alors :

$$\mathbf{S}' = M_3 M_2 M_1 \mathbf{S} \quad (1.20)$$

On retrouve l’effet des principaux éléments optiques [8], exprimés précédemment avec leurs matrices de Jones, à l’aide de leurs matrices de Mueller dans le Tableau 1.4.

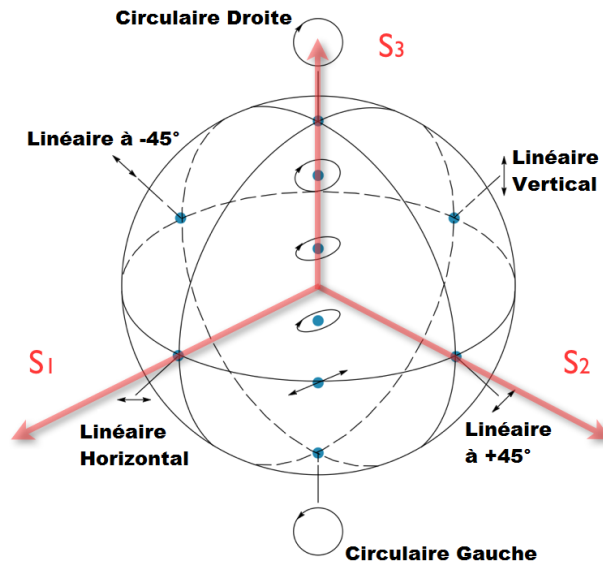


FIGURE 1.3 – Représentation des états de polarisation usuels sur la sphère de Poincaré.

Polariseur linéaire horizontal	Polariseur linéaire vertical	Polariseur linéaire à +45° par rapport à l'axe x
$\frac{\sigma}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\frac{\sigma}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\frac{\sigma}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Polariseur circulaire gauche	Retardateur de déphasage ϕ avec axe rapide horizontal	
$\frac{\sigma}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\phi & -\sin\phi \\ 0 & 0 & \sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix}$	

Tableau 1.4 – Matrices de Mueller de quelques matériaux polarisants de transmittance σ

Le passage de la matrice de Jones à la matrice de Mueller d'un élément optique en considérant une lumière totalement polarisée se fait grâce à la relation suivante :

$$M = A[J \otimes J^*]A^{-1} \quad (1.21)$$

où \otimes représente le produit de Kronecker (Annexe A) et A est définie de la manière suivante :

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

On peut en particulier remarquer que l'action d'un retardateur se traduit sur la sphère de Poincaré par une rotation d'un angle égal à ϕ (déphasage) autour d'un axe orienté LR (état Lent/ état Rapide). Par exemple, l'effet d'une lame quart d'onde d'axes neutres x et y (horizontal et vertical) sur une polarisation d'une onde incidente correspond, sur la sphère de Poincaré, à une rotation de 90° autour de l'axe S_1 formé par les polarisations horizontale et verticale. Une polarisation linéaire à $+45^\circ$ devient donc par cette transformation, une circulaire gauche.

De plus, contrairement aux matrices de Jones, la nature dépolarisante de certains milieux, en particulier ceux d'origine naturelle, peut être prise en compte dans la matrice de Mueller (Tableau 1.5). Les coefficients de dépolarisation sont $1-|a|$, $1-|b|$ et $1-|c|$ et correspondent au pouvoir dépolarisant du matériau suivant les axes S_1 , S_2 et S_3 .

Matériau purement dépolarisant	Matériau purement dépolarisant isotrope	Matériau totalement dépolarisant
$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

Tableau 1.5 – Matrices de Mueller de quelques matériaux dépolarisants avec $|a|, |b|, |c| < 1$

Ce formalisme, que nous utiliserons par la suite, est donc adapté à l'imagerie polarimétrique active traitant des scènes réelles développée dans ces travaux. En effet, il permet de prendre en compte la dépolarisation induite par ce type de scènes.

De plus, afin d'isoler les différents effets polarimétriques d'un élément optique sur un état de polarisation incident, il est intéressant d'écrire la matrice de Mueller en réflexion de la manière suivante :

$$M = M_{00} \begin{pmatrix} 1 & \mathbf{D}^T \\ \mathbf{P} & m \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

avec M_{00} la réflectivité de la scène de la lumière dépolarisée, \mathbf{D}^T le vecteur de diatténuation de la scène, \mathbf{P} le vecteur de polarisance de la scène, c'est à dire la capacité à polariser une lumière totalement dépolarisée, et m une matrice carrée de dimension 3 contenant les termes

de dépolarisation et de retardance (incluant la biréfringence, propriété physique d'un matériau dans lequel la lumière se propage de façon anisotrope). Cette écriture sera utilisée au chapitre 4 pour expliciter les contributions polarimétriques et d'intensité au contraste des images obtenues.

1.2 Introduction à l'imagerie polarimétrique

L'imagerie polarimétrique consiste à produire des images en analysant la polarisation de la lumière provenant de la scène. Ces images utilisent les propriétés polarimétriques des matériaux, ce qui dévoile des contrastes non visibles en image d'intensité classique. On distingue alors deux types de système d'acquisition de telles images, d'une part les systèmes passifs composés d'un capteur sensible à la polarisation de la lumière provenant de la scène [9], d'autre part les systèmes actifs comme celui utilisé dans mes travaux qui, en plus du capteur précédent, éclairent la scène avec une source de lumière ayant une polarisation connue. Dans cette section, nous développons plus en détail les systèmes actifs ayant un nombre de degrés de liberté polarimétriques croissants.

1.2.1 Imagerie de contraste orthogonal - OSC

Les premières expériences de détection et de décamouflage ont été réalisées à l'aide d'une image de contraste orthogonal généralement appelée image d'OSC (*Orthogonal State Contrast*) [3]. Cette image est produite à partir de deux images polarimétriques générées avec deux états de polarisation orthogonaux. Nous présentons plus en détail ce type d'imagerie dans le chapitre 4.

L'image d'OSC permet de révéler par exemple une plaque de métal dans un buisson dont le contraste est faible en imagerie d'intensité classique (Figure 1.4.a) et fort dans l'image polarimétrique (Figure 1.4.b).

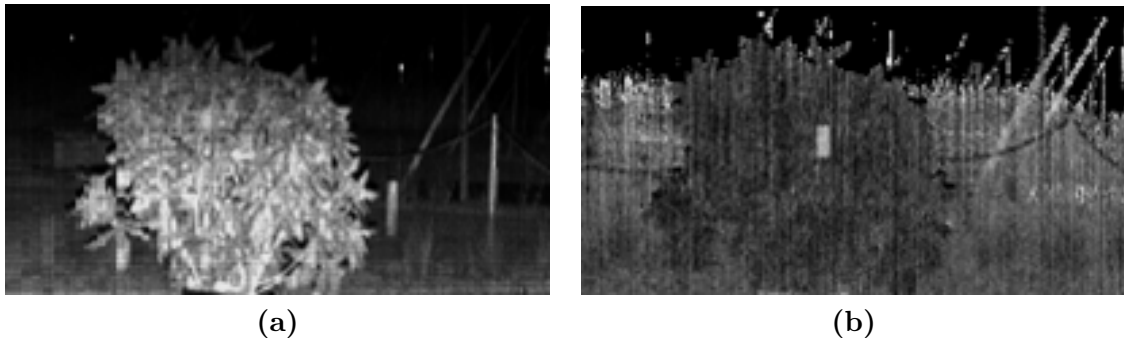


FIGURE 1.4 – (a) Image d'intensité dans le proche infrarouge d'une plaque de métal cachée dans un buisson. (b) Image d'OSC de la même scène (Projet HYPOLAC [10]).

Cependant, le nombre très réduit de degré de liberté ne permet pas l'analyse polarimétrique complète de toutes les scènes.

1.2.2 Imagerie de Stokes

Le but de l'imagerie de Stokes est de déterminer le vecteur de Stokes de la lumière rétro-diffusée par la scène. Pour cela, l'imageur de Stokes acquiert quatre images polarimétriques grâce à l'analyse de quatre états de polarisation. Les quatre états de polarisation analysés permettent en particulier d'estimer le degré de polarisation (Équation 1.12).

Les études sur l'imagerie de Stokes portent sur l'optimisation des quatre états de polarisation utilisés afin de minimiser l'erreur d'estimation [11, 12, 13, 14, 15]. On trouve des applications dans des domaines variés tels que le biomédical [16], le contrôle industriel [17], la télédétection [18, 19] et l'astronomie [20].

Cependant, l'utilisation de seulement quatre états d'analyse conduit à une estimation partielle des propriétés polarimétriques de la scène. Il faut donc un autre imageur plus agile pour accéder à la matrice de Mueller de la scène.

1.2.3 Imagerie de Mueller

Le but de l'imagerie de Mueller est de déterminer la matrice de Mueller en chaque point d'une scène, c'est à dire l'ensemble des propriétés polarimétriques des objets d'une scène. Pour cela, on éclaire la scène avec une polarisation connue et on analyse la polarisation de la lumière rétro-diffusée par la scène. La matrice de Mueller étant de taille 4×4 , il faut générer une combinaison d'états de polarisation pour déterminer les 16 éléments de la matrice.

Cette imagerie est très intéressante lorsque l'objet à caractériser présente des propriétés polarimétriques autres que la dépolarisation, telles que de la polarisance ou de la biréfringence.

L'imagerie de Mueller est actuellement utilisée dans le domaine médical pour augmenter le contraste de l'imagerie classique. Elle permet en particulier de détecter des cancers et d'estimer leur stade de développement [2]. Dans le cas du cancer du colon, l'imagerie polarimétrique apporte des informations difficilement décelables en image d'intensité (Figure 1.5.a). Les tissus cancéreux sont en effet faiblement contrastés en image d'intensité éclairée avec une lumière blanche. L'analyse de la matrice de Mueller des tissus, en particulier la composante M_{22} 1.5.b, permet une augmentation du contraste de la zone atteinte par le cancer et même l'estimation du stade de développement du cancer. Ce contraste est provient de la capacité du tissu cancéreux à conserver davantage l'état de polarisation incident que le tissu sain.

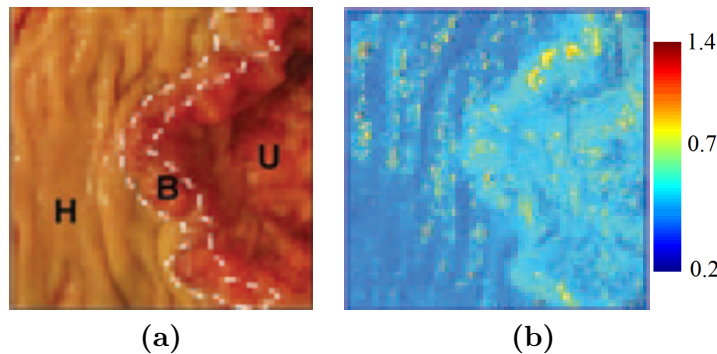


FIGURE 1.5 – (a) Image d'intensité du cancer de colon : (H) tissu sain ; (B) cancer en développement ; et (U) tissu ulcéré. L'image représente une zone de 5 cm de coté. (b) Image spectrale de l'élément M_{22} de la matrice de Mueller à 500 nm montrant que les zones cancérogènes dépolarisent moins (valeurs élevées de M_{22}) que les zones saines.[2]

1.2.4 Imageur actif adaptatif visible

Si on souhaite mettre en évidence un objet d'intérêt sur un fond, la méthode la plus efficace n'est pas l'imagerie de Mueller. Il faut faire une seule image avec des états d'illumination et d'analyse optimisés. Un imageur polarimétrique actif adaptatif (Figure 1.6) récemment développé [21, 22, 4, 23] permet d'estimer la matrice de Mueller comme un imageur de Mueller

mais également de générer n'importe quel état de polarisation en émission et en analyse sur la sphère de Poincaré. Il est alors possible d'augmenter le contraste d'une cible dans une zone d'intérêt d'une image polarimétrique.

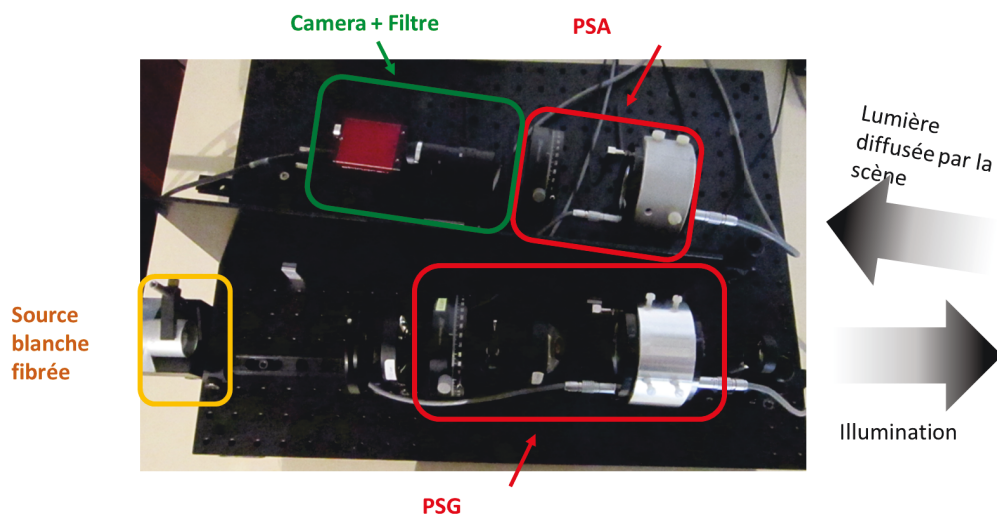


FIGURE 1.6 – Imageur polarimétrique actif adaptatif visible avec ses modules de contrôle de la polarisation en émission (PSG) et en analyse (PSA).

La Figure 1.7.a présente un exemple de scène composée de papiers de verre aux tailles de grain différents peints avec la même peinture. L'image d'intensité ne permet pas de discerner les trois zones aux propriétés différentes de celles du fond. L'image polarimétrique (Figure 1.7.b) optimisée permet quant à elle de transformer le contraste d'état de surface en contraste d'intensité permettant alors de discerner nettement les trois zones.

L'imageur qui a permis de réaliser l'optimisation de la Figure 1.7 utilise une illumination incohérente dans le domaine visible, ce qui limite fortement la portée de l'imagerie. Un des objectifs de mon travail a été de développer un imageur utilisant une source cohérente dans le proche infra-rouge pour une raison de sécurité oculaire. Il est présenté dans le chapitre 2.

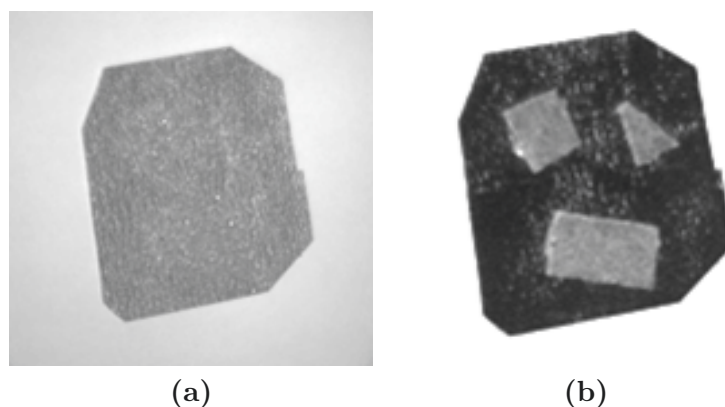


FIGURE 1.7 – (a) Image d'intensité classique dans le visible d'une scène contenant trois bouts de papier de verre carrés à grains fins sur du papier de verre à gros grains. (b) Image polarimétrique optimisée de la scène. [4]

1.3 Déphasage de la lumière par une cellule à cristaux liquides

Nous utilisons dans notre étude des cellules à cristaux liquides nématiques pour contrôler les états de polarisation en émission et en analyse dans notre imageur. Nous rappelons dans cette section le fonctionnement général de ces composants optiques.

Les molécules présentes dans ces cellules à cristaux liquides sont dans un état intermédiaire entre une phase solide et une phase liquide. Elles sont de forme allongée et parallèles entre elles mais n'occupent pas de positions précises à l'inverse des cristaux solides. Les cristaux sont alors dit à l'état nématique. D'autres arrangements sont également possibles mais ce sont les cristaux à l'état nématique qui sont principalement utilisés pour contrôler la polarisation.

Dans le cas des cristaux liquides nématiques, il est possible d'imposer la direction des molécules dans la cellule à l'aide de couches d'alignement présentes à chaque extrémité de la cellule (Figure 1.8).

La direction des molécules est importante car leur forme allongée provoque une anisotropie se traduisant polarimétriquement par une biréfringence importante. On peut alors distinguer deux axes propres perpendiculaires dans la molécule, l'axe ordinaire et l'axe extraordinaire, d'indices optiques respectivement n_o et n_e . Alignés verticalement comme dans la figure 1.8, les molécules induisent un déphasage $\Delta\phi$ maximal $\Delta\phi_{max}$ dépendant de l'épaisseur e de la cellule et de la longueur d'onde λ utilisée :

$$\Delta\phi_{max} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)e \quad (1.24)$$

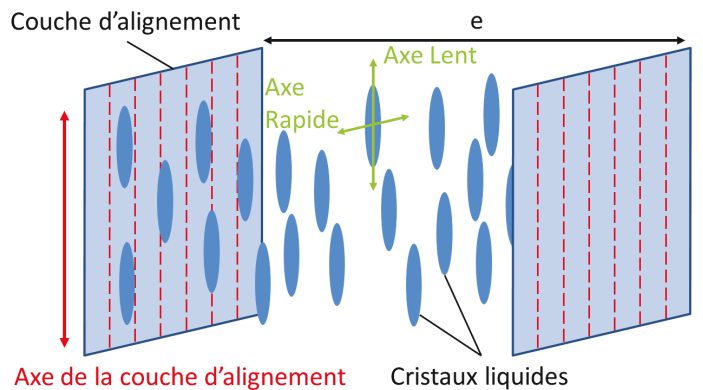


FIGURE 1.8 – Alignement des cristaux liquides dans la cellule sans champ électrique.

On peut remarquer que plus la longueur d'onde utilisée est grande, plus la cellule à cristaux liquides devra être épaisse pour produire un déphasage donné.

En appliquant un champ électrique \mathbf{E} dans la cellule, les cristaux s'orientent progressivement dans la direction de ce champ en fonction de la tension appliquée jusqu'à s'aligner horizontalement pour la tension maximale (Figure 1.9). Pour une tension U , le déphasage produit dépend de la différence d'indice $n_e(U) - n_o$ vu par l'onde lumineuse en fonction de cette tension :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e(U) - n_o)e \quad (1.25)$$

En particulier pour la tension maximale, $n_e(U_{max}) = n_o$ et le déphasage est alors nul :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)e = 0 \quad (1.26)$$

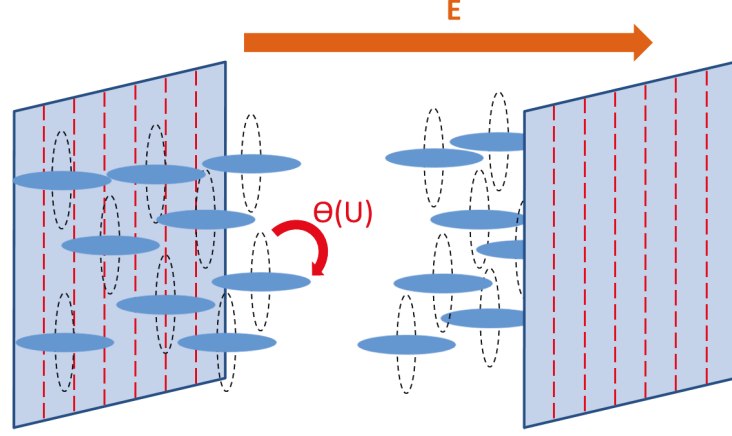


FIGURE 1.9 – Alignement des cristaux liquides dans la cellule soumise à un champ électrique \mathbf{E} d'un angle Θ dépendant de la tension U . Le cas présenté dans cette figure correspond à l'angle maximal induisant un déphasage nul.

Pour toutes les tensions U , le déphasage dépend de la différence d'indice $\Delta_n(U)$ vu par l'onde lumineuse en fonction de cette tension :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta_n(U)e \quad (1.27)$$

L'effet d'une cellule à cristaux liquides sur un état de polarisation incident se traduit sur la sphère de Poincaré par une rotation de l'état de polarisation incident autour de l'axe rapide de la cellule. Par exemple, pour une cellule dont le déphasage maximal est de 2π et dont l'axe rapide est orienté à $+45^\circ$ (axe S_2) et pour un état de polarisation incident linéaire vertical, l'ensemble des états de polarisation accessibles en faisant varier la tension de commande de la cellule est le cercle de la sphère de Poincaré passant par les états linéaire vertical, linéaire horizontal, circulaire droit et circulaire gauche. La figure 1.10 montre l'état de polarisation atteint pour une tension de commande fixée dans les conditions de cet exemple.

On peut remarquer qu'en pratique, le déphasage nul n'est jamais atteint. En conséquence, les constructeurs placent une lame compensatrice de déphasage fixe sur une des faces de la cellules permettant d'atteindre le déphasage nul.

Les tensions maximales caractéristiques à appliquer sur les cellules sont de l'ordre de 10 V . Pour obtenir un déphasage de 2π avec des longueurs d'onde dans le domaine visible, les temps de réponse caractéristiques sont $100\ \mu\text{s}$ pour l'alignement et de $20\ \text{ms}$ en relaxation.

1.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les éléments de théorie nécessaires à la compréhension de l'étude développée dans la suite.

Nous utiliserons en particulier le formalisme de Stokes-Mueller permettant de définir les propriétés polarimétriques d'une onde par son vecteur de Stokes et d'un milieu par sa matrice de Mueller. La particularité de ce formalisme par rapport à celui de Jones est qu'il est possible

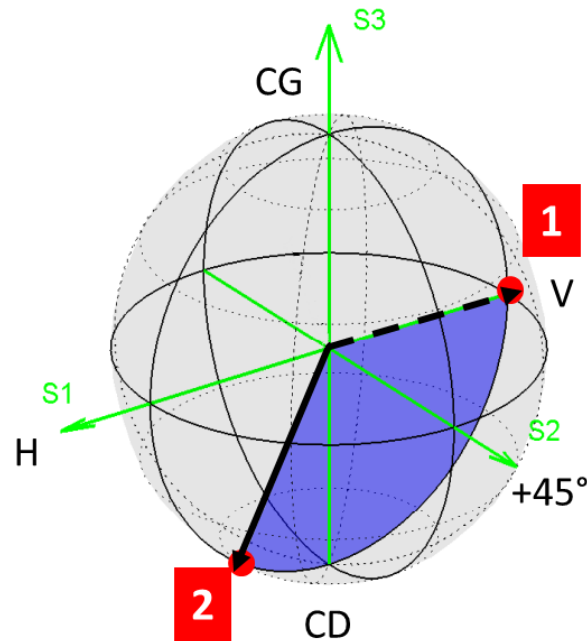


FIGURE 1.10 – États de polarisation atteint (2) pour un état de polarisation incident linéaire vertical (1) à l'aide d'une cellule à cristaux liquides d'axe rapide à $+45^\circ$ (axe S_2) et une tension de commande fixée.

d'inclure l'information de dépolarisation. De plus, nous utiliserons une représentation graphique de la polarisation pour faciliter la compréhension : la sphère de Poincaré.

Nous avons également présenté différents modes d'imagerie polarimétrique existants dont les capacités sont croissantes avec leur nombre de degrés de liberté polarimétriques. Leurs applications sont pour le moment dans le domaine du médical, de l'astronomie, du contrôle industriel et de la détection. Les systèmes imageurs agiles en polarisation se démarquent des autres car ils permettent d'optimiser le contraste entre un objet d'intérêt et le fond dans une scène. Cependant, ces imageurs sont pour le moment peu adaptés pour la détection à longue distance ce qui est nécessaire par exemple, dans des applications de décamouflage.

L'objet de la suite de l'étude sera donc de développer un système imageur polarimétrique agile en polarisation ayant les mêmes capacités de contrôle de la polarisation que l'imageur présenté à la section 1.2.4 mais pouvant de plus éclairer des cibles à longue distance grâce à une source laser dans le proche infrarouge. L'agilité sera obtenue grâce à des cellules à cristaux liquides dont le fonctionnement général vient d'être présenté.

Chapitre 2

Conception d'un imageur polarimétrique infrarouge actif agile en polarisation

Les applications de l'imagerie polarimétrique active ont conduit jusqu'à présent à la conception de deux types d'imageurs polarimétriques. Des imageurs agiles en polarisation de Stokes et de Mueller dans le domaine visible, par exemple pour des applications médicales [24, 25, 26, 27], ou des imageurs à états fixes dans le domaine de l'infrarouge pour des applications de télédétection et industrielles [28, 29, 30, 31, 32].

Dans le cas des imageurs agiles en polarisation, l'agilité sur les états de polarisation utilisables permet de caractériser partiellement, voire totalement dans le cas des imageurs de Mueller, les propriétés polarimétriques d'une scène. Cela permet par exemple de détecter le stade d'évolution d'un cancer [33]. Cependant, cette agilité nécessite l'utilisation d'un contrôle de la polarisation à base de cristaux liquides principalement disponible dans le domaine visible pour des longueurs d'ondes courtes. En effet, l'épaisseur de la cellule à cristaux liquides est proportionnelle à la longueur d'onde utilisée. Les cellules permettant de déphaser dans le proche infrarouge sont donc deux fois plus épaisses que les cellules utilisées pour des longueurs d'onde visibles. Ces cellules épaisses sont arrivées récemment sur le marché et possèdent encore des défauts.

Dans le cas des imageurs à états fixes, le besoin d'une portée importante dans des milieux naturels et d'une relative sécurité oculaire conduisent à l'utilisation de lasers dans le proche infrarouge, en particulier dans les longueurs d'ondes proches de 1550 *nm*. Cependant, comme décrit précédemment, le contrôle plus difficile de la polarisation dans cette gamme de longueur d'onde conduit à l'utilisation de lames demi ou quart d'onde, à déphasage fixe, pour contrôler la polarisation. Ces configurations permettent d'accéder seulement à un nombre très réduit d'états polarimétriques.

Dans le cadre de notre étude, l'objectif est d'obtenir un imageur agile en polarisation dans le proche infrarouge. Cette agilité nous permet de tester toutes les techniques d'imagerie polarimétrique possibles afin de les comparer et de sélectionner la plus adaptée pour une application donnée. Ce chapitre décrit donc l'imageur que nous avons conçu. Nous aborderons cet imageur polarimétrique actif par une description générale puis nous détaillerons les éléments le composant : la source laser, le contrôle de la polarisation et le détecteur infrarouge.

2.1 Éléments de l'imageur polarimétrique actif

L'imageur polarimétrique actif se compose d'un banc optique (Figure 2.1) et d'un ordinateur pour le contrôler, traiter et afficher les images. Les logiciels LabVIEW et Matlab sont utilisés pour piloter le système et traiter les images. Le banc optique est lui-même composé d'une partie émission pour éclairer la scène et d'une partie analyse pour acquérir le signal provenant de celle-ci. L'ensemble est assemblé sur un *breadboard* ($15 \times 50 \text{ cm}$) et protégé par une boîte ($15 \times 50 \times 15 \text{ cm}$) en carton optique pour isoler les composants sensibles aux variations de température et assurer une meilleure protection oculaire de l'utilisateur. Le fonctionnement général de la partie émission dans un premier temps, de la partie analyse dans un second temps, sont présentés dans cette section. Les détails du fonctionnement et des caractéristiques des éléments optiques utilisés dans les deux parties seront présentés dans les sections suivantes de ce chapitre.

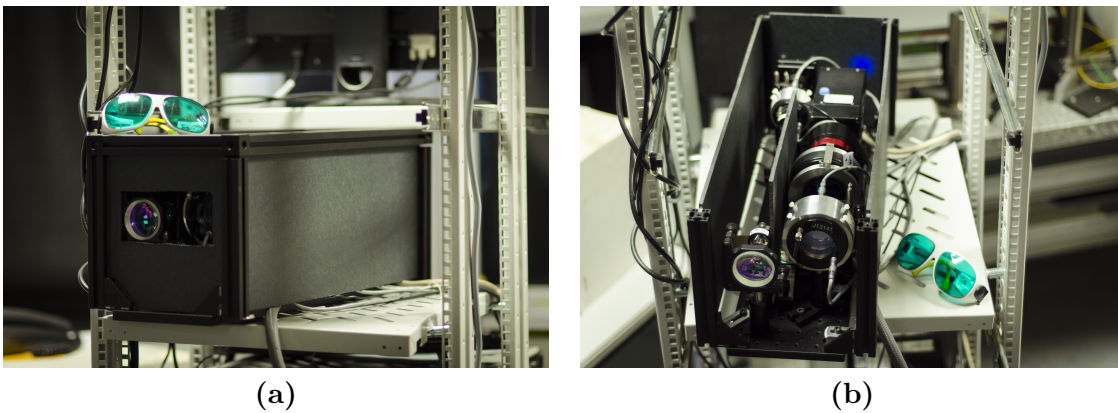


FIGURE 2.1 – (a) Banc optique avec boîtier de protection de l'imageur polarimétrique actif infrarouge. (b) Banc optique sans les faces avant et supérieure du boîtier.

2.1.1 Partie émission

La partie émission (Figure 2.2) permet d'éclairer la scène à l'aide d'un laser dont la polarisation est contrôlée. Elle est composée d'une source laser à 1550 nm , d'un module de contrôle de la polarisation et d'une optique permettant de faire diverger le faisceau afin d'éclairer l'ensemble de la scène. Le choix des composants pour réaliser ces fonctions est en accord avec une imagerie réalisée à 10 m de l'imageur avec une cible en extérieur. Pour des potées plus importantes, l'optique devra être modifiée de manière à moins faire diverger le faisceau laser afin de concentrer la puissance tout en illuminant l'ensemble de la scène.

Nous avons utilisé deux sources laser dans le cadre de notre étude. La première est une source impulsionnelle basée sur un oscillateur paramétrique optique (OPO) pompé à l'aide d'un laser impulsionnel DIVA II. Elle génère un faisceau laser à 1540 nm . La seconde est une source continue basée sur une diode (DFB) amplifiée. Elle génère un faisceau laser à 1550 nm . Le détail des caractéristiques techniques, ainsi que les avantages et les inconvénients de ces sources sont abordés dans la section 2.2.

Le contrôle de la polarisation est réalisé par un module constitué d'un polariseur vertical et de deux cellules à cristaux liquides pouvant générer respectivement un déphasage maximal de λ et $\lambda/2$, λ étant la longueur d'onde utilisée. Ce module, appelé dans la suite PSG (*Polarization States Generator*), permet de générer tous les états de polarisation souhaités. Son fonctionnement est

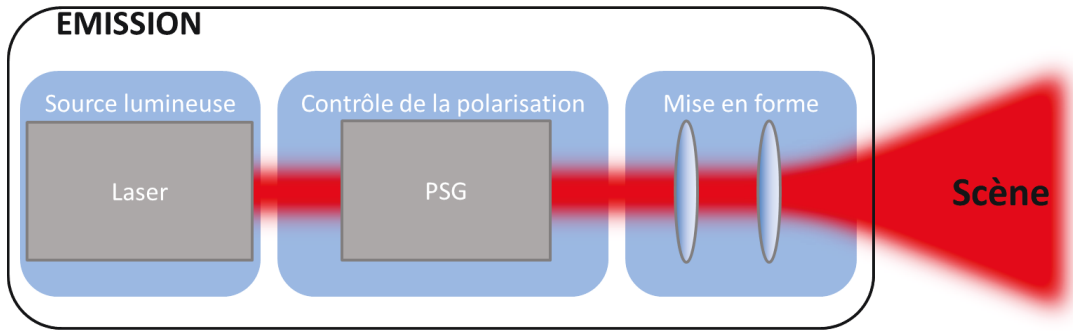


FIGURE 2.2 – Schéma de la partie émission du banc optique de l'imageur polarimétrique actif infrarouge.

détaillé dans la section 2.3.

Le faisceau laser étant de faible diamètre (moins de 2 cm en sortie du PSG) et faiblement divergent, nous devons le faire diverger pour éclairer la scène. Pour cela nous utilisons successivement deux lentilles divergentes traitées anti-reflet dans l'infrarouge. Leurs positions sont ajustées en fonction de la taille et de la distance de la scène à éclairer.

2.1.2 Partie analyse

La réception du signal provenant de la scène est assurée par la partie analyse (Figure 2.3). Elle est composée d'un module d'analyse de la polarisation, d'un filtre fréquentiel centré sur la longueur d'onde utile, d'un objectif et d'une caméra SWIR (*Short Wave InfraRed*).

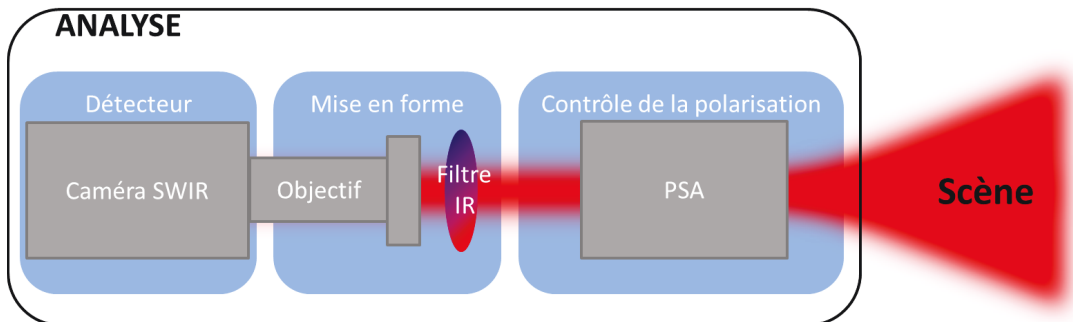


FIGURE 2.3 – Schéma de la partie analyse du banc optique de l'imageur polarimétrique actif infrarouge.

Le module d'analyse de la polarisation, appelé dans la suite PSA (*Polarization States Analyzer*), possède les mêmes éléments optiques que le PSG et donc, fonctionne de la même manière. En conséquence le PSA permet d'analyser tout les états de polarisation souhaités. Nous précisons cependant que les PSG et PSA sont séparés sur le banc optique.

Le filtre fréquentiel infrarouge (filtre IR sur le schéma de la Figure 2.3), d'une largeur d'une dizaine de nanomètre, permet de sélectionner seulement la longueur d'onde utile. Ce filtre coupe en particulier une grande partie de la bande infrarouge détectable par la caméra provenant de la lumière naturelle rétrodiffusée par la scène. Le rapport entre l'intensité provenant de la partie

émission rétrodiffusée par la scène et les autres sources naturelles est donc augmenté, ce qui augmente les performances de mesure du système comme nous le verrons dans le chapitre 4.

L'objectif possède une focale de 50 mm , une ouverture de $f/1,4$ et un traitement anti-reflet infrarouge. Il permet d'obtenir une image nette à 10 m .

La caméra SWIR quart VGA possède un capteur InGaAs (Indium Gallium Arsenide) sensible à une plage de longueur d'onde comprise entre $1\ \mu\text{m}$ et $1,6\ \mu\text{m}$. Elle possède en particulier une bonne sensibilité à 1550 nm . Elle mesure l'intensité de l'état de polarisation sélectionné. Nous présentons ses caractéristiques dans la section 2.4.

2.2 La source laser

Dans le cadre de la détection et en particulier du décamouflage, un imageur opérationnel devra avoir une portée de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres. Cependant, nous nous limiterons dans un premier temps pour notre étude à une portée de 10 m . La puissance délivrée par le laser doit donc être importante. Cette puissance élevée est facilement atteignable avec un laser continu, cependant, les lasers continus de forte puissance posent des problèmes de sécurité oculaire. Un compromis peut être trouvé avec un laser impulsionnel ayant une puissance moyenne moins élevée mais dont l'énergie est concentrée pendant une courte période à la cadence vidéo. Il est alors possible d'acquérir l'image synchronisée sur le tir laser afin d'augmenter le rapport signal sur bruit et d'acquérir une image entre deux tirs laser afin de connaître le fond continu qu'il est possible de soustraire.

Cette section décrit le laser impulsionnel que nous avons utilisé dans un premier temps ainsi que ses caractéristiques et en particulier son principal inconvénient pour notre imagerie, l'instabilité de son profil d'intensité d'une impulsion à une autre. Cet inconvénient nous a donc conduit à utiliser un laser continu, stable, qui est décrit dans la seconde partie.

2.2.1 Source impulsionnelle

Pour obtenir un effet laser à 1540 nm , nous utilisons un montage optique (Figure 2.4) basé sur un oscillateur paramétrique optique (OPO) [34]. Un cristal de KTP (Potassium Titanyl Phosphate $KTiOPO_4$) placé dans une cavité Fabry-Perot est pompé par un autre laser afin de produire l'effet non linéaire conduisant à la longueur d'onde désirée.

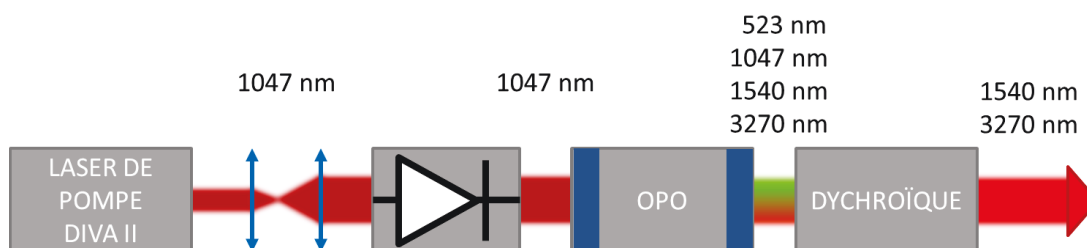


FIGURE 2.4 – Schéma du laser impulsionnel.

Laser de pompe - DIVA II 1047 HP

Le laser DIVA II, produit par Thales Optronique, est utilisé comme laser de pompe. Le milieu amplificateur est une matrice Yttrium Lithium Fluoride dopée au néodyme pompé par diode (Diode Pumped Solid-State laser, DPSS). Il délivre des impulsions de quelques nanosecondes

à une fréquence ajustable de 0 à 10 Hz à la longueur d'onde de 1047 nm . Nous obtenons une énergie de l'ordre de 30 mJ par impulsion en sortie du DIVA II répartie de manière quasi gaussienne dans un faisceau de moins de 1,5 mm de diamètre. Le rendement attendu de l'OPO est de l'ordre de 30%, l'énergie prévue en sortie de l'OPO à 1540 nm est donc de l'ordre de 10 mJ par impulsion. Le DIVA II est contrôlé en température par une jonction thermoélectrique Peltier qui assure une stabilité de puissance et du profil d'intensité des impulsions. Le design (Figure 2.5) du laser permet un profil spatial TEM00.

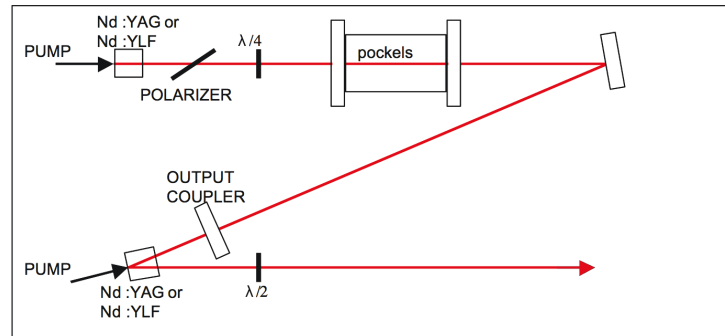


FIGURE 2.5 – Schéma optique du DIVA II.

La taille très petite du faisceau laser issu du DIVA II combinée à la forte énergie délivrée par impulsion implique que la fluence du faisceau laser de pompe est très important. Il pose des problèmes de sécurité oculaire et de résistance des composants optiques. Les composants optiques ont eux aussi une limite de fluence au delà de laquelle ils se détériorent. Ce seuil de dommage est spécifié à 7,5 J/cm^2 pour la première lentille du système afocal et à 2 J/cm^2 pour le cristal, élément le plus fragile de notre système. En conséquence, des systèmes afocaux seront utilisés pour agrandir le faisceau et diminuer la fluence reçue par les composants optiques (Figure 2.4).

Oscillateur Paramétrique Optique

L'OPO possède des conditions de fonctionnement très proches de celles d'un laser (Figure 2.6). Les miroirs qui constituent la cavité laser sont réfléchissants à la longueur d'onde souhaitée, c'est à dire à 1540 nm . Ceux-ci ont été choisis plans car la stabilité est facilement obtenue pour une cavité optique courte d'environ 6 cm . Le miroir d'entrée a un coefficient de réflexion proche de 100% à 1540 nm et le miroir de sortie, un coefficient de réflexion de 80% à 1540 nm . Le miroir de sortie joue également le rôle de recycleur de pompe, en effet il réfléchit à 98% la longueur d'onde 1047 nm . Une diode optique est donc placée entre l'OPO et le laser de pompe pour éviter que le faisceau ne revienne dans ce dernier (voir Figure 2.4).



FIGURE 2.6 – Schéma de l'OPO.

Le cristal utilisé est un cristal de KTP ($KTiOPO_4$) de 35 mm de long en accord de phase non critique. Dans ce cas, les indices vus par les ondes dépendent peu de l'angle de propagation,

ce qui rend l'accord de phase très tolérant. De plus, ses propriétés de biréfringence (Figure 2.7) permettent de générer à partir d'une onde de fréquence ω_p issue de la pompe (DIVA II), une onde dite *signal* de fréquence ω_s égale à 3270 nm . Le mélange paramétrique impose donc la création d'une troisième onde dite *complémentaire* ou *idler* en anglais, de fréquence ω_i à 1540 nm tel que $\omega_i = \omega_p - \omega_s$. C'est cette dernière fréquence qui nous intéresse pour notre application.

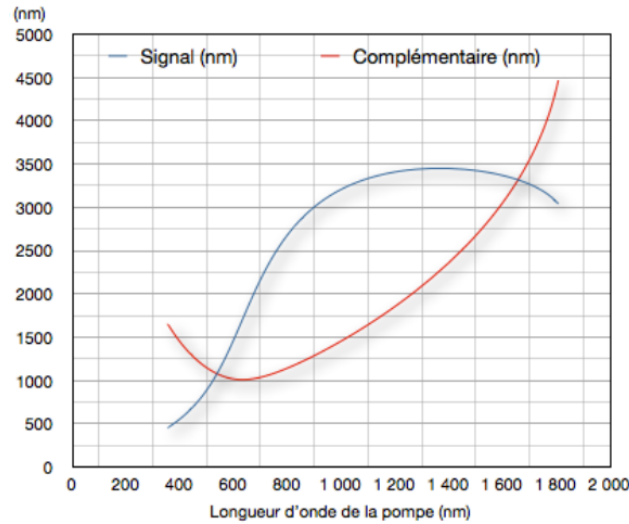


FIGURE 2.7 – Évolution de l'accord de phase non critique dans un cristal de KTP F (F correspond à la méthode de croissance du cristal) en fonction de la longueur d'onde de la pompe pour une température de 293 K simulé par le logiciel SNLO. Pour une onde de pompe à 1047 nm , l'onde signal est à 3274 nm et l'onde complémentaire qui nous intéresse à 1540 nm .

On peut noter que le cristal génère également une onde à la fréquence double de la pompe soit 523 nm (vert), dans l'axe optique. Cette onde de faible intensité permet de régler l'alignement du miroir et de la cavité.

Le profil spatial et les fluctuations temporelles ont un impact sur l'analyse d'image, en particulier pour l'analyse des paramètres polarimétriques. Le faisceau laser a donc été caractérisé.

Pour commencer, une énergie de 5 mJ par impulsion est mesurée en sortie de l'OPO. Cette énergie est moins importante que l'énergie théorique espérée de 10 mJ par impulsion. On explique cette différence par un possible alignement non idéal et une perte dans les différents composants optiques du montage (Figure 2.4).

Au niveau temporel, les impulsions relevées grâce à une photodiode InGaAs rapide ont une durée de 6 ns à une fréquence de répétition de 10 Hz (Figure 2.8). Leur profil temporel est caractéristique d'un laser Q-switch. Nous pouvons acquérir une image pendant un temps très court de l'ordre de $200 \mu\text{s}$, largement plus long que la durée de l'impulsion laser.

Au niveau spatial, le faisceau laser à 1540 nm est caractérisé à la sortie d'un système afocal augmentant la taille du faisceau d'un facteur 4 et d'une lentille convergente de focale égale à 400 mm . On relève la taille du *waist* et le paramètre M^2 qui caractérisent la qualité du laser à l'aide d'une caméra InGaAs (OW1, 7-CL-PH1, Raptor). Nous effectuons cette mesure car le faisceau laser doit être collimaté dans le module de contrôle de la polarisation à base de cristaux liquides. Le *waist* w_0 (Figure 2.9) correspond au plus petit rayon du faisceau laser (Équation 2.1) et le paramètre M^2 , au facteur par lequel est multiplié l'angle de divergence Θ d'un faisceau gaussien (Équation 2.2). On trouve le *waist* en relevant le rayon du faisceau laser en fonction de la distance par rapport à la dernière lentille du système afocal. Suivant l'axe horizontal, il

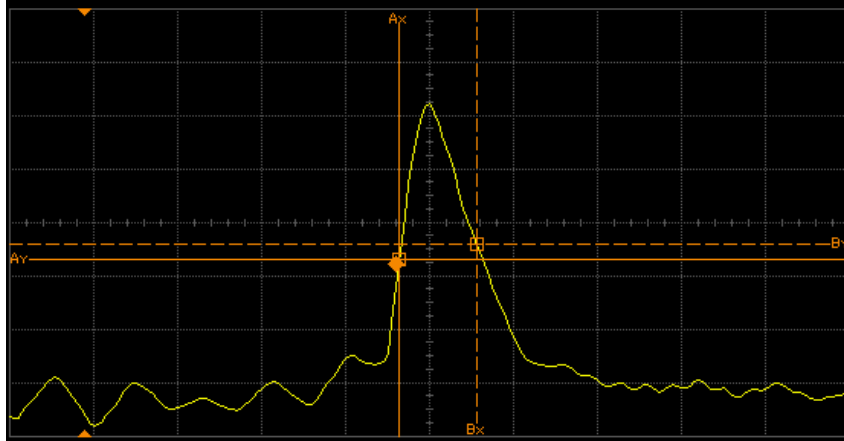


FIGURE 2.8 – Caractérisation temporelle de l'impulsion laser - une division horizontale représente 5ns.

est de $380 \mu m$ avec un paramètre M^2 de 10,7. Suivant l'axe vertical, il est de $280 \mu m$ avec un paramètre M^2 de 6,4 (Figure 2.10). En prenant la valeur moyenne du *waist* à $330 \mu m$, on calcule la longueur de Rayleigh z_R (et le paramètre confocal $b = 2z_R$). Elle correspond à la distance à partir du *waist* où le diamètre du faisceau a été multiplié par $\sqrt{2}$. Pour la longueur d'onde λ de $1540 nm$, elle est de $22,2 cm$ pour un faisceau gaussien limité par diffraction, c'est à dire TEM_{00} (Équation 2.3). En prenant en compte le M^2 mesuré, la longueur de Rayleigh du faisceau issu de l'OPO est de z_R/M^2 soit $2 cm$.

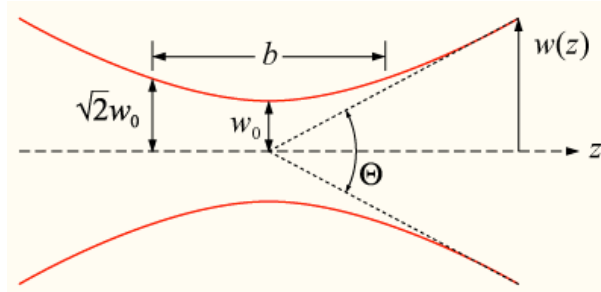


FIGURE 2.9 – Divergence d'un faisceau gaussien - http://fr.wikipedia.org/wiki/Faisceau_gaussien.

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{M^4 z^2}{z_R^2}} \quad (2.1)$$

$$\Theta = \frac{M^2 \lambda}{\pi \omega_0} \quad (2.2)$$

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (2.3)$$

où λ est la longueur d'onde utilisée et ω est le rayon du faisceau laser dans un plan perpendiculaire à la propagation à une distance z de l'origine. Plus précisément, c'est le rayon à $1/e^2$ du

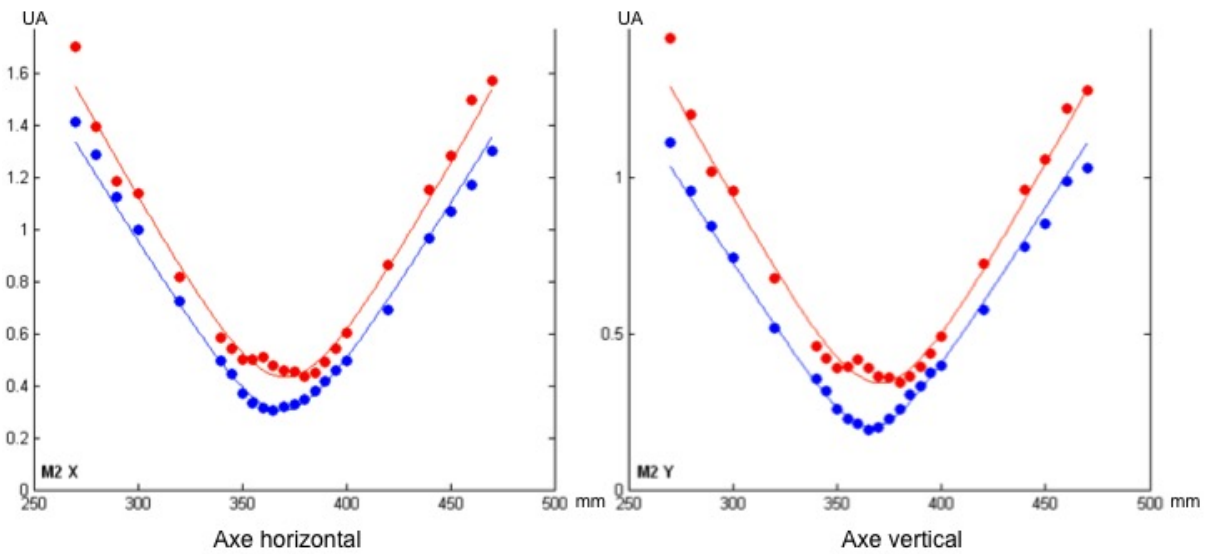


FIGURE 2.10 – Évolution du moment d'ordre 2 (normes ISO 11146 et 13694) du rayon du faisceau (en rouge) et à $1/e^2$ (en bleu) exprimé en fonction de la distance par rapport à la lentille convergente.

profil en intensité dans le plan d'abscisse z .

Les valeurs de M^2 sont proches de celle attendue, c'est à dire, environ 10 compte tenu de l'utilisation de miroirs plans. Cette valeur, caractéristique d'un OPO, n'est en général pas très bonne comparé aux M^2 classiques des lasers. En effet, pour être limité par la diffraction qui correspond au meilleur des cas, il faudrait un M^2 proche de 1. Cependant, nous n'avons pas besoin d'un faible coefficient pour notre application d'imagerie active à courte portée (10 m) et cette valeur est assez faible pour que le faisceau soit collimaté dans le module de contrôle de la polarisation. On peut également remarquer que la valeur du *waist*, différente suivant les deux axes, indique que le faisceau est légèrement astigmatique.

De plus, le profil moyenné dans le temps a été relevé à l'aide d'une caméra InGaAs (Photonic Science). La moyenne sur 500 images est utilisée car le faisceau n'a pas exactement la même forme d'une impulsion à une autre. On remarque néanmoins que le profil du faisceau a l'allure d'une surface en cloche régulière (Figure 2.11) dont la largeur à $1/e^2$ est de 9,6 mm et la hauteur à $1/e^2$, de 7,6 mm. De plus, la surface lisse de la cloche est adaptée à la technique d'imagerie développée dans le chapitre 3.

Cependant, l'instabilité temporelle de la répartition spatiale de l'intensité d'une impulsion à l'autre perturbe l'acquisition des données polarimétriques réalisée sur une série d'images. En effet, nous utilisons une série d'images pour estimer les propriétés polarimétriques d'une scène en faisant varier les propriétés polarimétriques (cf. Chapitre 3). Cette variation en polarisation se traduit par des variations d'intensité sur la caméra. En conséquence, pour obtenir une bonne estimation des paramètres, nous avons changé cette source pour une source continue dont la répartition spatiale de l'intensité est plus stable temporellement. Ce changement fut possible car l'imagerie est réalisée à une portée courte de 10 m ne nécessitant pas obligatoirement les fortes énergies incompatibles avec la sécurité oculaire.

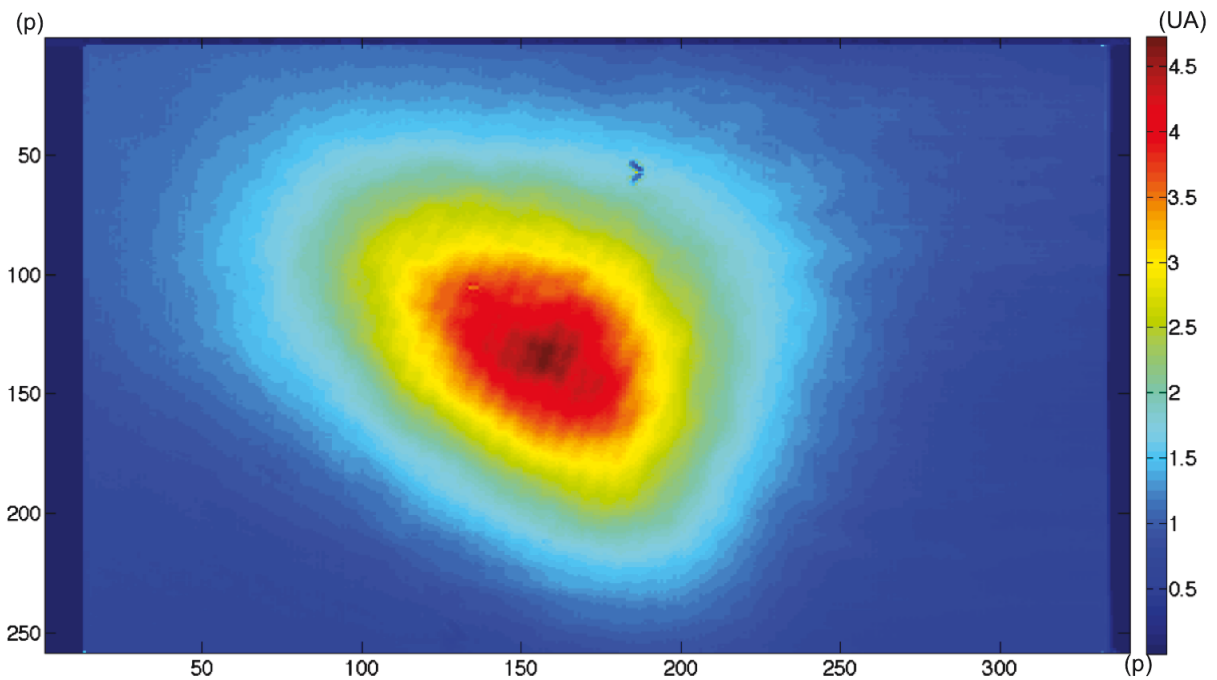


FIGURE 2.11 – Profil spatial de l’impulsion laser repéré en pixel sur l’image de la caméra.

2.2.2 Source continue

L’association d’une diode DFB (*distributed feedback diode*) fibrée à maintien de polarisation (CFQ938/400, JDS Uniphase), à faible coût, et d’un amplificateur 10 W permet de générer un faisceau laser à 1550 nm (Figure 2.12) dont la répartition spatiale de l’intensité est gaussienne (Figure 2.13) et stable temporellement. Nous voyons sur la figure 2.13 que le M^2 est bien meilleur que précédemment car le profil en intensité est plus uniforme et symétrique. Il nous permet donc d’estimer correctement les propriétés polarimétriques d’une scène à l’aide de plusieurs images.

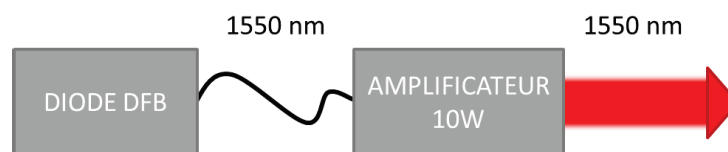


FIGURE 2.12 – Schéma du laser continu.

La lumière émise est totalement polarisée verticalement. Cette caractéristique nous permet de conserver l’intégralité de l’intensité lumineuse à l’issue du contrôle de la polarisation présenté dans la section suivante.

Cependant, l’utilisation d’un laser continu de manière opérationnelle posera des problèmes de sécurité oculaire pour des puissances élevées.

2.3 Le contrôle de la polarisation dans l’infrarouge

Le contrôle de la polarisation dans l’imageur est assuré par deux modules, l’un en émission et l’autre en analyse. En émission, le faisceau laser passe dans un générateur d’états de polarisation PSG (*polarization states generator*). Le PSG est constitué d’un polariseur vertical et de deux

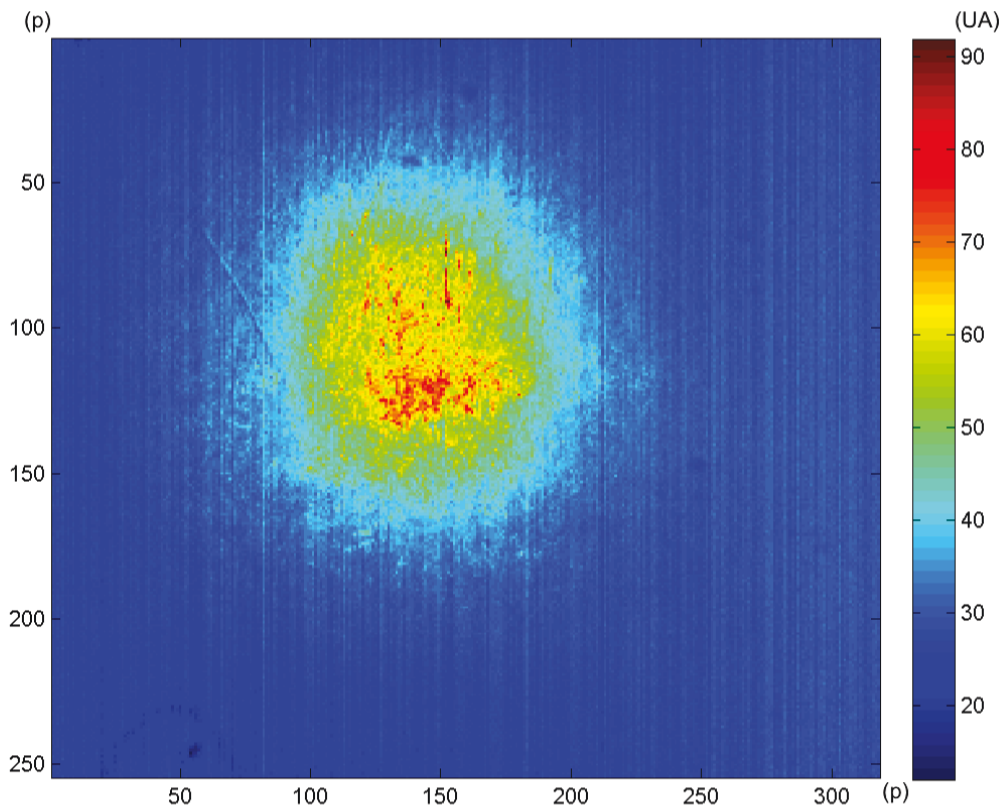


FIGURE 2.13 – Profil spatial du faisceau laser continu en réflexion repéré en pixel sur l'image de la caméra réalisé à 10 m sur une cible en carton. Les grains de Speckle visibles sur l'image sont dûs à l'état de surface non lisse du carton.

cellules à cristaux liquides nématiques LCVR (*liquid crystal variable retarder*) dont le déphasage est contrôlable électriquement. La lumière dont la polarisation est contrôlée illumine alors la scène et la partie rétrodiffusée est analysée par la seconde partie de l'imageur. Cette lumière passe dans l'analyseur d'état de polarisation PSA (*polarization states analyser*). Le PSA possède également un polariseur vertical et deux LCVR contrôlables électriquement. La composante de la lumière dont la polarisation a été analysée est alors détectée par la caméra. La caractéristique importante de cet imageur polarimétrique est qu'il peut générer et analyser tout les états de polarisation possibles.

Nous décrivons dans cette partie les caractéristiques techniques des éléments optiques composant les PSG et PSA, puis le fonctionnement des modules de contrôle de la polarisation conduisant à une agilité totale et nous finissons par une description de la méthode de calibration utilisée dans le cas de LCVR, qui comme nous le verrons par la suite, ont une réponse polarimétrique non idéale.

2.3.1 Éléments optiques

Le PSG et le PSA possèdent les mêmes éléments optiques (Figure 2.14), placés de la même manière pour obtenir des performances identiques.

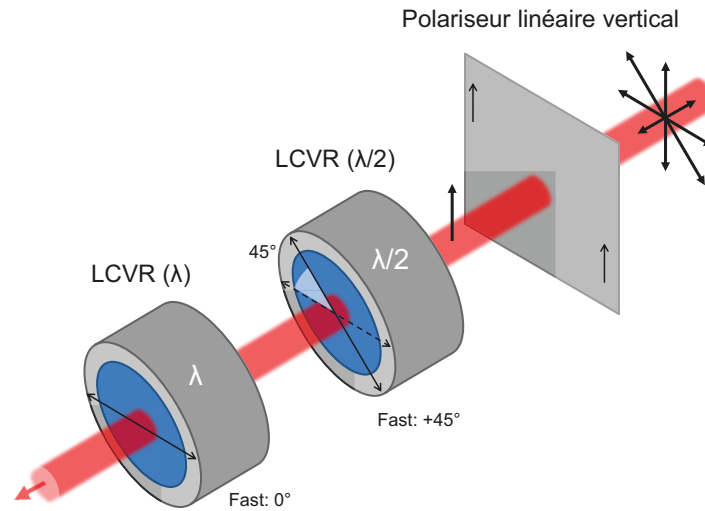


FIGURE 2.14 – Disposition des éléments optiques utilisés pour contrôler la polarisation dans le PSG (pour le PSA, il suffit seulement d'inverser le sens de propagation de la lumière).

Nous utilisons un polariseur grille produit par Thorlabs. Ce polariseur de bonne qualité possède un taux de transmission de 83% et un rapport d'extinction de 1/13682 à la longueur d'onde 1550 nm. Ce polariseur nous permet de générer une polarisation linéaire verticale.

Les deux autres composants sont des LCVR thermo-régulés produits par Meadowlark Optics. Les LCVR sont constitués de cristaux liquides nématiques et incluent un compensateur avec un déphasage fixe permettant d'atteindre un déphasage nul. Un des LCVR a un déphasage maximal de $\lambda/2$. Le second, plus épais, a un déphasage maximal de λ .

Le temps de réponse est proportionnel au carré de l'épaisseur de la cellule. Comme la longueur d'onde de travail, 1550 nm, est assez grande, le modulateur produisant un déphasage de λ nécessite une épaisseur de cellule d'environ 170 μm . Pour cette raison, le modulateur à λ dont nous disposons pour cette étude a un temps de réponse de 150 ms, alors que les modulateurs à $\lambda/2$ ont des temps de réponse de 20 ms. Le détail des temps de réponse par cellule est donné dans le tableau 2.1.

		Temps de réponse (ms)			
		5%-95%		10%-90%	
		0 V \rightarrow 10 V	10 V \rightarrow 0 V	0 V \rightarrow 10 V	10 V \rightarrow 0 V
LCVR	$\lambda/2$	17,8	20,2	11,0	15,4
1 pouce	λ	18,8	145,4	16,0	125,2

Tableau 2.1 – Temps de réponse des LCVR en émission.

Les LCVR en émission ont un diamètre de 1 pouce. Le diamètre est deux fois supérieur au diamètre du faisceau laser, ce qui permet s'affranchir des effets de bord indésirables. En analyse, les LCVR ont un diamètre de 2 pouces. Il correspond à la pupille d'entrée de la caméra afin de

collecter un maximum d'intensité provenant de la scène.

2.3.2 Agilité totale en polarisation

Cette section traite de la génération des états de polarisation à l'aide des PSG et PSA. Nous allons dans un premier temps définir les notations utilisées par la suite. Les états de polarisation seront représentés par leur vecteur de Stokes, \mathbf{S} pour le PSG et \mathbf{T} pour le PSA. Nous supposons qu'ils sont totalement polarisés et d'intensité unitaire. En conséquence, ils peuvent être écrits de la façon suivante :

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ \mathbf{s} \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 \\ \mathbf{t} \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

où les vecteurs \mathbf{s} et \mathbf{t} sont de norme unitaire et de dimension 3. Ils correspondent aux coordonnées cartésiennes de la localisation de l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré. Ces vecteurs réduits peuvent être paramétrés de la façon suivante :

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} \cos 2\alpha_S \cos 2\varepsilon_S \\ \sin 2\alpha_S \cos 2\varepsilon_S \\ \sin 2\varepsilon_S \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad \mathbf{t} = \begin{bmatrix} \cos 2\alpha_T \cos 2\varepsilon_T \\ \sin 2\alpha_T \cos 2\varepsilon_T \\ \sin 2\varepsilon_T \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

où α_S (α_T) représente l'azimut de \mathbf{S} (\mathbf{T}) et ε_S (ε_T) l'ellipticité (voir Figure 1.2 page 8). Par conséquent, l'état de polarisation peut également être représenté par le vecteur $\theta = (\alpha, \varepsilon)$.

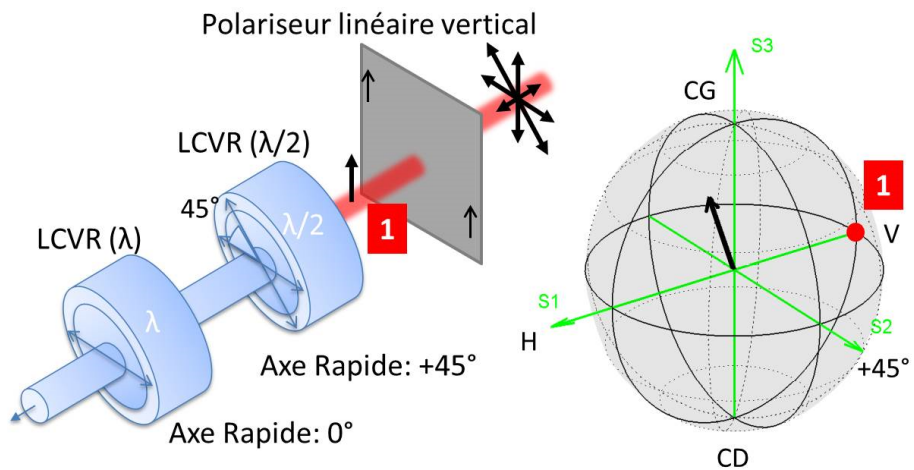
Dans les imageurs de Mueller classiques, les PSG et PSA génèrent seulement quatre états prédéfinis. Dans notre cas, l'imageur doit être capable de générer tout état de polarisation sur la sphère de Poincaré pour s'adapter de manière optimale à la scène observée. Cependant, le contraste varie peu avec les variations d'état de polarisation. Les contraintes sur la précision et la calibration sont donc moins fortes : une précision de quelques degrés en azimut et en ellipticité est suffisante.

La structure du PSG est représenté dans la Figure 2.14. Il consiste en un polariseur linéaire vertical, suivi par un LCVR possédant un déphasage maximal de $\lambda/2$ dont l'axe rapide est orienté à $+45^\circ$ par rapport à la polarisation verticale. Il sera noté *LCVR1* dans la suite. Vient ensuite un second LCVR possédant un déphasage maximal de λ dont l'axe rapide est orienté à $+90^\circ$ par rapport à la polarisation verticale. Il sera noté *LCVR2*. Le PSA possède la même configuration mais placé dans l'ordre inverse par rapport au sens de propagation de la lumière.

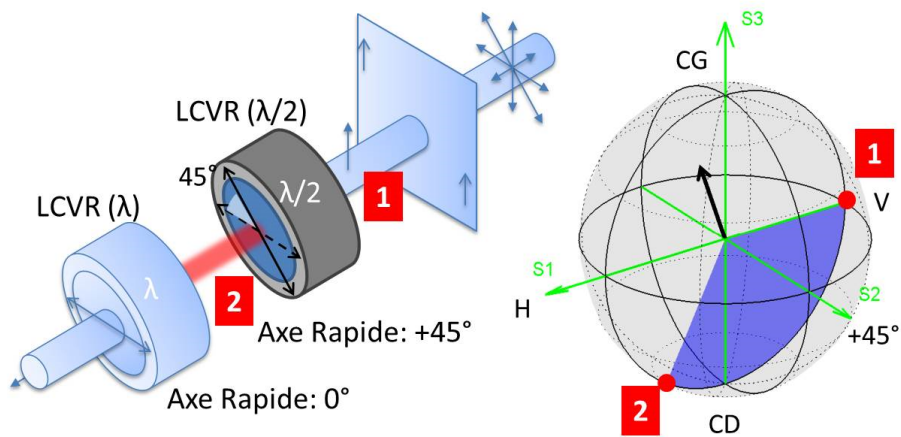
Ce module permet de générer tout état de polarisation sur la sphère de Poincaré. En effet, intéressons nous à la Figure 2.15. La sphère de Poincaré est représentée dans la partie droite du premier schéma avec, sur l'équateur, les positions des états de polarisation horizontal (H), vertical (V), linéaire à 45° ($+45^\circ$) et, sur les pôles, circulaire gauche (CG) et circulaire droit (CD). La flèche noire pointe la position de l'état de polarisation que nous voulons générer avec ce module. Après le polariseur, la lumière incidente est polarisée verticalement (étape 1). Le *LCVR1* a un effet rotatif autour de l'axe $\pm 45^\circ$ de la sphère de Poincaré (étape 2), et le *LCVR2*, un effet rotatif autour de l'axe H-V (étape 3). On en déduit que pour générer tout état de polarisation, le *LCVR1* doit avoir au minimum un déphasage possible de $\lambda/2$ (π) et le *LCVR2*, au minimum un déphasage possible de λ (2π) ou inversement.

Ce module peut facilement être implémenté et calibré lorsque les LCVR ont un comportement idéal. Dans ce cas, ils produisent des rotations sur la sphère de Poincaré autour d'axes indépendants de la tension appliquée.

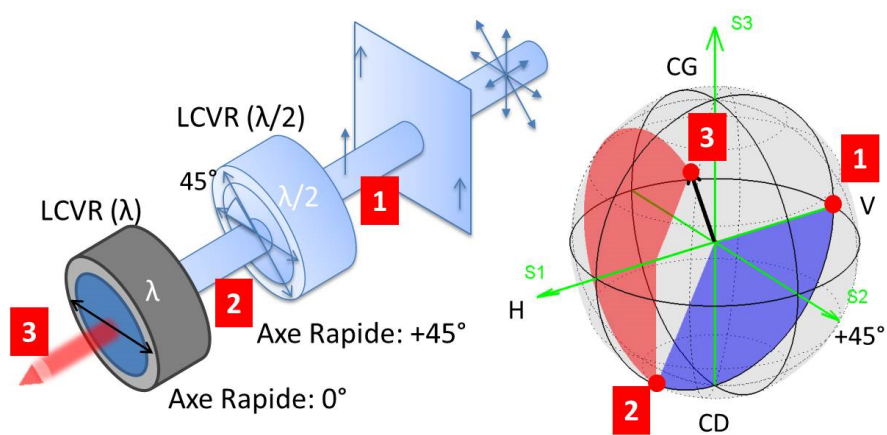
Cependant, les composants que nous avons à notre disposition ne sont pas idéaux. Le *LCVR1* a un comportement proche de l'idéal mais ce n'est pas le cas du *LCVR2*, comme on peut le voir



Étape 1 : Effet du polariseur linéaire vertical.



Étape 2 : Effet du LCVR $\lambda/2$ (bleu).



Étape 3 : Effet du LCVR λ (rouge).

FIGURE 2.15 – Principe de la génération d'un état de polarisation donné à l'aide du PSG.

sur la Figure 2.16. Dans cette figure, nous avons représenté l'état de polarisation généré par le *LCVR2* orienté verticalement, pour une polarisation incidente circulaire droite, en fonction de la variation de la tension. Dans le cas d'un comportement idéal, la trajectoire observée devrait être un cercle passant par les pôles de la sphère de Poincaré et l'équateur aux positions des états de polarisation linéaire $+45^\circ$ et -45° (en rouge dans la Figure 2.16).

Il est facilement observable que la trajectoire réelle (en noir sur la Figure 2.16) est légèrement différente. Ce défaut est probablement dû à l'épaisseur du LCVR qui doit être assez large pour atteindre une modulation de 2π à une longueur d'onde λ de 1550 nm .

Une explication possible est que les deux couches d'alignement sont légèrement désaxées entre elles. L'effet de la modification de la tension de commande n'est plus alors une simple rotation des molécules dans un plan orthogonal aux bords de la cellule, mais implique également une rotation hors du plan qui rend les états propres de la cellule elliptiques. Cet effet augmente avec l'épaisseur du LCVR, ce qui explique que les LCVR les plus affectés soient ceux ayant le maximum de déphasage λ .

Une solution possible à ce problème serait de remplacer le *LCVR2* par une cascade de deux LCVR $\lambda/2$. Cependant, comme la déviation expérimentale peut être évaluée, nous avons préféré concevoir un contrôle original et une méthode de calibration qui résout ce problème. De plus, cette approche peut être utile de manière générale pour résoudre les problèmes de défaut des déphaseurs contrôlables électriquement, quelle que soit l'importance du défaut.

La méthode de calibration proposée est décrite en détail dans la section suivante. Elle est basée sur le fait que quelles que soient les variations d'alignement des molécules de cristaux liquides avec la tension, la cellule reste un déphaseur, donc son effet dans la sphère de Poincaré reste une rotation dont les axes et les angles dépendent de la tension. Les deux paramètres doivent alors être estimés, avec le moins de mesures possibles, pour chaque valeur de la tension de commande.

Avec cette méthode de calibration, les cartes de précision typiques pour le PSG et le PSA sont montrées dans la Figure 2.17. Elles sont construites en générant toutes les combinaisons d'angle d'azimut entre -90° et $+90^\circ$ et d'ellipticité entre -45° et $+45^\circ$ avec un pas de 1° . On calcule alors l'écart angulaire sur la sphère de Poincaré entre l'état nominal et celui mesuré à la sortie du module avec un polarimètre (TXP5000 et PAX5710IR3-T, Thorlabs). Ce polarimètre possède une précision de 0.2° pour les mesures d'angles azimut et d'ellipticité. Nous observons que l'erreur maximale est de 1.6° , ce qui est suffisamment faible pour l'optimisation polarimétrique du contraste. En effet, nous avons vérifié que les cartes de contraste varient peu avec l'orientation des états de polarisation de génération et d'analyse.

2.3.3 Calibration des PSG et PSA avec des LCVR non idéaux

Nous décrivons dans cette partie la calibration du PSG et du PSA nécessaire pour contrôler des cellules à cristaux liquides non idéales [35]. Comme le PSG et le PSA sont composés des mêmes éléments, nous ne présentons que la calibration du PSG dans la suite. Le *LCVR1* est contrôlé par une tension v_1 et le *LCVR2*, par une tension v_2 . Le but de la calibration est de déterminer l'état de polarisation $\theta_{PSG} = (\alpha, \varepsilon)$, où α est l'angle d'azimut et ε l'angle d'ellipticité (définis dans la Figure 1.2), généré par un couple de tensions $\mathbf{V} = (v_1, v_2)$.

Dans le cas idéal, l'effet d'un LCVR sur la sphère de Poincaré est une rotation autour de son axe rapide. Le *LCVR1* opère une rotation autour de l'axe $\pm 45^\circ$ et le *LCVR2*, autour de l'axe H-V de la sphère (voir Figure 2.15). Si les axes des deux rotations sont orthogonaux et indépendants

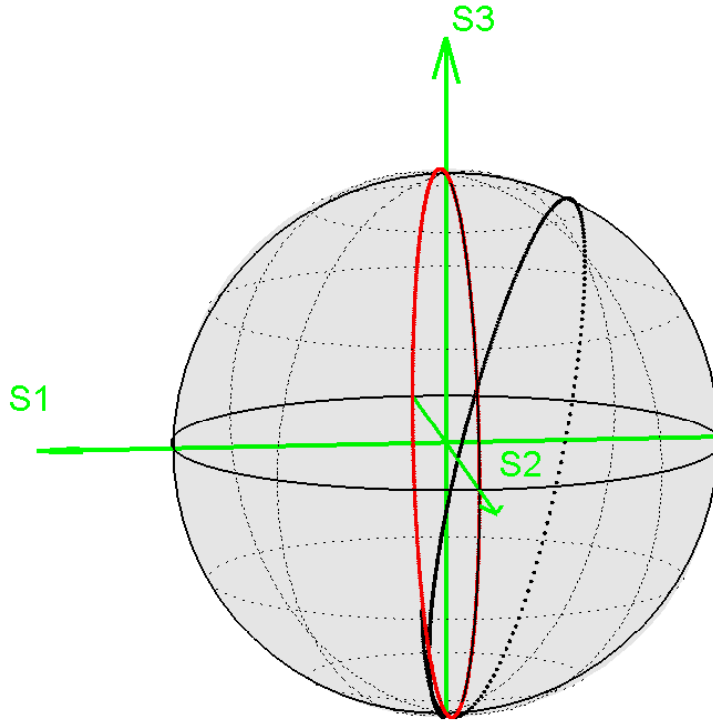


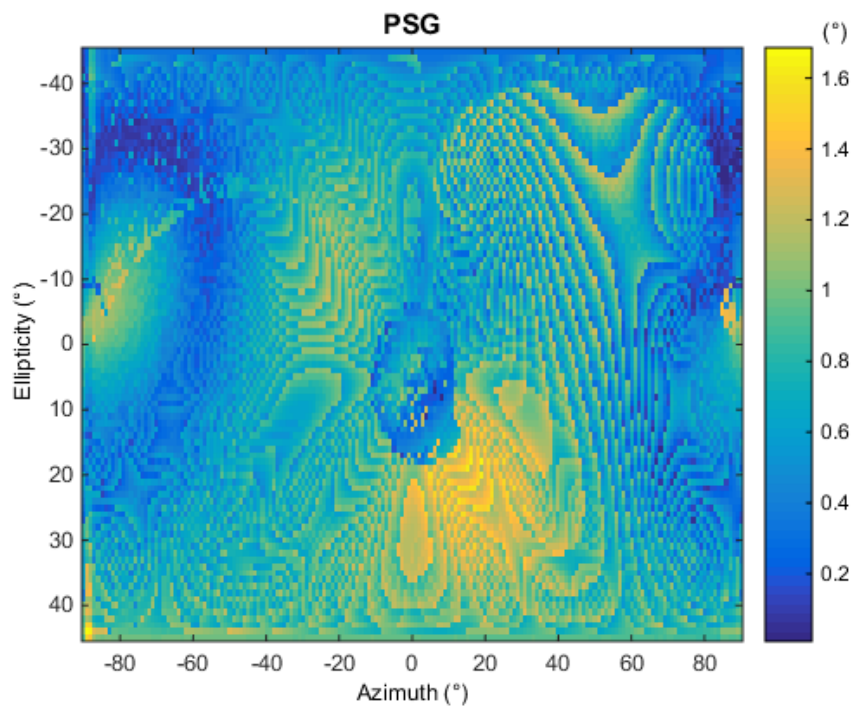
FIGURE 2.16 – Etat de polarisation généré par le *LCVR2* pour une polarisation incidente circulaire droite dans le cas idéal (rouge) et dans un cas non idéal (noire)

des tensions, il est facile de trouver l'état de polarisation $\theta_{PSG} = (\alpha, \varepsilon)$ généré par un couple de tensions $\mathbf{V} = (v_1, v_2)$. Cependant, le *LCVR2* que nous avons dans le système a un comportement fortement non idéal (voir Figure 2.16) et l'axe de rotation dépend également de la tension v_2 . Cela ne nous permet pas de calibrer et générer les états de polarisation de manière classique. Nous décrivons dans la suite la méthode originale que nous utilisons pour calibrer et générer les états de polarisation avec une précision suffisante dans notre système pour les applications envisagées.

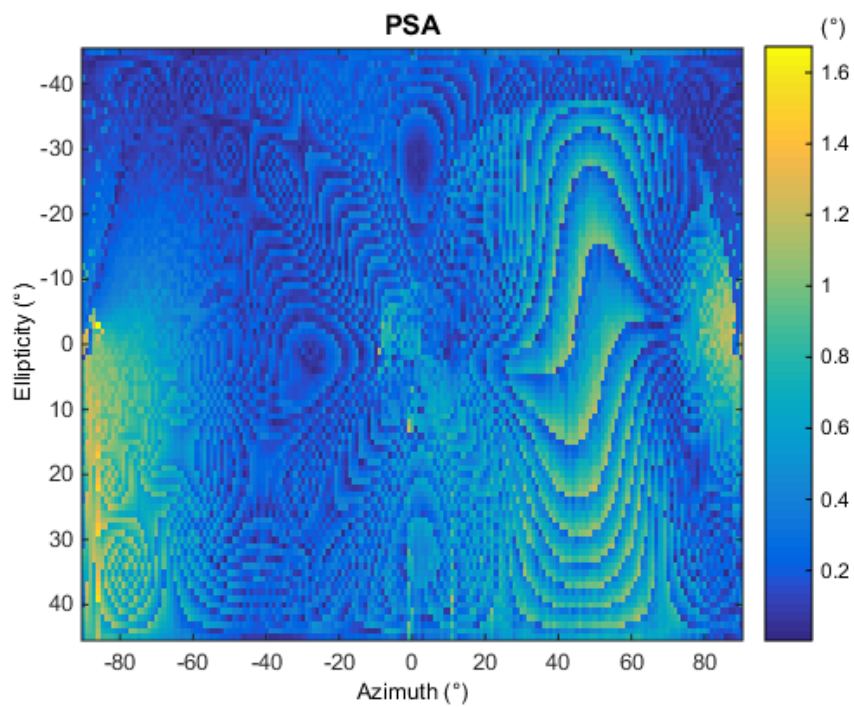
Premièrement, nous mesurons l'état de polarisation en sortie $\theta_{PSG}(v_1, v_2^{ref})$ pour toutes les valeurs possible de v_1 et une valeur constante de $v_2 = v_2^{ref}$. La tension v_2^{ref} est choisie haute (dans la gamme $0 - 10V$), ce qui correspond à un déphasage faible. La raison de ce choix est que la variation du déphasage en fonction de la température est plus faible quand la tension de commande est élevée, ce qui minimise la variation des résultats de calibration en fonction de la température. Nous avons représenté dans la Figure 2.18 la trajectoire de $\theta_{PSG}(v_1, v_2^{ref})$ sur la sphère de Poincaré quand v_1 varie (courbe bleu). Cette trajectoire est une hélice de pas faible que nous pouvons approximer par un cercle méridien d'axe S_2 . Les mesures de polarisation sont réalisées avec la diode à 1550 nm présentée précédemment à la section 2.2.2, dont la sortie est collimatée, et un polarimètre (TXP5000 et PAX5710IR3-T, Thorlabs). On rappelle que la précision du polarimètre est de 0.2° pour les mesures d'angles azimut et d'ellipticité.

Nous définissons alors les trois valeurs particulière de v_1 suivante :

- v_1^{ref} telle que $\theta_{PSG}(v_1^{ref}, v_2^{ref}) = (0, -45)$ (circulaire droite)
- v_1^a telle que $\theta_{PSG}(v_1^a, v_2^{ref}) = (0, -22.5)$ (azimut vertical, elliptique)
- v_1^b telle que $\theta_{PSG}(v_1^b, v_2^{ref}) = (90, -22.5)$ (azimut horizontal, elliptique)



(a)



(b)

FIGURE 2.17 – Cartes de précision de la génération des états de polarisation, en degré, pour (a) le PSG et (b) le PSA.

2.4. LE DÉTECTEUR INFRAROUGE - CAMÉRA PHOTONIC SCIENCE SWIR 1/4 VGA33

Nous mesurons l'état de polarisation en sortie du PSG pour les trois valeurs de v_1 quand v_2 varie. Nous obtenons les fonctions $\theta_{PSG}(v_1^{ref}, v_2)$, $\theta_{PSG}(v_1^a, v_2)$ et $\theta_{PSG}(v_1^b, v_2)$ qui dépendent de v_2 . On remarque que les trois jeux d'états de polarisation mesurés décrivent des hélices qui dépendent de la tension de commande v_1 (courbes noire et rouge dans la Figure 2.18).

Ces mesures permettent maintenant de déterminer l'état de polarisation $\theta_{PSG}(v_1, v_2)$ généré avec tout couple de tension $\mathbf{V} = (v_1, v_2)$. Pour cela, nous commençons par déterminer l'angle sur la sphère de Poincaré entre $\theta_{PSG}(v_1, v_2^{ref})$ et l'état de polarisation de référence $\theta_{PSG}(v_1^{ref}, v_2^{ref})$. Cet angle sera décrit comme :

$$\eta(v_1) = \text{angle}[\theta_{PSG}(v_1, v_2^{ref}), \theta_{PSG}(v_1^{ref}, v_2^{ref})] \quad (2.6)$$

Nous utilisons ensuite le fait que le *LCVR2* a un effet de déphaseur, ce qui implique une rotation dans la sphère de Poincaré dont le plan doit être déterminé. Comme une rotation est une isométrie, elle conserve les angles. Par conséquent, l'état de polarisation $\theta_{PSG}(v_1, v_2)$ peut être obtenu en appliquant à l'état de polarisation $\theta_{PSG}(v_1^{ref}, v_2)$, obtenu avec la tension de référence v_1^{ref} , une rotation d'un angle $\eta(v_1)$ dans le plan $\mathcal{P}(v_2)$ défini par les trois points suivants :

$$\mathcal{P}(v_2) = \left\{ \theta_{PSG}(v_1^{ref}, v_2), \theta_{PSG}(v_1^a, v_2), \theta_{PSG}(v_1^b, v_2) \right\}, \quad (2.7)$$

qui sont connus grâce à la calibration. En faisant cette opération pour chaque valeur de $\mathbf{V} = (v_1, v_2)$, avec v_1 et v_2 variant par pas de 0.01 V, nous obtenons un tableau de dimension 1001×1001 : $\theta_{PSG}(\mathbf{V})$.

Pour contrôler le système, il est plus pratique d'utiliser le tableau inverse $\mathbf{V}_{PSG}(\theta)$, qui donne les tensions de commande \mathbf{V} nécessaires pour générer un état de polarisation donné θ . Pour calculer ce tableau à partir de $\theta_{PSG}(\mathbf{V})$, nous sélectionnons les tensions qui donnent l'état de polarisation le plus proche de l'état désiré, qui est celui pour lequel le produit scalaire entre son vecteur de Stokes et celui de l'état de polarisation désiré est maximum. En se limitant aux valeurs entières, en degrés, des angles d'azimut et d'ellipticité, nous obtenons un tableau de dimension 181×91 qui peut directement être utilisé pour contrôler le PSG.

La calibration et le calcul du tableau final durent donc environ deux heures par module de contrôle de la polarisation.

2.4 Le détecteur infrarouge - Caméra Photonic Science SWIR 1/4 VGA

Les caractéristiques de la caméra ont un impact direct sur les résultats de l'imagerie polarimétrique. Les performances de son optique et de son capteur conditionnent la qualité des images et par conséquent, la précision de l'information polarimétrique qui nous intéresse. Leur connaissance est donc essentielle. Cette partie présente donc les caractérisations importantes effectuées sur la caméra, ainsi que le dimensionnement de son optique.

2.4.1 Caractéristiques de la caméra

Nous utilisons la caméra Short Wave Infra Red (SWIR) 1/4 VGA produite par Photonic Science.

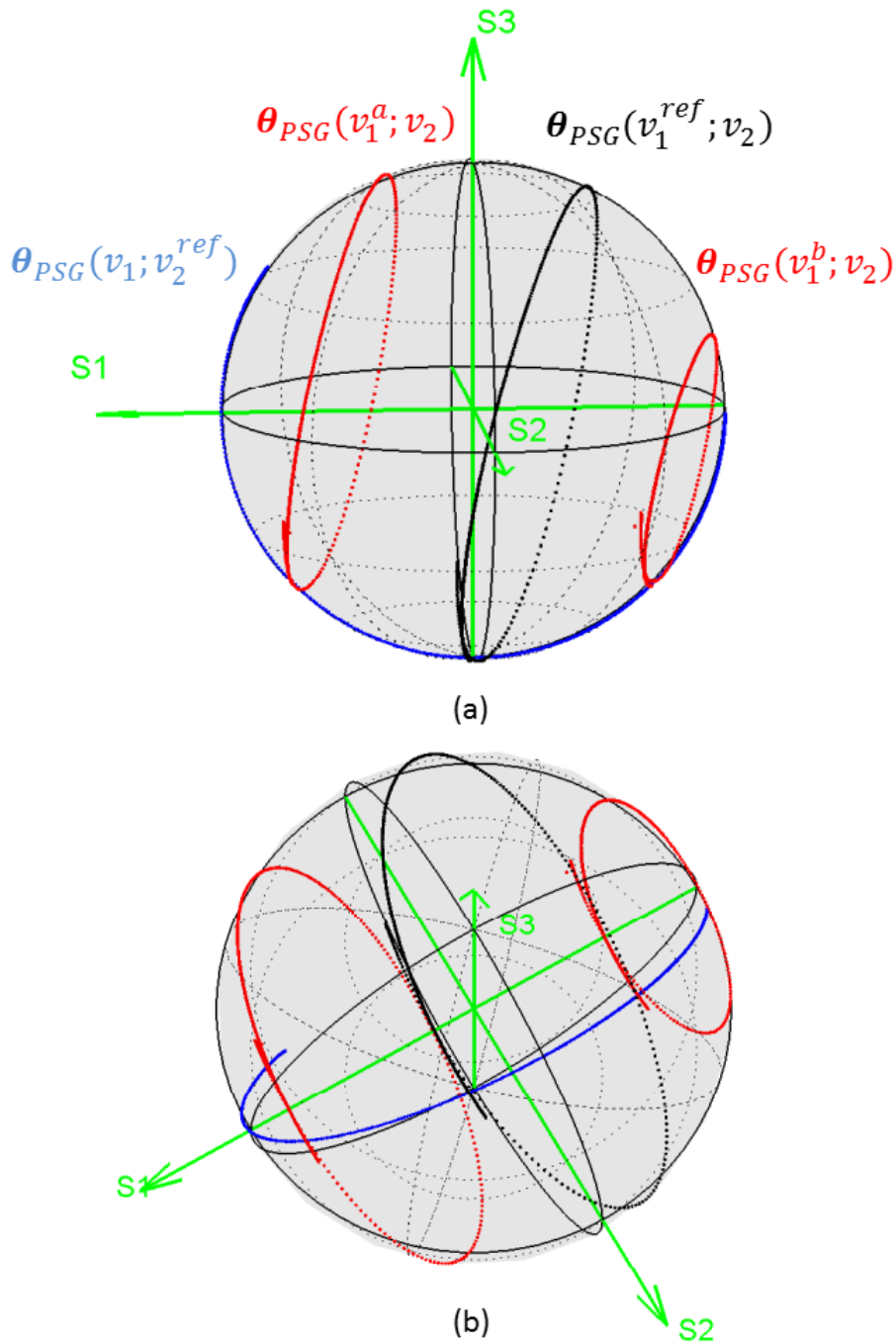


FIGURE 2.18 – (a) Sphère de Poincaré avec les jeux d'états de polarisation obtenus en faisant varier la tension du *LCVR1* et en maintenant une tension constante sur le *LCVR2* correspondant à un déphasage nul de ce *LCVR* (courbe bleu), en faisant varier la tension du *LCVR2* pour trois différentes valeurs de tension du *LCVR1* (courbes rouge et noire). (b) Même figure que (a) vue sous un autre angle.

Son capteur InGaAs (Indium Gallium Arsenide) possède 320x258 (au lieu de 320x240 pour le format 1/4 VGA classique) pixels carrés de $30 \mu m$ de coté sensible à une plage de longueur d'onde comprise entre $1 \mu m$ et $1,6 \mu m$. En réalité, 318x254 pixels sont utilisables.

2.4. LE DÉTECTEUR INFRAROUGE - CAMÉRA PHOTONIC SCIENCE SWIR 1/4 VGA35

Elle est connectée à un ordinateur via une connexion Ethernet permettant une transmission des données avec un débit suffisamment important pour obtenir des images codées sur 16 bits à une cadence de 65 images par seconde.

Pour notre application d'imagerie active, la caméra doit posséder une bonne sensibilité et un faible bruit pour accéder à des portées importantes. La bonne sensibilité se traduit par un rendement quantique QE de 70% à 1550 nm, un gain de 2.17 électrons par niveau numérique, 119605 électrons par puits soit une saturation à 55118 sur les 65535. Le bruit de lecture est de 167 électrons par pixel et le courant d'obscurité de 9,64 fA par pixel.

Enfin, comme l'imagerie polarimétrique déduit les propriétés polarimétriques de l'intensité de la lumière analysée pour le PSA, la caméra doit impérativement être linéaire.

Afin de vérifier les caractérisations réalisées par le constructeur, des mesures ont été effectuées en se basant sur la norme décrite dans le document EMVA Standard 1288, *Standard for Characterization of Image Sensors and Cameras*, www.emva.org, produit par European Machine Vision Association le 29 novembre 2010 visant à harmoniser les caractérisations des caméras.

Dans un premier temps, le gain K du système a été mesuré. Il correspond au nombre de niveaux numériques codés par un électron. Dans notre cas l'image est codée sur 16 bits. La méthode de mesure est connue sous le nom de *photon transfer method* [36][37]. Elle permet de lier la variance temporelle du bruit σ_y^2 au niveau de gris moyen photo-induit μ_y :

$$\sigma_y^2 - \sigma_{y.dark}^2 = K \times (\mu_y - \mu_{y.dark}) \quad (2.8)$$

où $\sigma_{y.dark}^2$ et $\mu_{y.dark}$ représentent respectivement la variance temporelle du bruit dans l'obscurité et le niveau de gris moyen photo-induit dans l'obscurité.

Les mesures ont été réalisées au III-V Lab afin d'utiliser une sphère intégrante pour obtenir un éclairage uniforme à la longueur d'onde de fonctionnement du laser, indispensable à cette mesure. Deux séries d'acquisitions ont été effectuées, une pour un temps d'exposition de 350 μs proche du temps qui sera utilisé dans l'expérience d'imagerie polarimétrique, l'autre pour un temps d'exposition de 8000 μs permettant d'obtenir une meilleure linéarité de la caméra (Figure 2.20).

On peut alors calculer un gain K de 0,434 niveaux numériques par électron soit 2,30 électrons par niveau numérique à 350 μs , de 0,457 niveaux numériques par électron soit 2,19 électrons par niveau numérique à 8000 μs . On remarque également que la caméra sature à environ 55000 sur 65535, ce qui nous permet d'estimer la capacité de chaque puits en multipliant par l'inverse de K . On trouve que les puits ont une capacité d'environ 120450 électrons pour K égal à 2,19. Photonic Science donnait un gain de 2,17 électrons par niveau numérique et une capacité de puits de 119605 électrons, les valeurs mesurées sont donc proches des valeurs mesurées par le constructeur. Ce gain permet de détecter de faible flux lumineux, ce qui est largement suffisant pour notre imagerie réalisée à 10 m.

On peut également vérifier dans la Figure 2.19 que ce gain est constant, quel que soit le flux détecté par la caméra. On en déduit une bonne linéarité du capteur, ce qui nous permettra de comparer des images prises successivement avec des configurations polarimétriques différentes.

Dans un second temps, le courant d'obscurité I_{dark} a été mesuré en relevant le signal dans l'obscurité μ_d en fonction du temps d'exposition t_{exp} (Figure 2.20). Le courant d'obscurité correspond à l'*offset* de la caméra.

Celui-ci n'est pas constant à cause de l'agitation thermique des électrons mais il croît linéairement avec le temps d'exposition :

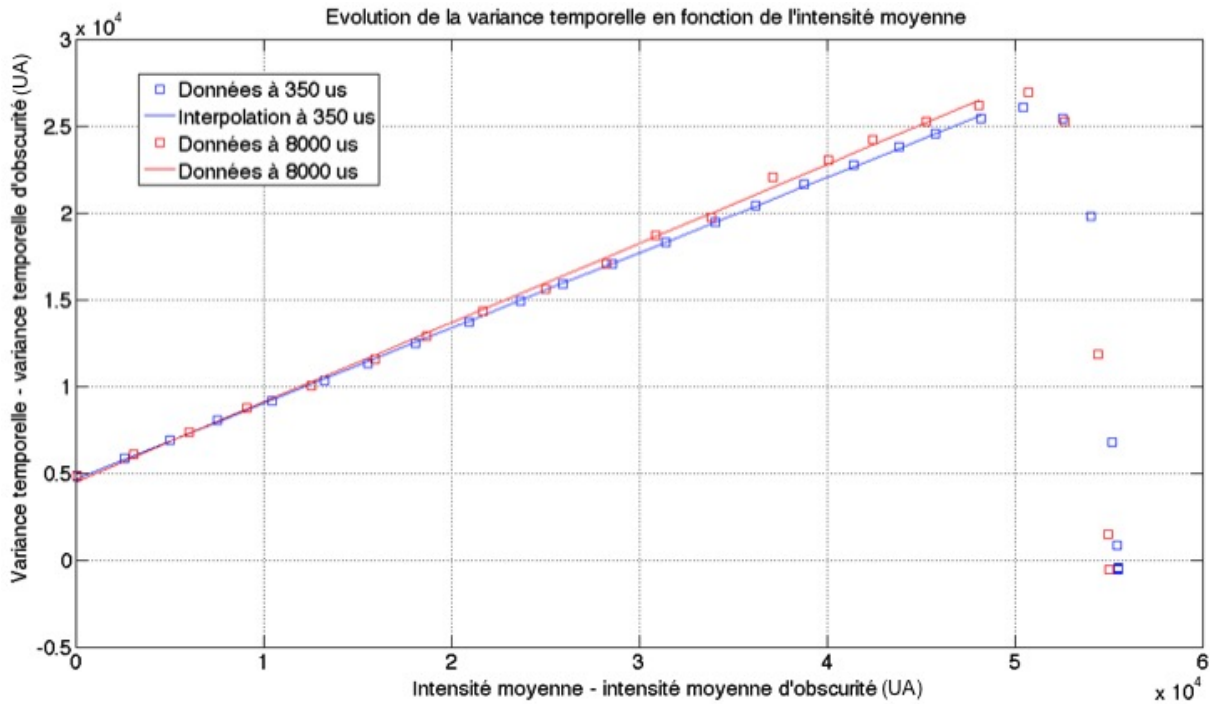


FIGURE 2.19 – Caractérisation réalisée avec un temps d'exposition de 350 μs (en bleu) et de 8000 μs (en rouge) permettant de connaître le gain de la caméra, inversement proportionnel au coefficient de linéarité de cette courbe. L'intensité est donnée en niveau numérique sur la caméra 16 bits.

$$\mu_d = \mu_d(t_{exp} = 0) + I_{dark} \times t_{exp} \quad (2.9)$$

où μ_d est exprimé en électrons par pixel. Or la mesure (Figure 2.19) nous indique un coefficient de linéarité exprimé en niveau numérique par électrons. Pour retrouver les unités de l'équation (Équation 2.9), il suffit de diviser le coefficient par le gain K du système mesuré précédemment. On trouve alors un courant d'obscurité de 6,82 fA , proche de la mesure réalisée par Photonic Science avec un courant d'obscurité donné à 9,64 fA . Ce courant d'obscurité est plutôt faible, ce qui permet de garder une bonne dynamique du capteur même en intégrant longtemps.

2.4.2 Optique de la caméra

L'optique de la caméra est composée d'un objectif traité anti-reflet dans l'infrarouge ayant une transmission de 90% et d'un filtre fréquentiel centré sur la longueur d'onde 1550 nm , large de 10 nm . Ce filtre est monté sur un pivot mécanique devant l'objectif permettant d'adapter finement sa fenêtre de transmission à la longueur d'onde du laser. Nous possédons deux filtres centrés sur 1540 nm et 1553 nm . Nous utiliserons majoritairement dans notre étude le second qui possède un taux de transmission de 85% à 1553 nm et de 65% à 1550 nm en incidence normale.

Le cahier des charges de l'imageur prévoyait l'acquisition d'une image à 10 m . A partir de la caméra et de l'optique de celle-ci, il est possible de calculer la profondeur de champ de l'image ou DOF (*Depth Of Field*). Elle dépend de la focale $f = 50 \text{ mm}$ de l'objectif de la caméra,

2.4. LE DÉTECTEUR INFRAROUGE - CAMÉRA PHOTONIC SCIENCE SWIR 1/4 VGA37

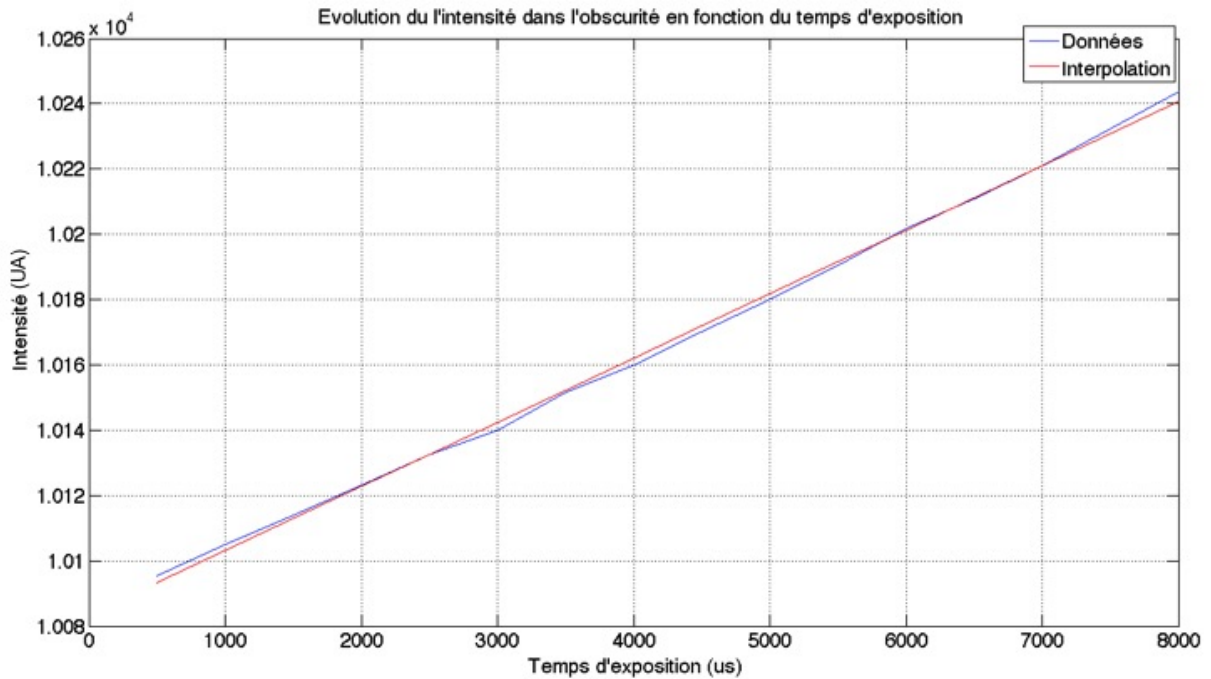


FIGURE 2.20 – Caractérisation réalisée à 1540 nm permettant de connaître le niveau numérique d'obscurité, proportionnel au temps d'exposition. L'intensité est donnée en niveau numérique sur la caméra 16 bits.

du nombre d'ouverture ou ouverture relative $N = 1,4$ de l'optique de la caméra, de la taille $p = 30 \mu m$ des pixels du capteur de la caméra ainsi que de la distance d'acquisition $D = 10 m$.

La distance hyperfocale souvent appelée simplement hyperfocale, est la distance minimum pour laquelle les sujets seront perçus comme nets quand on règle la mise au point sur l'infini. Dans notre cas, l'hyperfocale H est de 59,5 m (Équation 2.10).

$$H = \frac{f^2}{Nc} \quad (2.10)$$

où c est le diamètre du cercle de confusion que nous approximos à la longueur d'un côté d'un pixel p .

L'hyperfocale permet de calculer la distance du premier plan net D_{PPN} (Équation 2.11) et la distance du dernier plan net D_{DPN} (Équation 2.12).

$$D_{PPN} \approx \frac{HD}{H + D} \quad (2.11)$$

$$D_{DPN} \approx \frac{HD}{H - D} \text{ Pour } D < H \quad (2.12)$$

Pour une distance D de 10 m, on obtient une D_{PPN} de 8,6 m et une D_{DPN} de 12,0 m. Ces valeurs permettent de définir la profondeur de champ DOF (Équation 2.13 et 2.14).

$$DOF = D_{DPN} - D_{PPN} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} &\approx \frac{2HD^2}{H^2 - D^2} \\ &\approx \frac{2Ncf^2D^2}{f^4 - N^2c^2D^2} \\ &\approx \frac{2NcD^2}{f^2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

en négligeant $N^2c^2D^2$ en première approximation

Dans les conditions de notre expérience, la distance de mise au point est inférieure à l'hyperfocale et la DOF est de 3,4 m pour $N = 1,4$, ce qui est suffisant pour les applications envisagées. On remarque que dans le cas contraire, si la distance de mise au point est supérieure à l'hyperfocale, c'est à dire dans notre cas si on ferme à $N = 8$, la distance du dernier plan est infinie.

2.5 Conclusion

Nous avons décrit dans cette partie l'imageur polarimétrique actif et adaptatif que nous avons construit et utilisé dans ces travaux. Après une présentation du schéma général de l'imageur composé de deux parties, émission et analyse, les différents composants optiques ont été décrits en détail.

Nous avons retenu une source laser continue à base de diode afin de bénéficier d'une illumination suffisamment stable pour comparer deux images successives. La longueur d'onde utilisée, 1550 nm permet d'obtenir à la fois une bonne portée et une relative sécurité oculaire. Dans le cas de portées plus élevées, une source impulsionnelle devra être étudiée.

Le contrôle de polarisation à base de LCVR permet de générer et analyser tous les états de polarisation. Ce module opérant dans le proche infrarouge, nous avons relevé le défi de calibrer des LCVR non idéaux afin de contrôler les états de polarisation avec une précision suffisante pour notre imagerie.

Enfin, notre caméra SWIR permet, grâce à son gain, son bruit contenu et sa bonne linéarité, de produire des images 1/4 VGA de la scène observée.

L'imageur permet donc de produire des images polarimétriques actives dans l'infrarouge selon la configuration polarimétrique désirée avec une agilité totale. Nous allons donc dans la suite décrire les stratégies mises en place, utilisant ce système, pour produire des images polarimétriques révélant des contrastes invisibles en intensité classique pour des applications de décamouflage.

Chapitre 3

Optimisation polarimétrique semi-supervisée du contraste

Nous avons décrit dans le chapitre précédent les caractéristiques et le fonctionnement de notre imageur polarimétrique adaptatif infrarouge. L'objectif est maintenant d'acquérir une image dont les contrastes entre une cible d'intérêt et son fond proche sont optimisés en utilisant cet imageur. Comme illustré dans la figure 3.1, en admettant que la cible et le fond sont caractérisés polarimétriquement par leurs matrices de Mueller M_t et M_b , le but est de déterminer les états de polarisation \mathbf{S} du PSG et \mathbf{T} du PSA qui optimisent le contraste entre ces deux régions. Comme en général les matrices M_t et M_b ne sont pas connues à l'avance, cette optimisation n'est pas immédiate. Pour répondre à cette problématique, nous avons développé une stratégie d'imagerie en trois étapes. Premièrement, les propriétés polarimétriques de la scène sont complètement mesurées par l'acquisition d'une image de Mueller. Puis, une région d'intérêt (ROI) est désignée par un opérateur. Celle-ci est divisée en deux régions en utilisant un algorithme de segmentation ultra rapide non supervisé basé sur contours actifs et l'image de Mueller de la scène. Enfin, les états de polarisation \mathbf{S} et \mathbf{T} sont déterminés pour optimiser le contraste entre les deux régions et une image polarimétrique optimisée de la scène est acquise après avoir implémenté ces états dans l'imageur.

Ce chapitre traite dans un premier temps du contexte du décamouflage dans lequel nous réalisons l'optimisation de contraste. Nous précisons la définition du contraste que nous utilisons pour l'optimisation et l'évaluation des images. Enfin, les trois étapes conduisant à l'optimisation seront détaillées et nous présenterons l'application de cette technique à deux scénarios réalistes de décamouflage.

3.1 Contexte du décamouflage

Le camouflage au sens militaire est l'art de dissimuler des troupes ou véhicules à l'observation ennemie. Ce camouflage se traduit majoritairement depuis un siècle par un camouflage basé sur les couleurs, à l'image des caméléons, et les textures. L'objet à dissimuler est alors recouvert d'un habillage ayant les mêmes caractéristiques en terme de couleurs et de textures que le milieu dans lequel il se situe (Figure 3.2). L'objectif est alors de tromper nos yeux et les caméras classiques.

Cependant, avec le progrès des moyens de détection comme le radar, d'autres formes de camouflage se sont développées. Par exemple, les navires de guerre actuels présentent des coques composées de grandes plaques planes métalliques revêtues de peinture absorbante pour diminuer leur signature électromagnétique à l'image des frégates française de type La Fayette (Figure 3.3).

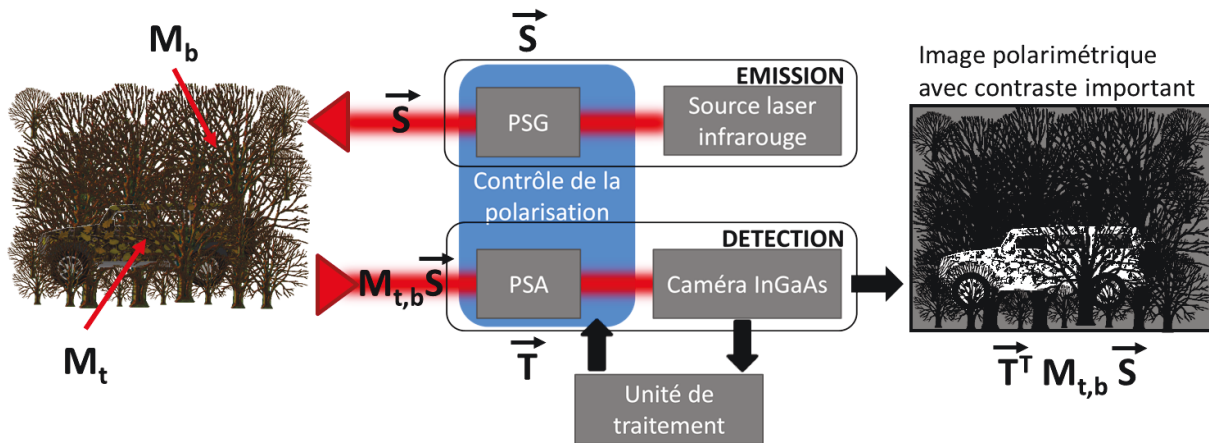


FIGURE 3.1 – Principe de l’optimisation polarimétrique du contraste.



FIGURE 3.2 – Forces spéciales françaises camouflées dans un bois (Crédit : Ministère de la Défense).

Dans le cadre de cette étude, nous nous intéresserons à la détection de cibles au sol vue depuis le sol ou le ciel traditionnellement observées à l’aide de caméras basées sur une information de couleur et/ou d’intensité, quelque soit la bande (visible, ultraviolet ou infrarouge). Nous utilisons les propriétés polarimétriques permettant de révéler des contrastes invisibles en image d’intensité classique. Le développement de ce nouveau moyen de détection permettrait de donner une option supplémentaire aux forces de combats pour déceler les adversaires qui ne se dissimulent pas encore vis à vis des propriétés polarimétriques.

La méthode d’optimisation du contraste développée dans ce chapitre aura pour objectif de réaliser une opération de décamouflage dans des scènes naturelles réalistes mais également dans des scènes synthétiques pour des applications duales de détection.



FIGURE 3.3 – Frégate furtive française Aconit de type La Fayette (Crédit : Ministère de la Défense).

3.1.1 Scènes rencontrées

Dans le contexte militaire du décamouflage, les cibles envisagées sont des véhicules et des soldats. Dans les deux cas, les cibles présentent des éléments manufacturés métalliques et plastiques, pour la carrosserie des véhicules, le casque et les armes des soldats, et caoutchouteux pour les pneus des véhicules. Les cibles sélectionnées répondront au moins à un de ces critères.

Concernant le fond dans lequel seront placés les cibles, ils seront de type végétal. Nous avons à notre disposition des arbres, des buissons et une pelouse. Certaines scènes pourront également être équipées d'un filet de camouflage militaire, manufacturé, pour mieux dissimuler les cibles.

3.1.2 Application duale

Les applications transverses de l'imagerie polarimétriques sont nombreuses, en particulier dans le domaine médical. Cependant, nous nous limiterons dans le cadre de cette étude à l'application duale de la détection d'objets dangereux sur les pistes de décollage des aéroports.

Les conséquences d'objets dangereux sur la piste ont pu être observées lors de l'accident du Concorde le 25 juillet 2000 au décollage de l'aéroport Roissy Charles de Gaulle. Selon le rapport du Bureau Enquêtes Accidents, une lamelle métallique présente sur la piste provenant de l'avion précédent serait à l'origine du crash de l'avion. Elle aurait fait éclater le pneu du Concorde au décollage, le conduisant à l'accident.

Cette détection présente un véritable enjeu pour les aéroports dont le principal moyen pour vérifier la présence d'objet dangereux est le contrôle visuel. Ce contrôle présente des failles lorsque l'objet possède des propriétés de couleur proches du revêtement de la piste. De plus, ce contrôle, n'est réalisé que ponctuellement car il bloque complètement la piste pendant parfois plusieurs heures le temps de vérifier l'absence de débris sur l'ensemble de la piste. L'imagerie polarimétrique pourrait donc apporter une solution plus rapide et plus fiable pour cette application.

Nous utiliserons des objets métalliques et plastiques en tant que cibles que nous placerons sur de l'asphalte pour obtenir ce type de scénario.

3.2 Imagerie polarimétrique scalaire

L'imageur polarimétrique actif et adaptatif présenté dans le chapitre précédent permet d'acquérir différentes images polarimétriques en le configurant. L'objectif de la stratégie d'imagerie polarimétrique présentée dans la suite est d'acquérir une image avec un contraste optimisé entre une cible d'intérêt désignée par un opérateur et son fond proche en utilisant l'imageur. Cette section présente dans un premier temps la définition du critère de contraste utilisé dans l'ensemble de l'étude, puis les trois étapes nécessaires pour obtenir l'image polarimétrique optimisée.

3.2.1 Définition du contraste

L'objet de cette étude est d'améliorer le contraste des images afin de mieux discerner les objets d'intérêt. Il nous faut donc dans un premier temps définir le contraste traduisant cette amélioration de l'image grâce à la polarisation. Cette définition sera également utilisée dans les techniques d'optimisation polarimétrique pour trouver la meilleure configuration polarimétrique qui améliore le contraste. Cependant, il existe plusieurs définitions possible pour le contraste dont certaines qui prennent en compte le bruit affectant l'image.

Nos yeux sont sensibles aux différences de niveaux de gris rapportées à la dynamique de l'image. En conséquence, nous adopterons la définition classique du contraste, au sens de Michelson [38], qui n'est autre que le rapport suivant :

$$\mathcal{C} = \frac{|\langle I_t \rangle - \langle I_b \rangle|}{\langle I_t \rangle + \langle I_b \rangle} \quad (3.1)$$

où $\langle I_t \rangle$ et $\langle I_b \rangle$ sont respectivement les moyennes spatiales des intensités de la cible et de la zone du fond voisine de la cible. Cette zone du fond est définie comme la zone dont le contour intérieur est le résultat de la segmentation de la cible et dont la surface est égale à la surface de la cible.

On peut remarquer que ce contraste est compris entre 0 et 1. La normalisation rend le contraste insensible à une transformation homothétique.

Cependant, nous verrons par la suite que le calcul de ce contraste \mathcal{C} , réalisé dans seulement une partie de l'image, la région d'intérêt (ROI), ne reflète parfois pas le contraste global de cette zone tel qu'il est perçu dans l'image. En effet, si la dynamique de l'image est très grande devant la dynamique de la ROI, le contraste de la cible dans la ROI peut être élevé alors que l'objet est très faiblement visible dans l'image. Pour prendre en compte cet aspect, nous avons également défini un contraste global, appelé \mathcal{G} , qui prend en compte la dynamique de l'image entière au lieu de seulement celle de la ROI.

Nous définissons la dynamique de l'image Δ comme la différence entre le maximum et le minimum de l'image I dont les pixels sont définis par leurs coordonnées (i, j) :

$$\Delta = \max_{i,j} [I(i, j)] - \min_{i,j} [I(i, j)] \quad (3.2)$$

Le contraste global \mathcal{G} est défini comme la différence des moyennes des intensités des régions cible et fond normalisée par la dynamique de l'image entière :

$$\mathcal{G}(\mathbf{S}, \mathbf{T}) = \frac{|\langle I_t \rangle - \langle I_b \rangle|}{\Delta} \quad (3.3)$$

Nous illustrons l'intérêt de ces deux définitions du contraste sur les scènes simulées de la Figure 3.4 composées de deux cibles rondes apparaissant sur un fond uniforme plus sombre. Nous appelons le disque situé dans le coin supérieur gauche, la cible 1 et le disque situé dans le coin inférieur droit, la cible 2. La seule différence entre les deux images est la valeur moyenne des pixels de la cible 2. Cette valeur est trois fois supérieure dans l'image de la figure 3.4.b par rapport à l'image de la figure 3.4.a. Cependant, dans les deux images, les dynamiques sont égales et finies. En conséquence, bien que la cible 1 et le fond possèdent la même valeur dans les deux images, ils apparaissent plus sombre dans l'image de la figure 3.4.b.

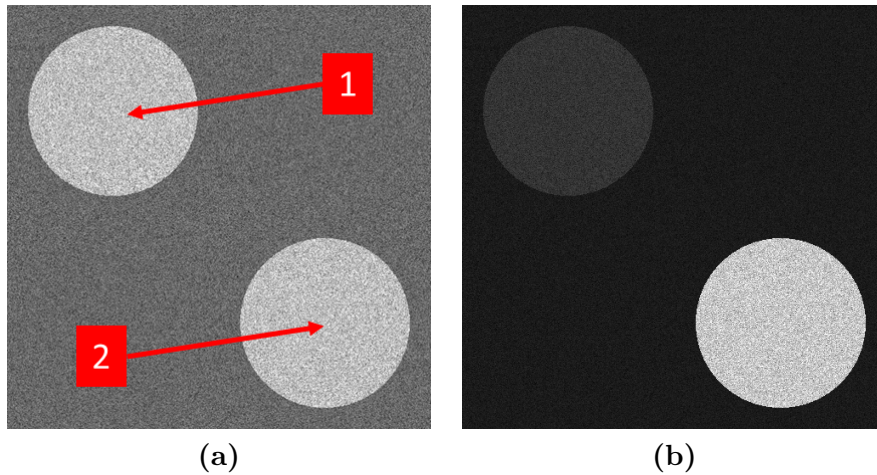


FIGURE 3.4 – (a) Image présentant les deux cibles rondes sur un fond uniforme. (b) Même image que (a) avec une valeur moyenne des pixels de la cible 2 trois fois plus élevée.

Afin de discuter de la valeur des contrastes de ces images, nous définissons deux ROI.

La première est une partie de l'image comprenant la cible 1 (en rouge dans la figure 3.5.a) et une partie du fond proche de ce disque (en bleu dans la figure 3.5.a). Cette ROI, que nous appelons ROI 1, sera utilisée pour calculer le contraste local \mathcal{C}_1 de la cible 1.

La seconde ROI est composée de la totalité de l'image : cible 1 (en rouge dans la figure 3.5.b), totalité du fond (en bleu dans la figure 3.5.b) et cible 2 (également en bleu dans la figure 3.5.b). Cette ROI, que nous appelons ROI 2, sera utilisée pour calculer le contraste global \mathcal{G}_1 de la cible 1.

Dans la figure 3.4.a, le contraste local de la cible 1 est de $\mathcal{C}_1 = 0.20$ et le global de $\mathcal{G}_1 = 0.33$. Dans la figure 3.4.b, le contraste local de la cible 1 est de $\mathcal{C}_1 = 0.20$ et le global de $\mathcal{G}_1 = 0.09$.

Dans la discussion suivante, on ne tiendra volontairement pas compte du bruit. On observe que le contraste local \mathcal{C}_1 de la cible 1 est identique pour les deux images. En effet, les valeurs des pixels sont exactement les mêmes dans les deux images pour la ROI 1. Les distributions des valeurs des pixels de la ROI 1 sont présentées dans la figure 3.6.a pour l'image de la figure 3.4.a et dans la figure 3.6.c pour l'image de la figure 3.4.b. Cependant, malgré un contraste local \mathcal{C}_1 identique dans les deux images, la cible 1 est beaucoup plus visible dans la première image que dans la seconde.

Cette différence s'explique par la distribution plus large des valeurs des pixels de la ROI 2 dans l'image de la figure 3.4.b (Figure 3.6.d) que dans l'image de la figure 3.4.a (Figure 3.6.b).

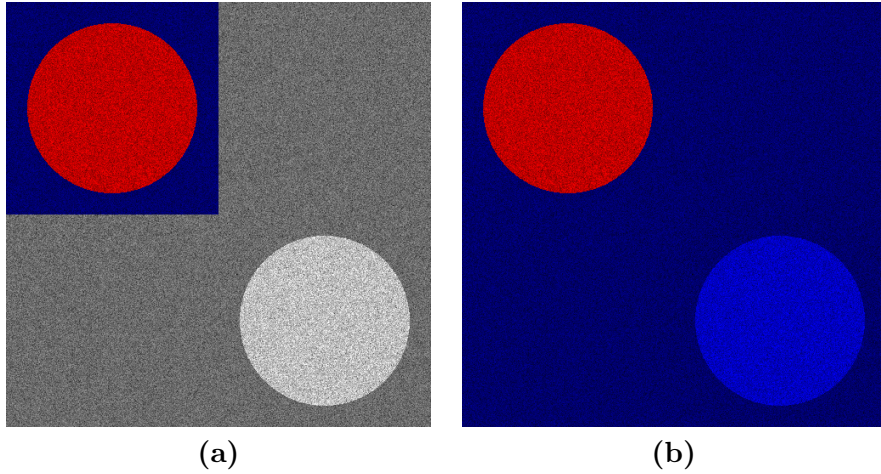


FIGURE 3.5 – (a) ROI 1 composée de la cible 1 (en rouge) et de son fond proche (en bleu), utilisée pour le calcul du contraste local. (b) ROI 2 composée de la cible 1 (en rouge), de la totalité du fond (en bleu) et de la cible 2 (en bleu), utilisée pour le calcul du contraste global.

En effet, la distribution des valeurs est identique dans les ROI 1 et 2 dans l'image de la figure 3.4.a alors qu'elle est différente dans l'image 3.4.b. En conséquence, pour une dynamique finie et égale dans les deux images, la différence de valeurs des pixels de la cible 1 avec celle du fond est plus faible dans l'image 3.4.b que dans l'image 3.4.a, relativement à la distribution totale des valeurs dans l'image. Les éléments de la ROI 1 apparaissent donc dans ce cas beaucoup plus sombres et sont plus difficilement discernables entre eux en raison de la présence d'un objet plus clair dans le reste de l'image, la cible 2.

Dans ce cas, le contraste global \mathcal{G} , qui tient compte de la distribution totale des valeurs des pixels de l'image, prend des valeurs qui concordent avec la visibilité de la cible 1 dans les images.

3.2.2 Acquisition des données polarimétriques

Pour connaître les propriétés polarimétriques de la scène, la matrice de Mueller doit être mesurée pour tous les pixels. Cela peut être réalisé en faisant l'acquisition de seize images de la façon suivante. Définissons dans un premier temps les quatre états de polarisation représentés par leur vecteurs de Stokes réduits $[1, \mathbf{s}_i]^T$, stockés dans les colonnes de la matrice A :

$$A = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \mathbf{s}_1 & \mathbf{s}_2 & \mathbf{s}_3 & \mathbf{s}_4 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Afin de minimiser l'impact du bruit de détection sur l'estimation de la matrice de Mueller, ces quatre états de polarisation forment un tétraèdre régulier sur la sphère de Poincaré [39]. Les images polarimétriques sont acquises en implémentant dans le PSG et le PSA chacune des seize combinaisons de ces états, correspondant à seize images. Pour chaque pixel de coordonnées (i, j) , nous obtenons pour une intensité laser I_{las} , seize valeurs d'intensité I_{kl} :

$$I_{kl}(i, j) = \frac{I_{las}}{2} \mathbf{T}_k^T M(i, j) \mathbf{S}_l, \quad k, l \in [1; 4] \quad (3.5)$$

qui sont stockées dans l'ordre lexicographique [21] dans un vecteur de dimension 16 \mathbf{V}_I . On remarque que le terme I_{las} comprend également un terme géométrique de propagation (non explicité) qui dépend de la distance cible-imageur, de l'ouverture de l'objectif et de sa transmis-

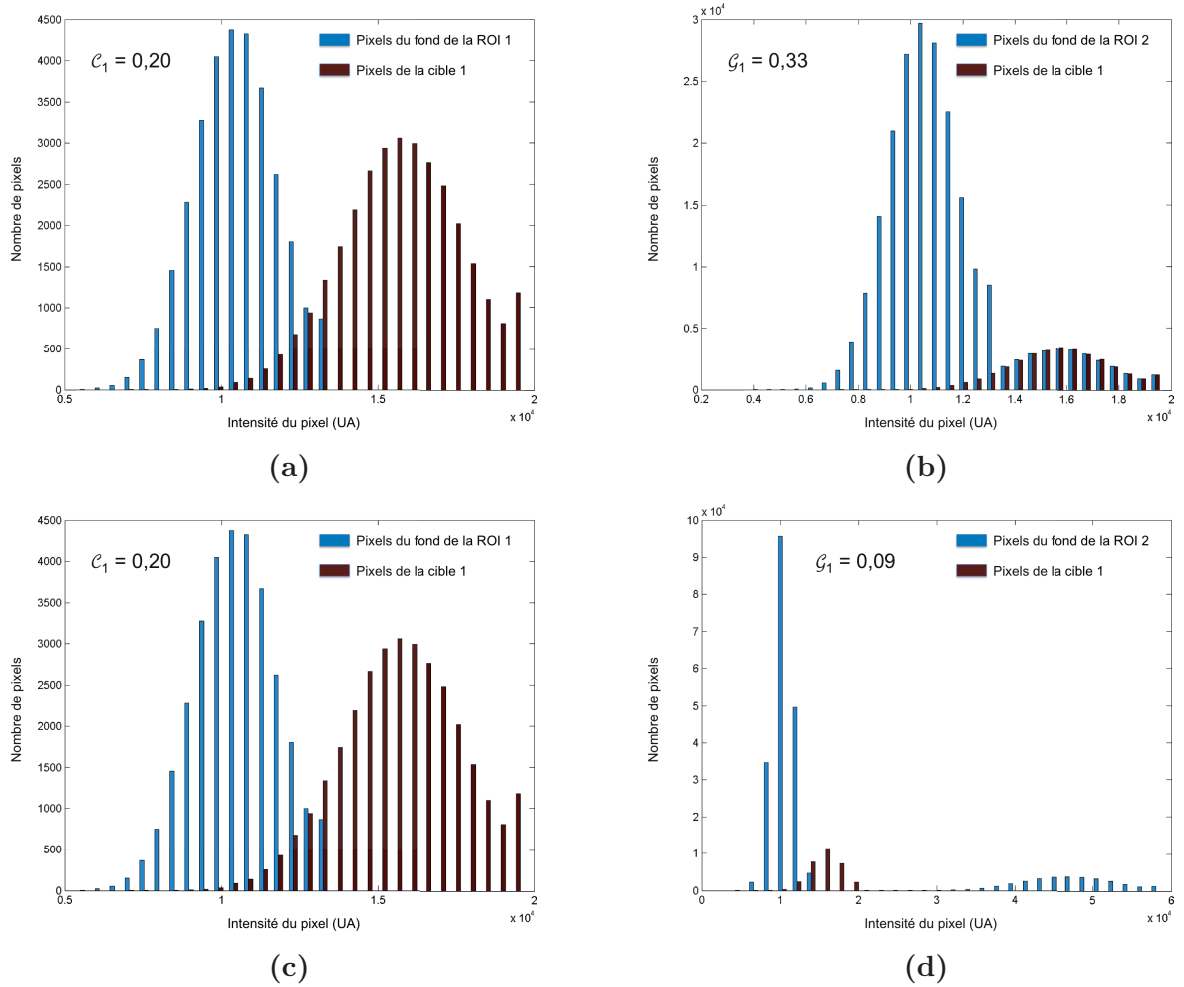


FIGURE 3.6 – (a) Histogramme de la valeur des pixels de la ROI 1 de l’image de la figure 3.4.a (b) Même histogramme pour la ROI 2. (c) Histogramme de la valeur des pixels de la ROI 1 de l’image de la figure 3.4.b. (d) Même histogramme pour la ROI 2.

sion. Les seize coefficients de la matrice de Mueller M de ce pixel peuvent alors être calculés à partir de ces mesures de la manière suivante :

$$\mathbf{V}_M = Q\mathbf{V}_I \quad (3.6)$$

avec \mathbf{V}_M le vecteur obtenu en lisant M dans l’ordre lexicographique où Q est une matrice carrée de dimension 16 est définie de la manière suivante :

$$Q = \left\{ [A \otimes A]^T \right\}^{-1} \quad (3.7)$$

et \otimes représente le produit de Kronecker (Annexe A).

Évaluer l’expression 3.6 demande de réaliser un produit matrice-vecteur pour tous les pixels de l’image, ce qui prend beaucoup de temps pour une application temps réel. Cependant, les vecteurs \mathbf{V}_I et \mathbf{V}_M contiennent la même information (ils sont déduits l’un de l’autre par un changement de base). En conséquence, dans la seconde étape de la méthode, la segmentation

sera directement réalisée sur le vecteur des intensités \mathbf{V}_I de dimension 16 au lieu de \mathbf{V}_M . De plus, lors de cette stratégie en trois étapes, l'évaluation de l'expression 3.6 sera seulement réalisée deux fois lors de la troisième étape, pour déterminer les matrices de Mueller moyennes des régions cible et fond utilisées pour optimiser le contraste.

3.2.3 Segmentation

L'objectif de cette étape est de déterminer le contour de la cible afin d'optimiser son contraste avec son fond proche. Ceci suppose que les propriétés polarimétriques de la cible et de son fond proche sont relativement homogènes. Comme les propriétés polarimétriques de la cible et du fond ne sont pas connues à l'avance, elles seront estimées en moyennant les images de Mueller à l'intérieur et à l'extérieur de la cible : sans une bonne définition du contour de la cible, les pixels de la cible et du fond seraient mélangés, ce qui entraînerait une estimation dégradée des propriétés polarimétriques de la cible et du fond et par conséquent, une optimisation erronée du contraste.

Description de la méthode

Pour déterminer le contour de la cible, une technique de segmentation deux-régions est donc nécessaire. Cette technique doit être rapide (avec un temps de calcul inférieur au temps séparant deux acquisitions), aussi non supervisée que possible et adaptée aux images vectorielles d'intensité bruitées \mathbf{V}_I , dont les fluctuations ne pourraient pas être modélisées par les modèles de probabilités standards, en particulier à cause de l'illumination non homogène du laser et la présence de textures dans l'image. Une segmentation non supervisée ultra-rapide par polygones à contours actifs proposée dans [40, 41, 42], déjà utilisée en imagerie polarimétrique active et adaptative pour des longueurs d'ondes visibles [5], sera utilisée. Cette méthode, développée par l'Institut Fresnel, est présentée dans cette section pour faciliter la compréhension.

Cette approche est basée sur la théorie de l'information. Elle consiste à choisir le contour qui sépare au mieux les histogrammes des deux régions. Pour cela, on utilise pour cela le critère de Longueur Minimale de Description (MDL) qui ne contient pas de paramètre à ajuster par l'utilisateur. De plus, les bruits des fluctuations sont modélisées avec des fonctions de densité de probabilité non-paramétrique, plus précisément avec des histogrammes Q -classe, qui permettent d'être robuste à la présence de sources de bruit non standards.

Finalement, en utilisant des accélérations algorithmiques [43, 41] et en prenant en compte l'adéquation entre l'architecture et l'algorithme [42], il est possible d'obtenir sur des ordinateurs standards, un temps de calcul de moins de 10 *ms* pour des images scalaires de 256×256 pixels et de moins de 50 *ms* pour des images vectorielles de dimension 16 de 256×256 pixels.

Néanmoins, à la différence de la configuration envisagée dans une étude antérieure [5] où les images considérées contenaient une seule cible, dans les scénarios réels, les images peuvent être composées de plusieurs cibles qui ne sont pas visibles sur une simple image d'intensité. Comme il n'est pas possible d'optimiser le contraste sur toute les cibles en même temps, le problème est de choisir la cible pour laquelle on va optimiser le contraste. Pour y faire face, nous avons choisi d'implémenter une approche semi-supervisée où l'utilisateur doit seulement désigner sur une image polarimétrique active non optimisée préalablement acquise, soit une cible faiblement visible pour optimiser son contraste, soit une région de l'image qui semble très sombre pour essayer de révéler la présence d'un objet caché.

La position (x_0, y_0) du clic de la souris nous donne une information a priori sur la position approximative de la cible d'intérêt, nous permettant de définir une région d'intérêt (ROI) de largeur ajustable centrée sur (x_0, y_0) : tout les pixels en dehors de la ROI ne seront pas pris en compte par l'algorithme de segmentation. Le contour actif est alors initialisé avec un petit rectangle, également de taille variable mais évidemment plus petit que la ROI, centré sur (x_0, y_0) .

L'algorithme de segmentation estime alors automatiquement non seulement le contour de la cible, mais aussi les histogrammes de \mathbf{V}_I à l'intérieur et à l'extérieur de la cible. De plus, le critère MDL a été légèrement modifié pour forcer l'algorithme à trouver une cible dont l'histogramme des intensités est le plus proche de l'histogramme autour de (x_0, y_0) .

Appelons le critère MDL optimisé dans [5] $\Delta(\mathbf{S}_I, \Gamma)$. Il dépend de l'image d'intensité vectorielle \mathbf{S}_I et du contour polygonal Γ . Il est égal à :

$$\Delta(\mathbf{S}_I, \Gamma) = \Delta_t + \Delta_b + \Delta_\Gamma \quad (3.8)$$

où Δ_t et Δ_b sont les termes correspondant respectivement à la fidélité des données de la cible (i.e. le nombre de pixels intérieurs Γ) et du fond (i.e. le nombre de pixels extérieurs Γ). En définissant $r \in \{t, b\}$, ces deux termes sont égaux à :

$$\Delta_r = - \sum_{i=1}^{16} \left[\sum_{q=1}^Q N_r^i(q) \log \frac{N_r^i(q)}{N_r} + \frac{Q-1}{2} \log N_r \right] \quad (3.9)$$

où N_r est le nombre de pixels dans la région considérée r (la région à l'intérieur du contour si $r=t$, et à l'extérieur du contour si $r=b$), et où $N_r^i(q)$ ($i \in [1, 16]$, $q \in [1, Q]$) est le nombre de pixels dans la région r dont l'intensité $[\mathbf{S}_I]_i$ dans le $i^{\text{ième}}$ coefficient de \mathbf{S}_I correspond au $q^{\text{ième}}$ classe de l'histogramme. Δ_Γ est le terme de régularisation du contour défini comme :

$$\Delta_\Gamma = k_\Gamma \left[2 + \log \frac{\pi}{2} + 2 \log \frac{L_\Gamma}{k_\Gamma} \right] + \frac{1}{2} \log k_\Gamma \quad (3.10)$$

avec L_Γ la longueur du contour polygonal Γ et k_Γ son nombre de nœuds (voir [44] pour plus de détails).

De plus, bien que le nombre de classes Q des histogrammes puisse aussi être estimé simultanément [45] (avec une augmentation importante du temps de calcul), il est généralement suffisant d'utiliser seulement $Q = 8$ classes. La largeur de chaque classe a été déterminée de sorte que l'histogramme de chacune des seize images \mathbf{V}_I , contienne N/Q pixels par classe, N étant le nombre de pixel de l'image [41].

La méthode de segmentation présentée permet de séparer deux zones quelconques. Cependant, pour imposer une contrainte sur l'histogramme de la cible désignée par l'opérateur afin de séparer les zones ayant des caractéristiques similaires à la cible des autres zones, le terme Δ_t a été modifié de la façon suivante :

$$\Delta_t = - \sum_{i=1}^{16} \sum_{q=1}^Q N_t^i(q) \log \frac{N_0^i(q)}{N_0} \quad (3.11)$$

où N_0 et $N_0^i(q)$ sont définis comme N_t et $N_t^i(q)$ mais sont calculés à l'intérieur du petit contour utilisé pour l'initialisation du contour actif (i.e. une région d'initialisation dans la ROI centrée sur (x_0, y_0) précédemment mentionnée).

Exemple d'application

Illustrons maintenant cette technique de segmentation sur une scène composée d'une plaque de métal peinte apparaissant sur un fond naturel composé d'herbes et mousses (Figure 3.7.a). Le contour initial est le carré vert (ici un carré de 5×5 pixels) placé autour du point désigné par l'utilisateur sur la Figure 3.7.b, la ROI correspondante est délimitée par un carré blanc (ici un carré de 60×60 pixels).

Le résultat de la segmentation obtenue avec l'approche proposée est montré sur la Figure 3.8.b : sur cet exemple, il est possible de voir que la présence de fortes inhomogénéités, causées par la non uniformité de l'illumination du faisceau laser et les différences de réflectivité des éléments de la scène, ne permet pas à l'algorithme de retrouver l'ensemble du contour de la cible. En effet, la technique de segmentation part du principe que les régions cibles et fond ont des répartitions spatiales homogènes des niveaux de gris, ce qui n'est clairement pas valide dans le cas présent.

Une première solution pour remédier à ce problème serait de généraliser l'approche pour prendre en compte ce type d'inhomogénéités comme proposé dans [46], mais cela se ferait au prix d'une forte augmentation du temps de calcul. Dans le cas présent, pour les deux sources d'inhomogénéité évoquées précédemment, une autre solution a été choisie. Elle consiste à segmenter une nouvelle image $\mathbf{V}'_{\mathbf{I}}$ au lieu de $\mathbf{V}_{\mathbf{I}}$, définie telle que :

$$\mathbf{V}'_{\mathbf{I}} = \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{I}}}{\frac{1}{16} \sum_{i=1}^{16} [\mathbf{V}_{\mathbf{I}}]_i} \quad (3.12)$$

Considérons un pixel dans l'image de Mueller qui correspond à une région de la scène avec la matrice de Mueller M . L'image des intensités de dimension 16 acquise peut être écrite telle que :

$$\mathbf{V}_{\mathbf{I}} = Q^{-1} \mathbf{V}_{\mathbf{M}} \quad (3.13)$$

où la matrice de mesure Q est définie dans l'équation 3.7. Cette matrice a les propriétés suivantes :

$$\sum_{i=1}^{16} \sum_{j=2}^{16} [Q^{-1}]_{i,j} = 0 \quad \text{et} \quad \forall i \in [1; 16], [Q^{-1}]_{i,1} = 1 \quad (3.14)$$

En conséquence, on obtient :

$$\bar{V}_I = \frac{1}{16} \sum_{i=1}^{16} [\mathbf{V}_{\mathbf{I}}]_i = M_{00} \quad (3.15)$$

et, la version normalisée du vecteur $\mathbf{V}_{\mathbf{I}}$ est égale à :

$$\mathbf{V}'_{\mathbf{I}} = \frac{\mathbf{V}_{\mathbf{I}}}{\bar{V}_I} = Q^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{V}_{\mathbf{M}} \\ M_{00} \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

où on peut voir qu'il est indépendant de l'intensité d'illumination mais également de la réflectivité de la scène.

Utiliser $\mathbf{V}'_{\mathbf{I}}$ au lieu de $\mathbf{V}_{\mathbf{I}}$ nous permet alors de ne tenir compte que des propriétés polarimétriques de la scène, ce qui annule l'effet des non uniformités spatiales et des variations de réflectivité de la scène. Comme on peut le voir dans la Figure 3.8.d, appliqué sur $\mathbf{V}'_{\mathbf{I}}$, l'algorithme de segmentation délimite parfaitement le contour de la cible.

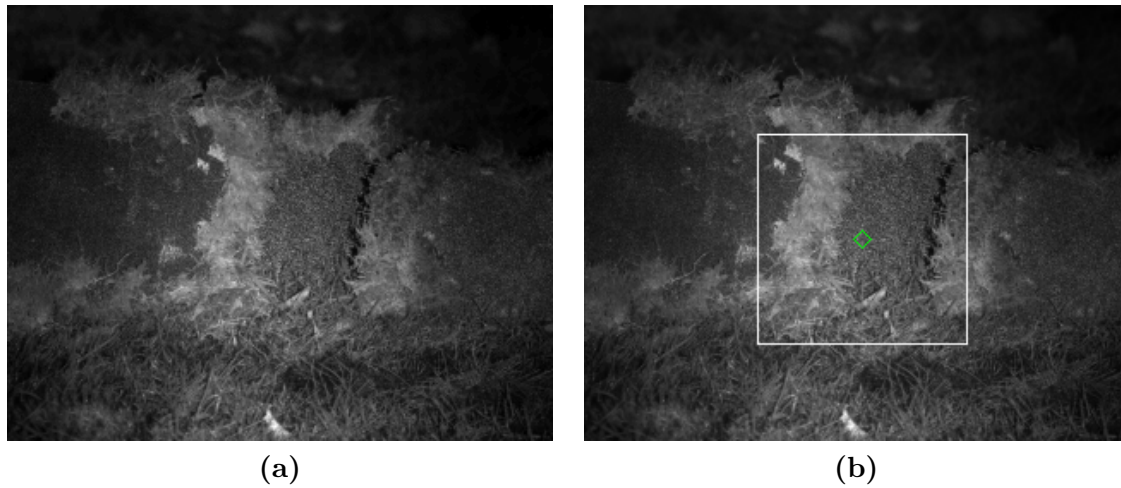


FIGURE 3.7 – (a) Image d'intensité classique de la scène composée de plaques de métal peintes posées sur un fond d'herbe et de mousse, éclairée par le laser infrarouge. (b) Même image avec la région d'initialisation désignée par l'opérateur (carré vert) et la ROI correspondante (carré blanc).

3.2.4 Optimisation

Une fois que l'étape de segmentation, décrite dans la section précédente, a divisé la région d'intérêt en deux régions correspondant à la cible et au fond, l'objectif est maintenant de déterminer les états de polarisation du PSG et du PSA qui optimisent le contraste entre les deux régions. Une fois cet objectif atteint, l'image polarimétrique avec le contraste optimal pourra être acquise. Pour cela, les vecteurs d'intensité $[\overline{\mathbf{V}}_{\mathbf{I}}]_t$ et $[\overline{\mathbf{V}}_{\mathbf{I}}]_b$ spatialement moyennés sur ces régions, sont estimés. Il est alors possible d'obtenir, en utilisant l'équation 3.6, les vecteurs de Mueller moyens $[\overline{\mathbf{V}}_{\mathbf{M}}]_t$ et $[\overline{\mathbf{V}}_{\mathbf{M}}]_b$ (et par conséquent les matrices de Mueller moyennes $\overline{\mathbf{M}}_t$ et $\overline{\mathbf{M}}_b$). Par conséquent, pour un couple d'états de polarisation du PSG et du PSA, \mathbf{S} et \mathbf{T} , les intensités moyennes des deux régions sont :

$$\langle I_t \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{T}^T \overline{\mathbf{M}}_t \mathbf{S} \quad \text{et} \quad \langle I_b \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{T}^T \overline{\mathbf{M}}_b \mathbf{S} \quad (3.17)$$

En utilisant le contraste \mathcal{C} défini précédemment à l'équation 3.1 :

$$\mathcal{C}(\mathbf{S}, \mathbf{T}) = \frac{|\mathbf{T}^T \Delta_M \mathbf{S}|}{\mathbf{T}^T (\overline{\mathbf{M}}_t + \overline{\mathbf{M}}_b) \mathbf{S}} \quad (3.18)$$

où $\Delta_M = \overline{\mathbf{M}}_t - \overline{\mathbf{M}}_b$ est la différence des matrices de Mueller des régions cible et fond. Le but est alors de déterminer le couple d'états de polarisation conduisant au contraste maximal :

$$(\mathbf{S}_{opt}, \mathbf{T}_{opt}) = \arg \max_{\mathbf{S}, \mathbf{T}} [\mathcal{C}(\mathbf{S}, \mathbf{T})] \quad (3.19)$$

En considérant seulement les états de polarisation normalisés totalement polarisés, c'est un problème d'optimisation à quatre paramètres : $(\alpha_S, \varepsilon_S, \alpha_T, \varepsilon_T)$. Une fois les états de polarisation implémentés, il suffit d'acquérir l'image polarimétrique optimisée de la scène en utilisant les états de polarisation \mathbf{S}_{opt} et \mathbf{T}_{opt} .

On remarque que cette dernière étape pourrait être réalisée en calculant numériquement l'image optimisée en utilisant la matrice de Mueller estimée de la scène et en appliquant l'expression 3.5. Cependant il est possible d'obtenir un rapport signal sur bruit (SNR) supérieur

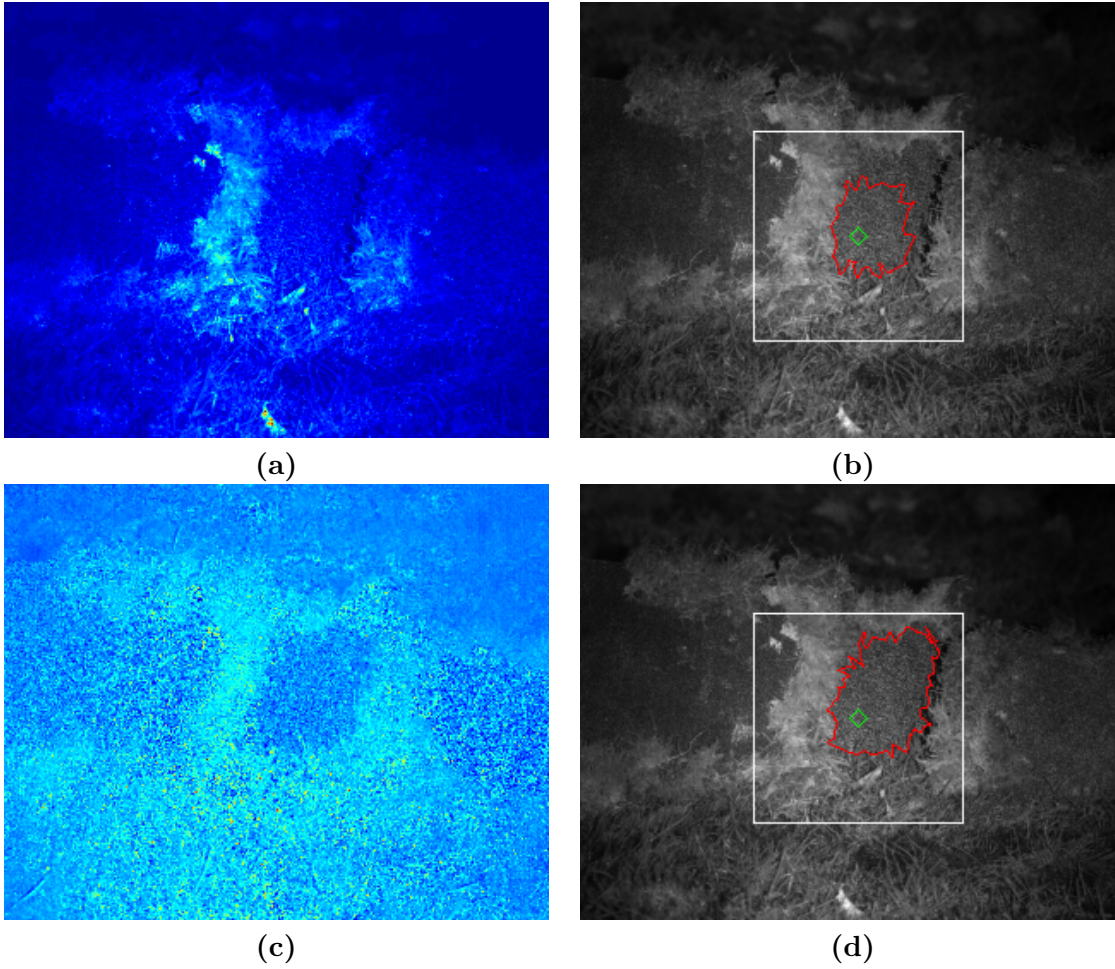


FIGURE 3.8 – (a) Une des seize images de l’image vectorielle d’intensité de dimension 16 \mathbf{V}_I correspondant à la scène présentée dans la Figure 3.7 acquise avec l’imageur polarimétrique actif. (b) Résultat de la segmentation obtenu sur l’image vectorielle \mathbf{V}_I . (c) Image \mathbf{V}'_I obtenue après normalisation de \mathbf{V}_I (Équation 3.12). (d) Résultat de la segmentation obtenu sur \mathbf{V}'_I .

en faisant l’acquisition d’une image optimisée comme cela est montré dans [13]. En effet, une image acquise avec un temps d’intégration supérieur à la somme des temps d’intégration des seize images réalisées pour estimer la matrice de Mueller sera moins bruitée que l’image calculée à partir de ces seize images. Nous rappelons que cette technique d’imagerie polarimétrique requiert une agilité totale des PSG et PSA. En conséquence, nous appellerons l’image optimisée obtenue par cette technique : *image scalaire totalement adaptative* que nous noterons *image STA*.

Pour la scène de la Figure 3.7, en utilisant le résultat de segmentation de la Figure 3.8.d, l’optimisation de ce critère nous donne $\mathbf{S}_{opt} : (-60^\circ, -29^\circ)$ et $\mathbf{T}_{opt} : (-27^\circ, -21^\circ)$, où les états de polarisations sont représentés par leurs angles d’azimut et d’ellipticité (α, ϵ) . L’image polarimétrique avec le contraste optimal est alors obtenue en implémentant ces états de polarisation sur le PSG et le PSA de notre imageur actif (Figure 3.9.b).

Le contraste local obtenu dans l’image optimisée $C_{opt} = 0.52$, est supérieur à celui mesuré sur l’image d’intensité classique $C = 0.08$ (Figure 3.9.a). Cette amélioration peut également être vue dans la Figure 3.9, où les histogrammes des régions cibles et fond sont plus séparés dans

l'image optimisée que dans l'image d'intensité classique.

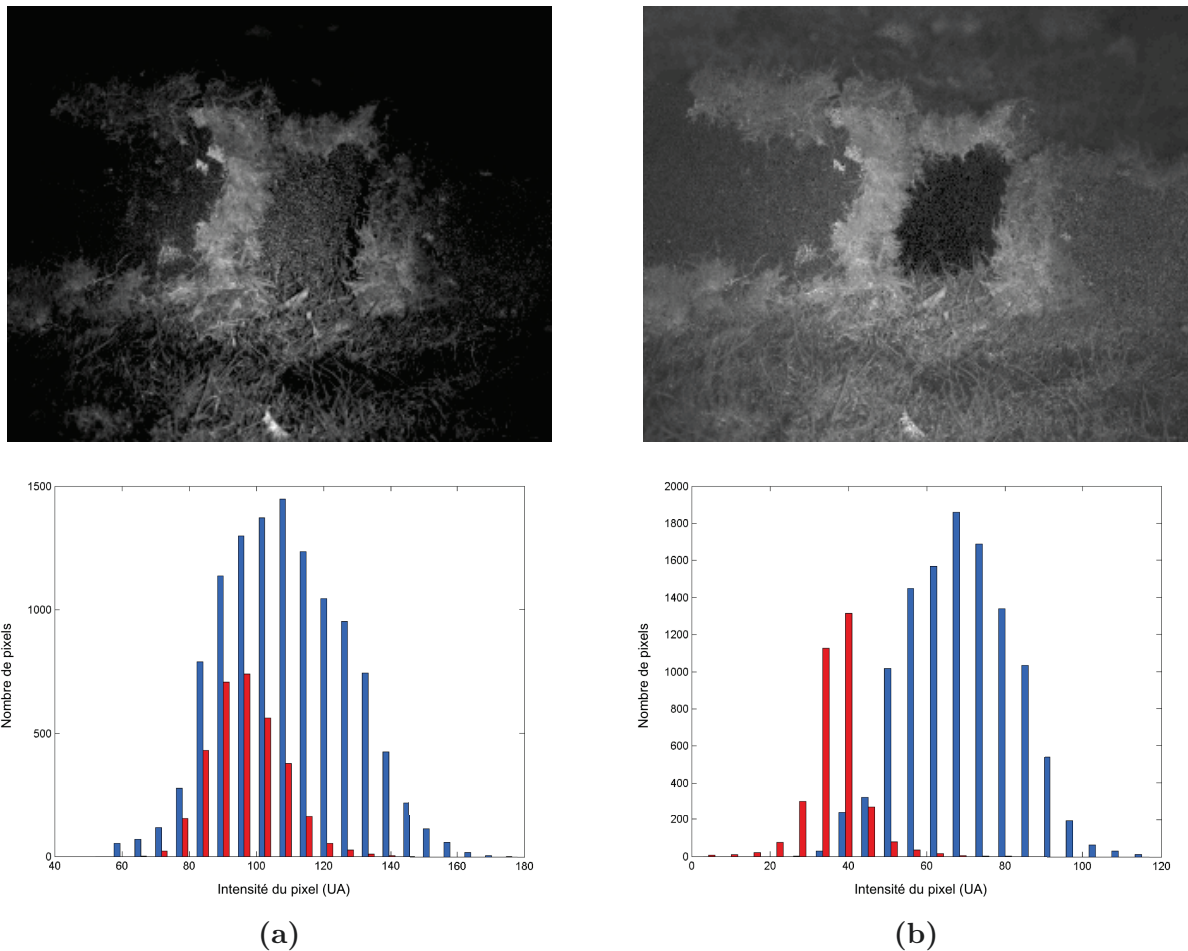


FIGURE 3.9 – (a) Image d'intensité classique de la scène, éclairée par le laser infrarouge. (b) Image polarimétrique optimisée de la scène. Les distributions des valeurs des pixels de la cible (en rouge) et ceux du fond (en bleu) sont représentés sous les images.

3.3 Application au décamouflage

Nous allons maintenant tester cette technique sur deux scénarios de décamouflage pour vérifier ses capacités à augmenter le contraste dans d'autres conditions expérimentales. Le premier scénario est constitué de trois plaques de métal recouvertes de peinture ou de ruban adhésif dissimulées sous un filet de camouflage. Le second scénario est quant à lui composé de deux plaques de métal, dont une peinte et l'autre nue, partiellement recouvertes de boue sur un fond de boue. Dans chaque scénario les états optimaux du PSG et du PSA sont estimés et appliqués sur l'imageur pour augmenter le contraste.

3.3.1 Plaques de métal sous un filet de camouflage

Nous nous intéressons dans un premier temps à des plaques de métal dissimulées sous un filet de camouflage, représentant une scène de décamouflage dans un décor désertique. La scène de

la Figure 3.10.a est composée de trois plaques de métal dissimulées sous un filet de camouflage couleur sable observé à une distance de 10 m. La cible 1 est une plaque non peinte recouverte de ruban adhésif marron. Les cibles 2 et 3 sont peintes en vert clair. Dans cette image d'intensité classique, les trois cibles sont très difficilement discernables.

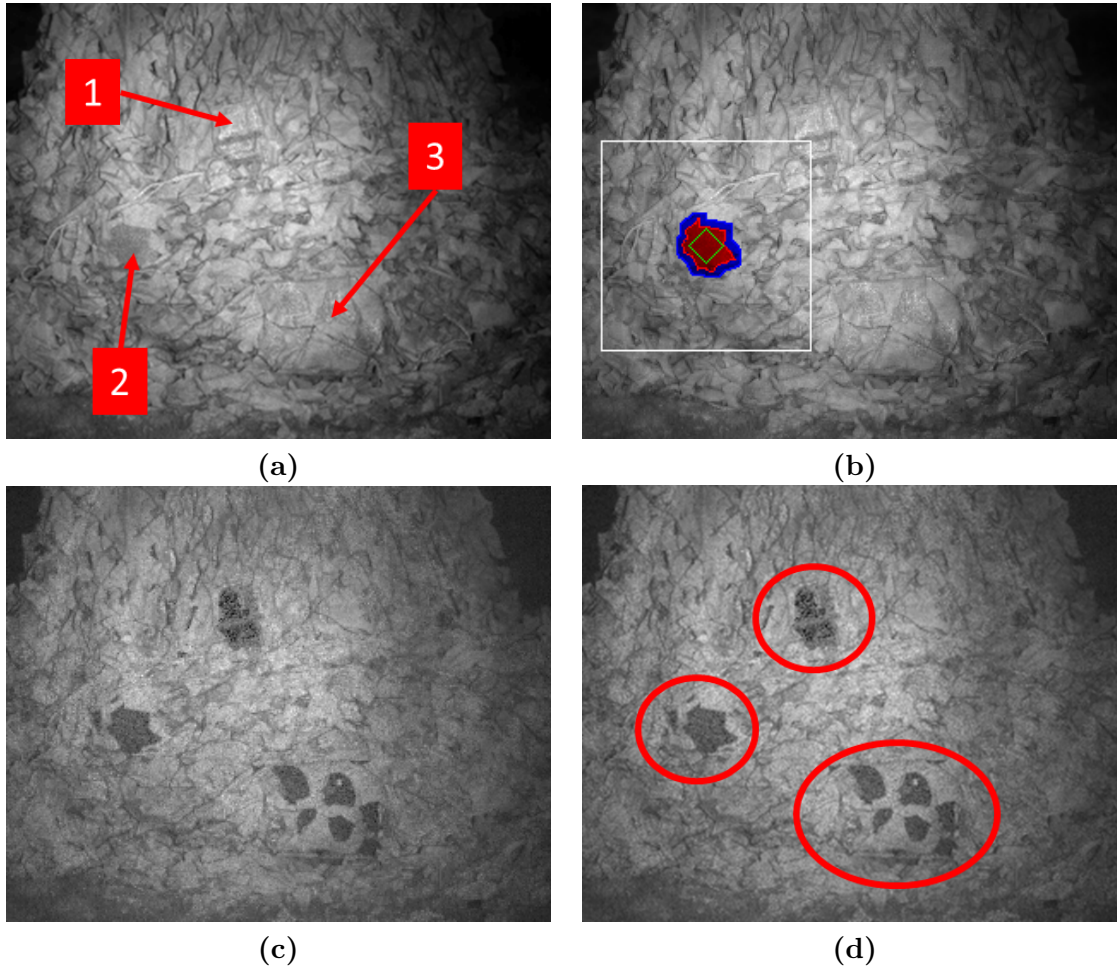


FIGURE 3.10 – (a) Image d'intensité classique de la scène, éclairée par le laser infrarouge ($\mathcal{C}_2 = 0.08$ et $\mathcal{G}_2 = 0.07$). (b) Résultat de la segmentation obtenu sur l'image vectorielle \mathbf{V}_1 . La région d'initialisation (carré vert), la ROI (carré blanc) ainsi que les régions cibles (en rouge) et de fond proche (en bleu) sont représentées. (c) Image polarimétrique optimisée de la scène pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.40$ et $\mathcal{G}_2 = 0.18$). (d) Même image que (c) montrant les régions dont le contraste est augmenté.

Dans cet exemple, on souhaite augmenter le contraste sur la cible 2. La Figure 3.10.b montre le résultat de la segmentation initialisée par un opérateur. La région cible, totalement segmentée, est affichée en rouge. Dans la technique STA présentée précédemment, les matrices de Mueller de la région cible et de la région fond, définie comme la région de la ROI différente de la région cible, sont estimées afin d'optimiser le contraste entre ces deux régions. Cependant, comme les fonds réels que nous observons sont très hétérogènes en intensité, cette région fond a été réduite à la partie de la région fond la plus proche de la cible afin d'optimiser le contraste de la cible par rapport à son fond proche. Cette région de fond proche est définie comme la région entourant la cible dont la surface est égale à la surface de la cible. Cette région qui sera utilisée pour estimer

la matrice de Mueller moyenne du fond est affichée en bleu.

La connaissance des propriétés polarimétriques par leur acquisition, à savoir la matrice de Mueller de la scène, et de la localisation des deux régions cible et fond permet de calculer les états de polarisation, $\mathbf{S}_{opt}^1(-53^\circ, -19^\circ)$ pour le PSG et $\mathbf{T}_{opt}^1(-36^\circ, -7^\circ)$ pour le PSA, optimisant le contraste de cette scène. Ces états de polarisation sont alors implémentés dans l'imageur pour acquérir l'image STA de la scène (Figure 3.10.c). On remarque que le contraste est augmenté significativement pour la cible 2 : il passe de $\mathcal{C}_2 = 0.08$ ($\mathcal{G}_2 = 0.07$) dans l'image d'intensité classique à $\mathcal{C}_2 = 0.40$ ($\mathcal{G}_2 = 0.18$) dans l'image polarimétrique optimisée.

De plus, d'autres éléments de la scène, les cibles 1 et 3, ayant des propriétés polarimétriques proches de la cible 2, apparaissent avec un meilleur contraste sur l'image optimisée (cercles rouges sur la Figure 3.10.d). En conséquence, pour des objets partiellement recouverts dont les parties ne sont pas connexes dans l'image, optimiser une des parties peut également augmenter le contraste des autres éléments de cet objet. Il est alors possible d'observer la forme totale de l'objet.

3.3.2 Plaques de métal partiellement recouvertes de boue

Intéressons nous maintenant au second scénario représentant un scénario de détection de mines antipersonnel. Deux plaques de métal sont partiellement recouvertes de boue et apparaissent sur un fond de boue de sorte qu'elles sont difficilement discernables en image d'intensité classique (Figure 3.11.a). La cible 1, peinte en gris clair, est illuminée comme le fond en incidence normale alors que la cible 2, non peinte, est tournée d'un angle de 30° par rapport à l'imageur. Les cibles et le fond sont situés à 10 m de l'imageur.

Les matrices de Mueller \hat{M}_t de la cible 1 (Figure 3.11.b) et de son fond proche \hat{M}_b sont estimées après l'étape de segmentation et présentées dans le Tableau 3.1 ainsi que leur différence $\hat{\Delta}_M$. Elles nous permettent de déterminer les états de polarisation du PSG, $\mathbf{S}_{opt}^1(-54^\circ, -14^\circ)$, et du PSA, $\mathbf{T}_{opt}^1(-32^\circ, -1^\circ)$, qui optimisent le contraste (voir Équation 3.18) entre la région de la cible 1 et son fond proche.

Le contraste est augmenté de $\mathcal{C}_1 = 0.01$ ($\mathcal{G}_1 = 0.01$) dans l'image d'intensité classique à $\mathcal{C}_1 = 0.32$ ($\mathcal{G}_1 = 0.17$) dans l'image polarimétrique optimisée (Figure 3.12.a). La Figure 3.12.a montre le résultat de l'optimisation polarimétrique où la plaque de métal (cible 1) est maintenant facilement détectable : la partie de la plaque qui n'est pas couverte de boue apparait sombre.

On observe en particulier que cette plaque partiellement recouverte présente deux parties non connexes à l'imageur : la partie segmentée de la cible 1 (voir Figure 3.11.b) et la région sombre à gauche de la première. Comme ces deux parties ont des propriétés polarimétriques proches et que le fond est constitué de boue autour des deux parties, l'optimisation du contraste d'une partie permet également d'optimiser le contraste de l'autre partie.

On teste alors l'optimisation du contraste de la cible 2 : les matrices de Mueller estimées de la cible 2 (Figure 3.11.c) et de son fond proche sont présentées dans le Tableau 3.2. L'optimisation conduit à la détermination des états de polarisation optimaux du PSG et du PSA, $\mathbf{S}_{opt}^2(-47^\circ, -15^\circ)$ et $\mathbf{T}_{opt}^2(52^\circ, 7^\circ)$, permettant d'obtenir l'image polarimétrique optimisée de la Figure 3.12.b.

En particulier, on voit que le contraste local de la cible 2 augmente de $\mathcal{C}_2 = 0.09$ dans l'image d'intensité classique à $\mathcal{C}_2 = 0.15$ dans l'image 3.12.b. Cependant, la cible 2 reste peu visible comme le confirme la valeur du contraste global, qui on le rappelle est normalisée par la dynamique totale de l'image (Équation 3.3), qui passe de $\mathcal{G}_2 = 0.04$ à $\mathcal{G}_2 = 0.05$ dans l'image 3.12.b.

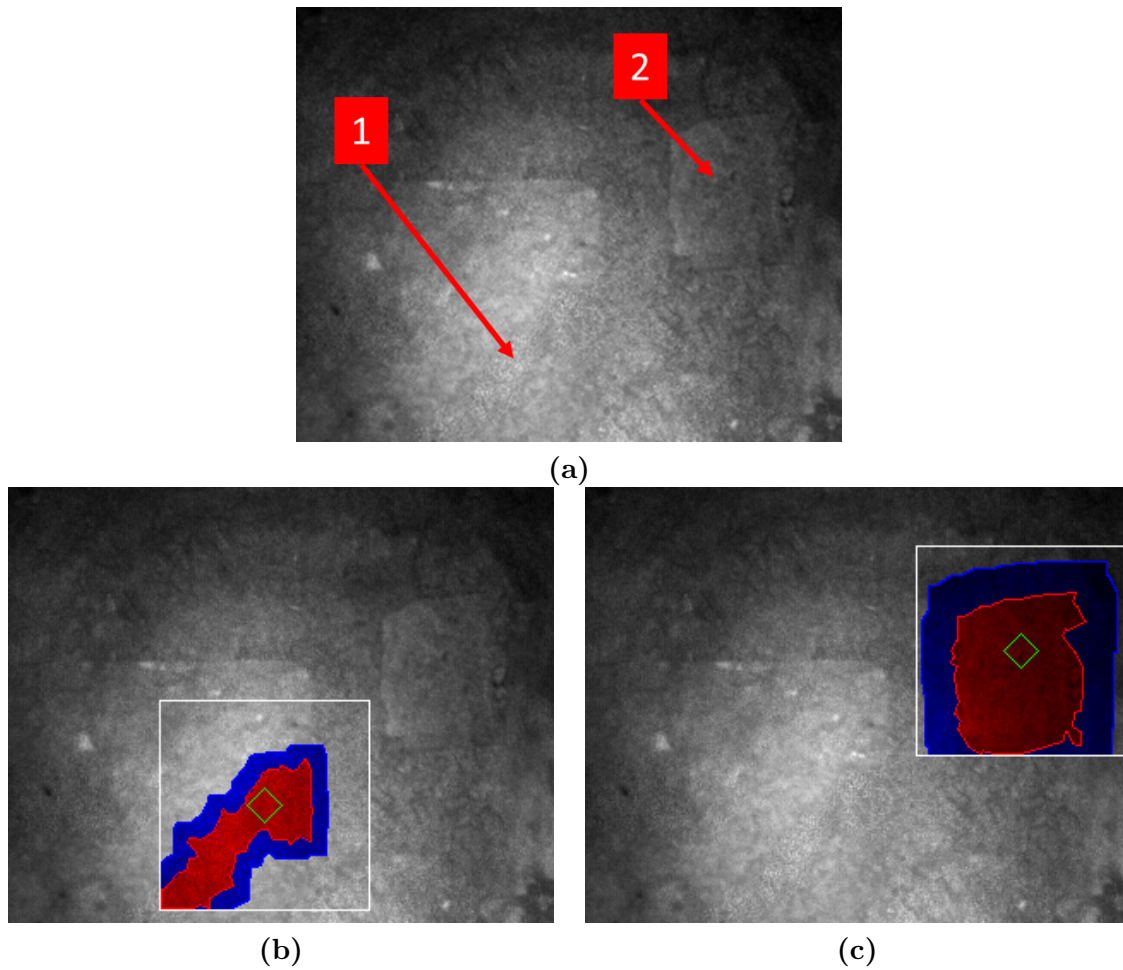


FIGURE 3.11 – (a) Image d’intensité classique de la scène, éclairée par le laser infrarouge. Le contraste local de la cible 1 est $\mathcal{C}_1 = 0.01$ ($\mathcal{G}_1 = 0.01$) et $\mathcal{C}_2 = 0.09$ ($\mathcal{G}_2 = 0.04$) pour la cible 2. (b) Résultat de la segmentation obtenu sur l’image vectorielle \mathbf{V}_I . La région d’initialisation (carré vert), la ROI (carré blanc) ainsi que les régions cible (en rouge) et de fond proche (en bleu) sont représentées pour la cible 1. (c) Même image que (b) pour la cible 2.

Ce résultat peut être compris en analysant les matrices de Mueller de cette scène présentées dans le Tableau 3.2. L’intensité moyenne de cette région, représentée par le coefficient en facteur devant les matrices de Mueller normalisées, est deux fois moins élevée que celui de la cible 1 (voir Tableau 3.1). En conséquence, la cible 2 apparaît très sombre car la majorité de la dynamique de la scène est occupée par des régions beaucoup plus claires. Dans ce cas, les variations d’intensité sur la scène masquent le contraste polarimétrique. Une solution à ce problème est présentée au chapitre suivant.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini le contexte applicatif du décamouflage dans lequel s’inscrit ces travaux avec, en particulier, la mise en évidence des types de cibles et de décors que nous utilisons lors des expériences d’imagerie. L’objectif est alors d’augmenter grâce à la polarisation le contraste d’une cible par rapport à son fond proche dans ces scénarios.

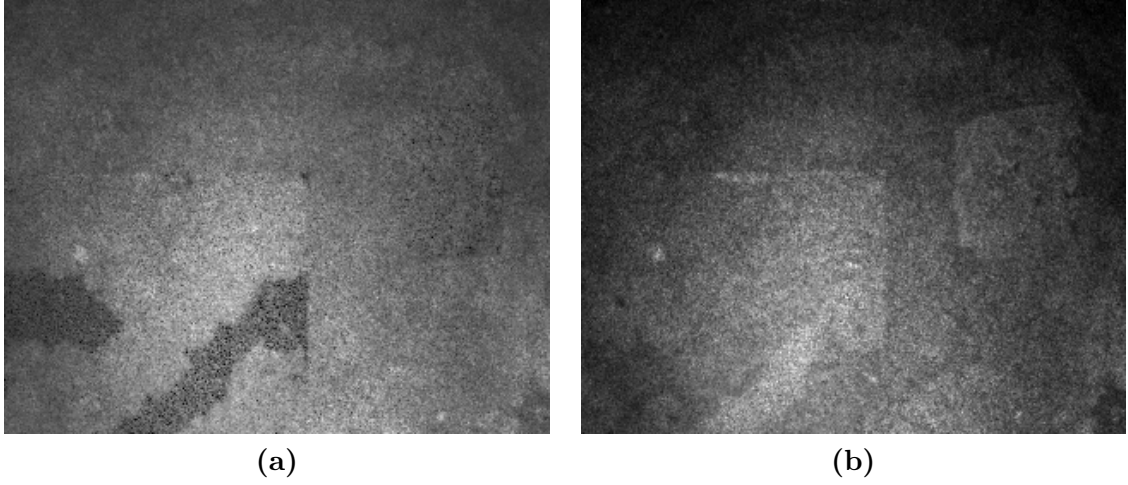


FIGURE 3.12 – (a) Image polarimétrique optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.32$ et $\mathcal{G}_1 = 0.17$). (b) Même image que (a) optimisée pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.15$ et $\mathcal{G}_2 = 0.05$).

Cible 1	
\hat{M}_t	$1.95 \times 10^4 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.02 & -0.01 & -0.01 \\ -0.06 & 0.40 & 0.06 & 0.03 \\ -0.00 & 0.05 & -0.45 & -0.26 \\ -0.01 & -0.01 & 0.13 & -0.24 \end{pmatrix}$
\hat{M}_b	$1.99 \times 10^4 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.02 & -0.00 & -0.00 \\ -0.02 & 0.16 & 0.03 & 0.01 \\ -0.00 & 0.02 & -0.18 & -0.10 \\ -0.00 & -0.00 & 0.04 & -0.08 \end{pmatrix}$
$\hat{\Delta}_M = \hat{M}_t - \hat{M}_b$	$-0.42 \times 10^3 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.02 & 0.49 & 0.49 \\ 1.93 & -11.54 & -1.43 & -0.97 \\ 0.00 & -1.44 & 12.98 & 7.70 \\ 0.49 & 0.49 & -4.35 & 7.72 \end{pmatrix}$

Tableau 3.1 – Matrices de Mueller de la cible 1 de la Figure 3.11.b, de son fond proche, et de la différence $\hat{\Delta}_M$ des deux précédentes matrices.

Cible 2	
\hat{M}_t	$9.84 \times 10^3 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.01 & 0.00 & -0.00 \\ -0.03 & 0.23 & 0.03 & 0.01 \\ -0.00 & 0.03 & -0.25 & -0.09 \\ -0.00 & -0.00 & 0.05 & -0.15 \end{pmatrix}$
\hat{M}_b	$9.58 \times 10^3 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.01 & 0.00 & 0.00 \\ -0.02 & 0.14 & 0.02 & 0.01 \\ -0.00 & 0.02 & -0.15 & -0.06 \\ -0.00 & -0.00 & 0.04 & -0.07 \end{pmatrix}$
$\hat{\Delta}_M = \hat{M}_t - \hat{M}_b$	$0.26 \times 10^3 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.01 & -0.00 & -0.00 \\ -0.40 & 3.55 & 0.40 & 0.01 \\ -0.00 & 0.40 & -3.93 & -1.20 \\ 0.00 & -0.0 & 0.42 & -3.10 \end{pmatrix}$

Tableau 3.2 – Matrices de Mueller de la cible 2 de la Figure 3.11.c, de son fond proche, et de la différence $\hat{\Delta}_M$ des deux précédentes matrices.

Pour cela, nous avons dans un premier temps défini le contraste que nous optimisons. Comme celui ci est calculé dans une partie de l'image, la région d'intérêt (ROI), il correspond à un

contraste local, qui ne sera pas toujours adapté pour caractériser des images dont la répartition de l'intensité n'est pas homogène. Nous avons donc également défini un contraste global prenant en compte la dynamique totale de l'image.

Puis, la stratégie semi-supervisée d'imagerie polarimétrique en trois étapes développée au cours de cette étude afin d'optimiser le contraste entre une cible et son fond proche a été décrite et illustrée sur une scène simple. Cette stratégie, nécessitant une agilité totale en polarisation des PSG et PSA, produit un image polarimétrique optimisée que nous avons appelé *image scalaire totalement adaptative* et noté *image STA*.

Enfin, deux scénarios réalistes aux propriétés différentes ont permis de tester cette stratégie. Une augmentation du contraste, en particulier du contraste local, est observée dans tout les scénarios. L'image STA permet alors de révéler des contrastes invisibles en image d'intensité classique. Cependant, dans des conditions de répartition spatiale de l'intensité non uniforme, conditions fréquemment rencontrées pour les applications visées, le contraste en intensité classique peut masquer le contraste polarimétrique. En conséquence, le contraste global de la cible reste faible et celle ci reste difficilement détectable.

Nous verrons dans la suite d'autres stratégies d'imagerie polarimétrique permettant de s'affranchir du contraste d'intensité gênant l'optimisation du contraste polarimétrique.

Chapitre 4

Amélioration de la technique d'imagerie polarimétrique

Après avoir testé la technique d'optimisation du contraste en trois étapes présentée au chapitre 3 en utilisant l'imageur polarimétrique actif et adaptatif présenté au chapitre 2, nous avons pu observer une augmentation significative du contraste dans certains scénarios. Cependant, nous avons également mis en évidence une limite de la technique face à des scènes présentant de fortes variations spatiales de l'intensité. Ces variations sont dues aux variations spatiales de l'illumination laser ainsi qu'aux réflectivités en intensité des différents matériaux rencontrés. Étant donné que ces conditions expérimentales sont très fréquentes dans des conditions d'utilisation réelle, nous avons modifié cette technique pour s'affranchir de ce type de perturbation. Cette modification nous a alors conduit à la découverte de propriétés polarimétriques qui ont également fait évoluer la technique d'imagerie polarimétrique [47].

Nous présentons donc dans ce chapitre la modification de la technique d'imagerie polarimétrique du chapitre précédent, l'imagerie scalaire totalement adaptative (STA), pour gérer le problème de la variation d'intensité dans la scène. Nous poursuivrons par la présentation de deux autres techniques d'imagerie polarimétrique développées successivement pour répondre aux problématiques rencontrées lors des expérimentations. Enfin, nous décrirons les limites de ces techniques d'imagerie.

4.1 Imagerie scalaire normalisée totalement adaptative

Dans les scènes réelles, les fonds sont souvent complexes car ils contiennent des zones avec des contrastes de réflectivité très différents même si les propriétés polarimétriques sont similaires. Le principe de l'optimisation du contraste en imagerie scalaire repose sur le renforcement du contraste d'intensité par le contraste polarimétrique.

En effet, en écrivant la matrice de Mueller $M(i, j)$ d'un pixel de coordonnées (i, j) de la manière suivante :

$$M(i, j) = M_{00}(i, j) \begin{pmatrix} 1 & \mathbf{D}^T(i, j) \\ \mathbf{P}(i, j) & m(i, j) \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

avec $M_{00}(i, j)$ la réflectivité de la scène de la lumière dépolarisée pour le pixel de coordonnées (i, j) , $\mathbf{D}^T(i, j)$ le vecteur de diatténuation de la scène, $\mathbf{P}(i, j)$ le vecteur de polarisation de la scène et $m(i, j)$ une matrice carrée de dimension 3 contenant les termes de dépolarisation et de

retardance, l'intensité $I(i, j)$ d'un pixel de coordonnées (i, j) décrite par l'équation 3.5 (page 44) s'écrit alors de la manière suivante :

$$I(i, j) = \frac{I_{las}(i, j)}{2} M_{00}(i, j) [1 + \mathbf{D}^T(i, j)\mathbf{s} + \mathbf{t}^T \mathbf{P}(i, j) + \mathbf{t}^T m(i, j)\mathbf{s}] \quad (4.2)$$

avec \mathbf{s} et \mathbf{t} les vecteurs de Stokes réduits des vecteurs \mathbf{S} et \mathbf{T} .

On peut la diviser en la somme de deux termes. Une partie $I_{pol}(i, j)$ (Équation 4.3) dépend de I_{las} et de $M_{00}(i, j)$ mais également des propriétés polarimétriques, $\mathbf{D}^T(i, j)$, $\mathbf{P}(i, j)$ et $m(i, j)$, de la scène et de la configuration polarimétrique de l'imageur \mathbf{S} et \mathbf{T} :

$$I_{pol}(i, j) = \frac{I_{las}(i, j)}{2} M_{00}(i, j) (\mathbf{D}^T(i, j)\mathbf{s} + \mathbf{t}^T \mathbf{P}(i, j) + \mathbf{t}^T m(i, j)\mathbf{s}) \quad (4.3)$$

L'autre partie $I_{polInd}(i, j)$ (Équation 4.4) de cette intensité est indépendante des propriétés polarimétriques, elle dépend simplement de I_{las} et de $M_{00}(i, j)$:

$$I_{polInd}(i, j) = \frac{I_{las}(i, j)}{2} M_{00}(i, j) \quad (4.4)$$

Le contraste \mathcal{C} (Équation 3.1 page 42) entre deux pixels (i_1, j_1) et (i_2, j_2) :

$$\mathcal{C} = \frac{|I(i_1, j_1) - I(i_2, j_2)|}{I(i_1, j_1) + I(i_2, j_2)} \quad (4.5)$$

$$= \frac{|\Delta I_{int} + \Delta I_{pol}|}{I(i_1, j_1) + I(i_2, j_2)} \quad (4.6)$$

où le contraste de réflectivité en intensité ΔI_{int} et le contraste en polarisation ΔI_{pol} sont définis de la manière suivante :

$$\Delta I_{int} = I_{int}(i_1, j_1) - I_{int}(i_2, j_2) \quad (4.7)$$

$$\Delta I_{pol} = I_{pol}(i_1, j_1) - I_{pol}(i_2, j_2) \quad (4.8)$$

En conséquence, si ΔI_{int} est beaucoup plus important que ΔI_{pol} ou que la dynamique $\Delta_{1,2}$:

$$\Delta_{1,2} = \frac{I_{las}(i_1, j_1)}{2} M_{00}(i_1, j_1) - \frac{I_{las}(i_2, j_2)}{2} M_{00}(i_2, j_2) \quad (4.9)$$

des pixels (i_1, j_1) et (i_2, j_2) est beaucoup plus faible que dans le reste de l'image (voir explication de l'effet dans la section 3.2.1 du chapitre 3), comme dans le dernier cas du précédent chapitre (Figure 3.12 page 55) à cause par exemple des différences de répartition de l'intensité laser dans la scène, l'information d'intensité va masquer l'information polarimétrique. En effet, dans certains cas, le contraste en intensité classique masque le contraste polarimétrique. Il est donc préférable de retirer cette information d'intensité classique. Un moyen simple d'y parvenir est de normaliser les images polarimétriques :

$$\bar{I}(i, j) = \frac{I(i, j)}{I_{int}(i, j)} = (1 + \mathbf{D}^T(i, j)\mathbf{s} + \mathbf{t}^T \mathbf{P}(i, j) + \mathbf{t}^T m(i, j)\mathbf{s}) \quad (4.10)$$

et en conséquence :

$$\Delta I_{int} = \bar{I}_{int}(i_1, j_1) - \bar{I}_{int}(i_2, j_2) = 0 \quad (4.11)$$

Le contraste est alors indépendant de ΔI_{int} .

Le principe de cette technique d'imagerie produisant une image polarimétrique optimisée que nous appellerons *image scalaire normalisée totalement adaptative* et noterons *image SNTA* est exactement le même que la technique d'imagerie STA présentée au chapitre précédent, avec comme seule différence que les données utilisées pour calculer les états de polarisation optimaux \mathbf{S}_{opt} et \mathbf{T}_{opt} sont les matrices de Mueller normalisées \bar{M} définies à partir d'une matrice de Mueller M de la manière suivante :

$$\bar{M}_{kl} = \frac{M_{kl}}{M_{00}} \quad \forall [k, l] \in [0, 3] \times [0, 3] \quad (4.12)$$

Dans la pratique, nous utilisons la matrice de Mueller estimée de la scène \hat{M} dont le coefficient \hat{M}_{00} est le produit de l'intensité laser et du coefficient M_{00} de la matrice réelle :

$$\hat{M}_{00} = \frac{I_{las}(i, j)}{2} M_{00} \quad (4.13)$$

L'opération de l'équation 4.12 permet donc de s'affranchir des variations spatiales de l'intensité.

L'image de Mueller normalisée est maintenant indépendante de la multiplication par n'importe quelle fonction variant spatialement. En effet, si l'image de Mueller devient $M(i, j) \times A(i, j)$, où $A(i, j)$ est une fonction scalaire variant spatialement, l'image de Mueller normalisée $\bar{M}(i, j)$ n'est pas modifiée. Cependant, l'information d'intensité classique présente dans le coefficient $M_{00}(i, j)$ est perdue. L'image de Mueller normalisée \bar{I} s'écrit :

$$\bar{I} = \mathbf{T}^T \bar{M} \mathbf{S} \quad \text{avec} \quad \bar{M}_{00} = 1 \quad (4.14)$$

Les états optimaux du PSG et du PSA sont trouvés en optimisant le contraste entre la cible t et son fond proche b dans l'image de Mueller normalisée :

$$\mathcal{C}(\mathbf{S}, \mathbf{T}) = \frac{|\langle I_t \rangle - \langle I_b \rangle|}{\langle I_t \rangle + \langle I_b \rangle} = \frac{|\mathbf{T}^T \bar{\Delta}_M \mathbf{S}|}{\mathbf{T}^T \bar{\Sigma}_M \mathbf{S}} \quad \text{avec} \quad \begin{aligned} \bar{\Delta}_M &= \bar{M}_t - \bar{M}_b \\ \bar{\Sigma}_M &= \bar{M}_t + \bar{M}_b \end{aligned} \quad (4.15)$$

Les images SNTA sont alors obtenues par le calcul en utilisant l'équation 3.5 (page 44) avec un facteur d'amplitude arbitraire. Cette technique d'imagerie requiert toujours une estimation de la matrice de Mueller de la scène par l'imageur et par conséquent, l'utilisation d'un imageur suffisamment agile en polarisation pour générer au moins quatre états fixes en émission et en analyse.

Observons la dernière scène du chapitre précédent (Figure 4.1.a) ainsi que les résultats d'optimisation sur les cibles 1 (Figure 4.1.b) et 2 (Figure 4.1.c) par la technique d'imagerie STA. La technique optimise bien le contraste dans les deux cas. Cependant, si l'optimisation conduit à un résultat visuel satisfaisant pour la cible 1, bien éclairée, la cible 2, moins éclairée en bord d'image, reste peu visible. L'information d'intensité classique masque dans ce cas l'information polarimétrique.

En appliquant la technique d'imagerie SNTA normalisant les images par l'intensité classique de la scène, les états optimisant le contraste sont maintenant \mathbf{S}_{opt}^1 ($-57^\circ, -14^\circ$) et \mathbf{T}_{opt}^1 ($-30^\circ, -1^\circ$), soient des états très similaires à ceux obtenus pour l'imagerie STA, avec un contraste polarimétrique de $\mathcal{C}_1 = 0.31$ ($\mathcal{G}_1 = 0.18$) pour la cible 1 et \mathbf{S}_{opt}^2 ($59^\circ, 11^\circ$) et \mathbf{T}_{opt}^2 ($33^\circ, 5^\circ$) avec un contraste de $\mathcal{C}_2 = 0.10$ ($\mathcal{G}_2 = 0.08$) pour la cible 2.

On peut remarquer que la valeur du contraste local de la cible 1 obtenue avec l'imagerie STA est similaire à celle obtenue avec l'imagerie SNTA. Dans le cas de la cible 2, un contraste local plus faible est obtenu avec l'imagerie SNTA alors que la cible 2 est plus visible avec ce mode d'imagerie. Nous expliquons cette différence par l'homogénéisation du fond et par la dynamique totale de l'image qui est supérieure à celle de la ROI autour de la cible 2 dans l'image STA. En effet, la majorité de la dynamique est située dans le centre de l'image proche de la cible 1. Le contraste local de la cible 2 est donc le résultat de la comparaison de deux zones sombres de la scène, ce qui n'est pas représentatif du contraste visuel reposant sur la dynamique totale de l'image. En conséquence, le contraste global \mathcal{G} , qui dépend de la dynamique totale de l'image, augmente grâce à la normalisation dans l'image SNTA.

En présence de scènes ayant de fortes variations spatiales de l'intensité, dont les origines sont les différences de réflectivité et la répartition non uniforme de l'illumination, il est donc très avantageux de normaliser les images polarimétriques. D'autres exemples seront donnés dans le chapitre 5.

4.2 Réduction du nombre de degrés de liberté : imagerie polarimétrique scalaire diagonale normalisée

Après avoir amélioré la technique d'optimisation du contraste pour s'affranchir des variations d'intensité dans la scène, l'objectif était d'accélérer la technique d'imagerie pour restituer des images à la cadence vidéo. Cette cadence est nécessaire pour des applications de décamouflage, surtout pour des scènes variant rapidement comme dans le cas d'un imageur ou d'une cible mobile.

Les deux imageries présentées précédemment (STA et SNTA) nécessitent l'estimation de l'ensemble des propriétés de la scène, à savoir la matrice de Mueller de la scène, pour réaliser l'optimisation de contraste. Nous avons vu que cette estimation nécessite l'acquisition de l'image de Mueller de la scène, soit 16 images polarimétriques. Nous verrons dans la suite de ce chapitre (section 4.4.3) que le temps de réponse des LCVR est très important pour de l'imagerie temps réel. En conséquence, l'estimation des propriétés polarimétriques doit prendre en compte le minimum d'images possible. Dans cet objectif, nous avons cherché s'il était possible de réaliser une optimisation en réduisant le nombre d'images nécessaires, c'est à dire, en réduisant le nombre de degrés de liberté polarimétrique de l'imageur.

4.2.1 Hypothèse des matrices de Mueller diagonales

On peut remarquer dans les tableaux 3.1 et 3.2 (page 55) que les matrices des cibles et des fonds, \hat{M}_t et \hat{M}_b , sont principalement diagonales. En effet, après avoir mesuré un nombre conséquent de matrices de Mueller de scènes extérieures réelles, nous avons remarqué que leurs coefficients diagonaux sont beaucoup plus élevés que les autres coefficients des matrices. Cela signifie que les objets observés sont principalement dépolarisants et que le contraste polarimétrique est principalement dû à une différence de propriétés dépolarisantes des objets. En conséquence, le système d'imagerie polarimétrique peut être simplifié en réduisant le nombre de degrés de liberté tout en conservant de bonnes performances en optimisation de contraste.

Pour cela, nous approximations la matrice de Mueller normalisée par sa forme diagonale :

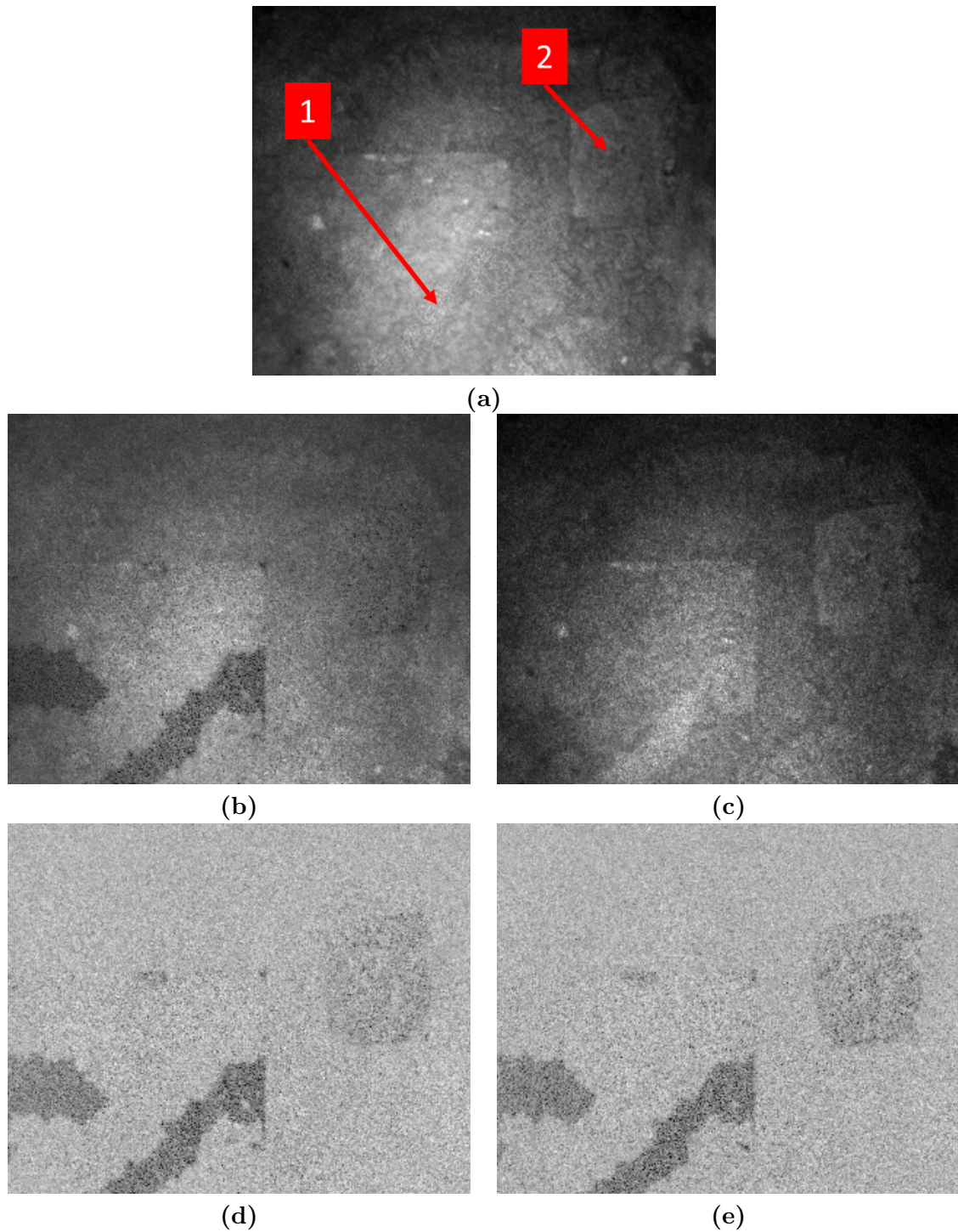


FIGURE 4.1 – (a) Image d'intensité classique de la scène, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm . Le contraste local de la cible 1 est $\mathcal{C}_1 = 0.01$ ($\mathcal{G}_1 = 0.01$) et $\mathcal{C}_2 = 0.09$ ($\mathcal{G}_2 = 0.04$) pour la cible 2. (b) Image STA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.32$ et $\mathcal{G}_1 = 0.17$). (c) Même image que (b) optimisée pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.15$ et $\mathcal{G}_2 = 0.05$). (d) Image SNTA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.31$ et $\mathcal{G}_1 = 0.18$). (e) Même image que (d) optimisée pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.10$ et $\mathcal{G}_2 = 0.08$).

Définition	Notation	\mathbf{s}
Linéaire, horizontal	\mathbf{S}_H	$(1, 0, 0)^T$
Linéaire, vertical	\mathbf{S}_V	$(-1, 0, 0)^T$
Linéaire, 45°	\mathbf{S}_{45}	$(0, 1, 0)^T$
Linéaire, -45°	\mathbf{S}_{-45}	$(0, -1, 0)^T$
Circulaire, gauche	\mathbf{S}_L	$(0, 0, 1)^T$
Circulaire, droite	\mathbf{S}_R	$(0, 0, -1)^T$

Tableau 4.1 – Liste des états de polarisation en émission ou analyse qui peuvent conduire à la valeur maximale du contraste défini dans l'Equation 3.18 lorsque les matrices de Mueller sont diagonales.

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \bar{M}_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{M}_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \bar{M}_{33} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

en attribuant aux coefficients non diagonaux une valeur nulle.

La différence des matrices \bar{D} est également diagonale ce qui rend l'optimisation du contraste plus simple. En effet, définissons \mathbf{S}_H comme le vecteur de Stokes représentant l'état de polarisation linéaire horizontal, \mathbf{S}_V celui représentant l'état linéaire vertical, \mathbf{S}_{45} et \mathbf{S}_{-45} ceux orientés à $\pm 45^\circ$, \mathbf{S}_L et \mathbf{S}_R les circulaires gauche et droite (voir Tableau 4.1). Lorsque les matrices de Mueller de la cible et du fond sont diagonales, nous avons constaté que les seules combinaisons d'états de polarisation conduisant au contraste maximal défini dans l'Equation 4.15 sont les suivantes :

- $\{\mathbf{S}_{opt} = \mathbf{S}_H, \mathbf{T}_{opt} = \mathbf{S}_H\}$ ou $\{\mathbf{S}_{opt} = \mathbf{S}_H, \mathbf{T}_{opt} = \mathbf{S}_V\}$.
- $\{\mathbf{S}_{opt} = \mathbf{S}_{45}, \mathbf{T}_{opt} = \mathbf{S}_{45}\}$ ou $\{\mathbf{S}_{opt} = \mathbf{S}_{45}, \mathbf{T}_{opt} = \mathbf{S}_{-45}\}$.
- $\{\mathbf{S}_{opt} = \mathbf{S}_L, \mathbf{T}_{opt} = \mathbf{S}_L\}$ ou $\{\mathbf{S}_{opt} = \mathbf{S}_L, \mathbf{T}_{opt} = \mathbf{S}_R\}$.

Nous montrons dans l'Annexe B que les combinaisons d'états de polarisation définis précédemment correspondent à des extrema locaux du contraste défini dans l'Equation 4.15. Dans ce cas, l'optimisation se réduit donc à déterminer lequel de ces couples d'état de polarisation conduit au meilleur contraste.

4.2.2 Optimisation du contraste avec l'hypothèse sur les matrices de Mueller diagonales

Dans la suite, l'image optimisée avec l'hypothèse que les matrices de Mueller sont diagonales sera appelée *l'image scalaire normalisée diagonale* et notée *image SND*. L'avantage de cette imagerie comparée à l'imagerie SNTA est que seuls six couples de polarisation, soit six images polarimétriques, sont à considérer. L'acquisition de la matrice de Mueller complète de la scène n'est donc plus nécessaire car il suffit de choisir l'image dont le contraste est le plus important entre la cible et son fond proche parmi six images polarimétriques.

En toute rigueur, quatre mesures suffisent pour caractériser la réponse polarimétrique. On peut prendre par exemple les couples $\{\mathbf{S}_H, \mathbf{S}_H\}$ et $\{\mathbf{S}_H, \mathbf{S}_V\}$ pour déterminer les coefficients

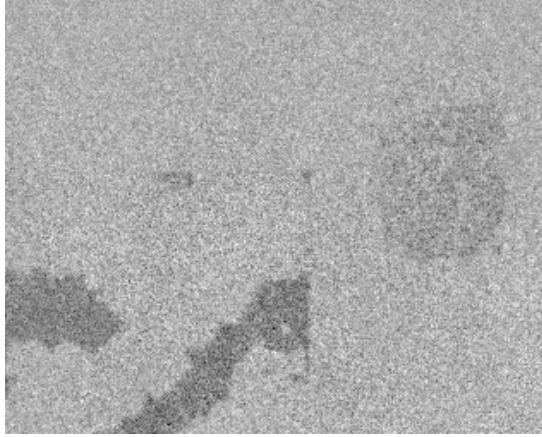


FIGURE 4.2 – Image SND optimisée pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.23$ et $\mathcal{G}_1 = 0.17$) et pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.08$ et $\mathcal{G}_2 = 0.07$).

M_{00} et M_{11} , puis $\{\mathbf{S}_{45}, \mathbf{S}_{45}\}$ pour déterminer le coefficient M_{22} sachant M_{00} et enfin le couple $\{\mathbf{S}_L, \mathbf{S}_L\}$ pour déterminer le coefficient M_{33} sachant également M_{00} . Le fait de considérer six couples de polarisation permet d'une part d'estimer M_{00} avec plus de précision et d'autre part, de faire le lien avec la méthode d'imagerie définie dans la section suivante.

En conséquence, l'imagerie nécessite l'acquisition de seulement six images contre seize pour les imageries STA et SNTA. Nous verrons également dans la section suivante que sous l'hypothèse que les matrices de Mueller sont diagonales, l'image de Mueller normalisée de la scène peut être obtenue avec l'acquisition de ces six images.

Si l'image de Mueller de la scène de la Figure 4.1.a est approximée par sa diagonale, les états de polarisation qui optimisent le contraste de la cible 1 et de la cible 2 sont les mêmes, $\mathbf{S}_{opt} = \mathbf{S}_{-45}$ et $\mathbf{T}_{opt} = \mathbf{S}_{-45}$. En conséquence, l'image SND est la même pour les deux cibles (Figure 4.2).

Les contrastes locaux $\mathcal{C}_1 = 0.23$ pour la cible 1 et $\mathcal{C}_2 = 0.07$ pour la cible 2 dans cette image sont plus faibles que ceux obtenus avec l'imagerie SNTA (Figure 4.1). Cela est dû à la perte d'information de l'acquisition partielle des propriétés polarimétriques. Cependant, les contrastes globaux $\mathcal{G}_1 = 0.17$ et $\mathcal{G}_2 = 0.08$ restent proches dans les deux techniques d'imagerie.

On peut conclure que l'impact de la réduction du nombre de degrés de liberté sur l'optimisation du contraste est faible. Nous verrons au prochain chapitre que c'est un comportement général dans les scènes réelles que nous traitons.

Pour résumer, il est possible d'optimiser le contraste dans l'imagerie SND en choisissant la meilleure image parmi six, ce qui réduit considérablement le temps d'acquisition comparé aux seize images nécessaires en imagerie STA et SNTA. De plus les états de polarisation nécessaires peuvent être fixes. Ce gain de temps se fait au prix d'une perte d'information polarimétrique mais qui n'a qu'un faible impact sur la qualité de l'optimisation de contraste.

4.3 Image multicanal : 3-OSC

Nous avons vu que, pour les applications visées, la normalisation des données polarimétriques par l'intensité classique est importante pour l'optimisation du contraste et que, dans le but de

réduire le temps d'acquisition, seule une partie de l'information polarimétrique permet d'obtenir une bonne optimisation du contraste. L'imagerie SND répond à ces deux aspects.

Pourtant, nous utilisons seulement une image sur les six, nous perdons donc de l'information par rapport à ce qui a été acquis par l'imageur. De plus, afin de choisir la meilleure image parmi six, l'imagerie SND, comme les imageries STA et SNTA, requièrent l'intervention au préalable d'un opérateur pour choisir une région d'intérêt de la scène.

Nous avons donc développé une dernière stratégie d'imagerie utilisant l'ensemble des images acquises (les six de l'imagerie SND) qui affiche une image contenant tous les contrastes polarimétriques et qui ne nécessite pas d'optimisation.

4.3.1 Imagerie OSC

Pour décrire cette dernière technique d'imagerie, nous devons dans un premier temps expliquer l'imagerie de contraste orthogonal (OSC). Définissons dans un premier temps deux images polarimétriques à acquérir :

$$I_1(i, j) = \mathbf{S}^T M(i, j) \mathbf{S} \quad (4.17)$$

$$I_2(i, j) = \mathbf{S}_\perp^T M(i, j) \mathbf{S} \quad (4.18)$$

où \mathbf{S} un vecteur de Stokes unitaire totalement polarisé et \mathbf{S}_\perp le vecteur opposé à \mathbf{S} dans la sphère de Poincaré. A partir de ces deux images, une image normalisée par construction, souvent appelée image de contraste d'états orthogonaux, *orthogonal state contrast* (OSC) [48, 3, 10, 49, 50] est calculée :

$$\rho(i, j) = \frac{I_1(i, j) - I_2(i, j)}{I_1(i, j) + I_2(i, j)} \quad (4.19)$$

On remarque que comme pour l'image SNTA, l'image OSC est indépendante de la multiplication par n'importe quelle fonction variant spatialement et indépendante de la polarisation. De plus, comme l'information d'intensité classique est présente dans les images $I_1(i, j)$ et $I_2(i, j)$, la connaissance de $\rho(i, j)$ et de $I_1(i, j) + I_2(i, j)$ permet d'accéder en même temps à l'information d'intensité classique et à l'information polarimétrique.

Dans les images d'OSC, l'expression du contraste local (voir Equation 3.18 page 49) est :

$$\mathcal{C} = \frac{|\langle \rho_t \rangle - \langle \rho_b \rangle|}{\langle \rho_t \rangle + \langle \rho_b \rangle} \quad (4.20)$$

où $\langle \rho_t \rangle$ et $\langle \rho_b \rangle$ sont les valeurs moyennes de l'OSC dans les régions cible et fond proche. L'expression du contraste global (voir Equation 3.3 page 43) est alors :

$$\mathcal{G} = \frac{|\langle \rho_t \rangle - \langle \rho_b \rangle|}{\Delta} \quad (4.21)$$

où Δ est la dynamique totale de l'image d'OSC.

4.3.2 Description de la stratégie

Nous allons dans cette technique d'imagerie, à partir des mêmes six images acquises par l'imageur utilisées par la technique d'imagerie SND, réparties en trois paires, calculer trois

images OSC : ρ_{HV} obtenues avec $\mathbf{S} = \mathbf{S}_H$, ρ_{45} obtenues avec $\mathbf{S} = \mathbf{S}_{45}$, et ρ_{GD} obtenues avec $\mathbf{S} = \mathbf{S}_L$.

L'image ρ_{HV} est calculées à l'aides des images polarimétriques $I_1 = I_{HH}$ et $I_2 = I_{HV}$:

$$I_{HH} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.22a)$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} + M_{01} \\ M_{10} + M_{11} \\ M_{20} + M_{21} \\ M_{30} + M_{31} \end{pmatrix} \quad (4.22b)$$

$$= \frac{M_{00} + M_{01} + M_{11} + M_{10}}{2} \quad (4.22c)$$

$$I_{HV} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.23a)$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} + M_{01} \\ M_{10} + M_{11} \\ M_{20} + M_{21} \\ M_{30} + M_{31} \end{pmatrix} \quad (4.23b)$$

$$= \frac{M_{00} + M_{01} - M_{11} - M_{10}}{2} \quad (4.23c)$$

L'image d'OSC ρ_{HV} est alors :

$$\rho_{HV} = \frac{I_{HH} - I_{HV}}{I_{HH} + I_{HV}} \quad (4.24a)$$

$$= \frac{(M_{00} + M_{01} + M_{11} + M_{10}) - (M_{00} + M_{01} - M_{11} - M_{10})}{(M_{00} + M_{01} + M_{11} + M_{10}) + (M_{00} + M_{01} - M_{11} - M_{10})} \quad (4.24b)$$

$$= \frac{M_{11} + M_{10}}{M_{00} + M_{01}} \quad (4.24c)$$

De même, l'image ρ_{45} est calculées à l'aides des images polarimétriques $I_1 = I_{+45+45}$ et $I_2 = I_{+45-45}$:

$$I_{+45+45} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.25a)$$

$$= \frac{M_{00} + M_{02} + M_{22} + M_{20}}{2} \quad (4.25b)$$

$$I_{+45-45} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.26a)$$

$$= \frac{M_{00} + M_{02} - M_{22} - M_{20}}{2} \quad (4.26b)$$

L'image d'OSC ρ_{45} est alors :

$$\rho_{45} = \frac{M_{22} + M_{20}}{M_{00} + M_{02}} \quad (4.27)$$

Enfin, l'image ρ_{GD} est calculées à l'aides des images polarimétriques $I_1 = I_{GG}$ et $I_2 = I_{GD}$:

$$I_{GG} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.28a)$$

$$= \frac{M_{00} + M_{03} + M_{33} + M_{30}}{2} \quad (4.28b)$$

$$I_{GD} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.29a)$$

$$= \frac{M_{00} + M_{03} - M_{33} - M_{30}}{2} \quad (4.29b)$$

L'image d'OSC ρ_{GD} est alors :

$$\rho_{GD} = \frac{M_{33} + M_{30}}{M_{00} + M_{03}} \quad (4.30)$$

Si la matrice de Mueller est strictement diagonale, ces trois OSC sont des estimations des coefficients diagonaux \bar{M}_{11} , \bar{M}_{22} and \bar{M}_{33} de la matrice de Mueller pour chaque pixel (i, j) . Une méthode similaire est détaillée en Annexe C pour estimer les coefficients diagonaux dans le cas où l'hypothèse des matrices de Mueller diagonales n'est pas vérifiée.

Cependant, nous avons trois images OSC à exploiter, ce qui peut être compliqué à visualiser. Des solutions, déjà présentées dans la littérature, consistent à afficher simultanément différentes propriétés polarimétriques sur une seule image en couleur [51, 52]. Dans notre cas, les trois images OSC sont représentées simultanément sur une seule image couleur RGB (*red green blue*), où le canal rouge est $\rho_{HV}(i, j)$, le vert est $\rho_{45}(i, j)$ et le bleu est $\rho_{GD}(i, j)$. Nous appelons l'image ainsi formée : image *3-OSC*.

On peut remarquer que puisque cette image est obtenue avec six combinaisons d'états de polarisation prédéfinis pour le PSG et le PSA, l'acquisition de la matrice de Mueller, la désignation et la segmentation de la cible et l'optimisation des états de polarisation pour le PSG et le PSA ne sont plus nécessaires.

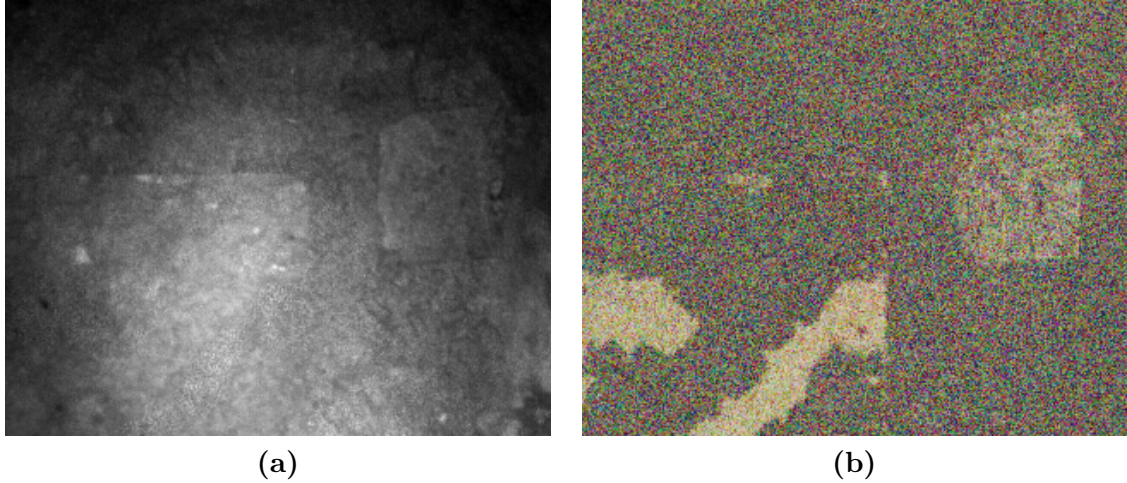


FIGURE 4.3 – (a) Image d'intensité classique de la scène, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm . Le contraste local de la cible 1 est $\mathcal{C}_1 = 0.01$ ($\mathcal{G}_1 = 0.01$) et $\mathcal{C}_2 = 0.09$ ($\mathcal{G}_2 = 0.04$) pour la cible 2. (b) Image 3-OSC de la même scène ($\mathcal{C}_1 = [0.37, 0.37, 0.30]$ et $\mathcal{G}_1 = [0.33, 0.30, 0.18]$, $\mathcal{C}_2 = [0.18, 0.18, 0.16]$ et $\mathcal{G}_2 = [0.12, 0.11, 0.08]$).

La Figure 4.3 montre l'image 3-OSC de la scène de la Figure 4.1.a. Les contrastes sur les cibles sont $\mathcal{C}_1 = [0.37, 0.37, 0.30]$ ($\mathcal{G}_1 = [0.33, 0.30, 0.18]$) et $\mathcal{C}_2 = [0.18, 0.18, 0.16]$ ($\mathcal{G}_2 = [0.12, 0.11, 0.08]$) pour les trois canaux de couleur. Les contrastes sont proches de ceux obtenus avec l'imagerie SNTA (Figures 4.1.d et 4.1.e) et les deux cibles sont faciles à observer grâce à la normalisation. En conséquence, des résultats similaires à ceux obtenus pour l'imagerie SNTA peuvent être obtenus en faisant l'acquisition de moins d'images.

Le temps d'acquisition de l'imagerie 3-OSC, correspondant au temps d'acquisition de 6 images comme pour l'imagerie SND, est considérablement plus faible que celui des imageries SNTA et STA nécessitant l'acquisition de 16 ou 17 images.

On remarque que l'imagerie 3-OSC conduit à des valeurs de contraste supérieures à celle de l'imagerie SNTA. En effet, dans toutes les techniques d'imagerie scalaire (STA, SNTA et SND), les valeurs des pixels sont proportionnelles à la valeur de l'intensité définie dans l'Equation 3.5 (page 44) alors que les valeurs des pixels dans l'image 3-OSC sont calculées à partir de l'Equation 4.19. Le premier cas correspond donc à une seule image polarimétrique scalaire alors que le second correspond à la différence de deux images polarimétriques scalaires divisées par leurs sommes. Cela correspond donc à deux types d'image différents et le contraste du second n'est pas nécessairement borné par le contraste de l'image SNTA.

4.4 Limitations d'acquisition et influences sur l'estimation

Nous avons défini toutes les techniques d'imagerie polarimétrique que nous avons développées pendant cette thèse. Avant de présenter leur application sur des scènes réalistes de décamouflage, nous présentons les principales limitations physiques en terme de qualité d'estimation des propriétés polarimétriques et de cadence d'acquisition. Nous aborderons en particulier l'impact du signal continu indépendant du signal laser, puis de la répartition non uniforme de l'intensité laser, sur l'estimation des propriétés polarimétriques. Enfin, le temps de réponse des LCVR particulièrement long pour de l'imagerie temps réel sera abordé.

4.4.1 Rapport signal sur fond : Influence de l'offset

Dans le cas idéal où le signal mesuré par le détecteur provient exclusivement de l'illumination, nous rappelons l'expression du signal mesuré par un pixel du détecteur (cf chapitre 3 page 44) :

$$I = \frac{I_{las}}{2} \mathbf{T}^T \mathbf{M} \mathbf{S} \quad (4.31)$$

Dans les conditions réelles extérieures, nous rencontrons deux principales sources de signal parasite venant s'additionner. La première est la lumière ambiante passive de la scène. L'intensité de cette composante varie avec les caractéristiques de la scène, le moment de la journée, les conditions météorologiques et le bruit de photons. La seconde est l'offset de la caméra. Cet offset est principalement dû au courant d'obscurité qui s'additionne au signal optique. Sa valeur est proportionnelle au temps d'exposition (au bruit de lecture près) et indépendante de la scène. En conséquence, en prenant en compte ces différentes sources, le signal reçu par le détecteur a l'expression suivante :

$$I = \frac{I_{las}}{2} \mathbf{T}^T \mathbf{M} \mathbf{S} + \frac{I_{amb}}{2} \mathbf{T}^T \mathbf{M} \mathbf{S}_{amb} + I_{off} \quad (4.32)$$

où I_{off} représente l'amplitude de l'offset, I_{amb} est l'intensité de la lumière ambiante et \mathbf{S}_{amb} son vecteur de Stokes normalisé. Nous admettons que la lumière ambiante est totalement dépolarisée donc $\mathbf{S}_{amb} = [1, 0, 0, 0]$. En conséquence, nous obtenons :

$$\mathbf{T}^T \mathbf{M} \mathbf{S}_{amb} = M_{00} + \sum_{i=1}^3 T_i M_{i0} \quad (4.33)$$

où les paramètres M_{i0} représentent le pouvoir polarisant du matériau. Les scènes que nous observons sont peu polarisantes, nous pouvons donc admettre que la part du signal due à la lumière ambiante est indépendante de l'état de polarisation en analyse \mathbf{T} et est égale à $I_{amb} M_{00}$.

Analysons l'effet de ces signaux parasites sur l'estimation des propriétés polarimétriques, en particulier la matrice de Mueller. La matrice de Mueller, dans le cadre des imageries STA et SNTA, est estimée en mesurant seize valeurs d'intensité, provenant de seize images polarimétriques. Ces valeurs sont stockées dans un vecteur V_I de dimension 16 [53] (cf section 3.2.2 du chapitre 3). Avec les contributions de l'offset de la caméra et de la lumière ambiante, ce vecteur peut s'écrire :

$$V_I = \frac{I_{las}}{2} [A \otimes A]^T V_M + \left(\frac{I_{amb}}{2} M_{00} + I_{off} \right) \mathbb{I}_{16} \quad (4.34)$$

où $\mathbb{I}_{16} = (1, \dots, 1)^T$ est un vecteur de dimension 16 dont les coefficients sont tous égaux à 1, A est la matrice dont les colonnes sont formées par les vecteurs de Stokes $[1, S_i]^T$ des quatre états de polarisation utilisés pour mesurer la matrice de Mueller de la scène. Les seize coefficients de la matrice de Mueller M du pixel sont stockés dans l'ordre lexicographique dans le vecteur V_M . Leur estimation est déduite de V_I par la relation suivante (cf section 3.2.2 du chapitre 3) :

$$\widehat{V}_M = \left\{ [A \otimes A]^T \right\}^{-1} V_I \quad (4.35)$$

$$= V_M + \left(\frac{I_{amb}}{2} M_{00} + I_{off} \right) \times \left\{ [A \otimes A]^T \right\}^{-1} \mathbb{I}_{16} \quad (4.36)$$

Les quatre états de polarisation des colonnes de la matrice A forment un tétraèdre régulier dans la sphère de Poincaré afin de minimiser la propagation du bruit [54, 55, 56]. Dans ce cas, on peut facilement montrer que :

$$\{[A \otimes A]^T\}^{-1} \mathbb{I}_{16} = 4 \times \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}_{16} \quad (4.37)$$

donc nous obtenons :

$$\widehat{M}_{00} = \frac{I_{las}}{2} M_{00} + 4 \times \left(\frac{I_{amb}}{2} M_{00} + I_{off} \right) \quad (4.38)$$

$$\widehat{M}_{ij} = \frac{I_{las}}{2} M_{ij} \quad , \quad \forall ij \neq 00 \quad (4.39)$$

Ces expressions montrent que \widehat{M}_{00} est le seul coefficient de la matrice de Mueller affecté par les signaux parasites I_{amb} et I_{off} . Cependant, si nous utilisons ce coefficient pour normaliser la matrice de Mueller, nous sous-estimons les autres coefficients de la matrice. On remarque en particulier que si l'intensité de la lumière ambiante ou l'offset de la caméra augmentent, ou si l'intensité de l'illumination laser diminue, ou si la réflectivité de la scène M_{00} diminue, les coefficients de la matrice sont davantage sous-estimés.

Intéressons nous maintenant à l'effet de ces signaux parasites sur l'estimation des propriétés polarimétriques dans le cadre de l'imagerie 3-OSC utilisant six images polarimétriques pour accéder à certaines propriétés polarimétriques de la scène. On rappelle qu'une image d'OSC est définie de la manière suivante :

$$\rho = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (4.40)$$

et que dans le cas idéal :

$$I_1 = \frac{I_{las}}{2} \times \mathbf{S}^T \mathbf{M} \mathbf{S} \quad (4.41)$$

$$I_2 = \frac{I_{las}}{2} \times \mathbf{S}^T \mathbf{M} \mathbf{S}_\perp \quad (4.42)$$

Cependant, avec les contributions de la lumière ambiante et de l'offset caméra, en supposant qu'on moyenne suffisamment spatialement pour ne s'intéresser qu'aux moyennes, nous mesurons :

$$I'_1 = \frac{I_{las}}{2} \times \mathbf{S}^T \mathbf{M} \mathbf{S} + \frac{I_{amb}}{2} M_{00} + I_{off1} \quad (4.43)$$

$$I'_2 = \frac{I_{las}}{2} \times \mathbf{S}^T \mathbf{M} \mathbf{S}_\perp + \frac{I_{amb}}{2} M_{00} + I_{off2} \quad (4.44)$$

et l'image d'OSC estimée est :

$$\hat{\rho} = \frac{I'_1 - I'_2}{I'_1 + I'_2} \quad (4.45)$$

$$= \rho \times \frac{1}{1 + \frac{\frac{I_{amb}}{2} M_{00} + I_{off}}{\frac{I_{las}}{2} (M_{00} + \sum_{i=1}^N M_{i0} S_i)}}} \quad (4.46)$$

où nous utilisons le fait que :

$$I_1 + I_2 = 2 \frac{I_{las}}{2} \left(M_{00} + \sum_{i=1}^N M_{i0} S_i \right) \quad (4.47)$$

Le facteur $\sum_{i=1}^N M_{i0} S_i$ est proportionnel au pouvoir polarisant des matériaux, qui est faible dans les scénarios de décamouflage. Nous avons donc :

$$\hat{\rho} \simeq \rho \times \frac{LOR}{LOR + 1} \quad (4.48)$$

où LOR correspond au rapport entre le signal laser et le signal d'offset :

$$LOR = \frac{\frac{I_{las}}{2} M_{00}}{\frac{I_{amb}}{2} M_{00} + I_{off}} \quad (4.49)$$

Cette expression montre que, comme dans le cas de l'estimation de la matrice de Mueller, l'OSC est d'autant plus sous estimée que I_{amb} ou I_{off} augmentent et que I_{las} ou M_{00} diminuent.

Nous essayons de réduire l'effet de ces sources parasites pendant les expériences. Pour cela, l'offset de la caméra est estimé et moyenné sur plusieurs images au préalable en fonction du temps d'acquisition utilisé et soustrait aux images produites par la caméra. Il représente environ une valeur typique de 1000 niveaux numériques, ce qui correspond à 2170 électrons pour un gain de 2.17 (cf section 2.4.1 du chapitre 2), sur les 2^{16} disponibles, à la saturation du capteur près, pour les temps d'acquisition usuellement utilisées, de l'ordre de la milliseconde.

La lumière ambiante est également estimée en faisant l'acquisition d'une image sans illumination laser. Cette lumière ambiante peut être jusqu'à dix fois supérieure à l'intensité laser par temps ensoleillé. On comprend donc ici tout l'intérêt du laser impulsionnel car il permet facilement de prendre une image de la scène entre deux impulsions laser. Dans le cas d'un laser continu, il est nécessaire de prévoir un dispositif de modulation de l'intensité lumineuse pour estimer la contribution indépendante de la polarisation sur le capteur.

Cependant, ces sources parasites (bruit de grenaille du signal d'illumination, de la lumière ambiante, du courant d'obscurité et du bruit de lecture) varient dans le temps et elles ont tout de même une influence sur les mesures polarimétriques.

Dans l'exemple de la Figure 4.4, nous présentons l'effet de la soustraction de la composante continue, à savoir l'intensité provenant de la lumière ambiante et l'offset de la caméra sur la scène d'exemple de l'imagerie STA (Figure 3.7 page 49). On observe que sans la soustraction de la composante continue, les objets sur les bords sont plus sombres, la mesure indique qu'ils semblent moins conserver la polarisation qu'au centre de l'image.

Cependant, cela est seulement dû à la répartition gaussienne de l'intensité laser. En effet, l'intensité lumineuse est plus forte au centre que sur les bords et donc, le rapport du signal laser

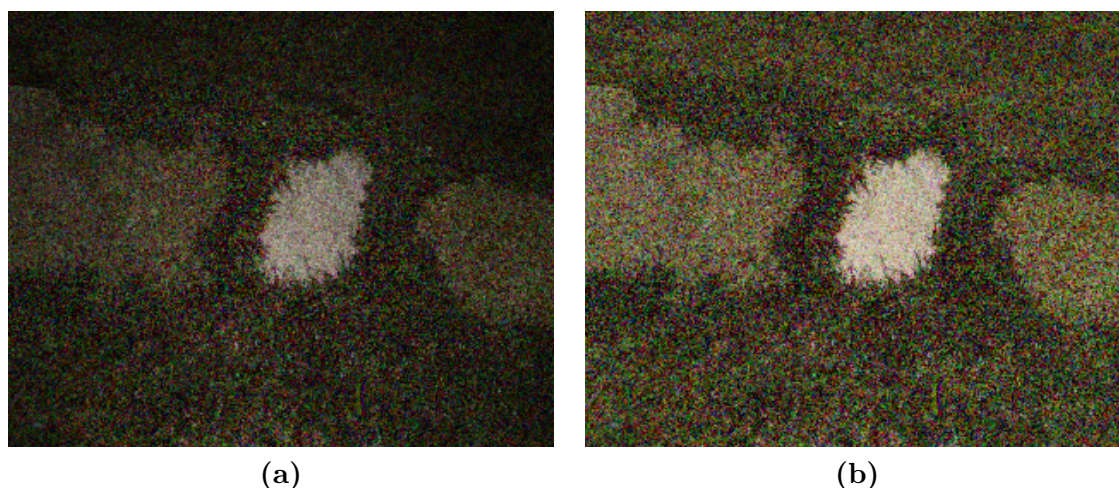


FIGURE 4.4 – (a) Image 3-OSC de la scène de la Figure 3.7 (page 49) composée de plaques de métal peintes posées sur un fond d’herbe et de mousse. (b) Image 3-OSC de la même scène avec soustraction de la composante continue (lumière ambiante et offset caméra).

sur le signal provenant des autres sources est plus fort au centre que sur les bords, pour des propriétés polarimétriques similaires.

De plus, avec la soustraction, l’ensemble de l’image devient uniformément plus claire, même au centre. Cela traduit l’effet de l’offset caméra I_{off} qui induit une sous estimation sur toute l’image des propriétés polarimétriques. En effet, dans ce cas le rapport présenté précédemment (Équation 4.48) est augmenté de manière globale sur toute l’image.

Comme la soustraction de la composante indépendante de la polarisation est importante pour garantir une estimation optimale des propriétés polarimétriques, cette composante a systématiquement été soustraite des images présentées dans cette étude. Dans un cas pratique, l’acquisition de cette composante à soustraire est nécessaire pour suivre l’évolution des propriétés de la lumière naturelle rétrodiffusée par la scène. Cette variation est essentiellement liée au passage de nuages qui masquent le soleil. En conséquence, l’acquisition de la composante indépendante de la polarisation doit être réalisée avec une cadence de l’ordre de la seconde.

4.4.2 Illumination non uniforme

La seconde limitation des techniques d’imagerie présentées est liée à la répartition spatiale non uniforme de l’intensité. Cette répartition inégale de l’intensité dans la scène a principalement deux origines : la différence de réflectivité en intensité des matériaux et le profil d’intensité du faisceau laser. Le faisceau laser qui illumine la scène n’est pas spatialement uniforme. Dans l’idéal, un faisceau laser de qualité optique optimale a un profil gaussien. Les défauts dans les composants (lentilles, polariseurs, LCVR...) induisent des non uniformités supplémentaires, telles que des interférences, qui sont difficiles à éviter.

Nous avons vu au chapitre 3 présentant l’imagerie STA que l’étape de segmentation était gênée par cette répartition spatiale inégale de l’intensité. Cependant, nous avons vu qu’une solution à ce problème est de normaliser les images polarimétriques avant d’effectuer cette étape de segmentation qui fonctionne alors correctement.

Le chapitre 2 présente deux sources laser : l’une est impulsionnelle et l’autre est conti-

nue. Si la répartition de l'intensité du laser continu est stable temporellement, ce n'est pas le cas de notre laser impulsif. Or, comme l'estimation de la matrice de Mueller de la scène nécessite seize images polarimétriques, il est primordial que la répartition spatiale de l'intensité soit constante pendant ces seize images. En effet, une variation spatiale d'intensité due au laser et indépendante des propriétés polarimétriques du matériau pourrait être interprétée comme un effet polarimétrique par l'imageur. On trouve le même problème en imagerie 3-OSC pour chaque couple d'images nécessaires pour le calcul d'une image d'OSC. Nous avons donc pour cette raison utilisé le laser continu, plus stable temporellement et donc plus favorable à l'étude de l'imagerie polarimétrique.

Enfin, nous avons vu dans la section précédente traitant du rapport entre le signal laser et le signal d'offset qu'une diminution de l'intensité laser entraînait une sous-estimation des propriétés polarimétriques. En conséquence, une répartition spatiale de l'intensité non uniforme entraîne des performances d'estimation inégales dans une même image. Dans le cas d'une répartition gaussienne de l'intensité laser, centrée sur le centre de l'image, les propriétés polarimétriques du centre de l'image seront mieux estimées que celles des bords de l'image moins bien éclairés. Dans ce cas également, la solution consistant à normaliser les données polarimétriques par rapport à l'intensité classique permet réduire fortement cet effet au prix d'une augmentation du bruit sur les bords de l'image. Cette solution est cependant seulement possible avec un laser stable temporellement, le laser continu que nous utilisons.

Pour utiliser un laser dont la répartition spatiale de l'intensité n'est pas stable temporellement, la manière la plus efficace de résoudre ce problème serait d'utiliser un détecteur polarimétrique dont les pixels voisins sont sensibles à des états de polarisation différents. Un système basé sur ce type de matrice peut, en une impulsion laser, acquérir 2, 3 ou 4 états de polarisation permettant de réaliser une ou plusieurs images polarimétriques normalisées. Ce type de matrices doit être surdimensionnée au point de vue de la résolution pour acquérir une information polarimétrique avec une bonne résolution spatiale. Une autre solution est de projeter simultanément deux états de polarisation perpendiculaires, séparés par un cube de Wollaston sur deux régions d'un même capteur [3]. Il est également possible de projeter les deux images sur deux capteurs différents pour obtenir une meilleure résolution.

4.4.3 Temps de réponse des LCVR face aux variations de la scène

Pour les applications de décamouflage visées, la cadence à laquelle l'imageur peut produire des images polarimétriques est un élément important pour détecter rapidement une cible d'intérêt. Dans le système que nous avons développé, présenté au chapitre 2, les éléments limitant la cadence sont de loin les LCVR.

Le contrôle total des états de polarisation sur la sphère de Poincaré impose de disposer de modulateurs à cristaux liquides dont le déphasage varie continuellement avec la tension de commande. Actuellement, la solution technologique la plus facile à mettre en œuvre est d'utiliser des cristaux liquides nématiques, qui ont de bonnes propriétés de linéarité mais dont l'inertie conduit à des temps de réponse d'une dizaine de millisecondes. Nous avons vu au chapitre 2 que le modulateur λ dont nous disposons pour cette étude a un temps de réponse de 150 ms, alors que les modulateurs $\lambda/2$ ont des temps de réponse de 20 ms.

Il existe plusieurs solutions technologiques pour augmenter la rapidité des modulateurs de polarisation. Une solution classique serait de remplacer le modulateur à λ par une cascade de deux modulateurs à $\lambda/2$. Cela nécessiterait d'utiliser trois LCVR pour le PSG et le PSA, et permettrait de ramener le temps de réponse à une vingtaine de millisecondes. C'est suffisant

pour rafraîchir les états de polarisation à la cadence vidéo, mais pas pour faire des images de Mueller en temps réel.

Pour accélérer encore le système, il faut utiliser des cristaux liquides plus rapides. Des modulateurs à cristaux liquides nématiques insérés dans une matrice de polymères permettent d'obtenir des temps de réponse inférieurs à la milliseconde, mais nécessitent des tensions de commande plus fortes. D'autre part, toutes ces solutions peuvent être accélérées d'un facteur 4 en utilisant les modulateurs en réflexion, ce qui permet de diviser leur épaisseur par deux, au prix cependant d'une complexification des optiques d'illumination et d'imagerie. Pour aller encore plus vite, on peut utiliser des cristaux liquides de type ferroélectrique ou des cristaux liquides nématiques rapides, qui ont des temps de commutation de l'ordre de la microseconde, mais qui sont binaires. Avec deux modulateurs de ce type, on peut générer les 4 états de polarisation nécessaires à la mesure de la matrice de Mueller. Cela conduirait donc à réduire le nombre de degrés de liberté du système, ce qui conviendrait parfaitement aux imageries SND et 3-OSC. On pourrait également envisager d'acquérir la matrice de Mueller et de former par le calcul les images polarimétriquement optimisées à partir de cette matrice estimée pour les imageries STA et SNTA.

4.5 Conclusion

L'imageur polarimétrique actif adaptatif présenté dans le chapitre 2 permet, grâce à son agilité totale en polarisation de tester toutes les techniques d'imagerie possibles. Nous avons introduit une première stratégie au chapitre 3 qui optimise polarimétriquement le contraste entre une cible et son fond proche en trois étapes pour produire une image optimisée STA. Cependant, si l'optimisation fonctionne correctement dans certaines conditions, elle conduit à des résultats décevants pour des images présentant de fortes variations d'intensité. Nous avons donc défini dans ce chapitre d'autres techniques d'imagerie polarimétrique plus adaptées aux conditions expérimentales.

La clef pour s'affranchir des problèmes de variations spatiales de l'intensité est la normalisation des images polarimétriques. En effet, en présence de ces variations, cette normalisation permet d'obtenir des images optimisées SNTA, à partir de la stratégie en trois étapes de l'imagerie STA, ne conservant que le contraste polarimétrique permettant de détecter la cible.

L'observation d'un grand nombre de scènes naturelles nous a permis d'isoler une propriété polarimétrique particulière de leurs matrices de Mueller : ces matrices sont majoritairement quasi-diagonales. Cette information nous permet de réduire le nombre de degrés de liberté de notre imageur afin de réduire le temps d'acquisition des propriétés polarimétriques de la scène. Six images polarimétriques au lieu de seize précédemment sont acquises pour connaître les propriétés polarimétriques de la scène. L'image SND est alors choisie parmi les six images acquises pour optimiser le contraste entre la cible et son fond proche. Malgré une information polarimétrique réduite, le contraste optimisé dans l'image SND est proche de celui obtenu dans l'image SNTA.

Étant donné que la majorité de l'information polarimétrique est contenue, pour nos applications, dans seulement six images polarimétriques, nous avons développé une dernière technique d'imagerie utilisant ces six images qui, contrairement à l'imagerie SND, affiche une image polarimétrique calculée à partir des six images au lieu d'une seule. Cette image appelée image 3-OSC présente les avantages suivants : elle est normalisée par construction, le temps d'acquisition est faible grâce à l'utilisation de seulement six images polarimétriques et elle ne requiert

aucune optimisation. On remarquera en particulier dans le chapitre suivant que cette absence d'optimisation permet de détecter simultanément dans la même scène des cibles aux propriétés polarimétriques différentes.

Enfin, les principales limitations de ces techniques d'imagerie ont été présentées. On retiendra que l'effet du rapport signal laser sur signal ambiant ainsi que l'effet de l'illumination non uniforme spatialement perturbent l'estimation des propriétés polarimétriques. On pourra en particulier réduire leurs effets par un choix adapté des composants optiques, ainsi qu'en utilisant une technique d'imagerie polarimétrique adaptée. Soustraire une image acquise sans illumination laser est en particulier une solution pour s'affranchir du signal ambiant. La dernière limitation est liée au temps de réponse des LCVR. Ces LCVR sont adaptés à l'étude de scène mais leur temps de réponse n'est pas compatible avec un système d'imagerie produisant des images à la cadence vidéo. Des solutions technologiques ont été proposées pour répondre à ces problématiques.

Chapitre 5

Comparaison des techniques d'imagerie polarimétrique - application à la détection et au décamouflage

Cette étude a pour objectif de développer une technique d'imagerie permettant d'effectuer des opérations de détection et de décamouflage. Nous avons décrit dans les chapitres précédents l'imageur polarimétrique infrarouge actif totalement adaptatif en polarisation que nous utilisons ainsi que les techniques d'imagerie qui permettent de faire apparaître des contrastes invisibles en imagerie classique. Ce chapitre présente et compare les résultats obtenus en détection et décamouflage pour des scénarios réalistes en extérieur en utilisant les imageries STA, SNTA, SND et 3-OSC. Nous montrons en particulier l'importance de la normalisation dans les scènes réelles et la possibilité de réduire le nombre de degrés de liberté du système.

Nous étudierons dans un premier temps des scénarios de décamouflage de cibles manufacturées apparaissant dans des fonds naturels. Puis, dans un second temps, nous nous intéresserons au décamouflage et à la détection de cibles manufacturées dans des fonds artificiels.

5.1 Décamouflage d'objets en milieu naturel

Dans le scénario militaire classique de décamouflage, la cible est dissimulée dans un décor naturel à l'aide d'un revêtement ayant la couleur et la texture de son environnement. Nous testons dans cette partie le décamouflage de véhicules dans des décors végétaux en nous intéressant aux parties métalliques des cibles dans un premier temps, puis aux parties caoutchouteuses dans un second temps. Dans tous les scénarios, la cible est observée en imagerie active infrarouge sans information polarimétrique, puis en utilisant les quatre techniques d'imagerie polarimétrique décrites dans le chapitre précédent.

5.1.1 Cibles cachées dans l'herbe

Dans le premier scénario, deux modèles réduits de véhicules militaires composés de métal et de plastique sont disposés dans un fond végétal complexe composé de différentes plantes et d'herbes sur plusieurs plans. Les objets sont à 10 *m* de l'imageur. Les véhicules ont la forme de véhicules de l'avant blindés (VAB) et sont peints en vert foncé. Les cibles 1 (Figure 5.1.a) et 2 (Figure 5.1.b) sont peu visibles en imagerie d'intensité classique pour des longueurs d'onde

visibles et restent difficilement détectables en imagerie d'intensité à 1550 nm (Figure 5.2.a). Le but est de démontrer les capacités de l'imagerie polarimétrique pour effectuer le décamouflage de véhicules en milieu végétal.



FIGURE 5.1 – (a) Cible 1 (VAB) dans un décor végétal (domaine visible). (b) Cible 2 (VAB) dans un décor végétal (domaine visible).

Nous observons que le contraste local de la cible 1 est de $\mathcal{C}_1 = 0.18$ (Équation 3.1 page 42) et le contraste global de $\mathcal{G}_1 = 0.07$ (Équation 3.3 page 43) dans l'image d'intensité infrarouge (Figure 5.2.a). Nous avons optimisé le contraste pour révéler la cible 1. Les contrastes sont alors de $\mathcal{C}_1 = 0.43$ et $\mathcal{G}_1 = 0.12$ dans l'image STA (Figure 5.2.b). Cependant, la cible 2, située dans une zone faiblement éclairée de l'image est peu visible à cause de la forte différence de dynamique avec le reste de l'image. La normalisation est donc nécessaire afin de la distinguer.

Dans l'image SNTA (Figure 5.2.c), le contraste local de la cible 1, $\mathcal{C}_1 = 0.29$, est plus faible que celui de l'image STA. On peut en déduire que le contraste en intensité contribue positivement à l'optimisation du contraste dans l'image STA. Cependant, la cible est plus visible dans l'image SNTA grâce à l'uniformisation du fond par la normalisation de l'intensité. De fait, on observe que le contraste global $\mathcal{G}_1 = 0.18$ est augmenté. Comme la cible 2 a des propriétés similaires à la cible 1, son contraste est également amélioré et la normalisation permet de détecter cette cible même si elle se trouve dans une zone sombre de l'image.

Dans l'image SND (Figure 5.2.d), le contraste local de la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.23$) diminue par rapport à l'image SNTA. Cette observation est tout à fait normale car l'optimisation de l'image SND est réalisée avec un nombre de degrés de liberté réduits par rapport à l'image SNTA. Cependant, le contraste global ($\mathcal{G}_1 = 0.19$) reste élevé dans l'image SND. Cela montre que réduire le nombre de degrés de liberté polarimétriques affecte peu le contraste global.

L'image 3-OSC (Figure 5.2.e) montre qu'en faisant l'acquisition de seulement six images au lieu de seize, sans optimisation, les contrastes locaux $\mathcal{C}_1 = [0.29, 0.34, 0.40]$ et les contrastes globaux $\mathcal{G}_1 = [0.27, 0.27, 0.27]$ restent élevés et les cibles peuvent être détectées. Rappelons que les valeurs de contraste en imagerie d'OSC ne sont pas nécessairement majorées par celles obtenues en imagerie scalaire (cf section 4.3.2 du chapitre 4). L'ensemble des contrastes obtenus pour la cible 1 avec les différentes techniques d'imagerie polarimétrique sont reproduits dans le tableau 5.1.

Nous pouvons analyser plus en détail les contrastes obtenus en observant les trois images d'OSC indépendamment (Figure 5.3). Si les cibles sont visibles dans chacun des canaux, les valeurs des contrastes locaux sont différentes dans les trois canaux, la plus élevée étant la valeurs

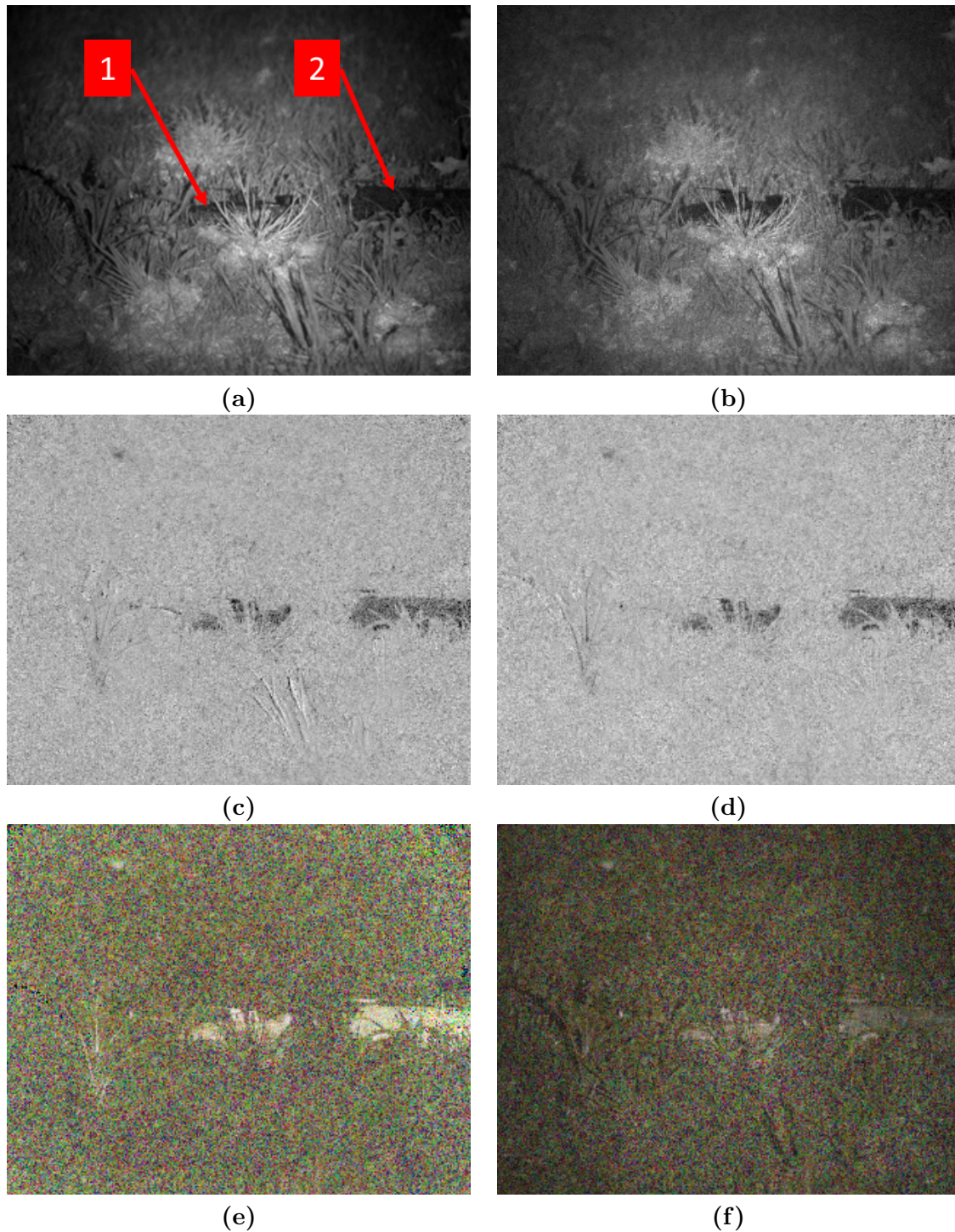


FIGURE 5.2 – (a) Image d'intensité classique de la scène composée de VABs sur un fond végétal, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm ($\mathcal{C}_1 = 0.18$ et $\mathcal{G}_1 = 0.07$). (b) Image STA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.43$ et $\mathcal{G}_1 = 0.12$). (c) Image SNTA optimisée de la même scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.29$ et $\mathcal{G}_1 = 0.18$). (d) Image SND optimisée de la même scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.23$ et $\mathcal{G}_1 = 0.19$). (e) Image 3-OSC avec soustraction de l'offset de la même scène ($\mathcal{C}_1 = [0.29, 0.34, 0.40]$ et $\mathcal{G}_1 = [0.27, 0.27, 0.27]$). (f) Image 3-OSC sans soustraction de l'offset de la même scène ($\mathcal{C}_1 = [0.21, 0.27, 0.31]$ et $\mathcal{G}_1 = [0.14, 0.16, 0.16]$).

du canal ρ_{GD} (bleu) correspondant aux polarisations circulaires (Figure 5.3.d).

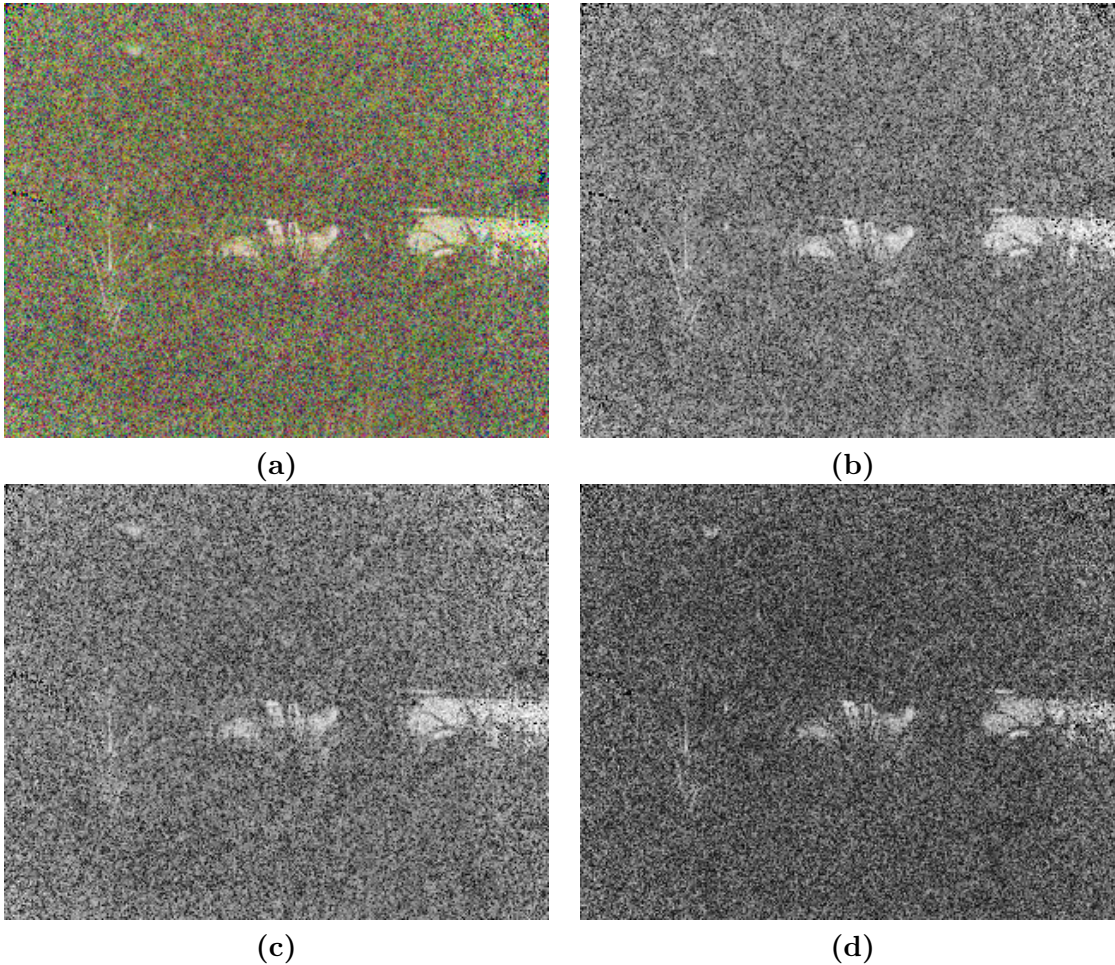


FIGURE 5.3 – (a) Image 3-OSC avec soustraction de l'offset de la scène de la Figure 5.2. (b) Composante ρ_{HV} (canal rouge) de l'image (a). (c) Composante ρ_{45} (canal vert) de l'image (a). (d) Composante ρ_{GD} (canal bleu) de l'image (a).

La valeur d'un pixel dans ces images correspond au taux de conservation de la polarisation envoyée. En effet, pour une image d'OSC, la différence des deux images polarimétriques (Équations 4.17 et 4.18 page 64) renseigne sur la propriété de la scène à conserver la polarisation incidente. On peut noter que si la polarisation n'est pas conservée, elle peut soit prendre une polarisation aléatoire (dépolariation) soit une polarisation bien définie (modification de l'état de polarisation). Dans le cas de la dépolariation, il n'y aura pas de conséquence sur les autres images d'OSC. En revanche, dans celui de la modification de l'état de polarisation, l'effet sera visible sur au moins une des autres images d'OSC s'il est différent d'une modification selon la même direction dans la sphère de Poincaré que celui de l'état de polarisation incident.

La valeur moyenne des pixels de la cible 1 est de 0.58 dans le canal ρ_{HV} (rouge), 0.50 dans le canal ρ_{45} (vert) et de 0.41 dans le canal ρ_{GD} (bleu). On pourrait alors s'attendre à ce que le canal ρ_{HV} obtienne le meilleur contraste. Cependant, la valeur moyenne des pixels du fond proche de la cible 1 est de 0.31 dans le canal ρ_{HV} , 0.24 dans le canal ρ_{45} et de 0.18 dans le canal ρ_{GD} . Le fond naturel conserve donc moins les polarisations circulaires utilisées pour le calcul du canal ρ_{GD} . Le fond végétal de l'image du canal ρ_{GD} est en effet plus sombre que le fond des

Image	\mathcal{C}	\mathcal{G}
Intensité	0.18	0.07
STA	0.43	0.12
SNTA	0.29	0.18
SND	0.23	0.19
3-OSC	[0.29, 0.34, 0.40]	[0.27, 0.27, 0.27]

Tableau 5.1 – Contrastes obtenus pour la cible 1 de la scène de la figure 5.2.

images des canaux ρ_{HV} et ρ_{45} . En conséquence, c'est la caractéristique polarimétrique du fond végétal qui est à l'origine de cette répartition des valeurs de contraste local.

Concernant les valeurs du contraste global, les numérateurs de l'Équation 3.3 (page 43) ont des valeurs proches ($0.58 - 0.31 = 0.27$ pour le canal ρ_{HV} , $0.50 - 0.24 = 0.26$ pour ρ_{45} et $0.41 - 0.18 = 0.23$ pour ρ_{GD}) et les dynamiques des images d'OSC sont très proches grâce à la normalisation. En conséquence, les valeurs de contrastes globaux obtenues sont très proches dans ce cas.

Nous profitons de cet exemple pour illustrer à nouveau l'effet du rapport entre l'intensité provenant du laser et la composante continue composée de la lumière ambiante et de l'offset de la caméra vu au chapitre précédent. Nous avons montré dans le chapitre 4 que plus ce rapport est grand, meilleure est l'estimation de l'image 3-OSC. En conséquence, l'image 3-OSC est sous-estimée dans les régions moins éclairées. Ce défaut peut être réduit en faisant l'acquisition d'une image de fond sans illumination laser et en la soustrayant aux images actives. Pour illustrer l'effet de la soustraction de cette composante continue, l'image 3-OSC sans soustraction est montrée (Figure 5.2.f). Les cibles sont plus difficiles à distinguer ($\mathcal{C}_1 = [0.21, 0.27, 0.31]$ et $\mathcal{G}_1 = [0.14, 0.16, 0.16]$) que dans la Figure 5.2.e à cause du faible rapport entre l'intensité laser et l'intensité ambiante, en particulier pour la cible 2 située sur un bord sombre de l'image. L'intensité moyenne de la cible 1 prend une valeur de 6808 pour une dynamique de caméra de 65535 (cf section 2.4.1 du chapitre 2) dont 5274 correspondent à la composante continue (6674 sur 65535 dont 5108 correspond à la composante continue pour le fond proche de la cible 1). Le rapport entre l'intensité provenant du laser et la composante continue est de 0.29 pour la cible 1, 0.31 pour son fond proche. On observe que les valeurs du contraste local suivent la même évolution que précédemment avec la soustraction de la composante continue, à savoir le canal ρ_{GD} (bleu) a le meilleur contraste, puis le canal ρ_{45} (vert) et enfin le canal ρ_{HV} (rouge). Cependant, les valeurs de contraste sont réduites. Nous rappelons que la soustraction de cette composante continue est donc réalisée pour chaque image de cette étude.

5.1.2 Cible cachée dans un buisson

Ce second scénario est également dédié à la détection de véhicules dans la végétation en se focalisant dans ce cas sur une autre partie du véhicule, les roues. Les roues sont constituées de métal et de caoutchouc et ont donc des propriétés polarimétriques différentes de celles de la carrosserie. La scène est située à 20 m de l'imageur.

Nous optimisons dans cet exemple une partie du pneu que nous appelons "cible 1". La cible

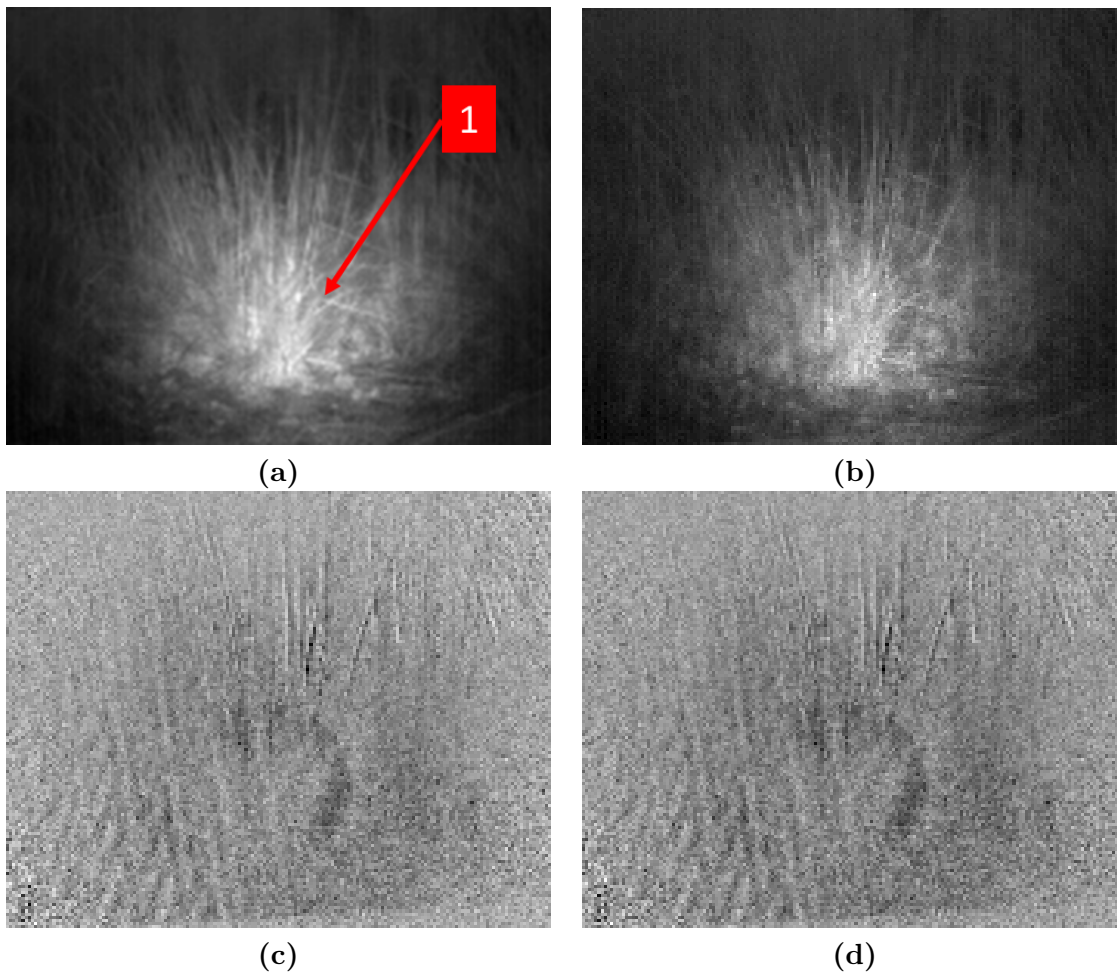


FIGURE 5.4 – (a) Image d'intensité classique de la scène composée d'une roue de voiture dans un buisson, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm ($\mathcal{C}_1 = 0.03$ et $\mathcal{G}_1 = 0.03$). (b) Image STA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.13$ et $\mathcal{G}_1 = 0.09$). (c) Image SNTA optimisée de la même scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.20$ et $\mathcal{G}_1 = 0.16$). (d) Image SND optimisée de la même scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.19$ et $\mathcal{G}_1 = 0.16$).

est complètement invisible ($\mathcal{C}_1 = 0.03$ et $\mathcal{G}_1 = 0.03$) dans l'image d'intensité (Figure 5.4.a) mais également très peu contrastée dans l'image STA (Figure 5.4.b) avec un contraste local de $\mathcal{C}_1 = 0.13$ et global de $\mathcal{G}_1 = 0.09$. Les variations d'intensité très importantes dans cette scène masquent complètement le contraste polarimétrique optimisé dans l'image STA. On trouve en effet des parties beaucoup plus sombres sur les bords de l'image dans la région d'intérêt autour de la cible 1. En conséquence, la visibilité de la cible 1 et son contraste global sont faibles.

Les images polarimétriques normalisées SNTA (Figure 5.4.c) et SND (Figure 5.4.d) permettent de discerner le pneu de la roue dont on aperçoit le demi cercle supérieur droit, l'autre partie du pneu et la jante étant masqués par la végétation. Dans l'image SNTA, le contraste local est de $\mathcal{C}_1 = 0.20$. Grâce à la normalisation le contraste global est augmenté à $\mathcal{G}_1 = 0.16$. On retrouve des valeurs identiques pour l'image SND ($\mathcal{C}_1 = 0.19$ et $\mathcal{G}_1 = 0.16$), ce qui valide encore le fait que réduire le nombre de degrés de liberté polarimétriques ne dégrade que faiblement l'optimisation du contraste.

L'image 3-OSC (Figure 5.5.a) obtient des valeurs de contraste local $\mathcal{C}_1 = [0.30, 0.29, 0.03]$

et global $\mathcal{G}_1 = [0.23, 0.16, 0.05]$ supérieures aux autres images. En conséquence la cible est bien visible et la forme de la partie du pneu non masquée par la végétation apparaît plus nettement. On peut également remarquer que la visibilité de la cible est essentiellement due aux deux premiers canaux, le rouge (Figure 5.5.b) et le vert (Figure 5.5.c). Le contraste est très faible dans le canal ρ_{GD} (Figure 5.5.d) où l'objet est invisible. La cible étant invisible dans ce canal, elle ne conserve pas les états de polarisation circulaires utilisés. Nous avons remarqué cette propriété pour les matériaux absorbants la longueur d'onde incidente et présentant une diffusion volumique, en particulier pour ce pneu. De plus, nous avons vu au chapitre 3 que cette image d'OSC (ρ_{GD}) était liée au coefficient M_{33} de la matrice de Mueller or des travaux sur les propriétés polarimétriques de matériaux diffusants [57, 58] montrent que les états elliptiques sont conservés si la taille des particules composant le matériaux sont plus grandes que la longueur d'onde utilisée. Dans le cas contraire, la polarisation est aléatoirement circulaire droite ou gauche ce qui conduit à un résultat nul pour la valeur de l'image d'OSC. Comme les particules de caoutchouc naturel vulcanisé utilisé dans la fabrication des pneus ont des tailles inférieures au micromètre, ces particules ont des tailles inférieures à la longueur d'onde utilisée, 1550 nm . Il est donc normal de trouver une valeur très faible pour l'image d'OSC ρ_{GD} . Les valeurs de contraste obtenues avec les différentes techniques d'imagerie polarimétrique sont rassemblées dans le tableau 5.2.

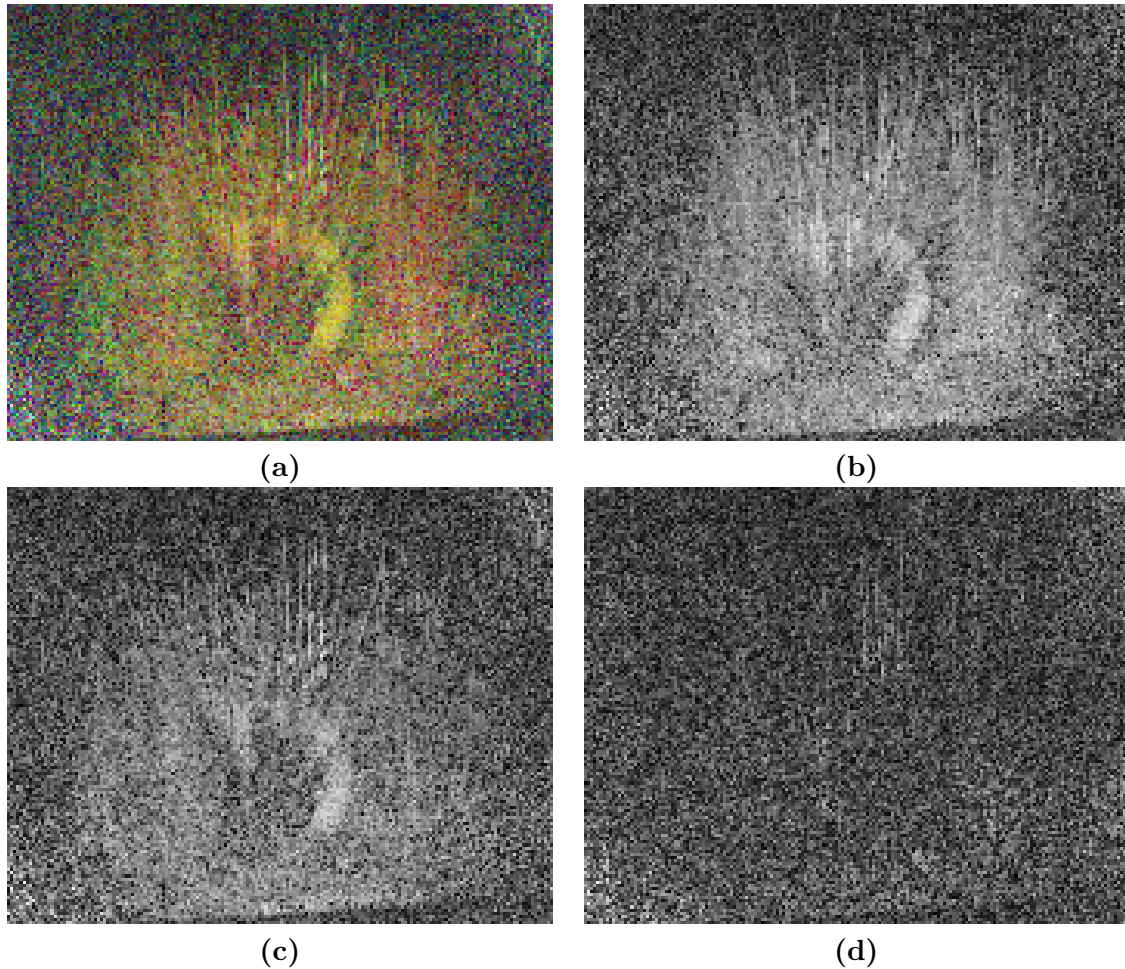


FIGURE 5.5 – (a) Image 3-OSC de la scène de la Figure 5.4 ($\mathcal{C}_1 = [0.30, 0.29, 0.03]$ et $\mathcal{G}_1 = [0.23, 0.16, 0.05]$). (b) Composante ρ_{HV} (canal rouge) de l'image (a). (c) Composante ρ_{45} (canal vert) de l'image (a). (d) Composante ρ_{GD} (canal bleu) de l'image (a).

Image	\mathcal{C}	\mathcal{G}
Intensité	0.03	0.03
STA	0.13	0.09
SNTA	0.20	0.16
SND	0.19	0.16
3-OSC	[0.30, 0.29, 0.03]	[0.23, 0.16, 0.05]

Tableau 5.2 – Contrastes obtenus pour la cible 1 de la scène de la figure 5.4.

5.2 Décamouflage d'objets dissimulés par un filet de camouflage

Lorsque le camouflage d'un véhicule est principalement constitué d'un filet, le but est non plus d'optimiser le contraste entre un objet manufacturé et un fond naturel mais entre deux objets manufacturés. Comme pour la partie précédente, nous traitons dans cette partie du décamouflage d'éléments constituant un véhicule, puis d'un véhicule tout entier. Le filet de camouflage constitue également le fond de la scène.

5.2.1 Plaques de métal cachées par un filet de camouflage

La scène de la Figure 5.6.a est composée de trois plaques de métal cachées derrière un filet de camouflage couleur sable, observées à une distance de 10 m. La cible 1 n'est pas peinte mais couverte de ruban adhésif marron. Les cibles 2 et 3 sont peintes en gris clair. Chaque plaque apparaît dans une région distincte des autres sous forme de plusieurs éléments proches non connexes séparés par le filet de camouflage. Deux éléments de la scène correspondent par exemple à la cible 2.

Pour cet exemple, le contraste a été optimisé sur la cible 2. Dans l'image STA de la scène (Figure 5.6.b), nous pouvons observer que le contraste des trois cibles est significativement augmenté : pour la cible 2, il passe de $\mathcal{C}_2 = 0.08$ ($\mathcal{G}_2 = 0.07$) dans l'image d'intensité à $\mathcal{C}_2 = 0.40$ ($\mathcal{G}_2 = 0.18$). Les autres cibles sont également bien visibles car certaines de leurs propriétés polarimétriques sont proches et elles sont illuminées avec des intensités similaires, comme nous pouvons le constater en comparant les facteurs des matrices de Mueller des trois cibles dans le Tableau 5.3. Les matrices présentées dans ce tableau sont estimées et moyennées sur l'un des éléments visibles de chaque cible. On remarque en particulier leur caractère essentiellement diagonal évoqué dans le chapitre 4. Elles sont normalisées par leur coefficient \hat{M}_{00} (Équation 4.13 page 59). Ce coefficient estimé est proportionnel à l'intensité laser et la réflectivité de la scène. Pour cette scène, il prend des valeurs du même ordre de grandeur (2.11×10^4 , 1.51×10^4 et 1.83×10^4) pour les trois cibles de la scène. Les dynamiques des ROI des cibles seront donc proches et le contraste en intensité classique ne masque pas le contraste polarimétrique.

En conséquence, normaliser les images ne semble pas nécessaire. Le contraste local de la cible 2 diminue même à $\mathcal{C}_2 = 0.32$ dans l'image SNTA (Figure 5.6.c) car le contraste en intensité améliore localement le contraste. Cependant, la cible 2 ainsi que les deux autres cibles sont plus

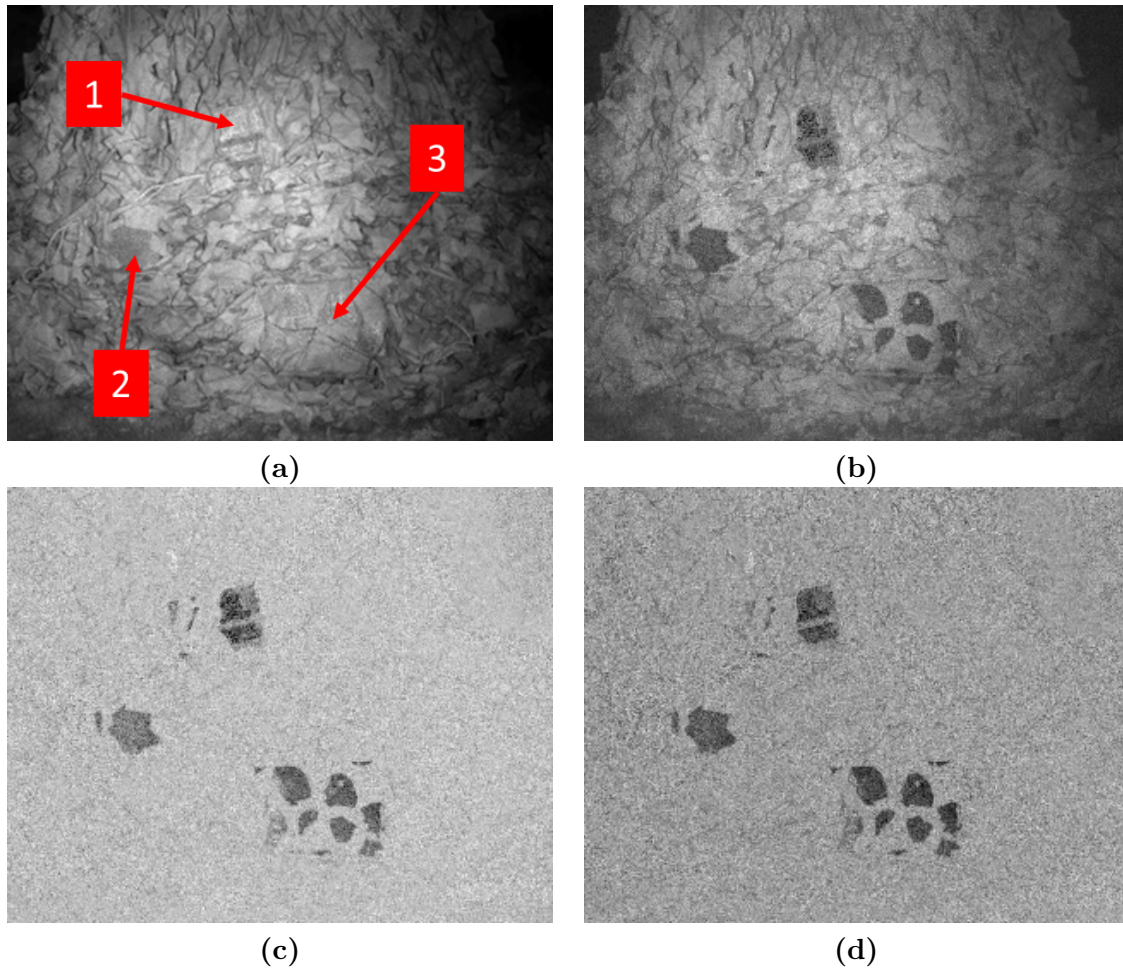


FIGURE 5.6 – (a) Image d'intensité classique de la scène composée de plaques de métal cachées par un filet de camouflage, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm ($\mathcal{C}_2 = 0.08$ et $\mathcal{G}_2 = 0.07$). (b) Image STA optimisée de la scène pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.40$ et $\mathcal{G}_2 = 0.18$). (c) Image SNTA optimisée de la même scène pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.32$ et $\mathcal{G}_2 = 0.24$). (d) Image SND optimisée de la même scène pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = 0.24$ et $\mathcal{G}_2 = 0.24$).

visibles ($\mathcal{G}_2 = 0.24$) grâce à la normalisation qui supprime les variations spatiales d'intensité de la texture du filet de camouflage.

La même conclusion peut être déduite de l'image SND (Figure 5.6.d). Nous constatons donc une nouvelle fois que la réduction du nombre de degrés de liberté polarimétriques a peu d'influence sur le contraste global.

L'image 3-OSC (Figure 5.7.a) montre que cette technique plus simple à mettre en œuvre est capable de récupérer la majorité du contraste polarimétrique ($\mathcal{C}_2 = [0.39, 0.40, 0.47]$ et $\mathcal{G}_2 = [0.32, 0.32, 0.29]$). L'ensemble des contrastes obtenus avec les différentes techniques d'imagerie polarimétrique sont résumés dans le tableau 5.4.

On peut également noter que dans l'image 3-OSC, les cibles 2 et 3 apparaissent en gris, ce qui signifie que les trois canaux correspondant aux trois OSC ont des valeurs similaires (Figures 5.7.b, c et d). Cela signifie que le comportement polarimétrique de ces deux objets est isotrope. En effet, ils conservent de la même manière toutes les polarisations incidentes.

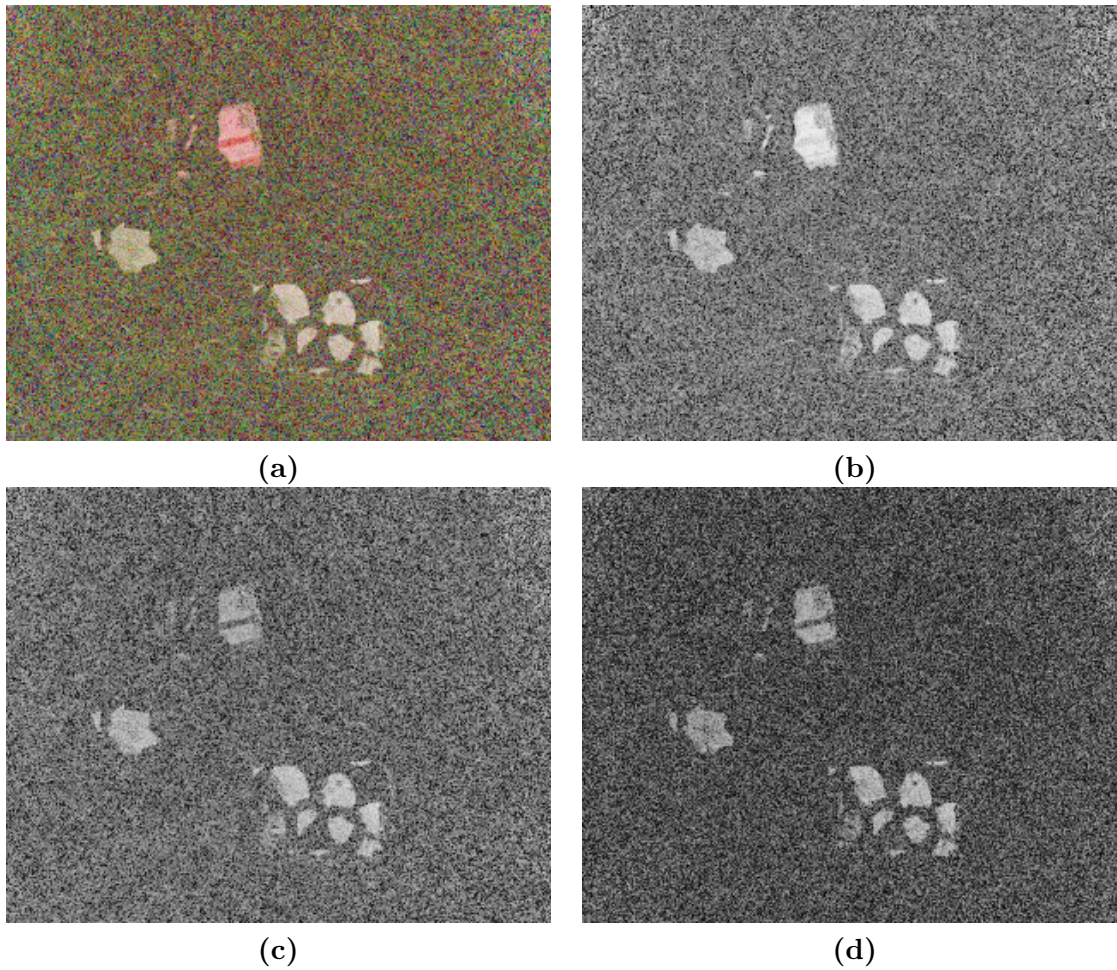


FIGURE 5.7 – (a) Image 3-OSC de la Figure 5.6 ($\mathcal{C}_2 = [0.39, 0.40, 0.47]$ et $\mathcal{G}_2 = [0.32, 0.32, 0.29]$). (b) Composante ρ_{HV} (canal rouge) de l'image (a). (c) Composante ρ_{45} (canal vert) de l'image (a). (d) Composante ρ_{GD} (canal bleu) de l'image (a).

Au contraire, la cible 1 apparaît rougeâtre. Cette couleur est obtenue si trois conditions sont satisfaites. La première est que l'objet conserve les états de polarisation linéaires vertical et horizontal pour avoir une valeur élevée du canal ρ_{HV} . Les deux dernières sont que l'objet ne conserve ni les états de polarisation linéaires à 45° , ni les états de polarisation circulaires. En conséquence les canaux ρ_{45} et ρ_{GD} ont des valeurs faibles. Pour la cible 1, on peut expliquer la non conservation des états linéaires à 45° et circulaires par un effet de biréfringence du ruban adhésif qui couvre la plaque de métal, visible sur sa matrice de Mueller dans le Tableau 5.3 avec les valeurs des coefficients M_{23} et M_{32} (en rouge) élevées. Les états linéaires à 45° sont donc convertis en états circulaires et inversement, les états circulaires sont convertis en états linéaires à 45° . En conséquence, la valeur du canal ρ_{HV} (rouge) de l'image d'OSC (Figure 5.7.b) est plus élevée que les autres. Les deux bandes rouges sur la cible 1 correspondent à deux épaisseurs de ruban adhésif. Ces zones où la biréfringence est encore plus importante, très visibles dans le canal ρ_{HV} (rouge) (Figure 5.7.b) sont mêmes absentes des canaux ρ_{45} (vert) et ρ_{GD} (bleu) (Figures 5.7.c et d).

De plus, l'image d'OSC avec le contraste le plus élevé pour la cible 2 ($\mathcal{C}_2 = [0.39, 0.40, 0.47]$) est le canal ρ_{GD} (troisième) or la composante ρ_{GD} (bleue) est absente dans certaines parties

5.2. DÉCAMOUFLAGE D'OBJETS DISSIMULÉES PAR UN FILET DE CAMOUFLAGE85

de la cible 1, en particulier sur les bandes rouges citées précédemment. Ces bandes rouges, qui correspondent à deux épaisseurs de ruban adhésif, sont invisibles dans cette images d'OSC ($\mathcal{C}_1 = [0.42, 0.15, 0.06]$) car elles ont des propriétés polarimétriques différentes de la cible 2. Par conséquent, augmenter le contraste de la cible 2 peut diminuer celui de la cible 1. L'affichage simultané des trois images d'OSC permet alors de faire apparaître entièrement les trois cibles avec un bon contraste sur la même image. Cela illustre l'intérêt de visualiser plusieurs propriétés polarimétriques simultanément grâce au codage par les couleurs pour augmenter la probabilité de détection. De plus, la diversité des informations polarimétriques recueillies permet d'envisager une pré-classification des cibles. Cette technique d'imagerie est donc particulièrement adaptée aux scénarios contenant plusieurs cibles ayant des propriétés polarimétriques différentes.

Cible 1	
\hat{M}_{t1}	$2.11 \times 10^4 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.00 & 0.02 & 0.01 \\ -0.11 & 0.50 & 0.09 & -0.01 \\ -0.02 & 0.00 & -0.43 & -0.53 \\ 0.00 & -0.09 & 0.42 & -0.20 \end{pmatrix}$
Cible 2	
\hat{M}_{t2}	$1.51 \times 10^4 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.01 & -0.00 & -0.00 \\ -0.05 & 0.35 & 0.03 & 0.01 \\ -0.01 & 0.02 & -0.42 & -0.23 \\ -0.01 & -0.02 & 0.07 & -0.25 \end{pmatrix}$
Cible 3	
\hat{M}_{t3}	$1.83 \times 10^4 \begin{pmatrix} 1.00 & 0.00 & 0.00 & -0.01 \\ -0.08 & 0.46 & 0.05 & 0.02 \\ -0.01 & 0.04 & -0.51 & -0.27 \\ -0.02 & -0.03 & 0.15 & -0.38 \end{pmatrix}$

Tableau 5.3 – Matrices de Mueller des trois cibles de la scène de la Figure 5.6.

Image	\mathcal{C}	\mathcal{G}
Intensité	0.08	0.07
STA	0.40	0.18
SNTA	0.32	0.24
SND	0.24	0.24
3-OSC	[0.39, 0.40, 0.47]	[0.32, 0.32, 0.29]

Tableau 5.4 – Résumé des contrastes obtenus pour la scène de la figure 5.6.

5.2.2 Véhicule caché par un filet de camouflage

Nous avons ensuite utilisé une cible plus réaliste. La scène de la Figure 5.8 est donc composée d'un vélo caché sous un filet de camouflage apparaissant sur un fond composé de ce même filet de camouflage, observé à 10 m de l'imageur. Le vélo a des propriétés variées qui rendent la détection difficile. Premièrement, il est fait de matériaux aux propriétés polarimétriques différentes (plastiques, métaux, peintures et différents textiles). Deuxièmement, le filet de camouflage ne laisse apparaître que quelques parties de la cible, non connexes. De plus, ces parties ne sont pas

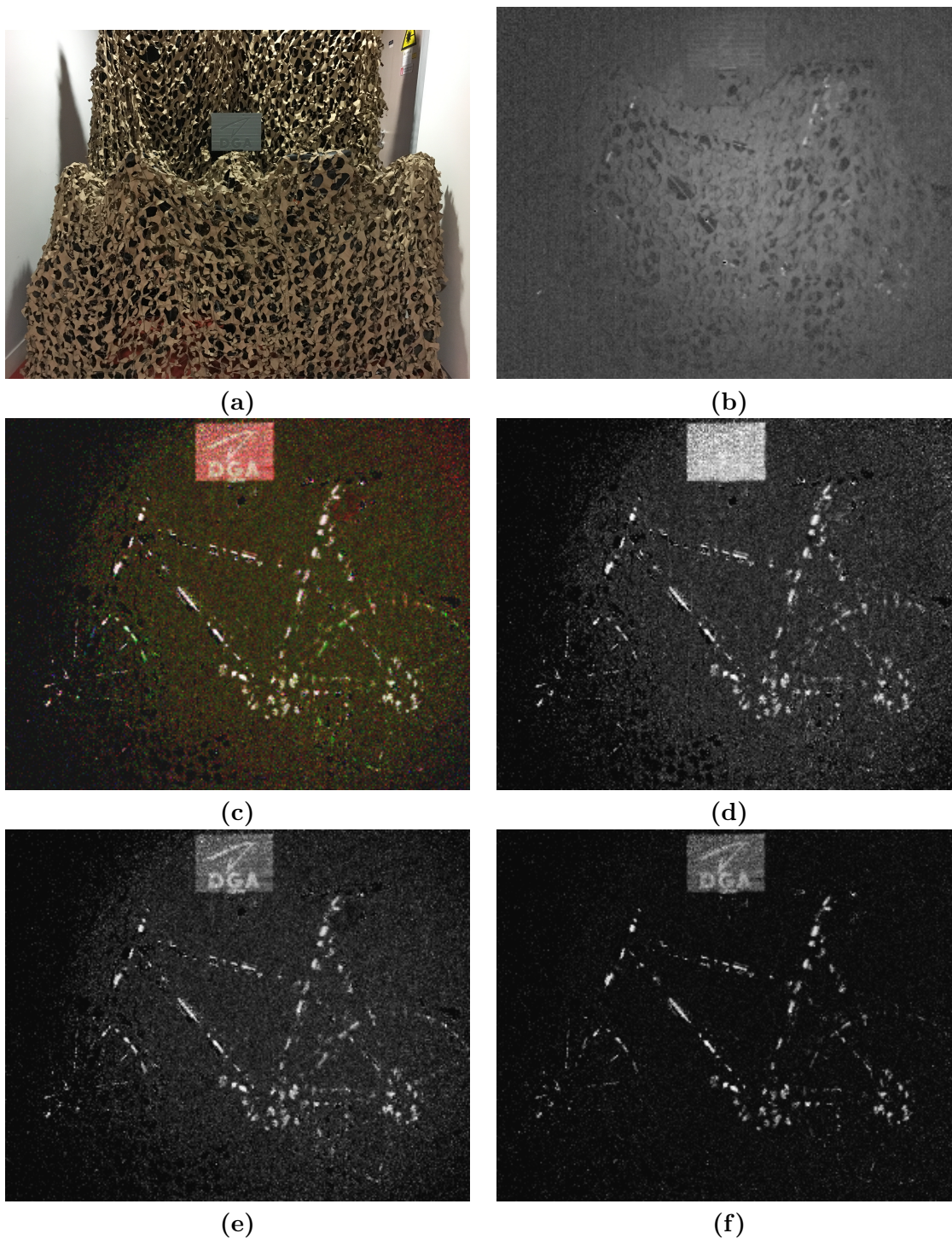


FIGURE 5.8 – (a) Image d'intensité classique de la scène composée du vélo sous le filet de camouflage, dans le domaine visible. Le champ de vue est légèrement plus large que celui des images suivantes. (b) Image d'intensité classique de la même scène, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm . (c) Image 3-OSC image de la scène. (d) Composante ρ_{HV} (canal rouge) de l'image (c). (e) Composante ρ_{45} (canal vert) de l'image (c). (f) Composante ρ_{GD} (canal bleu) de l'image (c).

forcément faites du même matériau. En conséquence, l'optimisation du contraste global entre deux régions avec les techniques d'imagerie polarimétrique STA, SNTA et SND serait difficile. En effet, l'optimisation du contraste d'une partie du vélo par rapport au fond ne conduirait pas nécessairement à l'amélioration du contraste des autres éléments du vélo, et donc du vélo entier. De plus, la sélection semi supervisée d'un des petits éléments du vélo n'est a priori pas simple compte tenu de la taille des mailles du filet.

D'un autre coté, la Figure 5.8.c montre clairement que l'image 3-OSC permet de révéler le vélo derrière le filet de camouflage grâce au contraste polarimétrique. La combinaison des différentes propriétés polarimétriques permet à nouveau de visualiser l'ensemble du vélo alors que certains éléments ne sont visibles que dans des canaux particuliers. Par exemple, la sacoche textile présente sous la selle à l'arrière du vélo n'est visible que dans le canal rouge (Figure 5.8.d). Les parties inférieures des roues ne sont pas visible dans le canal ρ_{GD} (Figure 5.8.f) mais le sont dans les deux autres.

De plus, nous avons placé une plaque de métal peinte en gris clair à coté du vélo. L'ensemble de la plaque à l'exception du logo DGA (pour *Direction Générale de l'Armement*) est couvert de ruban adhésif transparent ayant des propriétés de biréfringence. La différence de matériau, invisible dans l'image d'intensité, est apparente dans l'image 3-OSC (Figure 5.8.c), en particulier dans les canaux ρ_{45} (vert) et ρ_{GD} (bleu) (Figures 5.8.e et f), car le ruban adhésif apparaît en rouge comme dans la Figure 5.6.c alors que le logo DGA apparaît en blanc.

5.3 Détection d'objet sur une piste de décollage

Nous nous intéressons ici à un autre type de scénario dont les applications sont aussi bien civiles que militaires : la détection d'objets dangereux sur une piste de décollage. L'objectif est d'augmenter le contraste entre un objet manufacturé et la piste.

5.3.1 Asphalte sec

La scène de la Figure 5.9.a représente un objet plastique (cible 1) situé à 6 m de l'imageur posé sur un fond d'asphalte. L'incidence de l'illumination est d'environ 15° . La cible est faiblement visible dans l'image d'intensité sans information polarimétrique (Figure 5.9.b) car sa réflectivité est proche de celle du fond d'asphalte. Cette scène est représentative d'un scénario de détection d'objets dangereux sur une piste de décollage d'un aéroport dans des conditions de piste sèche.

Nous observons que le contraste local de la cible augmente fortement de $\mathcal{C}_1 = 0.05$ dans l'image d'intensité à $\mathcal{C}_1 = 0.74$ dans l'image STA (Figure 5.9.c). Le contraste global augmente également de $\mathcal{G}_1 = 0.05$ à $\mathcal{G}_1 = 0.22$. Comme le fond de la scène est uniforme, l'imagerie STA améliore nettement le contraste de la cible qui est maintenant bien visible.

Le contraste local et le contraste global sont augmentés pour toutes les techniques d'imagerie normalisées par rapport à l'image d'intensité classique. En effet, l'image SNTA (Figure 5.9.d) obtient un contraste local de $\mathcal{C}_1 = 0.69$ et un contraste global de $\mathcal{G}_1 = 0.24$. La cible, bien que totalement visible dans l'image STA, apparaît encore plus clairement grâce à la suppression des variations d'intensité dues au profil du laser.

L'image 3-OSC (Figure 5.10.a) obtient un contraste local de $\mathcal{C}_1 = [0.43, 0.43, 0.58]$ et un contraste global de $\mathcal{G}_1 = [0.35, 0.37, 0.44]$. On observe que le contraste dominant provient du canal ρ_{GD} (bleu) de l'image 3-OSC. La couleur du fond d'asphalte est entre la couleur rouge et

la couleur verte dans cette image, ce qui implique une faible proportion de couleur bleue dans cette région. Cela signifie que la valeur du canal ρ_{GD} (Figure 5.10.d) est très faible pour le fond. En conséquence, le fond ne conserve pas les polarisations elliptiques.

L'ensemble des contrastes obtenus avec les différentes techniques d'imagerie polarimétrique est récapitulé dans le tableau 5.5.

Image	\mathcal{C}	\mathcal{G}
Intensité	0.05	0.04
STA	0.74	0.22
SNTA	0.69	0.24
SND	0.40	0.21
3-OSC	[0.43, 0.43, 0.58]	[0.35, 0.37, 0.44]

Tableau 5.5 – Contrastes obtenus pour la scène de la figure 5.6.

5.3.2 Asphalte et flaques d'eau

La scène de la Figure 5.11.a représente un objet plastique situé à 6 m de l'imageur posé sur un fond d'asphalte. L'incidence de l'illumination est également d'environ 15° . Des parties de la surface d'asphalte sont mouillées et apparaissent sombres à l'image car l'eau absorbe l'émission laser à 1550 nm que nous utilisons. La présence de ces régions plus sombres rend difficile la détection de l'objet qui apparaît également sombre dans l'image d'intensité. Cette scène est représentative d'un scénario de détection d'objets dangereux sur une piste de décollage d'un aéroport dans des conditions de pluie.

Nous observons que le contraste local de la cible est augmenté de $\mathcal{C}_1 = 0.14$ dans l'image d'intensité (Figure 5.11.b) à $\mathcal{C}_1 = 0.57$ dans l'image STA (Figure 5.11.c). Le contraste global, quant à lui, reste très faible (de $\mathcal{G}_1 = 0.03$ à $\mathcal{G}_1 = 0.09$). La cible reste aussi sombre que les parties mouillées du fond et est donc peu visible.

En revanche, le contraste local et le contraste global sont augmentés pour toutes les techniques d'imagerie normalisées par rapport à l'image d'intensité classique. En effet, l'image SNTA (Figure 5.11.d) obtient un contraste local de $\mathcal{C}_1 = 0.43$ et un contraste global de $\mathcal{G}_1 = 0.19$. L'image 3-OSC (Figure 5.12.a) obtient un contraste local de $\mathcal{C}_1 = [0.36, 0.36, 0.50]$ et un contraste global de $\mathcal{G}_1 = [0.35, 0.33, 0.39]$. Cette augmentation de contraste est en accord avec la qualité visuelle des images. En effet, la normalisation supprime le contraste en intensité entre les différentes régions en conservant le contraste polarimétrique qui fait clairement apparaître la cible. Ce résultat illustre encore l'intérêt de la normalisation en présence de fond avec de grandes variations d'intensité. On peut noter que dans ce scénario, nous observons une perte de contraste plus importante dans l'image SND par rapport à l'image SNTA que dans les autres scénarios. Cependant, il reste suffisant pour correctement discerner la cible.

De plus, on observe comme dans le cas précédent de l'asphalte sans flaque d'eau, que le contraste dominant provient du canal ρ_{GD} (bleu) de l'image 3-OSC. Cela signifie que la valeur du canal ρ_{GD} (Figure 5.12.d) est très faible pour le fond. En conséquence, pour les mêmes raisons, le fond ne conserve pas les polarisations elliptiques.

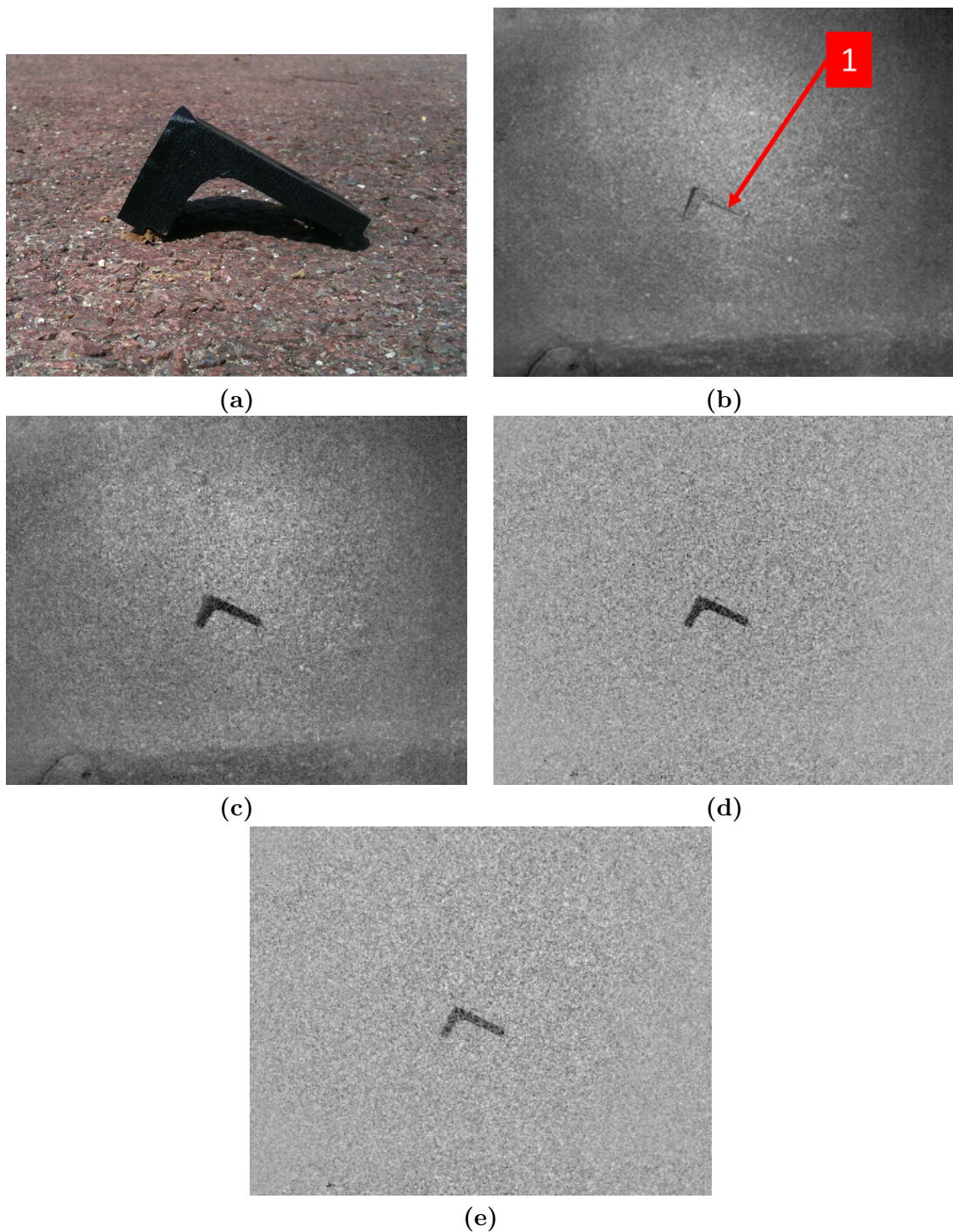


FIGURE 5.9 – (a) Image d'intensité classique de la scène composée de la cible plastique sur de l'asphalte sec, dans le domaine visible. (b) Image d'intensité classique de la scène, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm ($\mathcal{C}_1 = 0.05$ et $\mathcal{G}_1 = 0.04$). (c) Image STA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.74$ et $\mathcal{G}_1 = 0.22$). (d) Image SNTA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.69$ et $\mathcal{G}_1 = 0.24$). (e) Image SND optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.40$ et $\mathcal{G}_1 = 0.21$).

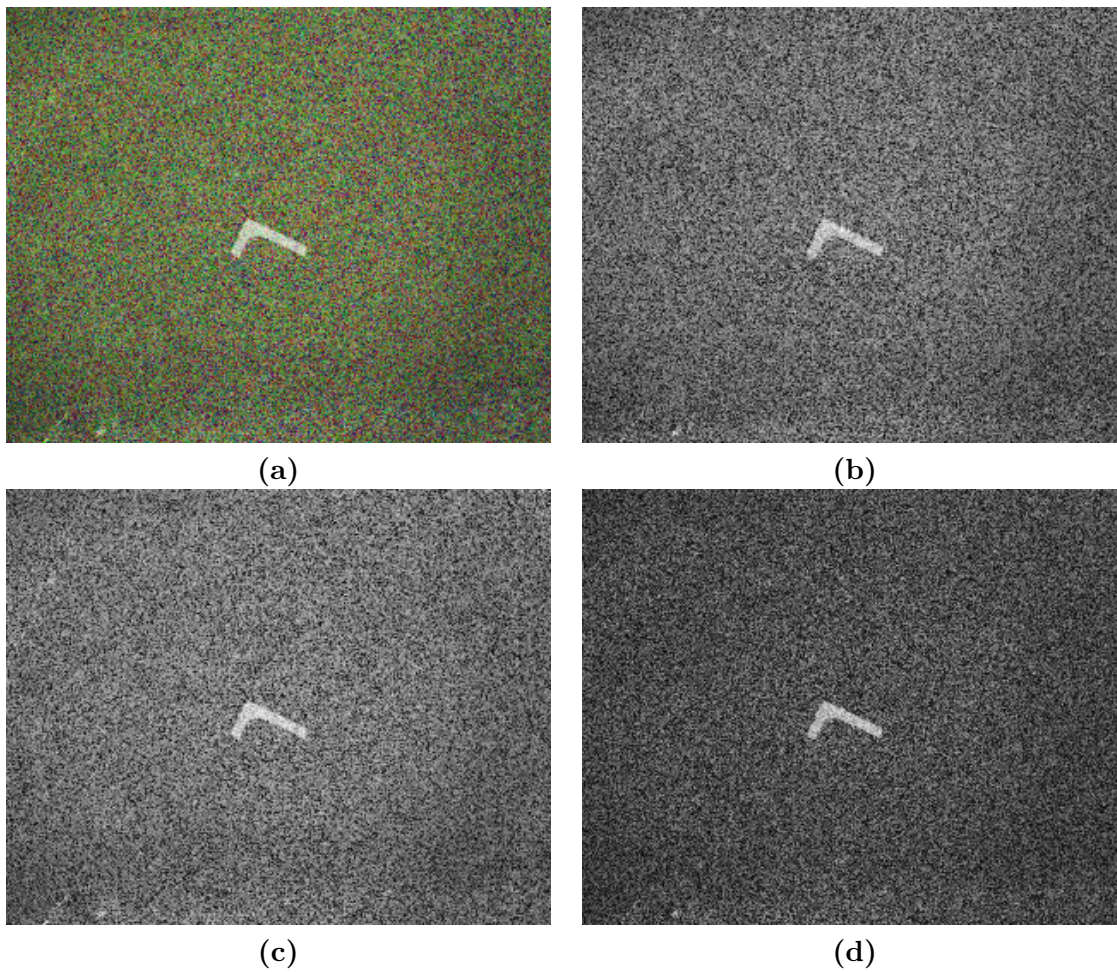


FIGURE 5.10 – (a) Image 3-OSC de la Figure 5.9 ($\mathcal{C}_1 = [0.43, 0.43, 0.58]$ et $\mathcal{G}_1 = [0.35, 0.37, 0.44]$). (b) Composante ρ_{HV} (canal rouge) de l'image (a). (c) Composante ρ_{45} (canal vert) de l'image (a). (d) Composante ρ_{GD} (canal bleu) de l'image (a).

L'ensemble des contrastes obtenus avec les différentes techniques d'imagerie polarimétrique sont résumés dans le tableau 5.6.

Image	\mathcal{C}	\mathcal{G}
Intensité	0.14	0.03
STA	0.57	0.009
SNTA	0.43	0.19
SND	0.31	0.19
3-OSC	[0.36, 0.36, 0.50]	[0.35, 0.33, 0.39]

Tableau 5.6 – Contrastes obtenus pour la scène de la figure 5.6.

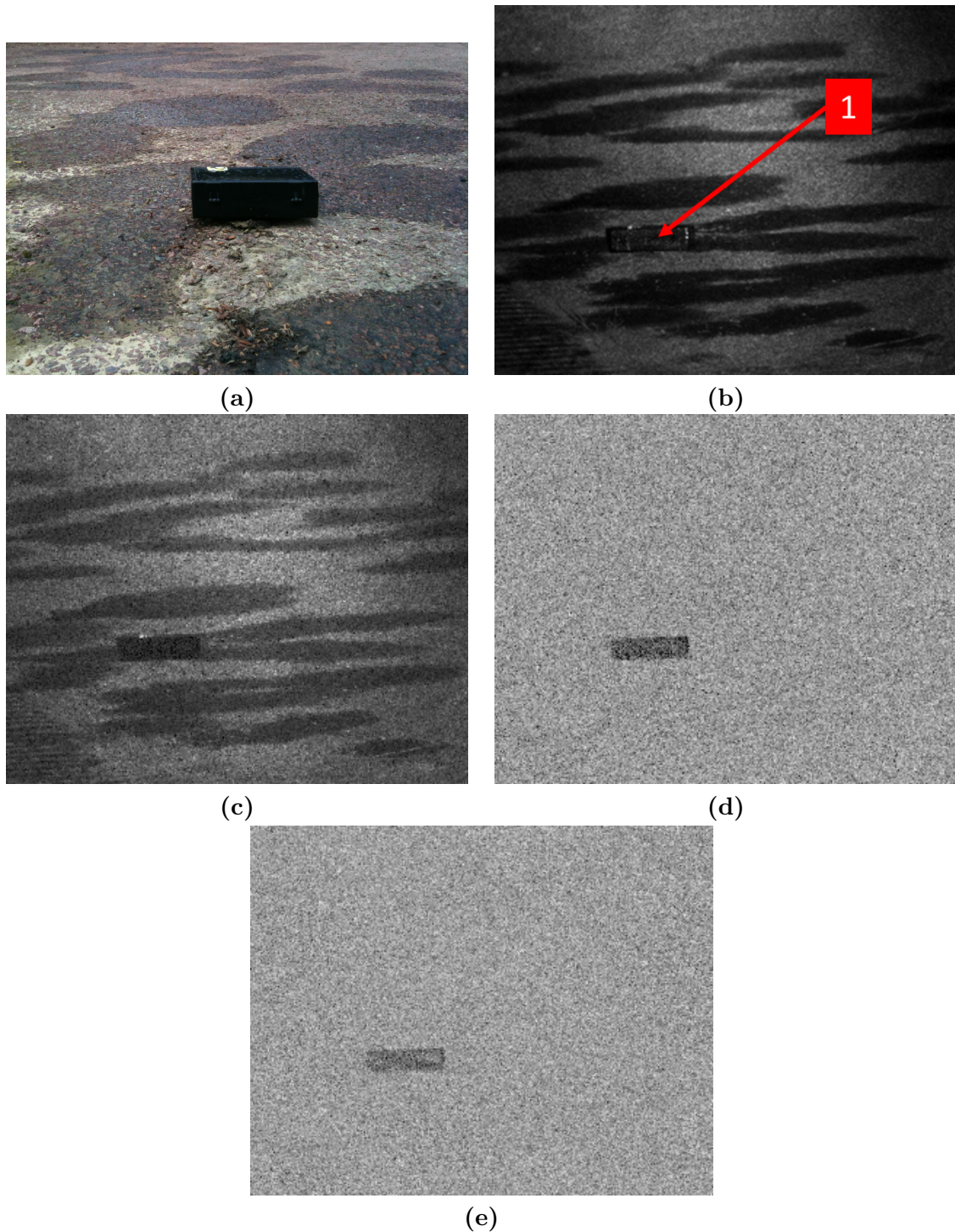


FIGURE 5.11 – (a) Image d'intensité classique de la scène composée de la cible plastique sur de l'asphalte dont certaines parties sont sèches et les autres sont recouvertes d'eau, dans le domaine visible. (b) Image d'intensité classique de la scène, éclairée par le laser infrarouge à 1550 nm ($\mathcal{C}_1 = 0.14$ et $\mathcal{G}_1 = 0.03$). (c) Image STA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.57$ et $\mathcal{G}_1 = 0.09$). (d) Image SNTA optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.43$ et $\mathcal{G}_1 = 0.19$). (e) Image SND optimisée de la scène pour la cible 1 ($\mathcal{C}_1 = 0.31$ et $\mathcal{G}_1 = 0.19$).

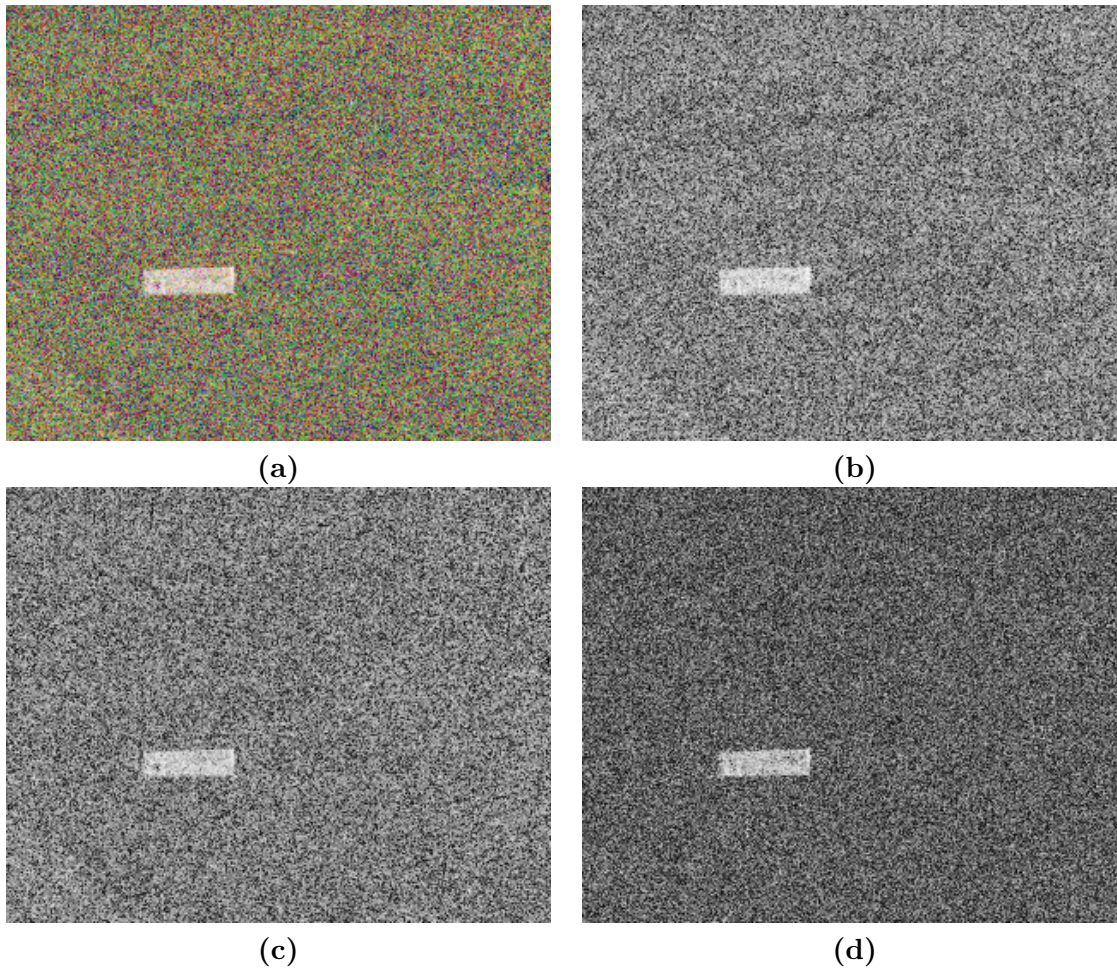


FIGURE 5.12 – (a) Image 3-OSC de la Figure 5.11 ($\mathcal{C}_1 = [0.36, 0.36, 0.50]$ et $\mathcal{G}_1 = [0.35, 0.33, 0.39]$). (b) Composante ρ_{HV} (canal rouge) de l'image (a). (c) Composante ρ_{45} (canal vert) de l'image (a). (d) Composante ρ_{GD} (canal bleu) de l'image (a).

5.4 Conclusion

Nous avons testé dans ce chapitre les différentes techniques d'imagerie développées dans les chapitre 3 et 4 en utilisant notre imageur polarimétrique actif et adaptatif en polarisation décrit au chapitre 2. Pour cela, nous avons optimisé le contraste de diverses cibles manufacturées dans des scènes aux caractéristiques variées. Nous avons pu constater dans tous ces scénarios, un apport significatif de l'imagerie polarimétrique pour la détection et le décamouflage. De plus, la diversité des scènes, naturelles ou synthétiques, et des cibles (métal, plastique, caoutchouc et tissu) ont conduit à souligner les caractéristiques qu'un imageur polarimétrique doit posséder pour ce type d'applications.

Le premier résultat important, rencontré dans la grande majorité des scénarios, est l'apport essentiel de la normalisation des images par l'intensité pour s'affranchir des variations spatiales d'intensité. Ces variations proviennent des différentes réflectivités en intensité dans la scène et de la répartition non uniforme de l'illumination laser dans la scène. Elles sont indépendantes de la polarisation et masquent parfois le contraste polarimétrique. La normalisation permet donc de garder seulement le contraste polarimétrique qui apporte de nouvelles informations par rapport aux images classiques.

Le second résultat important est que dans la majorité des scénarios de détection et décamouflage rencontrés, les matrices de Mueller des objets sont essentiellement diagonales. En d'autres termes, la principale source de contraste polarimétrique est une différence de dépolarisation. En conséquence, nous avons pu vérifier qu'un nombre de degrés de liberté polarimétriques réduit de l'imageur conserve de bonnes performances en détection et décamouflage. En particulier, l'image 3-OSC utilisant seulement six images obtient des contrastes équivalents aux autres techniques utilisant seize images. Cette caractéristique des scènes permet de concevoir des imageurs plus simples ayant des performances similaires à notre imageur totalement agile en polarisation. Cette simplicité permettra alors d'accéder à des temps de réponse plus réduits, des éléments optiques plus simples et une compacité plus grande.

En conclusion, l'imagerie polarimétrique permet d'effectuer des opérations de détection et de décamouflage d'objets manufacturés en environnement extérieur. L'image 3-OSC, en plus d'utiliser un nombre réduit d'états de polarisation simples, de ne nécessiter aucune optimisation et de pouvoir gérer les scénarios multicible, semble conduire aux meilleurs contrastes. Les différents canaux de l'image 3-OSC sont de plus complémentaires dans certaines scènes, ce qui permet d'obtenir de bons contrastes simultanément sur plusieurs cibles aux propriétés polarimétriques différentes et de fournir un outil de pré-classification.

Conclusion générale

Nous avons réalisé au cours de cette étude un système imageur polarimétrique actif dans le proche infrarouge pouvant générer tout les états de polarisation en émission et en analyse. Le contrôle de la polarisation à l'aide de cellules à cristaux liquides permet d'obtenir une agilité totale en polarisation. Cependant, la longueur d'onde utilisée implique que les cellules soient épaisses. Dans notre cas, ces cellules présentent une réponse non idéale. Nous avons donc proposé une méthode originale permettant de calibrer les modules de contrôle de la polarisation pour atteindre une précision de 1° sur la sphère de Poincaré. De plus, si les cellules à cristaux liquides permettent d'obtenir une agilité totale en polarisation, elles limitent la cadence d'acquisition avec des temps de réponse maximum de 200 *ms*.

L'imageur étant opérationnel, nous avons pu tester quatre techniques d'imagerie polarimétrique dans le but d'effectuer une opération de détection et de décamouflage de cibles manufacturées dans des milieux naturels.

L'imagerie scalaire totalement adaptative (STA), utilisant l'agilité totale en polarisation de l'imageur, montre une augmentation significative du contraste grâce à la polarisation dans des scénarios de détection et de décamouflage. Cependant, nous avons montré que dans des conditions de répartition non uniforme de l'intensité due à une illumination ou une réflectivité non uniformes, le contraste d'intensité classique peut masquer le contraste polarimétrique. Dans ces conditions, l'augmentation de contraste est peu significative.

En conséquence, nous avons proposé une nouvelle stratégie d'imagerie, appelée imagerie scalaire normalisée totalement adaptative (SNTA), permettant de s'affranchir de l'information d'intensité classique. En reprenant la stratégie STA, les données polarimétriques ainsi que l'image finale sont normalisées par l'intensité classique. Seul le contraste polarimétrique est donc présent dans l'image optimisée. Cette technique permet alors une augmentation significative du contraste dans tous les scénarios présentant un contraste polarimétrique, même dans des conditions de répartition non uniforme de l'intensité. Cependant, cette stratégie nécessite toujours l'acquisition de la matrice de Mueller de la scène.

Après de nombreuses expérimentations sur différentes scènes naturelles, nous avons remarqué que la propriété polarimétrique dominante des scènes observées est la dépolarisation. Cela se traduit par des matrices de Mueller quasi diagonales. Il est donc possible de réduire le nombre de degrés de liberté tout en conservant des résultats, pour l'imagerie scalaire normalisée diagonale (SND), proches des résultats obtenus avec l'imagerie SNTA. L'imagerie SND présente alors l'avantage d'être réalisée avec un temps d'acquisition réduit par rapport aux imageries STA et SNTA. Si cette imagerie nécessite moins de degrés de liberté que les précédentes, elle reste semi-supervisée pour choisir l'image présentant le meilleur contraste sur la cible.

Nous avons donc proposé une dernière technique d'imagerie polarimétrique normalisée et non supervisée. Cette technique, appelée imagerie 3-OSC, produit une image couleur codée en RVB (RGB) dont chaque canal correspond à une propriété polarimétrique. Cette imagerie présente

de très bons contrastes pour tous les scénarios étudiés. Nous avons vu qu'il est possible de visualiser certaines propriétés polarimétriques comme la biréfringence en combinant les informations des différents canaux. De plus, comme il n'y a pas d'optimisation d'une cible particulière, cette technique peut traiter des scénarios multicibles. Enfin, la visualisation de plusieurs propriétés polarimétriques simultanément dans un scénario multicibles permet de discriminer les cibles constituées de matériaux différents entre elles.

Nous avons comparé ces quatre techniques d'imagerie sur des scènes réalistes et variées de détection et décamouflage. Les scènes étudiées traitaient du décamouflage de véhicules en milieu naturel et de la détection d'objets dangereux sur les pistes de décollage. Dans les deux cas, nous avons montré l'intérêt de l'imagerie polarimétrique par rapport à l'imagerie d'intensité.

Perspectives

Le décamouflage par un imageur polarimétrique est pour le moment au stade de démonstrateur, ce qui correspond à la fin du projet AUTOPOL. Cependant, si l'apport de polarisation pour les applications de détection et décamouflage n'est plus à prouver, le démonstrateur actuel ne peut être utilisé comme tel par les utilisateurs opérationnels.

Un travail d'ingénierie doit transformer le démonstrateur encombrant et peu mobile, en un prototype aisément déplaçable sur le terrain. Pour commencer, un choix de la technique d'imagerie polarimétrique doit être fait en regard de l'application pour créer un imageur polarimétrique spécifique à l'application. En effet, l'imageur construit dans le cadre de ces travaux permet de générer tout les états de polarisation. Cette particularité permet de tester toutes les techniques d'imagerie polarimétrique, ce qui est très intéressant pour l'étude des capacités de cette imagerie. En revanche, cette agilité se paie par un temps de réponse trop lent pour la cadence vidéo visée. De plus, les cellules à cristaux liquides permettant cette agilité étant régulées en température, ces composants se prêtent peu aux milieux extrêmes rencontrés dans le cadre militaire. Il faut donc correctement définir le besoin en agilité polarimétrique afin de définir le système le plus adapté.

De plus, deux types de sources laser infrarouge ont été utilisées dans cette étude. La première, impulsionnelle, permet d'atteindre de fortes énergies avec une relative sécurité oculaire. Cependant l'instabilité temporelle de la répartition spatiale de l'énergie de cette source ne permet pas de correctement estimer les propriétés polarimétriques acquises sur plusieurs images successives. La seconde, continue, est très stable temporellement. Elle est donc adaptée à l'acquisition des données polarimétriques sur plusieurs images successives mais pose plus de problèmes de sécurité oculaire. Une choix doit donc être fait en fonction des besoins de l'application. On peut remarquer en particulier qu'il est possible d'acquérir l'information polarimétrique en une seule image pour certaines imageries ne nécessitant que peu de degrés de polarisation en choisissant une architecture de l'imageur adaptée. On peut par exemple utiliser deux capteurs qui analysent deux composantes polarimétriques simultanément ou projeter deux composantes polarimétriques de la scène à deux endroits différents sur un même capteur. Dans ce cas, la stabilité spatiale du laser impulsionnel n'est plus un facteur limitant.

Enfin, un travail de recherche est toujours nécessaire pour exploiter au mieux les informations polarimétriques acquises par l'imageur. En effet, si les images actuelles permettent de détecter une forme avec plus de facilité qu'un imageur d'intensité classique, la polarisation pourrait permettre d'accéder à plus d'information sur la cible comme sa nature ou son orientation. De plus, d'autres applications de détection par imagerie polarimétrique nécessiteront également une

étude pour évaluer l'apport de cette imagerie et les spécificités de l'application afin de créer un imageur dédié.

Annexe A

Produit de Kronecker

En mathématiques le produit de Kronecker est une opération portant sur les matrices. Il s'agit d'un cas particulier du produit tensoriel. Il est ainsi dénommé en hommage au mathématicien allemand Leopold Kronecker (1823-1891).

A.1 Définition

Soient A une matrice de taille $m \times n$ et B une matrice de taille $p \times q$. Leur produit tensoriel est la matrice $A \otimes B$ de taille $mp \times nq$, définie par blocs successifs de taille $p \times q$, le bloc d'indice (i, j) valant $A_{ij}B$. En d'autres termes :

$$A \otimes B = \begin{pmatrix} A_{11}B & \cdots & A_{1n}B \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{m1}B & \cdots & A_{mn}B \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

A.2 Propriétés

A.2.1 Bilinéarité, associativité

Le produit de Kronecker est bilinéaire et associatif : sous réserve de compatibilité des tailles pour A , B et C , pour un scalaire λ , le produit de Kronecker vérifie les relations suivantes :

$$A \otimes (B + \lambda C) = (A \otimes B) + \lambda(A \otimes C) \quad (\text{A.2})$$

$$(A + \lambda B) \otimes C = (A \otimes C) + \lambda(B \otimes C) \quad (\text{A.3})$$

$$A \otimes (B \otimes C) = (A \otimes B) \otimes C \quad (\text{A.4})$$

Il est important de noter que le produit de Kronecker n'est pas commutatif!

$$\forall A \neq B, \quad A \otimes B \neq B \otimes A \quad (\text{A.5})$$

Cependant pour toutes matrices A et B , il existe deux matrices de permutation P et Q telles que :

$$A \otimes B = P(B \otimes A)Q \quad (\text{A.6})$$

A.2.2 Propriétés avec le produit matriciel usuel

Le produit de Kronecker vérifie la propriété suivante qui mélange les aspects liés au produit matriciel usuel et au produit de Kronecker :

$$(A \otimes B)(C \otimes D) = (AC) \otimes (BD) \quad (\text{A.7})$$

On peut déduire de cette relation que le produit $A \otimes B$ est une matrice inversible si et seulement si A et B sont inversibles. Dans ces conditions, on a la relation :

$$(A \otimes B)^{-1} = A^{-1} \otimes B^{-1} \quad (\text{A.8})$$

A.2.3 Trace et Déterminant

La trace et le déterminant du produit $A \otimes B$ sont reliés à la trace et au déterminant des matrices A et B par les relations :

$$\text{Tr}(A \otimes B) = \text{Tr}(A)\text{Tr}(B) \quad (\text{A.9})$$

$$\det(A \otimes B) = \det(A)^m \det(B)^n \quad (\text{A.10})$$

où Tr désigne l'opérateur calculant la trace d'une matrice et \det l'opérateur calculant son déterminant.

A.2.4 Transposition

La transposée du produit $A \otimes B$ est relié à la transposée des matrices A et B par la relation :

$$(A \otimes B)^T = A^T \otimes B^T \quad (\text{A.11})$$

où T désigne l'opérateur "transpose".

A.2.5 Équations matricielles

Le produit de Kronecker peut être utilisé afin d'obtenir des représentations simplifiées de certaines équations matricielles. Considérons l'équation suivante :

$$AXB = C \quad (\text{A.12})$$

où A , B , X et C sont des matrices quelconques. Il est possible de réécrire cette équation sous la forme :

$$(A \otimes B)\text{vec}(X) = \text{vec}(C) \quad (\text{A.13})$$

avec $\text{vec}(X)$ qui représente la vectorisation de la matrice X obtenue en lisant la matrice X dans le sens lexicographique et en groupant ses éléments dans un vecteur colonne.

Références :

https://fr.wikipedia.org/wiki/Produit_de_Kronecker

Annexe B

Optimisation de contraste pour les matrices de Mueller diagonales

Les résultats de cette annexe sont valides de manière équivalente pour les matrices de Mueller normalisées ou non.

Prenons l'hypothèse que les matrices de Mueller de la cible M_t et du fond M_b sont diagonales. Dans ce cas, la différence des matrices $D = M_t - M_b$ et la somme des matrices $\Sigma = M_t + M_b$ sont également diagonales. Nous appelons leurs éléments de la manière suivante :

$$\forall i \in [0, 3], d_i = D_{ii} \quad \text{et} \quad \forall i \in [0, 3], \sigma_i = \Sigma_{ii} \quad (\text{B.1})$$

et nous définissons les vecteur de Stokes unitaires totalement polarisés \mathbf{S} et \mathbf{T} de la manière suivante :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 1 \\ \mathbf{s} \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 \\ \mathbf{t} \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

où \mathbf{s} et \mathbf{t} sont les vecteurs de Stokes réduits (de dimension 3). Avec cette notation, l'expression du contraste de l'Equation 3.18 (page 49) devient :

$$\mathcal{C}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) = \frac{\left| d_0 + \sum_{i=1}^3 d_i t_i s_i \right|}{\sigma_0 + \sum_{i=1}^3 \sigma_i t_i s_i} \quad (\text{B.3})$$

Le maximum de ce contraste en fonction de \mathbf{s} et \mathbf{t} est un extremum de la fonction :

$$\mathcal{G}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) = \frac{d_0 + \sum_{i=1}^3 d_i t_i s_i}{\sigma_0 + \sum_{i=1}^3 \sigma_i t_i s_i} = \frac{\mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{t})}{\mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t})} \quad (\text{B.4})$$

sous la contrainte que les normes de \mathbf{s} et \mathbf{t} soient unitaires. Ce problème peut être résolu par la méthode des multiplicateurs de Lagrange. L'expression du Lagrangien est :

$$\Psi(\mathbf{s}, \mathbf{t}) = \mathcal{G}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) - \lambda \sum_{i=1}^3 s_i^2 - \mu \sum_{i=1}^3 t_i^2 \quad (\text{B.5})$$

où λ et μ sont les paramètres de Lagrange. Le gradient du Lagrangien en fonction de \mathbf{s} et \mathbf{t} est :

$$\frac{\partial \Psi(\mathbf{s}, \mathbf{t})}{\partial s_i} = \frac{d_i \mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) - \sigma_i \mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{t})}{\mathcal{B}^2(\mathbf{s}, \mathbf{t})} t_i - 2\lambda s_i \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{\partial \Psi(\mathbf{s}, \mathbf{t})}{\partial t_i} = \frac{d_i \mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) - \sigma_i \mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{t})}{\mathcal{B}^2(\mathbf{s}, \mathbf{t})} s_i - 2\mu t_i \quad (\text{B.7})$$

Annuler ce gradient mène aux équations suivantes :

$$\left\{ [d_i \mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) - \sigma_i \mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{t})]^2 - 4\lambda\mu [\mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t})]^4 \right\} t_i = 0 \quad (\text{B.8})$$

$$\left\{ [d_i \mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) - \sigma_i \mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{t})]^2 - 4\lambda\mu [\mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t})]^4 \right\} s_i = 0 \quad (\text{B.9})$$

Définissons les six combinaisons d'états de polarisation :

$$\{s_i = \epsilon \text{ and } \forall j \neq i, s_j = 0 ; t_i = 1 \text{ and } \forall j \neq i, t_j = 0\} \quad (\text{B.10})$$

où $\epsilon = \pm 1$. Ces états de polarisation sont les états linéaires orientés à 0° , 90° , $+45^\circ$ et -45° , et les états circulaires gauche et droits (voir Tableau 4.1). Il est facile de vérifier que chaque état annule le gradient du Lagrangien si les paramètres de Lagrange sont tels que :

$$\lambda\mu = \frac{[d_i \mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t}) - \sigma_i \mathcal{A}(\mathbf{s}, \mathbf{t})]^2}{4[\mathcal{B}(\mathbf{s}, \mathbf{t})]^4} \quad (\text{B.11})$$

Ils constituent alors un extremum local de la fonction $\mathcal{G}(\mathbf{s}, \mathbf{t})$. Dans tous les scénarios réalistes que nous avons testés, nous avons vérifié expérimentalement que la valeur maximale du contraste était obtenue avec une des six combinaisons d'états de polarisation.

Annexe C

Estimation d'un coefficient diagonal d'une matrice de Mueller

Considérons une matrice de Mueller M dans le cas général, c'est à dire sans l'hypothèse qu'elle a une forme diagonale. L'objectif est d'estimer un coefficient diagonal M_{ii} (i étant égal à 1, 2 ou 3) sans réaliser l'image de Mueller complète de la scène. Pour cela, nous montrons que quatre images polarimétriques suffisent.

Soient \mathbf{S} le vecteur de Stokes unitaire totalement polarisé tel que :

$$\begin{cases} S_0 = 1 \\ S_k = 1 & \text{si } k = i \\ S_k = 0 & \text{si } k \neq i \end{cases}$$

et \mathbf{S}_\perp le vecteur à \mathbf{S} opposé dans la sphère de Poincaré.

Soient I_{SS} , $I_{S_\perp S_\perp}$, I_{SS_\perp} et $I_{S_\perp S}$ les images polarimétriques telles que :

$$I_{SS} = \mathbf{S}^T M \mathbf{S} = M_{00} + M_{ii} + M_{0i} + M_{i0} \quad (\text{C.1})$$

$$I_{S_\perp S_\perp} = \mathbf{S}_\perp^T M \mathbf{S}_\perp = M_{00} + M_{ii} - M_{0i} - M_{i0} \quad (\text{C.2})$$

$$I_{SS_\perp} = \mathbf{S}_\perp^T M \mathbf{S} = M_{00} - M_{ii} + M_{0i} - M_{i0} \quad (\text{C.3})$$

$$I_{S_\perp S} = \mathbf{S}^T M \mathbf{S}_\perp = M_{00} - M_{ii} - M_{0i} + M_{i0} \quad (\text{C.4})$$

Le coefficient diagonal M_{ii} est égal à :

$$M_{ii} = \frac{I_{SS} + I_{S_\perp S_\perp} - I_{SS_\perp} - I_{S_\perp S}}{4} \quad (\text{C.5})$$

Bibliographie

- [1] A. Nazac, S. Bancelin, B. Teig, B. Haj Ibrahim, H. Fernandez, M.-C. Schanne-Klein, and A. De Martino. Optimization of picosirius red staining protocol to determine collagen fiber orientations in vaginal and uterine cervical tissues by mueller polarized microscopy. *Microscopy Research and Technique*, 78(8) :723–730, 2015.
- [2] T. Novikova, A. Pierangelo, A. De Martino, A. Benali, and P. Validire. Polarimetric imaging for cancer diagnosis and staging. *Opt. Photon. News*, 23(10) :26–33, Oct 2012.
- [3] A. Bènière, F. Goudail, M. Alouini, and D. Dolfi. Design and experimental validation of a snapshot polarization contrast imager. *Appl. Opt.*, 48 :5764–5773, 2009.
- [4] G. Anna, H. Sauer, F. Goudail, and D. Dolfi. Fully tunable active polarization imager for contrast enhancement and partial polarimetry. *Applied Optics*, 51 :5302–5309, 2012.
- [5] G. Anna, N. Bertaux, F. Galland, F. Goudail, and D. Dolfi. Joint contrast optimization and object segmentation in active polarimetric images. *Optics Letters*, 37 :3321–3323, 2012.
- [6] C. Brosseau. *Fundamentals of polarized light - A statistical approach*. John Wiley, New York, 1998.
- [7] E. Collett. *Polarized light : fundamentals and applications*. Marcel Dekker, New York, 1993.
- [8] S. Y. Lu and R. A. Chipman. Interpretation of mueller matrices based on polar decomposition. *J. Opt. Soc. Am. A*, 13(5) :1106–1113, May 1996.
- [9] F. Goudail and J. Scott Tyo. When is polarimetric imaging preferable to intensity imaging for target detection? *J. Opt. Soc. Am. A*, 28(1) :46–53, Jan 2011.
- [10] M. Alouini, F. Goudail, A. Grisard, J. Bourderionnet, D. Dolfi, A. Bènière, I. Baarstad, T. Løke, P. Kaspersen, X. Normandin, and G. Berginc. Near-infrared active polarimetric and multispectral laboratory demonstrator for target detection. *Appl. Opt.*, 48 :1610–1618, 2009.
- [11] F. Goudail. Optimization of the contrast in active stokes images. *Opt. Lett.*, 34 :121–123, 2009.
- [12] F. Goudail and A. Bènière. Optimization of the contrast in polarimetric scalar images. *Opt. Lett.*, 34 :1471–1473, 2009.
- [13] F. Goudail. Comparison of the maximal achievable contrast in scalar, stokes and mueller images. *Opt. Lett.*, 35 :2600–2602, 2010.
- [14] D. S. Sabatke, M. R. Descour, E. L. Dereniak, W. C. Sweatt, S. A. Kemme, and G. S. Phipps. Optimization of retardance for a complete stokes polarimeter. *Opt. Lett.*, 25(11) :802–804, June 2000.
- [15] J. S. Tyo. Design of optimal polarimeters : maximization of the signal-to-noise ratio and minimization of systematic error. *Appl. Opt.*, 41(4) :619–630, February 2002.

- [16] P. J. Wu and Jr. J. T. Walsh. Stokes polarimetry imaging of rat tail tissue in a turbid medium : degree of linear polarization image maps using incident linearly polarized light. *Journal of Biomedical Optics*, 11(1) :014031, 2006.
- [17] J. Dupont, X. Orlik, A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra. Polarization analysis of speckle field below its transverse correlation width : application to surface and bulk scattering. *Opt. Express*, 22(20) :24133–24141, Oct 2014.
- [18] F. Goudail, P. Terrier, Y. Takakura, L. Bigué, F. Galland, and V. Devlaminck. Target detection with a liquid crystal-based passive stokes polarimeter. *Appl. Opt.*, 43(2) :274–282, 2004.
- [19] N. Ortega-Quijano, J. Fade, M. Roche, F. Parnet, and M. Alouini. Orthogonality-breaking sensing model based on the instantaneous stokes vector and the mueller calculus. *J. Opt. Soc. Am. A*, 33(4) :434–446, Apr 2016.
- [20] J. C. del Toro Iniesta and M. Collados. Optimum modulation and demodulation matrices for solar polarimetry. *Appl. Opt.*, 39(10) :1637–1642, Apr 2000.
- [21] G. Anna, F. Goudail, and D. Dolfi. Polarimetric target detection in the presence of spatially fluctuating mueller matrices. *Optics Letters*, 36 :4590–4592, 2011.
- [22] G. Anna, F. Goudail, and D. Dolfi. Optimal discrimination of multiple regions with an active polarimetric imager. *Optics Express*, 19 :25367–25378, 2011.
- [23] G. Anna, F. Goudail, P. Chavel, and D. Dolfi. On the influence of noise statistics on polarimetric contrast optimization. *Appl. Opt.*, 51(8) :1178–1187, Mar 2012.
- [24] S. L. Jacques, J. C. Ramella-Roman, and K. Lee. Imaging skin pathology with polarized light. *J. Biomed. Opt.*, 7(3) :329–340, 2002.
- [25] A. M. Baldwin, J. R. Chung, J. S. Baba, C. H. Spiegelman, M. S. Amoss, and G. L. Cote. Mueller matrix imaging for cancer detection. In *Engineering in Medicine and Biology Society, 2003. Proceedings of the 25th Annual International Conference of the IEEE*, volume 2, pages 1027–1030 Vol.2, 2003.
- [26] M. Anastasiadou, A. De Martino, D. Clement, F. Liège, B. Laude-Boulesteix, N. Quang, J. Dreyfuss, B. Huynh, A. Nazac, L. Schwartz, and H. Cohen. Polarimetric imaging for the diagnosis of cervical cancer. *Phys. Status Solidi C*, 5(5) :991–999, 2008.
- [27] N. Ghosh, M. F. G. Wood, S.-H. Li, R. D. Weisel, B. C. Wilson, R.-K. Li, and I. A. Vitkin. Mueller matrix decomposition for polarized light assessment of biological tissues. *Journal of Biophotonics*, 2 :145–156, 2009.
- [28] J. E. Solomon. Polarization imaging. *Applied Optics*, 20(9) :1537–1544, May 1981.
- [29] J. S. Tyo, M. P. Rowe, E. N. Pugh, and N. Engheta. Target detection in optical scattering media by polarization-difference imaging. *Applied Optics*, 35(11) :1855–1870, Apr 1996.
- [30] S. Breugnot and P. Clémenceau. Modeling and performances of a polarization active imager at $\lambda = 806$ nm. *Opt. Eng.*, 39(10) :2681–2688, 2000.
- [31] J. S. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault, and J. A. Shaw. Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications. *Appl. Opt.*, 45(22) :5453–5469, August 2006.
- [32] P. Terrier, V. Devlaminck, and J. M. Charbois. Segmentation of rough surfaces using a polarization imaging system. *J. Opt. Soc. Am. A*, 25(2) :423–430, 2008.
- [33] A. Pierangelo, A. Benali, M.-R. Antonelli, T. Novikova, P. Validire, P. Gayet, and A. De Martino. Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging. *Optics Express*, 19 :1582–1593, 2011.

- [34] C. Fabre and J.-P. Pocholle. *Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales*. Les éditions de physique, Les Ulis, 1994.
- [35] N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux. Active polarimetric imager with near infrared laser illumination for adaptive contrast optimization. *Appl. Opt.*, 54(25) :7622–7631, Sep 2015.
- [36] J. R. Janesick. Ccd characterization using the photon transfer technique. In Keith N. Prettyjohns and Eustace L. Dereniak, editors, *Solid-State Imaging Arrays*, volume 570, pages 7–19. SPIE Proc, 08/1985.
- [37] J. R. Janesick. *Photon transfer*. SPIE Press, 2007.
- [38] A.A. Michelson. *Studies in Optics*. The Univ. of Chicago Science Series. University of Chicago Press, 1927.
- [39] G. Anna and F. Goudail. Optimal mueller matrix estimation in the presence of poisson shot noise. *Opt. Express*, 20(19) :21331–21340, Sep 2012.
- [40] O. Ruch and Ph. Réfrégier. Minimal-complexity segmentation with a polygonal snake adapted to different optical noise models. *Opt. Lett.*, 41(13) :977–979, 2001.
- [41] F. Galland and P. Réfrégier. Minimal stochastic complexity snake-based technique adapted to an unknown noise model. *Optics Letters*, 30 :2239–2241, 2005.
- [42] N. Bertaux, F. Galland, and Ph. Réfrégier. Multi-initialisation segmentation with non-parametric minimum description length snake. *Electronics Letters*, 47(10) :594–595, 2011.
- [43] C. Chesnaud, Ph. Réfrégier, and V. Boulet. Statistical region snake-based segmentation adapted to different physical noise models. *IEEE Trans. Pattern Anal. and Machine Intell.*, 21(11) :1145–1157, Nov. 1999.
- [44] F. Galland, A. Jaegler, M. Allain, D. Savéry, and Ph. Réfrégier. Smooth contour coding with minimal description length active grid segmentation techniques. *Pattern Recognition Letters*, 32(5) :721–730, 2011.
- [45] P. Martin, P. Refregier, F. Galland, and F. Guerault. Nonparametric statistical snake based on the minimum stochastic complexity. *IEEE Transactions on Image Processing*, 15(9) :2762–2770, 2006.
- [46] S. Liu, F. Galland, and N. Bertaux. Fast nonparametric active contour adapted to quadratic inhomogeneous intensity fluctuations. *Pattern Recognition*, 47(11) :3681–3692, 2014.
- [47] N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux. Comparison of different active polarimetric imaging modes for target detection in outdoor environment. *Appl. Opt.*, 55(11) :2881–2891, Apr 2016.
- [48] M. P. Rowe, E. N. Pugh, J. S. Tyo, and N. Engheta. Polarization-difference imaging : a biologically inspired technique for observation through scattering media. *Optics Letters*, 20 :608–610, 1995.
- [49] M. Richert, X. Orlik, and A. De Martino. Adapted polarization state contrast image. *Opt. Express*, 17 :14199–14210, 2009.
- [50] D. Upadhyay, S. Mondal, E. Lacot, and X. Orlik. Full analytical solution of adapted polarisation state contrast imaging. *Opt. Express*, 19(25) :25188–25198, Dec 2011.
- [51] J. S. Tyo, E. N. Pugh, and N. Engheta. Colorimetric representations for use with polarization-difference imaging of objects in scattering media. *J. Opt. Soc. Am. A*, 15(2) :367–374, Feb 1998.

- [52] S. Ainouz, J. Zallat, A. de Martino, and C. Collet. Physical interpretation of polarization-encoded images by color preview. *Opt. Express*, 14(13) :5916–5927, Jun 2006.
- [53] R. A. Chipman. *Handbook of optics*, chapter Polarimetry, pages 22.1–22.33. Mc Graw Hill, New York, 1994.
- [54] A. Ambirajan and D. C. Look. Optimum angles for a polarimeter : part ii. *Opt. Eng.*, 34 :1656–1658, 1995.
- [55] J. S. Tyo. Noise equalization in stokes parameter images obtained by use of variable-retardance polarimeters. *Opt. Lett.*, 25(16) :1198–1200, August, 15 2000.
- [56] F. Goudail. Noise minimization and equalization for stokes polarimeters in the presence of signal-dependent poisson shot noise. *Opt. Lett.*, 34 :647–649, 2009.
- [57] A. H. Hielscher, A. A. Eick, J. R. Mourant, D. Shen, J. P. Freyer, and I. J. Bigio. Diffuse backscattering Mueller matrices of highly scattering media. *Opt. Express*, 1(13) :441–453, Dec 1997.
- [58] Y. Deng, S. Zeng, Q. Lu, D. Zhu, and Q. Luo. Characterization of backscattering Mueller matrix patterns of highly scattering media with triple scattering assumption. *Opt. Express*, 15(15) :9672–9680, Jul 2007.

Publications des travaux de thèse

[A] Articles dans des revues internationales :

- [1] N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux. Active polarimetric imager with near infrared laser illumination for adaptive contrast optimization. *Appl. Opt.*, 54(25) :7622–7631, Sep 2015.
- [2] N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux. Comparison of different active polarimetric imaging modes for target detection in outdoor environment. *Appl. Opt.*, 55(11) :2881–2891, Apr 2016.

[B] Conférences internationales avec actes :

- [1] F. Goudail , M. Boffety, N. Vannier, N. Bertaux, F. Galland and P. Feneyrou. Active polarimetric imaging with adaptive contrast optimization. 6th International Symposium on Optronics in Defence and Security, 2954303, 28-30 January 2014, Paris.
- [2] N. Vannier, C. Plassart, M. Boffety, F. Goudail, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland and N. Bertaux. Active polarimetric imager at $1.55 \mu m$ controlled by digital image segmentation algorithms for target detection. Imaging and Applied Optics 2015, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2015), paper IW4A.2.
- [3] N. Vannier, C. Plassart, M. Boffety, F. Goudail, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland and N. Bertaux. Fully adaptive active polarimetric imager at $1.55 \mu m$ for target detection. 7th International Symposium on Optronics in Defence and Security, 2-4 February 2016, Paris.
- [4] N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland and N. Bertaux. Infrared active polarimetric imaging system controlled by image segmentation algorithms. Application to decamouflage SPIE Defense and Commercial Sensing, 17-21 avril 2016, Baltimore, USA

[C] Conférences françaises :

- [1] N. Vannier, C. Plassart, M. Boffety, F. Goudail, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland et N. Bertaux. AUTOPOL - Imagerie de polarisation automatisée. Forum DGA Innovation, 20 novembre 2014, Palaiseau, France
- [2] N. Vannier, C. Plassart, M. Boffety, F. Goudail, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland et N. Bertaux. Imagerie polarimétrique active adaptative dans l'infrarouge. Journées d'Imagerie Optique Non Conventiionnelle 2015, 11-12 mars 2015, Paris, France

- [3] N. Vannier, C. Plassart, M. Boffety, F. Goudail, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland et N. Bertaux. AUTOPOL - Imagerie polarimétrique active dans l'infrarouge. Forum DGA Innovation, 26 novembre 2015, Palaiseau, France
- [4] N. Vannier, C. Plassart, M. Boffety, F. Goudail, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland et N. Bertaux. Imagerie polarimétrique active infrarouge pour des applications de détection et de décamouflage. Journées d'Imagerie Optique Non Conventionnelle 2016, 16-17 mars 2016, Paris, France

[D] **Autre présentation dans un cadre international :**

- [1] L. Leviandier, N. Vannier, F. Goudail, M. Boffety, D. Dolfi, P. Feneyrou, F. Galland and N. Bertaux. Active I.R. imager with full polarimetric agility and adaptive contrast optimization for decamouflage and target detection. EDA - TCM CapTech Meeting 31, 13 octobre 2015, Brussels, Belgique

Titre : Imagerie polarimétrique active adaptative infrarouge pour des applications de détection et de décamouflage

Mots clés : Imagerie active, polarisation, détection, décamouflage, infrarouge

Résumé :

Nous avons développé et construit un imageur polarimétrique actif avec une illumination laser à la longueur d'onde $1.55 \mu m$. Il peut générer et analyser tous les états de polarisation de la sphère de Poincaré. Il permet de réaliser une optimisation polarimétrique du contraste en analysant la scène à l'aide d'un algorithme de segmentation ultra rapide basé sur des contours actifs. Cet imageur nous permet de comparer plusieurs modalités d'imagerie possédant des nombres de degrés de liberté polarimétrique différents. Nous effectuons la détection d'objets manufacturés dans différents environnements avec l'imagerie polarimétrique active pour illustrer les capacités de ces modalités. Nous démontrons l'efficacité de l'imagerie polarimétrique active pour des applications de décamouflage et de détection d'objets dangereux, et mettons en évidence les caractéristiques qu'un imageur polarimétrique doit posséder pour ce type d'applications. Nous montrons que dans la majorité des scénarios étudiés, les matrices de Mueller sont presque diagonales, et que des performances de détection satisfaisante peuvent être atteintes avec des imageurs polarimétriques plus simples qui ont un nombre de degrés de liberté réduit. De plus, la normalisation de l'intensité des images est une condition nécessaire pour mieux révéler le contraste polarimétrique.

Title : Active adaptative infrared polarimetric imager for detection and decamouflage applications.

Keywords : Active imaging, polarization, detection, decamouflage, infrared

Abstract :

We designed and built an active polarimetric imager with laser illumination at $1.55 \mu m$ wavelength. It can generate and analyze any polarization state on the Poincaré sphere. It let us the possibility to perform a polarimetric contrast optimization by analyzing the scene with an ultrafast active-contour-based segmentation algorithm. This imagins systeme allow to compare several imaging modes having different numbers of polarimetric degrees of freedom. We address the detection of manufactured objects in different types of environments with active polarimetric imaging to illustrate the capabilities of the techniques. We demonstrate the efficiency of active polarimetric imaging for decamouflage and hazardous object detection, and underline the characteristics that a polarimetric imager aimed at this type of application should possess. We show that in most encountered scenarios the Mueller matrices are nearly diagonal, and sufficient detection performance can be obtained with simple polarimetric imaging systems having reduced degrees of freedom. Moreover, intensity normalization of images is of paramount importance to better reveal polarimetric contrast.