

Sommaire

Introduction	7
I. Imagerie polarimétrique des tissus biologiques	11
I.1 Introduction	13
I.2 Apport de l'optique pour l'examen des tissus biologiques	13
I.2.1 <i>Techniques existantes pour l'imagerie médicale</i>	14
I.2.2 <i>Cahier de charges</i>	16
I.2.3 <i>Techniques optiques pour l'imagerie biomédicale</i>	16
I.2.4 <i>Imagerie biomédicale par filtrage polarimétrique</i>	18
I.3 Interaction lumière-tissus	20
I.3.1 <i>Propriétés optiques des tissus biologiques</i>	20
I.3.2 <i>Propriétés de la lumière polarisée</i>	27
I.4 Techniques d'imagerie polarimétriques des tissus biologiques	33
I.4.1 <i>Notion de « mémoire » de polarisation</i>	33
I.4.2 <i>Techniques d'imagerie polarimétriques</i>	34
I.5 Principe du filtrage polarimétrique pour le sondage en profondeur des tissus biologiques	37
I.5.1 <i>Principe d'extraction de la lumière polarisée</i>	38
I.5.2 <i>Résultats des travaux de référence de Morgan et Stockford</i>	42
I.6 Conclusion	45
II. Modélisation de la Propagation de la Lumière Polarisée en Milieux Diffusants :	
Développement d'un Outil de Simulation Basé sur la Méthode Monte Carlo.....	47
II.1 Introduction	49
II.2 Modélisation de la propagation de la lumière polarisée en milieu diffusant :	
Equation de transfert radiatif vectorielle	49
II.2.1 <i>Formulation pour la lumière non-polarisée</i>	50
II.2.2 <i>Formulation pour la lumière polarisée</i>	51
II.3 Méthodes de résolution de l'Equation du Transfert Radiatif	52
II.3.1 <i>Méthodes analytiques</i>	53
II.3.2 <i>Méthodes numériques</i>	54
II.3.3 <i>Méthodes statistiques</i>	54
II.4 Modélisation de la chaîne de mesure par la méthode Monte Carlo	55
II.4.1 <i>Différents Codes Monte Carlo</i>	56
II.4.2 <i>Description du code Monte Carlo choisi</i>	61
II.4.3 <i>Description des modifications apportées au code Monte Carlo</i>	62
II.5 Validations	73
II.5.1 <i>Validations en lumière non-polarisée</i>	73
II.5.2 <i>Validation de la prise en compte de la polarisation</i>	81
II.6 Conclusion	84
III. Introduction de la polarisation elliptique pour une résolution en profondeur	87
III.1 Introduction	89
III.2 Rappel sur l'état de l'art	90
III.3 Principe et formulation de la méthode	91
III.3.1 <i>Définition des canaux de mesure elliptiques</i>	91

<i>III.3.2 Formulation de l'intensité rétrodiffusée</i>	93
III.4 Mise en oeuvre de la méthode de sondage polarimétrique sur données synthétiques	
94	
<i>III.4.1 Définition et calcul de la profondeur sondée</i>	95
<i>III.4.2 Description des simulations</i>	96
<i>III.4.3 Evolution de la profondeur sondée en fonction des propriétés optiques</i>	97
<i>III.4.4 Choix des descripteurs</i>	102
<i>III.4.5 Evolution de la profondeur sondée en fonction des propriétés optiques</i>	108
<i>III.4.6 Lien entre le descripteur en profondeur et le descripteur en surface</i>	111
<i>III.4.7 Evolution des descripteurs en fonction de l'ellipticité de polarisation.....</i>	112
III.5 Bilan, discussions, et conclusion.....	115
<i>III.5.1 Discussion sur le degré de polarisation dans les milieux de Mie et de Rayleigh</i>	
119	
<i>III.5.2 Précisions sur la méthode pour une réalisation expérimentale.....</i>	120
<i>III.5.3 Application à l'examen des tissus biologiques : sensibilité de la technique..</i>	124
IV. Sondage polarimétrique en trois dimensions en milieu diffusant	127
IV.1 Introduction	129
IV.2 Sondage polarimétrique tridimensionnel grâce à une mesure en rétrodiffusion	129
<i>IV.2.1 Mise en relation entre la mesure rétrodiffusée et la propagation dans le milieu</i>	
129	
<i>IV.2.2 Discussion sur le descripteur du volume sondé</i>	133
<i>IV.2.3 Evolution du volume sondé selon la polarisation</i>	135
IV.3 Vers une imagerie 3D : application à la Tomographie de Projection Optique.....	138
<i>IV.3.1 Réflexion sur l'application du Sondage Polarimétrique à la Tomographie de</i>	
<i>Projection Optique</i>	139
<i>IV.3.2 Réflexion sur l'application de la polarimétrie pour la reconstruction des</i>	
<i>propriétés optiques</i>	140
<i>IV.3.3 Imagerie polarimétrique résolue en 3D en rétrodiffusion</i>	141
IV.4 Conclusion et perspectives	157
Conclusion.....	159
Bibliographie	161
Références du chapitre I.....	161
Références du chapitre II.....	164
Références du chapitre III	167
Références du chapitre IV	168
Résumé	170

Introduction

Les techniques d'imagerie optique se développent depuis bientôt une vingtaine d'années en proposant une alternative aux techniques d'imagerie du vivant conventionnelles, grâce à l'utilisation du rayonnement de la gamme de longueurs d'onde visible, allant du bleu au proche infrarouge. Les motivations dans ce domaine de recherche sont multiples : i) les techniques optiques utilisent un rayonnement non ionisant, donc inoffensif pour le patient ; ii) elles permettent une « biopsie » non invasive des tissus; iii) et ceci avec un matériel bas-coût et facilement implantable dans toute unité préclinique ou clinique (contrairement aux techniques d'IRM (Imagerie par Résonance Magnétique) ou TEP (Tomographie par Emission de Positons) qui nécessitent un service d'imagerie spécifique).

L'imagerie optique du vivant se décline globalement selon deux familles :

- la microscopie haute résolution : elle vise le sondage de l'infiniment petit, l'imagerie de la cellule et idéalement de la molécule *in vivo*, avec l'objectif de repousser les limites de l'optique géométrique pour favoriser la compréhension des mécanismes biologiques;
- l'imagerie dans les tissus épais : il s'agit de sonder des organes humains, tels que le sein ou le cerveau, ou bien de faire de l'imagerie préclinique, sur petits animaux (souris de laboratoire) par exemple. Le défi est ici d'imager des objets peu contrastés, tels que des tumeurs, à travers plusieurs centimètres de tissus fortement absorbants et diffusants, avec une résolution suffisante.

Dans le premier cas, on peut se servir des propriétés de cohérence de la lumière pour repousser les limites de résolution, et ainsi faire appel à une instrumentation optique astucieuse pour s'affranchir des phénomènes parasites et augmenter le rapport signal sur bruit; dans le second, la propagation se fait de manière incohérente, la marge de manœuvre est plus limitée au niveau de l'instrumentation, et il faut faire intervenir des modèles physiques de plus en plus sophistiqués pour comprendre et mieux rendre compte de la propagation dans ces milieux aléatoires.

La technique que nous nous proposons de développer dans cette thèse permet d'explorer une échelle intermédiaire, l'échelle dite « mésoscopique », allant de la dizaine de microns à quelques millimètres, dans le but d'offrir une technologie pour l'examen des tissus biologiques superficiels (ou relativement transparents) à la fois simple (examen en champ large, sans contact) et hautement résolue.

La Figure i représente les quatre grandes catégories de techniques d'imagerie optique, selon une double classification en termes de profondeur de pénétration et de résolution : la microscopie, la tomographie par cohérence optique (OCT pour Optical Coherence Tomography), les méthodes hybrides, utilisant une sélection de photons spéculaires ou quasi-spéculaires, et la tomographie optique diffuse (DOT pour Diffuse Optical Tomography), pour sonder les structures profondes, pour lesquels il n'y a plus de photons spéculaires.

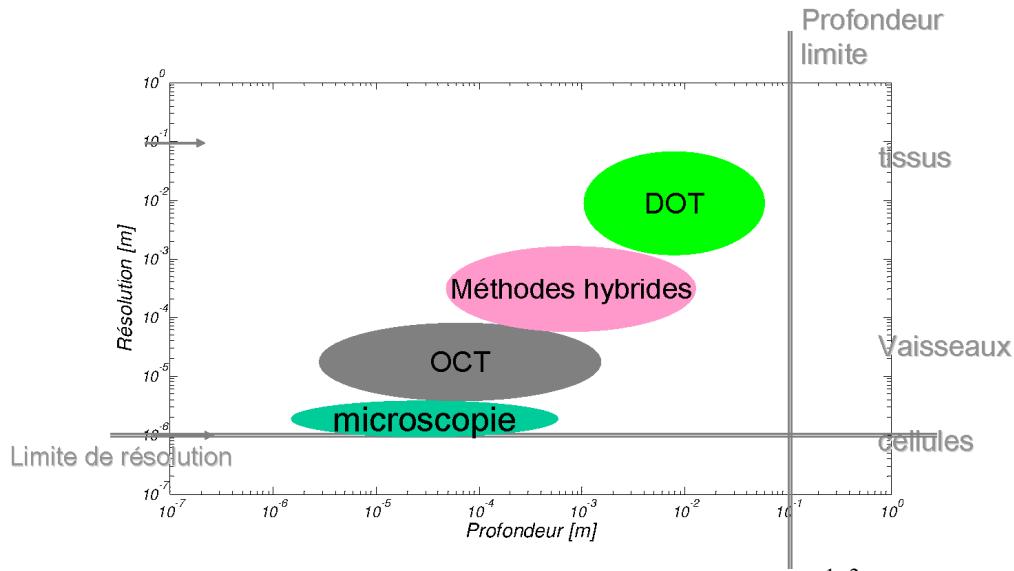


Figure i: L'imagerie optique multiéchelle adapté de ^{1, 2}.

La technique que nous nous proposons d'étudier fait partie de la classe des méthodes hybrides et est basée sur la sélection des photons par filtrage polarimétrique. Par rapport aux méthodes citées plus haut, la polarimétrie, largement utilisée par ailleurs dans le diagnostic des matériaux et en télédétection (marine, atmosphérique), a été longtemps dénigrée. Elle connaît cependant depuis peu un fort engouement essentiellement dû au fait que, contrairement aux techniques conventionnelles basées pour l'essentiel sur l'exploitation de contrastes d'atténuation, les méthodes polarimétriques sont très sensibles à la structure du milieu. Leur incorporation dans des techniques plus conventionnelles telles que la microscopie ou l'OCT permettent aujourd'hui de remonter à des informations fines sur la structure en collagène du tissu (œil, peau) ou la conformation spatiale de cellules examinées *in vitro*. Des études prometteuses sur l'examen polarimétrique de tissus ont été réalisées en dermatologie, où les mélanomes ou autres lésions (lupus) peuvent être caractérisés par des

¹ Da Silva, A. 2010. L'imagerie Optique In *Imagerie médicale à base de photons, Radiologie, tomographie X, tomographie gamma et positrons, imagerie optique*, edited by H. Fanet: Hermès.

² B. J. Tromberg, A. Cerussi, T. Krasieva, V. Venugopalan, and Z. Chen, "Multi-Dimensional Optical Imaging in Thick Tissues: Contrast across spatial scales " in *Tissue repair and ulcer/wound healing: molecular mechanisms,therapeutic targets and future directions* (Paris, 2005)

indicateurs polarimétriques divers (dépolarisation et biréfringence). Ces examens permettent de mieux diagnostiquer et de mieux délimiter la zone pathologique. Ces méthodes restent néanmoins limitées à l'examen minutieux de la surface du tissu.

Le travail présenté dans ce mémoire se propose d'apporter à ces techniques d'imagerie polarimétrique superficielles une information sur la profondeur effectivement sondée, en introduisant l'utilisation de la lumière polarisée elliptiquement très rarement utilisée jusqu'à présent. Il comporte deux volets essentiels :

1. Le développement d'un outil-logiciel permettant d'étudier l'extension volumique de la lumière selon sa polarisation. Nous présentons ici un outil de modélisation complet permettant de relier la mesure polarimétrique en surface au volume effectivement sondé, ce qui permet de filtrer le signal mesuré et de remonter à la source de perturbation de ce signal.

2. L'exploitation de cet outil pour l'évaluation de la méthode d'imagerie sélective proposée. Il nous a, en effet, permis d'effectuer une étude complète sur l'extension en profondeur du signal lumineux polarisé, détecté en surface, en fonction des propriétés optiques du milieu. L'éventail des propriétés optiques est très large, ce qui fait de cette étude la plus complète que l'on puisse trouver dans la littérature. Elle a été soumise pour publication dans *Journal of Biomedical Optics*³.

Les applications potentielles de ces travaux sont donc l'amélioration du dépistage d'affections superficielles, en proposant une méthode permettant d'évaluer le degré d'invasivité avec une information sur l'extension de l'affection en profondeur. A titre d'exemple, la technique présenterait de nombreuses applications dans le domaine de l'examen des cancers cutanés, ou autres types d'affections telles que le contrôle des doses d'irradiation lors de certaines thérapies, le cancer du col de l'utérus ou l'examen de l'œil. La technique a par ailleurs déjà été testée au laboratoire avec succès *in vivo* pour l'examen du cortex cérébral du rat⁴.

Ce travail s'inscrit dans une collaboration étroite entre l'équipe DiMABio (anciennement MAP²) de l'Institut Fresnel (UMR 7249, CNRS, AMU, ECM) et le laboratoire LISA du CEA-LETI MINATEC. L'équipe DiMABio développe depuis de nombreuses années des outils théoriques et instrumentaux originaux pour l'étude de la propagation

³ Simon Rehn, Anne Planat-Chrétien, Michel Berger, Jean-Marc Dinten, Carole Deumié, and Anabela da Silva, "Depth Probing of Diffuse Tissues Controlled with Elliptically Polarized Light," soumis à *J. Biomed. Optics* le 18/10/2012.

⁴ Da Silva, Anabela, Carole Deumie, and Ivo Vanzetta. 2012. Elliptically polarized light for depth resolved optical imaging. *Biomedical Optics Express* 3 (11):2907-2915.

lumineuse en milieux diffusants avec une attention plus spécifique pour l'utilisation de la lumière polarisée pour le sondage des tissus biologiques. Le LISA est l'un des spécialistes français en matière de développement de méthodes instrumentales et théoriques pour l'examen des tissus biologiques, principalement pour l'examen de tissus épais.

Le manuscrit s'organise de la façon suivante :

Le **chapitre I** présente un état de l'art des techniques d'imageries disponibles pour l'examen des tissus biologiques, ce qui nous permet de mettre en évidence les avantages que présentent les techniques d'imageries optiques, et en particulier polarimétriques, ainsi que la technique que nous avons choisie de développer dans cette thèse. Il présente également la description des phénomènes physiques et les définitions des quantités physiques utilisées dans ce mémoire.

Pour modéliser la propagation de la lumière polarisée dans les tissus biologiques, nous avons choisi la méthode Monte Carlo. Partant d'un code de calcul disponible librement, nous y avons apporté les modifications nécessaires à notre étude. Nous présentons, dans le **chapitre II**, le code de calcul ainsi développé et les validations des modifications par rapport à la littérature.

Dans le **chapitre III**, nous introduisons ce modèle de propagation dans une chaîne de détection, afin de simuler un système d'imagerie polarimétrique. Nous montrons que l'utilisation de la lumière polarisée elliptiquement apporte de nouvelles possibilités par rapport aux techniques d'imagerie polarimétriques conventionnelles, à savoir, un sondage du milieu en profondeur, avec une profondeur intrinsèquement liée à l'ellipticité de polarisation et aux propriétés optiques. Nous proposons ainsi une méthode de sondage sélectif du milieu diffusant, permettant une exploration continue entre la surface, analysée en polarisation linéaire, et une profondeur maximale définie par l'utilisation de la polarisation circulaire.

Au chapitre III, nous remontons à l'information sur la profondeur de sondage (z) seule. Nous proposons, au **chapitre IV**, de généraliser l'approche pour une localisation tridimensionnelle (x,y,z) complète du sondage polarimétrique. Nous décrivons la méthode et présentons quelques simulations illustratives.

I. Imagerie polarimétrique des tissus biologiques

Table de matières du chapitre I

I.1	Introduction	13
I.2	Apport de l'optique pour l'examen des tissus biologiques	13
I.2.1	<i>Techniques existantes pour l'imagerie médicale</i>	14
I.2.2	<i>Cahier de charges</i>	16
I.2.3	<i>Techniques optiques pour l'imagerie biomédicale</i>	16
I.2.4	<i>Imagerie biomédicale par filtrage polarimétrique.....</i>	18
I.3	Interaction lumière-tissus	20
I.3.1	<i>Propriétés optiques des tissus biologiques.....</i>	20
I.3.2	<i>Propriétés de la lumière polarisée</i>	27
I.4	Techniques d'imagerie polarimétriques des tissus biologiques	33
I.4.1	<i>Notion de « mémoire » de polarisation</i>	33
I.4.2	<i>Techniques d'imagerie polarimétriques.....</i>	34
I.5	Principe du filtrage polarimétrique pour le sondage en profondeur des tissus biologiques	37
I.5.1	<i>Principe d'extraction de la lumière polarisée</i>	38
I.5.2	<i>Résultats des travaux de référence de Morgan et Stockford</i>	42
I.6	Conclusion.....	45

I.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons un état de l'art des techniques d'imageries disponibles pour l'examen des tissus biologiques, ce qui nous permet de mettre en évidence les avantages que présentent les techniques d'imageries optiques, et en particulier polarimétriques, ainsi que la technique que nous avons choisie de développer dans cette thèse. Nous discutons ainsi tout d'abord de l'apport de l'optique pour l'examen des tissus biologiques. Nous décrivons ensuite les phénomènes physiques régissant l'interaction entre le faisceau d'analyse et le tissu à l'échelle microscopique (particule). Nous introduisons les définitions des quantités physiques utilisées et discutons des propriétés fondamentales de la lumière exploitées dans le présent travail, à savoir les propriétés de polarisation. Nous présentons un état de l'art des techniques d'imagerie polarimétriques, couramment utilisées pour l'examen des tissus biologiques. Celles-ci se rapportent généralement à l'examen surfacique des tissus. Nous exposons en détail les travaux de (Morgan and Stockford 2003) qui introduisent l'utilisation de la polarisation circulaire pour un sondage en profondeur. Enfin, nous concluons ce chapitre par une généralisation de cette méthode en introduisant la polarisation elliptique. De ce fait, la technique que nous développons peut être présentée comme un raffinement de la technique de Morgan&Stockford.

I.2 Apport de l'optique pour l'examen des tissus biologiques

L'utilisation de la lumière pour l'étude des tissus biologiques est connue depuis environ 200 ans. En 1831 Richard Bright examine la tête d'un patient hydrocéphale en transillumination, à l'aide d'une simple bougie (Bright 1831). Une centaines d'années après, en 1929, Max Cutler réalise des expériences pour l'examen du sein grâce à une source lumineuse (Cutler 1929). La compréhension des phénomènes physiques progresse avec les années grâce aux recherches de Born et Wolf, Chandrasekhar et Ishimaru pour les plus cités (Born and Wolf 1964; Chandrasekhar 1960; Ishimaru 1977). Cependant, jusque dans les années 80, l'application de la lumière pour le diagnostic de tissus épais était toujours limitée car des techniques alternatives, comme les rayons X, s'avéraient plus efficaces (Sickles 1984). En 1991, Anderson présente les avantages de l'utilisation de la polarisation de la lumière dans une étude réalisée sur trente patients ayant une pathologie cancéreuse de la peau grâce à la polarisation (Anderson 1991). L'utilisation de la lumière pour les applications médicales est à présent largement répandue, principalement du fait de la souplesse

d'utilisation, de l'innocuité du rayonnement utilisé, du grand nombre de fonctions biologiques pouvant être étudiées grâce aux contrastes optiques, et du faible coût d'instrumentation. Aujourd'hui, les techniques d'imagerie optiques sont nombreuses et sont basées sur différentes propriétés de la lumière (cohérence, temps, phase et polarisation).

I.2.1 Techniques existantes pour l'imagerie médicale

La technique d'imagerie de référence est la radiographie décrite pour la première fois il y a plus de cent ans à Würzburg par Wilhelm C. Röntgen (Röntgen 1898). L'Allemand a reçu en 1901 le premier Prix Nobel de physique suite à la découverte des rayons X. La longueur d'onde de ce rayonnement électromagnétique se place entre un picomètre et dix nanomètres.



Figure I.1: Première photo d'une image médicale effectuée grâce au rayonnement X, réalisée en 1895 (<http://www.roentgenmuseum.de/>).

Cette technique a connu un grand et rapide succès dans le domaine médical. Dans les années 1970, le Britannique Hounsfield et l'Américain Cormack développent une technique permettant d'obtenir des images tri-dimensionnelles. Il s'agit de la tomographie par rayons X (Prix Nobel de médecine (Hounsfield 1973), plus connue sous le nom de « scanner » (« Computerized Tomography » en Anglais). Aujourd'hui l'utilisation des rayons X est toujours très répandue grâce à l'excellente résolution de la technique. Un inconvénient des rayons X est le danger, à forte dose, de déclencher la mutation du tissu biologique.

L'utilisation des ultrasons, dont le développement s'est accéléré du fait de motivations militaires, pour l'application à la mammographie, date des années 50 (Wild and Reid 1952). L'avantage de cette technique totalement inoffensive est sa sensibilité à la densité et à l'élasticité des tissus.

Une technique basée sur le champ magnétique, l'imagerie par résonance magnétique (IRM, ou Magnetic Resonance Imaging MRI en Anglais), est introduite dans les années 1970 suite aux travaux de Lauterbur et Mansfield (Lauterbur 1973; Mansfield and Maudsley 1977). Elle s'applique aux tissus contenant de l'eau et l'examen ne pose pas de danger au patient. L'utilisation de marqueurs spécifiques permet également de faire une analyse fonctionnelle des tissus et un suivi longitudinal mais l'instrumentation est cependant assez lourde et coûteuse.

L'imagerie nucléaire est également développée dans les années 1970. Un traceur radioactif est injecté dans le patient. Ce traceur ne permet pas une imagerie morphologique, mais fonctionnelle. On distingue deux méthodes, dont la première s'appelle « Tomographie par Emission de Photon Unique » (en anglais connue sous le nom SPECT pour « Single Photon Emission Computerized Tomography »). Ici, le traceur injecté produit l'émission gamma qui est détectée. La deuxième méthode s'appelle « Tomographie par Emission de Positons » (en Anglais « Positron Emission Tomography »). Cette méthode utilise des traceurs émettant des positrons. L'interaction du positron avec un électron génère deux photons gamma qui se propagent dans des directions opposées. Ce rayonnement gamma est détecté par l'instrument. La résolution de ce type de méthode est intrinsèquement limitée au mm et nécessite une infrastructure coûteuse pour la génération des traceurs radioactifs.

Dans le Tableau I.1 nous proposons une comparaison des caractéristiques des différentes techniques d'imagerie présentées.

Technique	Rayons X	Echographie	IRM	Médecine nucléaire
Introduction à l'imagerie	vers 1900	vers 1950	vers 1970	vers 1970
Résolution spatiale	1 mm (scanner)	2 mm, 4 mm (Doppler)	1,5 mm	10 mm (SPECT), 5 mm (PET)
Temps d'aquisition	~30 ms (radiologie), ~1s (scanner)	~25 ms, ~50 ms (Doppler)	~1 min	~15 min (SPECT), ~45 min (PET)
Profondeur de pénétration	Illimité	150 mm	Illimité	Illimité
Danger de la technique	Oui	Non	Non	Oui
Coût de l'instrument	< 1M€ (scanner)	40 - 150 k€	1,5 M€	> 1,5 M€

Tableau I.1: Comparaison de caractéristiques des principales techniques d'imagerie. Adapté de (Rudin and Weissleder 2003; Selb 2002)

Ces techniques sont actuellement bien maîtrisées et ont pu bénéficier de développements qui leur confèrent aujourd'hui des performances incontestables. Malgré tout, leur accessibilité reste très onéreuse d'où le besoin de techniques moins coûteuses et moins invasives, telles que les techniques optiques présentées ci-après.

I.2.2 Cahier des charges

Avant d’approfondir la discussion autour du choix de la technique pour notre étude, il est important de mentionner un aspect qui sera traité plus en détail dans le paragraphe I.3. Les tissus biologiques sont composés majoritairement d’eau et d’hémoglobine, avec une forte absorption dans le visible sauf entre 600nm et 900nm où l’absorption des tissus est minimale, mais avec cependant une très forte diffusion qui va limiter fortement la résolution accessible par nos instruments. L’objectif est de développer un système biophysique capable de sonder avec précision de grandes surfaces (échelle du mm au cm) à faible profondeur (échelle du μm au mm). Le système vise l’exploration des tissus biologiques en surface et subsurface. Comme mentionné, les applications potentiellement visées sont les cancers de peau, de l’utérus, de l’œsophage mais aussi les applications à l’imagerie du cortex cérébrale et des vaisseaux sanguins. Nous présentons ci-après le cahier des charges permettant d’orienter le choix de la technique. Le prix du système doit être bas, son utilisation doit se faire sans contact et dans la mesure du possible sans agent de contraste.

Cahier des charges	
Profondeur	Ordre du μm au mm
Région d’intérêt	Ordre du mm au cm
Coût	Bas
Marqueurs	Pas obligatoire
Contact	Non

Figure I.2: Cahier des charges

I.2.3 Techniques optiques pour l’imagerie biomédicale

Les techniques optiques exploitent différentes propriétés de la lumière, notamment l’information spatiale, la cohérence temporelle et la polarisation. Ci-après, nous présentons les techniques, les plus utilisées pour l’examen des tissus biologiques. Elles sont basées sur l’exploitation de différentes propriétés physiques de la lumière.

La technique la plus utilisée exploite l’information spatiale. Il s’agit de la microscopie confocale, brevetée par Minsky déjà en 1957. Depuis, la microscopie confocale est largement utilisée pour l’imagerie des tissus biologiques car cette technique permet d’obtenir une résolution latérale très haute ($\sim 0.3\mu\text{m}$) selon la longueur d’onde de la source d’illumination et l’ouverture numérique (« numerical aperture » en Anglais, notée ici NA) de l’optique utilisée ($\text{résolution} - xy = 0.62 \cdot \lambda / NA$). La résolution en profondeur est également très haute ($\sim 0.3\mu\text{m}$).

avec : $\text{resolution} - z = 0.45 \cdot \lambda / \left\{ n \left[1 - \cos(\sin^{-1} \cdot NA/n) \right] \right\}$ mais dépend également du coefficient de réfraction du milieu n étudié et il est difficile de la calculer exactement, car souvent l'indice de réfraction utilisé ne correspond pas parfaitement à celui du milieu ou à cause de l'aberration chromatique de l'optique utilisée (Conn 1999). Cette technique permet de produire une image tri-dimensionnelle par une détection point par point et est beaucoup utilisée aujourd'hui dans l'étude de la fluorescence endogène ou exogène (Wilson 1990). Dans les tissus biologiques, la microscopie confocale permet une profondeur d'interrogation inférieure à 200-300 μm , puisque la focalisation du faisceau d'illumination est limitée par la diffusion des tissus. Elle s'applique toutefois aux tissus faiblement diffusants ayant une petite épaisseur ou à l'examen surfacique. La détection s'effectue point par point, ce qui fait que la technique se prête davantage à l'observation de petites régions d'intérêt (ROI pour Region of Interest). Son prix et sa fonctionnalité sont très compétitifs comparés aux techniques existantes non optiques, ce qui explique sa popularité dans le domaine de l'imagerie des tissus biologiques. Cependant, du fait de la perte de focalisation et de sa limitation à l'examen de petites surfaces, cette technique n'est pas adaptée à notre étude. Cette technique a connu des sophistications grâce au développement de la microscopie bi-photon, qui exploite le signal émis par des marqueurs fluorescents *in vivo* ou *ex vivo*. Elle permet de visualiser différentes cellules de tissus avec une résolution tridimensionnelle micrométrique (Pena 2006). Cette technique a cependant un coût très prohibitif ($> 300k$ Euro), dépassant même certaines techniques non-optique dans le prix de l'instrument. Elle est réservée à l'étude de la compréhension des mécanismes cellulaires.

Pour aller plus loin, il existe divers systèmes d'imagerie macroscopique, toujours basés sur une mesure de contraste optique macroscopique (coefficients d'absorption, de diffusion), mais utilisant des détecteurs matriciels tels que les caméras CCD. Ce type d'instrument est très pratique car il permet de faire des examens rapides et des suivis longitudinaux. Pour améliorer le rapport signal à bruit, deux approches peuvent être exploitées:

- l'exaltation de contraste avec l'utilisation de marqueurs absorbants ou fluorescents,
- le filtrage du signal lumineux pour s'affranchir de la diffusion : filtrage spatial, temporel, interférentiel ou par polarisation.

La tomographie optique de cohérence (Optical Coherence Tomography (OCT) en Anglais) est une technique d'imagerie qui considère l'information temporelle. Elle a été proposée pour la première fois en 1991 par Huang *et al.* (Huang et al. 1991). L'OCT permet une imagerie tri-dimensionnelle des tissus biologiques jusqu'à plusieurs millimètres de profondeur selon le tissu. Elle est basée sur une détection point par point en rétrodiffusion. Le développement de l'OCT plein champ (Beaurepaire et al. 1999) a permis de pallier cela. Le système interférométrique produit une image de haute résolution (1-20 μ m) en fonction de la cohérence de la source utilisée. Le faible coût de la technique la rend très accessible. Cependant, la longueur d'onde utilisée est typiquement supérieure à 1000 nm, ce qui offre peu d'accès à l'étude de métabolites comme l'hémoglobine (Maheswari et al. 2003; Fukuda et al. 2005; Chen et al. 2009).

La tomographie optique diffuse (DOT pour Diffuse Optical Tomography en Anglais) connaît beaucoup de succès notamment pour la mammographie, l'examen du cerveau ou de la prostate. Cette technique d'imagerie macroscopique est basée sur l'exploitation de l'information, spatiale, spectrale ou temporelle, contenue dans la lumière diffuse, ayant totalement perdu toute notion de polarisation suite à la diffusion multiple de la lumière. Grâce à l'extraction de cette information, le tissu biologique peut être sondé à une profondeur de plusieurs centimètres selon le tissu examiné. Cette technique s'applique par définition à des profondeurs larges, accessibles dans la limite de leur absorption, en exploitant exclusivement les photons multiplement diffusés. Les résolutions obtenues avec ce type de techniques sont faibles, allant du mm pour le petit animal au cm chez l'humain.

Les méthodes de filtrage en polarisation (en Anglais connue sous le nom « polarization gating ») fonctionnent au contraire en excluant la lumière multiplement diffusée et exploite la lumière ayant gardé sa polarisation initiale (Schmitt, Gandjbakhche, and Bonner 1992). Des détecteurs tels que les caméras CCD, de faible coût, sont utilisés pour détecter la lumière rétrodiffusée ou transmise à travers le tissu. La méthode du filtrage des photons diffusés est ainsi plus attractive pour notre étude car la lumière détectée aura sondé le tissu jusqu'à une certaine profondeur. Cette méthode permet un examen rapide et des suivis longitudinaux. L'amélioration du rapport signal sur bruit peut se faire avec une amélioration du contraste grâce à l'utilisation de marqueurs absorbants (éventuellement fluorescents).

I.2.4 Imagerie biomédicale par filtrage polarimétrique

L'utilisation de la polarisation de la lumière pour le sondage des tissus biologiques est l'une des techniques les plus utilisées pour l'examen des tissus superficiels (dermatologie, gynécologie, oncologie, examens bucco-dentaires...). Globalement, ces techniques sont basées sur le fait que la polarisation est perdue selon les propriétés de diffusion des tissus. La lumière rétrodiffusée est ainsi un mélange de lumière dépolarisée et polarisée, ayant subi un faible nombre d'événements de diffusion. La lumière polarisée peut être extraite par une simple méthode de soustraction d'images (Jacques, Roman, and Lee 2000). La figure I.3 illustre l'apport de l'imagerie polarimétrique dans la détection de contours d'un carcinome. La technique d'imagerie polarimétrique permet de mieux guider le chirurgien, pour une résection de tumeur moins invasive, favorisant la cicatrisation, et plus spécifique pour faire en sorte d'éliminer toute cellule cancéreuse.

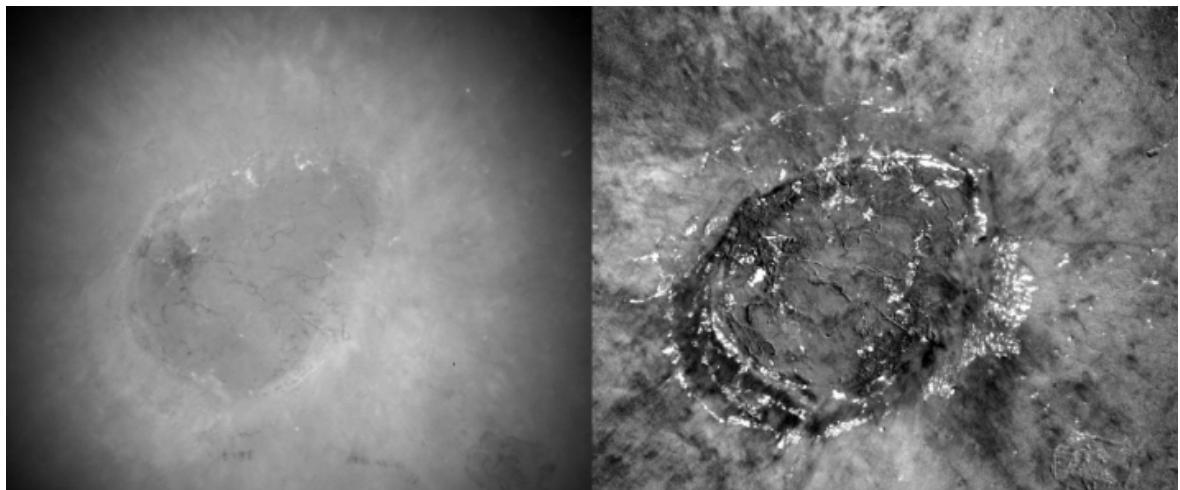


Figure I.3: Photos d'un carcinome épidermoïde: à gauche la photo en lumière non polarisée et à droite la photo en lumière polarisée (Jacques, Ramella-Roman, and Lee 2002).

Le filtrage en polarisation linéaire (Linear polarization gating en Anglais) est le plus populaire (Schmitt, Gandjbakhche, and Bonner 1992; Demos and Alfano 1997; Demos, Radousky, and Alfano 2000; Jacques, Roman, and Lee 2000) mais se limite en terme d'application à l'exaltation de contraste pour l'examen surfacique des tissus. La technique a été sophistiquée par le développement de systèmes d'imagerie de Mueller. Le champ d'applications de ces systèmes est la caractérisation optique des tissus biologiques (Falconet et al. 2008), le diagnostique des cancers de la peau, du côlon (Antonelli et al.), du col de l'utérus (Anastasiadou et al. 2008), de l'œsophage. Pour un examen en profondeur, Morgan et al. (Morgan and Stockford 2003) ont introduit l'utilisation de la polarisation circulaire et ont démontré que la soustraction des images prises en configuration d'illumination/detection co-circulaire des images prises entre polariseurs linéaires croisés permettait à la fois l'extraction

de la lumière faiblement diffusée et l'élimination des réflexions spéculaires. Du fait d'effets de mémoires de polarisation (Mackintosh et al. 1989; Morgan and Ridgway 2000) discutés plus loin, la profondeur sondée par la polarisation circulaire est plus grande que pour la polarisation linéaire. Cette technique permet donc de sonder les tissus plus profondément que la polarisation linéaire.

C'est précisément cette approche que nous avons choisie de développer. Même si la profondeur de pénétration de la lumière polarisée est limitée, cette technique est adaptée à notre étude car elle répond au cahier des charges : elle permet un examen des tissus sur une ROI large, avec une instrumentation à bas coût, l'utilisation des marqueurs est possible mais non obligatoire et le contact avec le tissu n'est pas nécessaire pour l'examen. Après un rappel sur les notions physiques nécessaires pour la description de notre étude, nous reviendrons plus en détails sur les techniques d'imagerie polarimétriques et discuterons des résultats aux paragraphes I.4 et I.5.

I.3 Interaction lumière-tissus

Dans le paragraphe précédent nous avons passé en revue différentes techniques d'imagerie classiquement utilisées dans l'examen des tissus biologiques. Ces techniques ont cependant mis du temps à s'imposer du fait principalement du fort succès des techniques concurrentes mais surtout du fait de la complexité de modélisation des phénomènes physiques mis en jeu pour décrire la propagation de la lumière dans les tissus biologiques. La lumière ne traverse pas en ligne droite un tissu diffusant, comme le font par exemple les rayons X. D'autre part, la lumière est rapidement absorbée dans les tissus. Nous discutons ici des propriétés optiques des tissus biologiques et des propriétés spécifiques de la lumière polarisée que nous souhaitons spécialement étudier.

I.3.1 Propriétés optiques des tissus biologiques

La propagation lumineuse est décrite à travers les phénomènes d'interaction avec la matière. Celle-ci est définie à l'échelle optique par l'indice de réfraction. On distingue principalement deux types d'interactions : l'absorption, souvent liée au phénomène de fluorescence, et la diffusion optique, élastique ou inélastique. Dans ce qui suit, les références essentielles sont : (Vo-Dinh 2003; Tuchin 2006, 2000; Tuchin 2000; Da Silva 2010).

I.3.1.1 L'indice de réfraction

L'indice de réfraction (réel) n d'un milieu caractérise la vitesse de phase $v = c/n$ de l'onde électromagnétique dans ce milieu (c représente la vitesse de la lumière dans le vide). Un changement de l'indice de réfraction, à l'interface entre deux milieux de natures différentes, induit un changement de direction de l'onde incidente dû à des phénomènes de diffusion, de réfraction ou de réflexion. Les tissus biologiques étant très hétérogènes (à quelques exceptions près, cornée par exemple), on définit un indice de réfraction effectif, résultant d'une moyenne pondérée par le volume des constituants élémentaires. Sa valeur dépend essentiellement de la teneur en eau du tissu et varie typiquement de 1,335 (liquide cérebrospinal humain) à 1,62 (dent humaine) (Duck 1990). Dans leur ensemble, la plupart des tissus ont un indice de réfraction compris entre 1,36 et 1,4. Les tissus gras, de l'ordre de 1,45 et les tissus « durs » supérieur à 1,62.

I.3.1.2 L'absorption

A l'échelle moléculaire, l'absorption d'un photon se produit lorsque son niveau d'énergie est égal à l'énergie de transition électronique, vibrationnelle ou rotationnelle de la molécule rencontrée. Cette énergie est essentiellement transformée en chaleur dans les tissus, ce qui permet d'ailleurs l'utilisation thérapeutique des lasers en médecine.

A l'échelle macroscopique, dans un milieu non diffusant, homogène, le coefficient d'absorption μ_a , exprimé en cm^{-1} pour les milieux biologiques classiquement sondés, traduit la perte d'intensité d'un faisceau collimaté à travers un milieu d'épaisseur L. Ceci s'exprime par la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_o \exp(-\mu_a L) \quad (\text{I.1})$$

placée devant une ampoule électrique allumée : seul le rouge est susceptible d'être transmis, les autres couleurs sont absorbées.

Ces chromophores jouent un rôle important dans l'appréciation de l'activité métabolique des tissus vivants. D'autres métabolites comme le glucose peuvent également être dosés dans les tissus grâce à leurs caractéristiques spectrales.

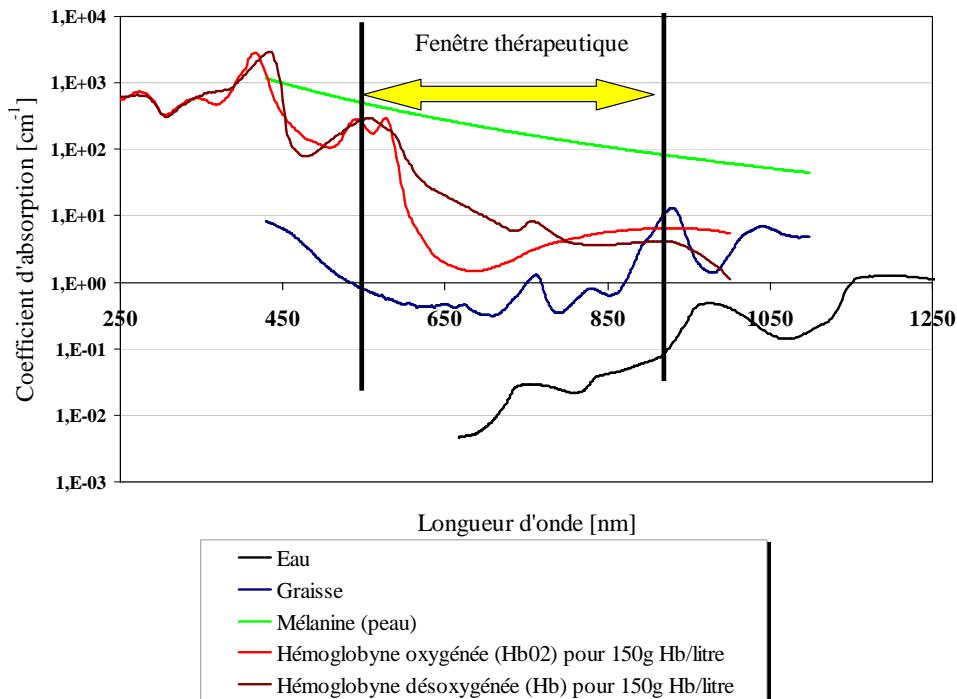


Figure I.4 : Spectres d'absorption des principaux chromophores constitutifs des tissus biologiques, obtenus d'après les données de (<http://omlc.ogi.edu/>).

Le cas particulier de la fluorescence

Les électrons excités par effet photo-électrique regagnent l'état fondamental en empruntant des voies de désexcitation radiatives ou non, selon la nature électronique et photonique du matériau.

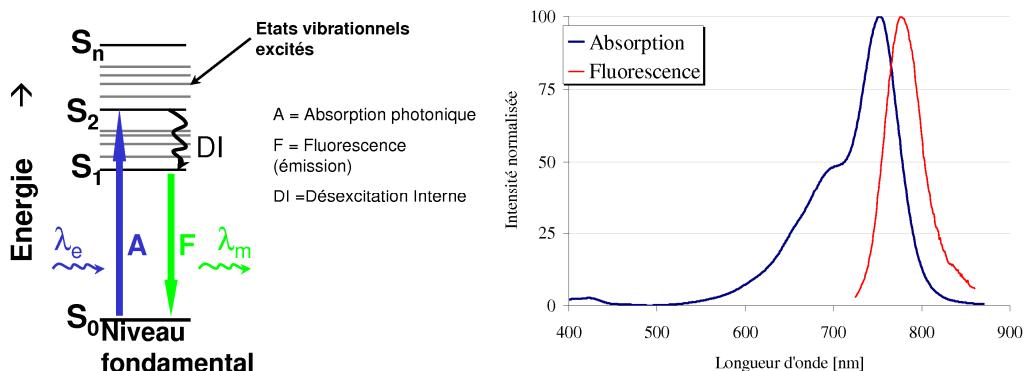


Figure I.5 : Diagramme de Jablonski et spectres d'absorption et de fluorescence de la molécule Alexa Fluor 750 (Molecular Probe[®])

Dans le cas des transitions radiatives (Figure I.5), des photons de fluorescence sont émis à une longueur d'onde supérieure à celle du photon absorbé (Stokes shift). On peut donc sélectionner les photons fluorescents au moyen de filtres spectraux. La plupart des chromophores actifs dans le bleu et l'UV sont aussi des fluorophores (porphyrines, NADH, flavines, élastine, actine...). Le spectre de fluorescence dépend de leurs caractéristiques physicochimiques propres et de leur environnement immédiat. Ces fluorophores existent à l'état naturel dans les tissus vivants : on parle d'autofluorescence, de fluorescence endogène ou de fluorescence intrinsèque. L'analyse spectrale de ce signal de fluorescence permet une caractérisation des tissus et notamment une différenciation des tissus pathologiques tels que des tissus tumoraux (Péry et al. 2008). Le contraste de l'image de fluorescence peut être amélioré par l'introduction de fluorophores externes qui peuvent être des marqueurs tissulaires tels que des anticorps, des sucres, des molécules organiques, marqués par des étiquettes fluorescentes organiques telles que les cyanines, ou inorganiques telles que des nanoparticules (quantum dots).

I.3.1.3 La diffusion

Le phénomène de diffusion lumineuse se produit lorsqu'une onde électromagnétique rencontre une particule d'indice de réfraction différent de celui du milieu environnant. Sous l'effet de l'onde incidente, les charges de la particule se mettent à osciller, se transformant ainsi en dipôles oscillants qui rayonnent des ondes secondaires, et ceci à la même fréquence que l'onde incidente, dans le cas où il n'y a pas de perte d'énergie et la diffusion est dite *élastique*, ou à une fréquence différente, correspondant à la perte d'énergie, la diffusion est dite *inélastique*, c'est le cas de la diffusion Raman (transmission d'énergie à un mode optique) ou Brillouin (transmission d'énergie à un mode acoustique). La particule se comporte alors comme une source de lumière secondaire avec une distribution angulaire d'intensité qui lui est propre, et qui dépend en particulier de la taille de la particule par rapport à la longueur d'onde d'illumination, ainsi que de son indice de réfraction.

Une caractéristique importante de la diffusion élastique est donnée par la *fonction de phase* $p(\mathbf{s}, \mathbf{s}')$, qui donne la probabilité de diffusion d'un photon incident suivant la direction \mathbf{s}' dans la direction d'observation \mathbf{s} (Figure I.6).

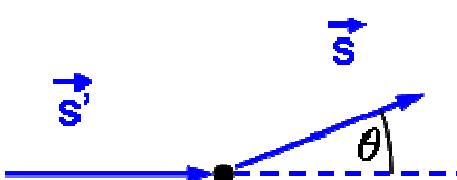


Figure I.6: Schéma de la diffusion avec les variables nécessaires pour décrire la fonction de phase.

Par convention la fonction de phase est normée à 1 (parfois à $1/4\pi$) par intégration sur tout l'espace :

$$\int_{4\pi} d\omega' p(\mathbf{s}, \mathbf{s}') = 1 \quad (\text{I.2})$$

où $d\omega'$ est l'angle solide élémentaire d'observation. Lorsque les diffuseurs sont assimilés à des sphères, on peut montrer que la fonction de phase ne dépend que de l'angle de diffusion : $p(\mathbf{s}, \mathbf{s}') = p(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}')$. Elle dépend du contraste d'indice entre la particule et son milieu hôte, et surtout de la taille de la particule par rapport à la longueur d'onde. En règle générale, la fonction de phase n'est pas constante en fonction de l'angle et traduit une loi de diffusion dite « anisotrope ». Le degré d'anisotropie du milieu est donné par la moyenne de $\cos(\theta) = \mathbf{s} \cdot \mathbf{s}'$ et est appelé *facteur d'anisotropie* g :

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \int_{4\pi} d\omega' p(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}') \mathbf{s} \cdot \mathbf{s}' \quad (\text{I.3})$$

$g = 0$ pour une diffusion parfaitement isotrope, $g = 1$ pour une diffusion totale vers l'avant (milieu non diffusant). Dans les tissus biologiques, la diffusion se fait préférentiellement vers l'avant, avec un coefficient d'anisotropie de l'ordre de 0,8 à 0,98.

On définit le *paramètre de taille*, quantité sans dimension, produit du nombre d'onde k et de la taille caractéristique de la particule a , qui permet de prendre en compte de manière effective ces trois paramètres : $ka = 2\pi n a / \lambda$, où n est l'indice de réfraction du milieu environnant. Ce paramètre permet de distinguer trois régimes de diffusion:

- 1.) $ka \ll 1$ (typiquement $<0,1$), on parle de diffusion Rayleigh, la première théorie de diffusion de la lumière s'appliquant à des petites particules (1871 (Rayleigh 1871)). Dans ce cas, la diffusion de la lumière est isotrope. La diffusion Rayleigh varie comme λ^{-4} . Elle est bien plus forte dans le bleu, à 400 nm, que dans le rouge à 650 nm, produisant la couleur bleue du ciel, et le soleil rouge au couchant.
- 2.) $ka \geq 1$, il faut faire appel à la théorie de Mie (Mie 1908). Les indicatrices d'intensité deviennent plus complexes, et la rediffusion a lieu préférentiellement vers l'avant (particules non métalliques) à mesure que la taille de la particule augmente. Les lobes de diffusion que l'on voit apparaître dans l'indicatrice d'intensité proviennent des interférences entre

les ondes secondaires rayonnées (Figure I.7). La diffusion de Mie ne dépend pas fortement de la longueur d'onde, ainsi les particules constituant le brouillard par exemple, éclairées par le soleil, apparaissent blanches.

- 3.) $k\alpha \gg 1$, les indicatrices de diffusion deviennent de plus en plus anisotropes, les lois de l'optique géométrique suffisent à traiter le problème, c'est le cas des gouttes de pluie éclairées dans le visible.

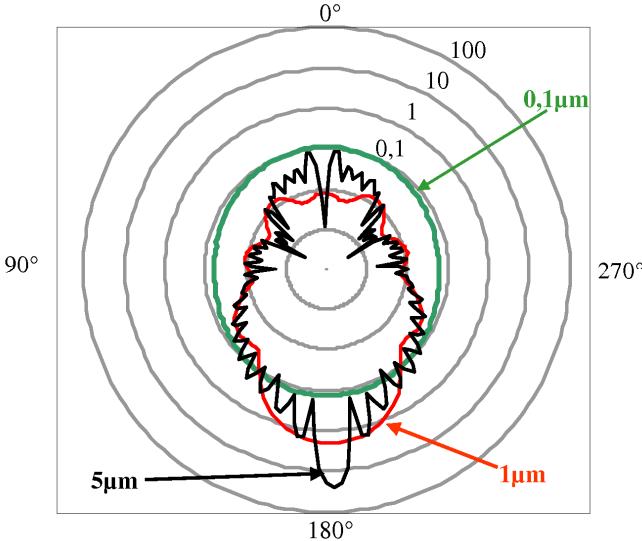


Figure I.7: Indicatrices de diffusion pour des sphères de diamètres 0.1 μm (en vert), 1μm (en rouge) et 5μm (en noir). L'indice de réfraction du milieu environnant est 1, celui des sphères est 1.4, le faisceau à une incidence de 0°, et la longueur d'onde est de 0.633 μm.

Les particules de taille comparable à la longueur d'onde avec un indice de réfraction suffisamment différent du cytoplasme forment des centres qui contribuent collectivement à la diffusion élastique des photons dans les tissus (Liu et al. 1993). Dans les tissus biologiques, la lumière rencontre des structures de tailles variées allant de 0,01μm pour les membranes, 0,1μm pour les agrégats macromoléculaires, 1μm pour les mitochondries, 2-3μm pour les fibres de collagène, 10μm pour les cellules... On comprend que dans ces conditions, il n'est pas possible d'appliquer une théorie électromagnétique exacte comme celle de Rayleigh ou de Mie (résolution des équations de Maxwell). C'est pourquoi, pour caractériser la diffusion par des tissus biologiques, on se place à une échelle macroscopique, et on fait bien souvent appel à la fonction de phase de Henyey-Greenstein (Henyey and Greenstein 1941):

$$p(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}') \approx \frac{1}{4\pi} \frac{1-g^2}{(1-2gs \cdot s' + g^2)^{3/2}} \quad (\text{I.4})$$

Cette expression, initialement développée pour simuler la dépendance angulaire de la diffusion de la lumière par des particules de petite taille dans les nuages de poussières

interstellaires, est largement retenue pour décrire la dépendance angulaire de la diffusion dans les tissus biologiques (Jacques, Alter, and Prahl 1987). Si elle rend bien compte de l'anisotropie de diffusion d'un milieu, en revanche, elle ne permet pas de traduire les effets d'interférences que l'on voit dans les lobes de diffusion.

On définit un *coefficent de diffusion* moyen μ_s exprimé en cm^{-1} de la même façon que l'absorption. En considérant un milieu diffusant mais non absorbant, la quantité de lumière collimatée I qui traverse un échantillon d'épaisseur L sans être diffusée (intensité *balistique*) s'exprime sous la forme:

$$I = I_o \exp(-\mu_s L) \quad (\text{I.5})$$

où I_o est l'intensité incidente et I l'intensité transmise. La grandeur permettant de quantifier la fréquence du phénomène de diffusion est le *libre parcours moyen de diffusion* $\ell(\text{scat}) = 1/\mu_s$ qui représente la distance parcourue en moyenne par un photon entre deux événements de diffusion consécutifs. Dans les tissus biologiques, il est de l'ordre de 20 à 100 μm .

Pour traduire de manière effective les propriétés de diffusion des tissus biologiques, on introduit souvent le *coefficent de diffusion réduit* μ'_s ainsi que le libre parcours moyen de transport ℓ^* :

$$\mu'_s = (1-g)\mu_s = \frac{1}{\ell^*} = (1-g)\frac{1}{\ell(\text{scat})} \quad (\text{I.6})$$

On interprète ℓ^* comme la distance au bout de laquelle un photon a perdu la mémoire de sa direction initiale, autrement dit, la distance moyenne parcourue par un photon dans un milieu anisotrope avant d'être diffusé de façon totalement isotrope. Elle est typiquement de 500 μm dans les tissus biologiques.

Les techniques optiques pour l'imagerie des tissus biologiques peuvent être classées selon le « type » de photons mesurés. A la traversée d'un milieu biologique, selon qu'il est plus ou moins diffusant, plus ou moins épais, on peut distinguer trois catégories de photons que l'on va pouvoir distinguer à l'aide d'un filtre, spatial, polarimétrique, interférentiel, temporel... Supposons, comme sur le schéma de la Figure I.8, que l'on sonde le milieu, d'épaisseur de l'ordre du cm, à l'aide d'un pulse de lumière ultra-court, typiquement un laser picoseconde, et que l'on place en sortie de ce milieu un détecteur résolu en temps, comme par

exemple un photomultiplicateur et un système à comptage de photons, permettant de faire l'histogramme du temps d'arrivée des photons.

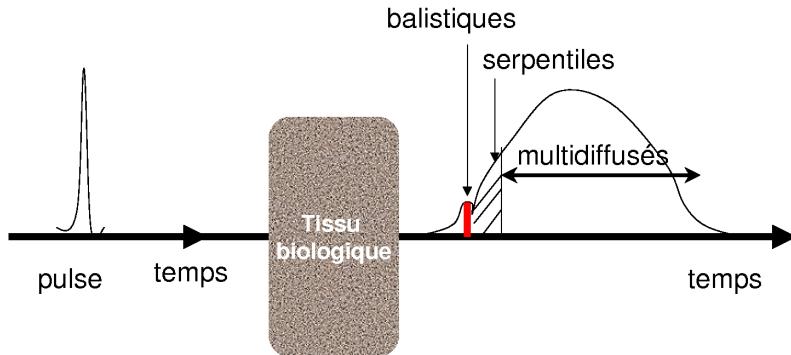


Figure I.8 : Photons balistiques, serpentines et multidiffusés.

De ce fait, on peut classer les photons selon leur temps d'arrivée au détecteur en trois catégories :

1. Les photons *balistiques* sont les photons qui arrivent en premier, avec un retard ne dépendant que de la distance parcourue, car non diffusés. Ces photons ont gardé leur polarisation initiale.
2. Les photons *serpentines* sont les photons ayant subi plusieurs diffusion et ont en conséquence un chemin plus long que les photons balistiques. La polarisation de ces photons dépend du nombre de diffusions subies. L'information de la cohérence et de la direction initiale de propagation est encore présente.
3. Les photons *multidiffusés* ont suivi des chemins complètement aléatoires suite aux nombreuses diffusions. La longueur des chemins et toute information sur la polarisation, cohérence ou direction initiale sont perdues. Ces photons sont néanmoins porteurs de l'information de la structure du milieu puisqu'ils explorent le milieu le plus longtemps.

I.3.2 Propriétés de la lumière polarisée

L'approche classique pour décrire la polarisation de la lumière passe par le formalisme électromagnétique. Les références principales de cette partie sont essentiellement (Boulvert 2006; Tuchin, Wang, and Zimnyakov 2006).

I.3.2.1 L'ellipse de polarisation : Formalisme de Jones

Le champ électrique peut être exprimé avec le vecteur dit de Jones décrivant la composante horizontale d'amplitude E_{0x} et la composante verticale d'amplitude E_{0y} . Il peut

exister un déphasage ϕ qui décrit le retard de la composante verticale par rapport à la composante horizontale du champ électrique (Figure I.9).

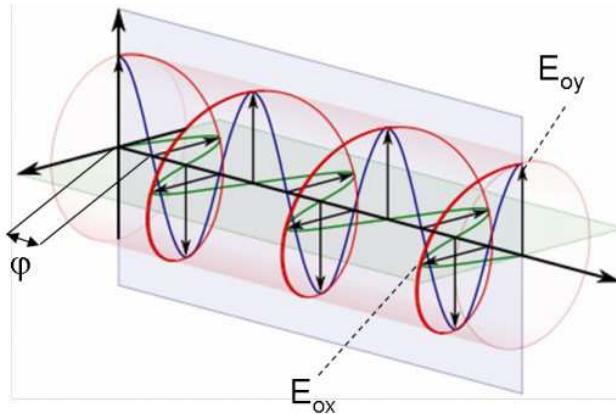


Figure I.9: Représentation du champ électrique avec sa composante horizontale (vert) et sa composante verticale (bleu). La résultante est en rouge.

La polarisation résultante peut donc être décrite par le vecteur de Jones qui est ici normalisé pour obtenir une intensité totale unitaire :

$$\vec{V} = \frac{1}{\sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{i\phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\nu) \\ \sin(\nu) e^{i\phi} \end{bmatrix} \quad (\text{I.7})$$

Quand on observe uniquement l'amplitude résultante des deux composantes, autrement dit quand on observe le champ électrique dans la direction de sa propagation, l'extrémité du vecteur de Jones décrit une ellipse. Un paramètre caractéristique de l'ellipse est l'angle ν qui est l'angle de la diagonale du rectangle dans lequel s'inscrit l'ellipse. Il est lié aux amplitudes du champ électrique selon la relation $\tan \nu = E_{0y} / E_{0x}$. La Figure I.10 montre l'ellipse de polarisation avec les amplitudes E_{0x} , E_{0y} , l'angle diagonal ν , l'angle azimutal ou l'angle d'orientation α et l'angle décrivant l'ellipticité ϵ .

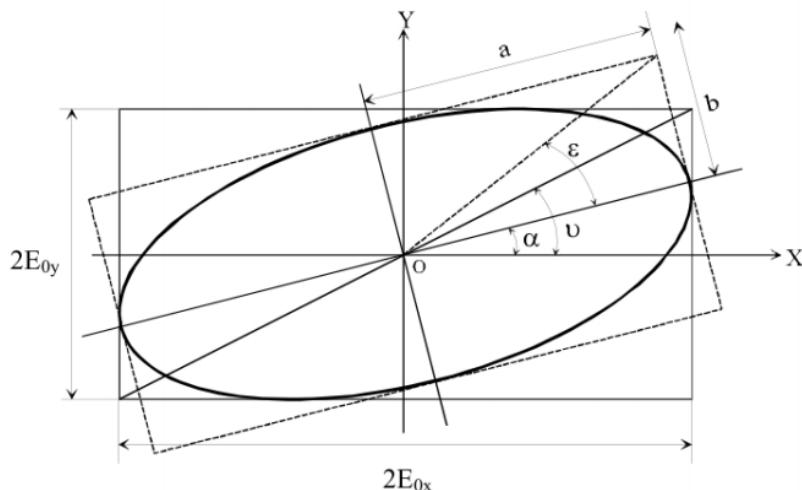


Figure I.10: Ellipse de polarisation (Boulvert 2006).

Tous les angles de l'ellipse de polarisation peuvent être reliés avec l'angle de déphasage φ par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\cos(2\nu) &= \cos(2\varepsilon) \cos(2\alpha) \\ \sin(2\nu) \cos(\varphi) &= \cos(2\varepsilon) \sin(2\alpha) \\ \sin(2\nu) \sin(\varphi) &= \sin(2\varepsilon)\end{aligned}\quad (\text{I.8})$$

Tous les angles de l'ellipse dépendent de la variation des amplitudes E_{0x} et E_{0y} ainsi que de la différence de phase φ . Comme les amplitudes dépendent de l'angle diagonal ν , on peut, par conséquent, décrire toutes les formes de polarisation en fonction de ces deux angles.

I.3.2.2 Le vecteur de Stokes

Le vecteur de Stokes S est très utile pour décrire des phénomènes comme la dépolarisation de la lumière ou la lumière partiellement polarisée. Il peut être exprimé par les amplitudes du champ électrique horizontal et vertical. Dans la littérature on trouve différentes notations pour le vecteur de Stokes et ses quatre composantes. Nous choisissons celle de Tuchin *et al.* (Tuchin, Wang, and Zimnyakov 2006) :

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos(\varphi) \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin(\varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_R - I_L \end{pmatrix} \quad (\text{I.9})$$

La signification physique des quatre composantes du vecteur de Stokes est :

- I décrit l'intensité totale de l'onde optique,
- Q décrit la différence d'intensité entre la partie polarisée horizontalement (I_H) et verticalement (I_V),
- U décrit la différence d'intensité entre la partie polarisée linéairement à $+45^\circ$ (I_{+45°) et -45° (I_{-45°)
- et finalement V décrit la différence d'intensité entre la partie polarisée circulairement à droite (I_R) et la partie polarisée circulairement à gauche (I_L).

Les différentes polarisations résultent de la prise en compte du champ électrique horizontal et vertical ainsi que de leur déphasage comme le montre l'équation I.9. La Figure I.11 illustre les composantes horizontale (rouge) et verticale (bleue) du champ électrique avec

leur résultante (vert). Les polarisations représentées dans cette figure sont : (a) linéaire horizontal, (b) linéaire à 45° , (c) elliptique droite ($\epsilon=0.25\pi$) et (d) circulaire droite.

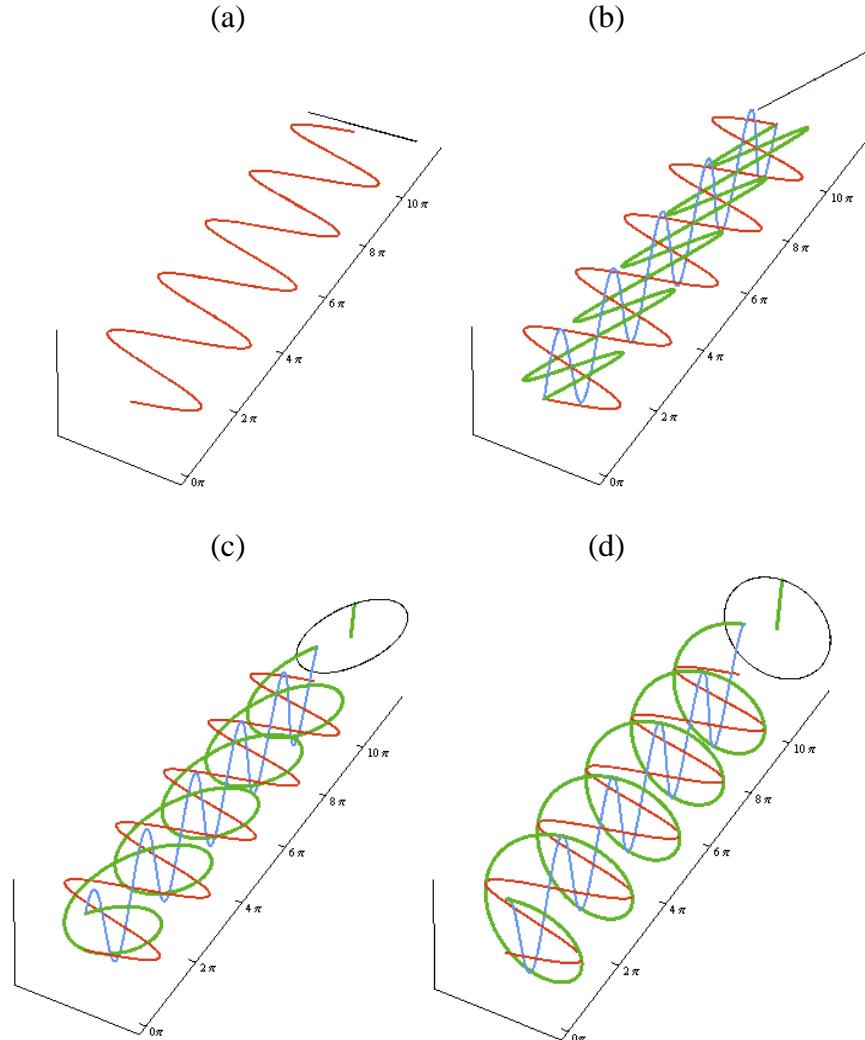


Figure I.11: Exemples de différentes polarisations en fonction des composantes du champ électrique horizontale (rouge) et verticale (bleue), avec leur résultante (vert). (a) polarisation linéaire horizontale, (b) polarisation linéaire à 45° , (c) polarisation elliptique, (d) polarisation circulaire droite.

Le vecteur de Stokes est généralement normalisé par l'intensité totale I . Par conséquent, la composante I du vecteur de Stokes est égale 1, les quatre composantes peuvent avoir des valeurs entre -1 et 1 pour représenter l'état de polarisation correspondant. Pour les états de polarisation « purs », on obtient les vecteurs de stokes suivants (Tableau I.2) :

Vecteur de Stokes	Etat de polarisation
$S=(1,0,0,0)^T$	Sans polarisation
$S=(1,1,0,0)^T$	Linéaire horizontale
$S=(1,-1,0,0)^T$	Linéaire verticale
$S=(1,0,1,0)^T$	Linéaire à 45°
$S=(1,0,-1,0)^T$	Linéaire à -45°

$S=(1,0,0,1)^T$	Circulaire droite
$S=(1,0,0,-1)^T$	Circulaire gauche

Tableau I.2: Différents vecteurs de Stokes en fonction de la polarisation.

Pour décrire les états de polarisation elliptiques (les états entre linéaire et circulaire), il est plus simple d'exprimer le vecteur de Stokes en fonction des angles de l'ellipse de polarisation introduits précédemment (I.8):

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(2\nu) \\ \sin(2\nu)\cos(\varphi) \\ \sin(2\nu)\sin(\varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(2\varepsilon)\cos(2\alpha) \\ \cos(2\varepsilon)\sin(2\alpha) \\ \sin(2\varepsilon) \end{pmatrix} \quad (\text{I.10})$$

I.3.2.3 Le degré de polarisation

Pour quantifier la polarisation, on utilise le degré de polarisation (DOP pour Degree Of Polarization en Anglais) qui dépend de la polarisation utilisée, autrement dit de l'azimut α et de l'ellipticité ε .

$$DOP(\alpha, \varepsilon) = \frac{\sqrt{Q(\alpha, \varepsilon)^2 + U(\alpha, \varepsilon)^2 + V(\varepsilon)^2}}{I} \quad (\text{I.11})$$

Le DOP est égal à un pour le cas d'une polarisation totale de la lumière (linéaire, elliptique ou circulaire). A la lumière non polarisée correspond un DOP égal à zéro et à la lumière partiellement polarisée des valeurs entre 0 et 1. Généralement, on illumine un tissu biologique avec une lumière totalement polarisée, le DOP correspondant est égal à un. A la traversée d'un milieu diffusant, avec un nombre croissant d'événements de diffusion, le DOP est transformé, il diminue en fonction de la distance traversée dans le tissu biologique. La valeur du DOP est ainsi porteuse d'information sur le trajet parcouru par les photons.

A titre d'exemple, nous présentons une mesure de DOP effectuée en rétrodiffusion sur un milieu diffusant homogène au départ, dans lequel est insérée une perturbation, ici un barreau totalement absorbant. En combinant les équations I.9 et I.11 le DOP de la polarisation initiale peut être calculé. Le fantôme (milieu diffusant) choisi, ayant les propriétés optiques similaires aux tissus biologiques, est composé d'eau, d'intralipide® et d'encre de Chine. Les composants sont mélangés afin d'obtenir un coefficient d'absorption $\mu_a=0.17 \text{ cm}^{-1}$ à 785 nm, ce qui est raisonnable pour les tissus biologiques examinés dans la fenêtre thérapeutique (Wilson and Jacques 1990). Nous avons fait varier le coefficient de diffusion réduit μ_s' de 5

cm^{-1} à 27 cm^{-1} . Le banc d'expérimentation est composé d'une source halogène filtrée à 785 nm, polarisée linéairement, d'une barre totalement absorbante dont la profondeur dans le milieu est réglable ainsi que d'une caméra avec un analyseur linéaire devant l'objectif Figure I.12 (a). Les deux images obtenues en co-polarisé et contre-polarisé permettent de calculer l'image du DOP. La barre absorbante est placée à différentes profondeurs pour l'évaluation de la perturbation du DOP (ΔDOP) suite à la présence de la barre Figure I.12 (b). Les résultats pour des coefficients de diffusion réduits $\mu_s' = 5 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_s' = 12 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_s' = 14 \text{ cm}^{-1}$ et $\mu_s' = 27 \text{ cm}^{-1}$, montrent la forte dépendance de la polarisation linéaire en fonction du coefficient de diffusion réduit ainsi que de l'influence de la barre absorbante (Figure I.13). Notamment, on peut observer grâce à ces expérimentations préliminaires que la polarisation diminue d'autant plus fortement en fonction de la profondeur, la pente de la courbe devient plus raide, que le coefficient de diffusion réduit μ_s' augmente. Par conséquent, le degré de polarisation relatif (ΔDOP) devient rapidement très faible pour une profondeur élevée de la barre. Une variation du coefficient d'absorption n'entrainera qu'un changement d'intensité, mais pas de la pente puisque la dépolarisation dépend uniquement de nombre d'événements de diffusion.

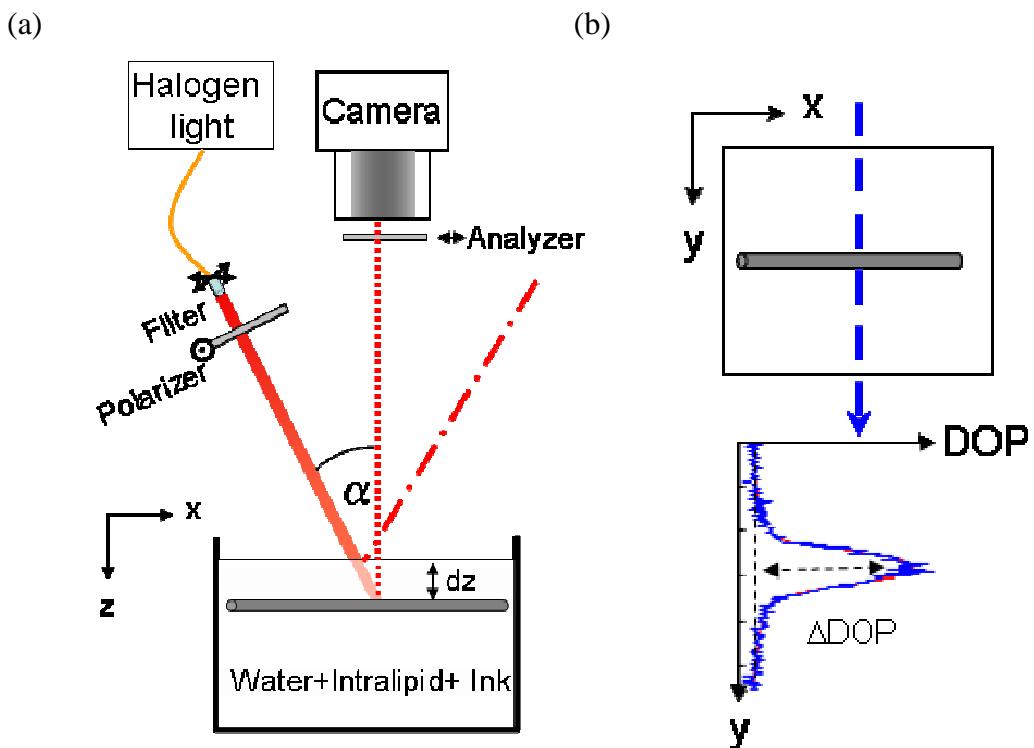


Figure I.12: Mesure de la perturbation du DOP linéaire rétrodiffusé.

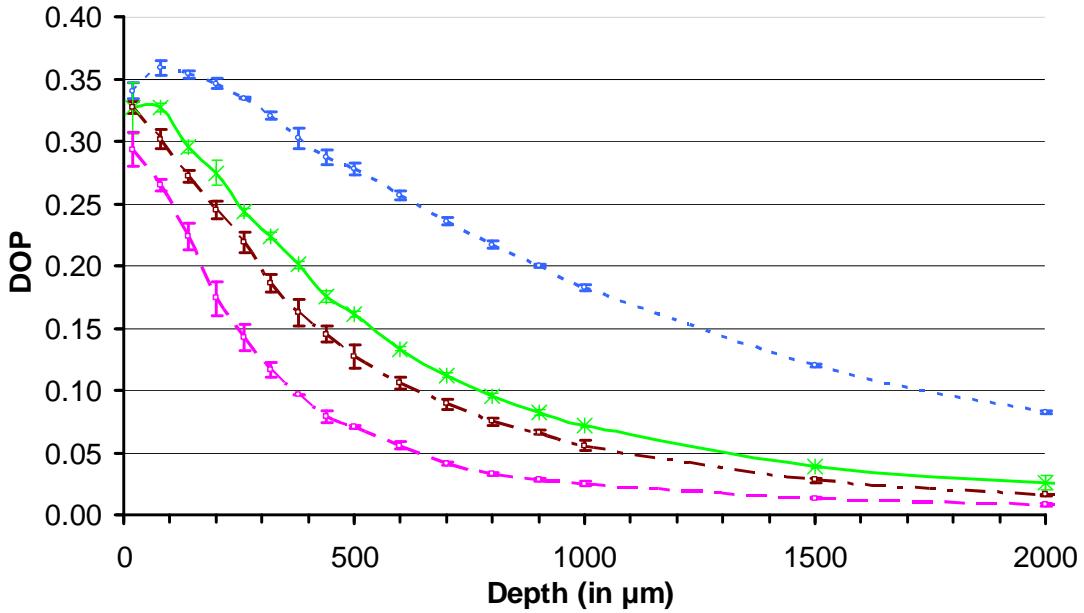


Figure I.13: Mesure de la perturbation du DOP linéaire à différentes profondeurs. Le coefficient d'absorption est pour toutes les mesures $\mu_a=0.17 \text{ cm}^{-1}$. Le coefficient de diffusion réduit varie : $\mu_s'=5 \text{ cm}^{-1}$ (bleu pointillé), $\mu_s'=12 \text{ cm}^{-1}$ (trait vert), $\mu_s'=14 \text{ cm}^{-1}$ (trait-point marron) et $\mu_s'=27 \text{ cm}^{-1}$ (traits rose).

I.4 Techniques d'imagerie polarimétriques des tissus biologiques

La question que nous choisissons d'explorer dans cette thèse est le comportement de la polarisation circulaire et elliptique en ce qui concerne la pénétration en profondeur.

I.4.1 Notion de « mémoire » de polarisation

La propagation de la lumière en milieu diffusant s'accompagne d'une perte de polarisation liée aux interactions multiples entre le champ électromagnétique et les diffuseurs, impliquant des changements d'amplitude et de direction du champ (Tuchin 2000; MacKintosh et al. 1989; Bicout and Brosseau 1992; Bicout et al. 1994; Yoo and Alfano 1989). De la même façon que pour le filtrage temporel, l'utilisation de filtres polarisants permet néanmoins, jusqu'à un certain point, de sélectionner les photons dont l'état de polarisation est maintenu. On comprend bien qu'au-delà d'une certaine épaisseur optique, liée au nombre d'événements de diffusion, à l'anisotropie de diffusion, et bien sûr à l'absorption, les photons auront totalement perdu la mémoire de leur polarisation initiale : on ne détectera plus de photons au travers de ces filtres.

(MacKintosh et al. 1989) présentent une discussion sur la notion de “mémoire de polarisation” de différents types de polarisation. Cet effet décrit la façon dont une polarisation initiale est maintenue lors de la variation du nombre d'événements de diffusion, et ceci pour une polarisation donnée. Il est notamment montré que cet effet dépend beaucoup de la *taille*

du diffuseur, autrement dit du coefficient d'anistropie g . Les auteurs montrent que des milieux constitués de diffuseurs de fort diamètre (grand devant la longueur d'onde, diffusion de Mie), la polarisation circulaire se maintient sur des distances plus grandes que la polarisation linéaire. Si les particules sont très petites (diffusion Rayleigh) c'est l'inverse qui se produit, du fait des nombreux changements d'hélicité lors de multiples réflexions de la polarisation circulaire.

Ce concept a été utilisé dans divers travaux de recherche pour la localisation ou l'analyse de régions spécifiques dans des échantillons. (Schmitt, Gandjbakhche, and Bonner 1992) utilisent ces avantages dans un système d'imagerie en transmission, utilisant une illumination en balayage ponctuelle, dans lequel seule la lumière polarisée circulairement est détectée. Le but ici est de réduire la contribution des photons multiplement diffusés, dont la trajectoire s'écarte de la trajectoire balistique, afin d'améliorer la détection de structures absorbantes subsurfaciques. Pour une gamme variée de propriétés optiques, ils montrent que le DOP est plus faible pour la polarisation linéaire. Néanmoins, la résolution obtenue en polarisation linéaire est meilleure du fait de la propagation rectiligne des photons, avec cependant un très faible rapport signal-à-bruit. Dans le but d'améliorer cela, (Emile, Bretenaker, and Floch 1996) proposent de moduler la polarisation linéaire et d'effectuer une détection en mode lock-in : ils montrent que le contraste peut être ainsi amélioré d'un facteur 5. Ces méthodes sont destinées à des analyses en transmission.

Morgan et Ridgeway (Morgan and Ridgway 2000) ont mené des recherches sur le maintien de polarisation en géométrie de réflexion plus adaptée à l'étude de tissus biologiques. Ils montrent que le DOP maximal en polarisation linéaire est obtenu lorsque l'épaisseur optique est minimale : augmenter la diffusion résulte en une diminution de DOP. En revanche, pour la polarisation circulaire, le pic de DOP est obtenu au-delà du minimum de l'épaisseur optique, montrant ainsi qu'une détection basée sur la sélection de la polarisation circulaire sondera une région sub-surfacique, hors de la surface elle-même.

Pour aller plus loin dans l'examen du comportement de différents états de polarisation et pour confirmer le raisonnement derrière l'effet de mémoire de polarisation présenté par (MacKintosh et al. 1989), (Hielscher et al. 1997) et (Rakovic et al. 1999) ont analysé la répartition spatiale bidimensionnelle de la lumière rétrodiffusée. Ils vérifient l'effet de la taille des diffuseurs sur la polarisation de la lumière rétrodiffusée.

I.4.2 Techniques d'imagerie polarimétriques

Pour le moment, les techniques basées sur l'analyse polarimétrique de la lumière rétrodiffusée sont largement réservées à un examen superficiel. Il existe deux types d'examens : l'un consiste à effectuer la soustraction de deux mesures en polarisations rectilignes perpendiculaires pour i) s'affranchir du spéculaire et sonder plus profondément ; ii) pour au contraire sélectionner les photons spéculaires. Dans cette dernière configuration, on peut sophistiquer l'analyse par l'imagerie des seize composantes de la matrice de Mueller décrivant l'état de polarisation du signal diffusé, ce qui permet de rendre compte de modifications de propriétés optiques des tissus, tels que des effets de dépolarisation, ou de biréfringence.

- Imagerie de contraste: examen des surfaces

Ceci a été réalisé par (Demos and Alfano 1997) en lumière linéairement polarisée. Des images du dos de la main ont été acquises, hors axe pour s'affranchir de la réflexion spéculaire, à l'aide d'un analyseur en position parallèle et perpendiculaire au plan de polarisation. Une simple soustraction entre les canaux co-polarisés et cross-polarisés montrent la possibilité d'isoler la contribution surfacique et ou faiblement sub-surfacique de la contribution diffuse des grandes profondeurs. Le contraste de l'image de surface est ainsi amélioré d'un facteur 4.5.

- Imagerie sub-surfacique

Cependant, lorsqu'il s'agit d'examiner des structures sub-surfaciques, on souhaite précisément s'affranchir de cette contribution surfacique. Une technique largement utilisée, suggérée initialement par (Anderson 1991) pour l'examen des tissus, pour s'affranchir de la réflexion spéculaire consiste à effectuer une détection cross-linéaire de la lumière. Appliquée à l'examen de la peau, les mesures réalisées sont sensibles à des profondeurs *supérieures* à 300 µm sous la surface comme démontré par Jacques et al (Jacques, Ramella-Roman, and Lee 2002).

Les études de (Jacques, Ramella-Roman, and Lee 2002; Jacques, Ramella-Roman, and Lee 2000) portent sur le filtrage de la composante due à la diffusion multiple comme dans (Demos and Alfano 1997) mais également de la réflexion spéculaire des échantillons, dans le but d'obtenir une sensibilité aux zones sub-surfaciques. L'extraction de la lumière polarisée est toujours obtenue en soustrayant les images co- et cross-polarisées (Demos and Alfano 1997). La contribution de la surface est néanmoins supprimée par l'application d'une plaque de verre avec un liquide d'adaptation d'indice et une détection hors-axe. De plus, ils cherchent à s'affranchir de l'inhomogénéité de l'éclairage et des effets dus à la

pigmentation en normalisant les images par l'image prise en lumière non-polarisée. Ceci permet d'obtenir une image des variations de diffusion, mais supprime également toute variation liée à l'absorption, ce qui est important lorsqu'il s'agit d'examiner la pigmentation de la peau par exemple.

L'imagerie de polarisation a également été utilisée pour effectuer de la spectroscopie localisée par (Backman et al. 1999) et (Bartlett and Jiang 2002) afin d'extraire des signatures surfaciques. La technique utilisée dans la présente étude offre potentiellement la possibilité d'effectuer une spectroscopie sub-surfacique.

Une autre approche est apparue très récemment (Georges, Deumié, and Amra 2007). Il s'agit d'appliquer un nouveau principe d'annulation sélective des sources de diffusion, par contrôle des propriétés polarimétriques. En combinant astucieusement les angles entre un analyseur pour polariser rectilignement le faisceau sonde, et un retardateur optique (lames quart d'onde) (Figure I.14), il est par exemple possible d'annuler soit la diffusion de surface pour sonder le volume, soit la diffusion de volume pour détecter un objet enfoui.

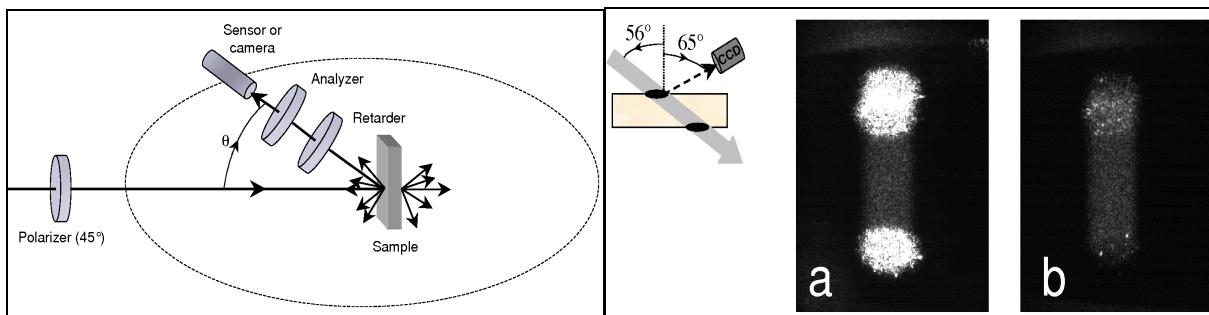


Figure I.14 : D'après (Georges, Deumié, and Amra 2007) : à gauche, schéma décrivant un exemple type de montage pour l'analyse polarimétrique ; à droite exemple d'images obtenues sur un objet diffusant en surface et en volume avec différentes combinaisons du doublet (analyseur-retardateur) pour obtenir a) l'annulation de la diffusion du volume pour une meilleure visualisation de la surface ; b) l'annulation de la diffusion de surface pour visualiser le volume diffusant.

- Imagerie polarimétrique pour la détection de structures

Les études présentées dans ce paragraphe font l'hypothèse de tissus passifs du point de vue de la polarisation. Or, du fait de l'aspect structuré de certains tissus (peau, muscles), certains tissus sont biréfringents. Cet effet est dû à la nature fibreuse du collagène. Il est particulièrement intéressant dans la mesure où l'alignement de l'axe rapide de l'échantillon (Hecht 1998) avec l'axe du polariseur incident permet de déterminer le comportement en polarisation de l'échantillon. La propagation de la lumière polarisée circulairement en milieux biréfringents est également particulièrement intéressante dans la mesure où la symétrie circulaire est modifiée. Ces propriétés sont discutées par (Wang and Wang 2001) à travers des

simulations Monte Carlo résolues en temps. (de Boer et al. 1997) présentent un examen de la biréfringence de tissus examinés *in vitro* à l'aide d'un OCT circulairement polarisés. Plus précisément, (Yang et al. 2003) montrent des régions de variation de la biréfringence à l'aide d'un balayage en profondeur.

- *Conclusion:*

Après examen des principales techniques d'imagerie polarimétriques, on peut en conclure qu'elles ne satisfont pas l'étude en profondeur de tissus, à l'échelle mésoscopique (zones sub-surfaciques). Les techniques de résolution temporelle pourraient également apporter une solution dans la sélection du trajet des photons, mais c'est une technologie relativement chère (utilisation de détecteurs hautement résolus compte-tenu des faibles trajets).

En matière d'examen polarimétrique, il y a globalement deux voies d'examen: d'une part, les techniques locales qui permettent une localisation et une caractérisation à travers les propriétés optiques; d'autre part, les techniques d'imagerie de surface.

Parmi ces techniques, la technique développée par (Morgan and Stockford 2003), décrite en détail ci-après, nous paraît particulièrement intéressante dans la mesure où elle permet de s'affranchir à la fois de la réflexion spéculaire de l'échantillon, examiné sans préparation particulière comme dans (Jacques, Ramella-Roman, and Lee 2002; Jacques, Ramella-Roman, and Lee 2000), et de la diffusion multiple. L'utilisation de la lumière polarisée circulairement permet de sonder les tissus sur des profondeurs plus importantes que la polarisation linéaire.

I.5 Principe du filtrage polarimétrique pour le sondage en profondeur des tissus biologiques

Morgan et Stockford (Morgan and Stockford 2003) utilisent dans leur technique de sondage en profondeur une source polarisée soit linéairement soit circulairement pour illuminer le milieu diffus. La détection de la lumière rétrodiffusée se fait d'une manière permettant de sélectionner les photons ayant maintenu leur polarisation (Figure I.17 et Figure I.17). L'image co-polarisée et contre-polarisée doit être analysée à cette fin, ce qui conduit à un protocole d'analyse de deux canaux linéaires et deux canaux circulaires :

Canal	Illumination	Détection	Terminologie
1	Linéaire (Horizontal)	Linéaire (Horizontal)	Co-linéaire

2	Linéaire (Horizontal)	Linéaire (Vertical)	Cross-linéaire
3	Circulaire (Droite)	Circulaire (Droite)	Co-circulaire
4	Circulaire (Droite)	Circulaire (Gauche)	Contre-circulaire

Tableau I.3: Protocole d'analyse pour le sondage en profondeur.

I.5.1 Principe d'extraction de la lumière polarisée

En rétrodiffusion, la lumière détectée présente deux composantes distinctes: celle dont l'état de polarisation est maintenu et celle qui est totalement dépolarisée du fait du grand nombre d'événements de diffusion. De manière générale, celle dont l'état de polarisation est maintenu aura sondé un volume superficiel, précisément la zone qui nous intéresse. Nous souhaitons donc isoler cette contribution. Cependant, les images obtenues en co-linéaire (canal 1) et cross-linéaire (canal 2), font apparaître une différence très faible, montrant que la lumière multi-diffusée est la composante principale dans les canaux de mesures de lumière polarisée (Figure I.15).

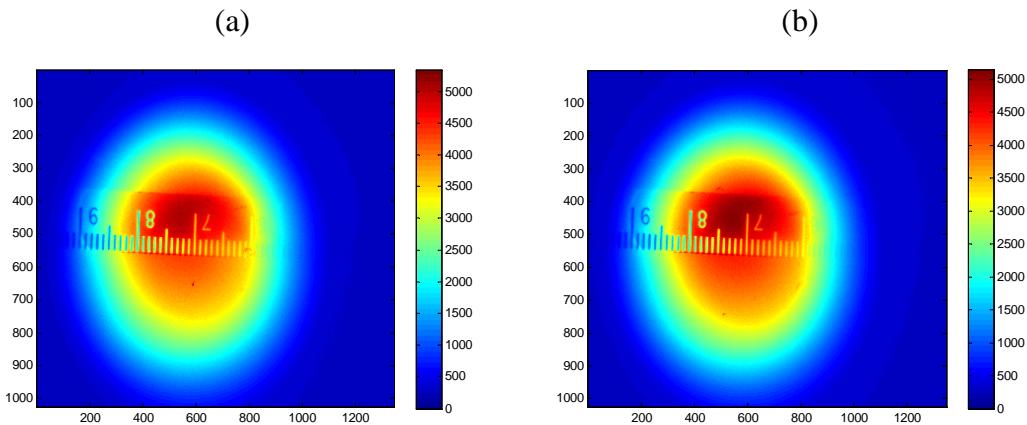


Figure I.15: Mesures en rétrodiffusion d'un milieu diffusant en mode co-linéaire (a) et en contre-linéaire (b).

Les figures I.16 et I.17 illustrent schématiquement le filtrage de la lumière linéairement polarisée.

- Le canal 1 (co-linéaire) collecte : i) les photons qui ont voyagé dans les faibles profondeurs en gardant leur état de polarisation initial, au travers de diffusions « vers l'avant » (Fig I.16 A): c'est précisément ces photons que l'on souhaite extraire ; ii) mais il est également présent dans ce canal une composante due à la diffusion multiple, dont l'état de polarisation est aléatoire, et dont une partie se retrouve avec une composante linéaire dans le même plan de polarisation de l'illumination.

- Le canal 2 (cross-linéaire) rejette optiquement tous les photons dont l'état de polarisation est maintenu: il ne reste que la composante due à la diffusion multiple, de

polarisation aléatoire (Fig I.16 B), et dont une partie, statistiquement identique à la précédente, se retrouve avec une composante linéaire orthogonale au plan de polarisation de l'illumination.

Du fait de la nature aléatoire de la diffusion multiple, l'intensité est distribuée de manière identique entre les canaux 1 et 2. Par conséquent, si l'on soustrait les mesures des deux canaux, la composante résultante est la lumière qui a maintenu son état de polarisation initial, et qui a donc sondé la zone superficielle d'intérêt. Pour préciser les choses, on peut écrire de manière simplifiée les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 I_{polar_lin} &= I_{ch1} - I_{ch2} \\
 &= (I_{polar_maintenue} + I_{multiple}) - I_{multiple} \\
 &= I_{polar_maintenue}
 \end{aligned} \tag{I.12}$$

Cette technique est la technique standard, largement utilisée et décrite dans la littérature (Demos and Alfano 1997; Jacques, Ramella-Roman, and Lee 2000; Demos and Alfano 1996; Walker, Chang, and Hopcraft 2000; Morgan, Khong, and Somekh 1997).

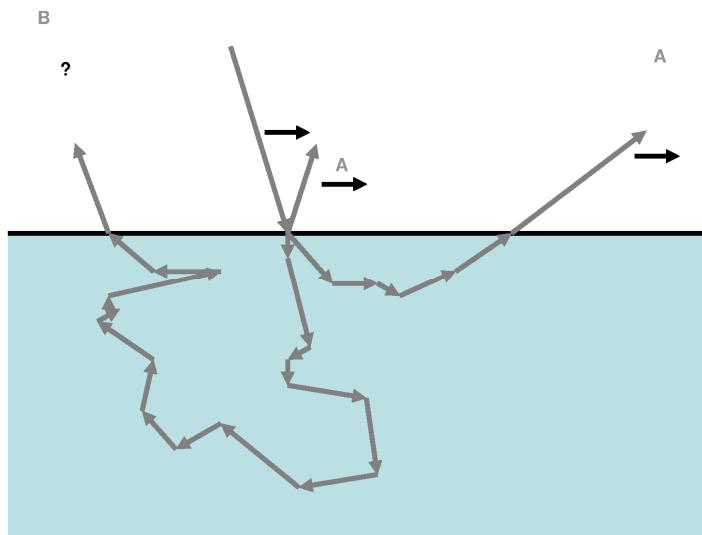


Figure I.16: La lumière rétrodiffusée par un échantillon illuminé en lumière polarisée linéairement se divise en deux catégories distinctes : (A) la lumière qui a maintenu son état de polarisation après un faible nombre de diffusions; (B) la lumière multidiffusée avec un état de polarisation aléatoire.

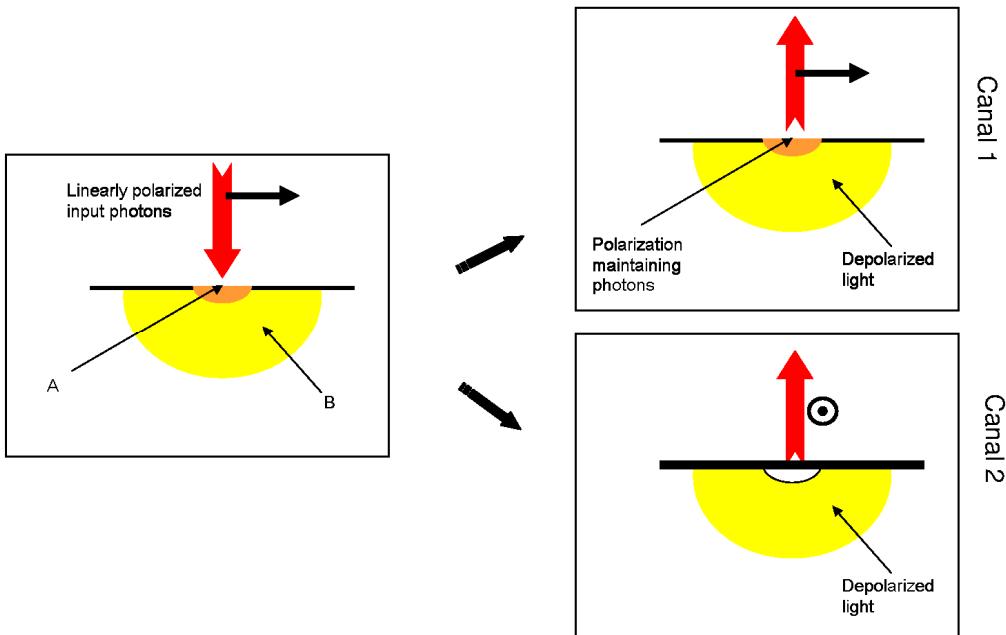


Figure I.17: La lumière rétrodiffusée par un échantillon illuminé en lumière polarisée linéairement se divise en deux catégories distinctes : (A) la lumière qui a maintenu son état de polarisation ; (B) la lumière multidiffusée dépolarisée (avec un état de polarisation aléatoire). La discrimination obtenue avec le canal de mesure 1 collecte la lumière de catégorie A et statistiquement 50% de la lumière de catégorie B. Le canal 2 contient donc les autres 50% de la catégorie B.

L'extraction de la lumière polarisée circulairement ayant maintenu son état de polarisation initiale est beaucoup moins triviale. Les différentes catégories de lumières présentent dans les canaux 3 et 4 sont illustrées dans les figures I.18 et I.19.

Lorsque l'éclairage est circulairement polarisé, la description des canaux de mesures est un peu plus complexe. Une séquence d'événements de diffusion vers l'avant, permettra au photon de garder son état de polarisation initial (Fig I.18 B), cette lumière sera détectée dans le canal 3, avec également une partie de la lumière aléatoirement polarisée (statistiquement 50%). L'autre moitié est détectée dans le canal 4, avec toutefois la lumière spéculaire ayant subi un changement d'hélicité par réflexion. Ceci rend l'extraction exclusive de la composante polarisée circulairement impossible si l'on procède par analogie avec le linéaire :

$$\begin{aligned}
 I_{polar_circ} &= I_{ch3} - I_{ch4} \\
 &= (I_{polar_maintenue} + I_{multiple}) - (I_{spéculaire} + I_{multiple}) \quad (I.13) \\
 &= I_{polar_maintenue} - I_{spéculaire}
 \end{aligned}$$

Pour s'affranchir de la pollution spéculaire, les auteurs font une approximation: la lumière multidiffusée, polarisée initialement linéairement, est égale à la lumière multidiffusée, polarisée initialement circulairement. En réalité, cette contribution n'est pas identique et

demanderait une étude plus approfondie. La justification donnée est que, en terme de simulation où l'on peut artificiellement éliminer la contribution spéculaire, si l'on ne s'intéresse qu'à la profondeur de pénétration des photons, les résultats sont les mêmes, seule change l'intensité du signal diffusé. Ce point est vérifié et discuté au chapitre III, paragraphe III.5.2. Ceci est difficilement vérifiable expérimentalement. Néanmoins, dans cette approximation, on peut écrire :

$$\begin{aligned} I_{\text{polar_circ}} &= I_{ch3} - I_{ch2} = (I_{\text{polar_maintenue}} + I_{\text{multiple_circ}}) - (I_{\text{multiple_lin}}) \\ I_{\text{multiple_circ}} &\approx I_{\text{multiple_lin}} \\ I_{\text{polar_circ}} &= I_{\text{polar_maintenue}} \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

Les mesures du canal 4 ne seront donc pas nécessaires.

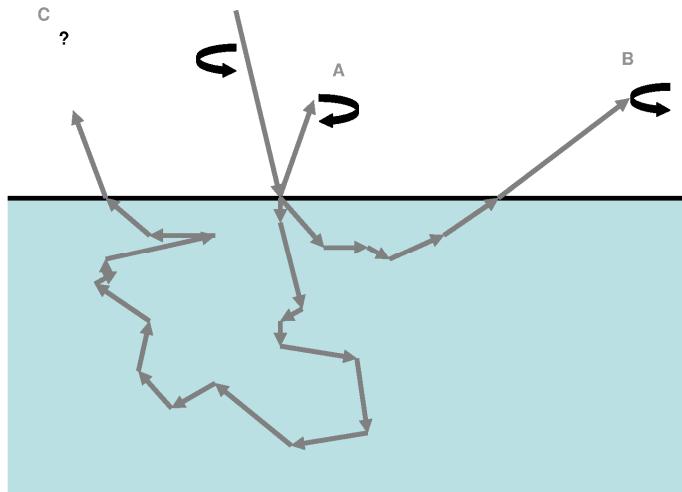


Figure I.18: La lumière rétrodiffusée par un échantillon illuminé en lumière polarisée circulairement se divise en trois catégories distinctes : A-la lumière ayant subi une rétrodiffusion simple (réflexion spéculaire essentiellement), ce qui résulte en un changement d'hélicité ; B-la lumière dont la polarisation est maintenue après une série de diffusions vers l'avant ; C- la lumière multidiffusée dépolarisée (avec un état de polarisation aléatoire).

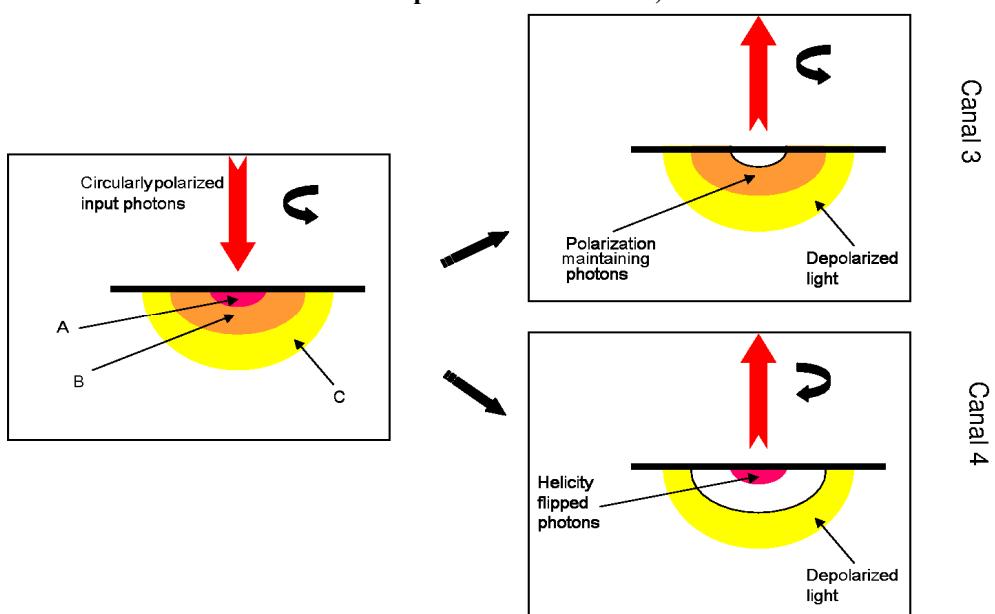


Figure I.19: La lumière rétrodiffusée par un échantillon illuminé en lumière polarisée circulairement se divise en trois catégories distinctes : A-la lumière ayant subi une rétrodiffusion simple (réflexion spéculaire essentiellement), ce qui résulte en un changement d'hélicité ; B-la lumière dont la polarisation est maintenue après une série de diffusions vers l'avant ; C- la lumière multidiffusée dépolarisée (avec un état de polarisation aléatoire). La discrimination obtenue avec le canal de mesure 3 collecte la lumière de catégorie B et statistiquement 50% de la lumière de catégorie C. Le canal 4 contient donc les autres 50% de la catégorie C et la lumière de catégorie A avec changement d'hélicité.

I.5.2 Résultats des travaux de référence de Morgan et Stockford

Les travaux de Morgan et Stockford (2002 et 2003) ont ainsi montré, de manière théorique (Stockford et al. 2002), avec des simulations Monte Carlo, et expérimentale (Morgan and Stockford 2003), que, dans certains schémas de détections, la polarisation de la lumière permet de récupérer des informations à différentes profondeurs d'un milieu diffusant (diffusion de Mie).

Simulations Monte Carlo

Pour conserver un caractère général aux résultats toutes les dimensions sont exprimées en MFP (mean free path, libre parcours moyen de diffusion) selon la relation suivante : $1/\text{MFP} = 1/\mu_s$, où μ_s est le coefficient de diffusion du milieu. Les milieux sont supposés non absorbants. Le trajet de chacun des photons dans le milieu est sauvegardé. En procédant de la sorte, l'absorption peut être prise en compte à l'aide de la loi de Beer-Lambert en post-traitement. Le milieu considéré est composé de particules de Mie monodisperse, supposé semi-infini, illuminé en incidence normale et a les caractéristiques suivantes :

Indice de réfraction	1.4
Paramètre de taille des diffuseurs k_a	13.9
Coefficient d'anisotropie g	0.92

Dans la méthode utilisée ici, on suit les modifications de l'état de polarisation des photons dans le formalisme de Stokes décrivant l'état de polarisation à l'aide d'un vecteur à 4 composantes $[I \ Q \ U \ V]^T$. Dans ce formalisme, les intensités mesurées dans les quatre canaux de détection sont décrites de la façon suivante :

$$I_{ch1} = \frac{I+Q}{2}; I_{ch2} = \frac{I-Q}{2}; I_{ch3} = \frac{I-V}{2}; I_{ch4} = \frac{I+V}{2} \quad (\text{I.15})$$

En suivant le trajet de chaque photon, un histogramme de la profondeur maximale sondée par les photons rétrodiffusés peut être construit pour chaque canal. La soustraction des histogrammes obtenus pour les canaux co-polarisés et contre-polarisés permet ensuite d'établir les histogrammes de la profondeur maximale sondée par les photons ayant maintenu leur polarisation initiale (linéaire ou circulaire) et les photons dépolarisés (Figure I.20).

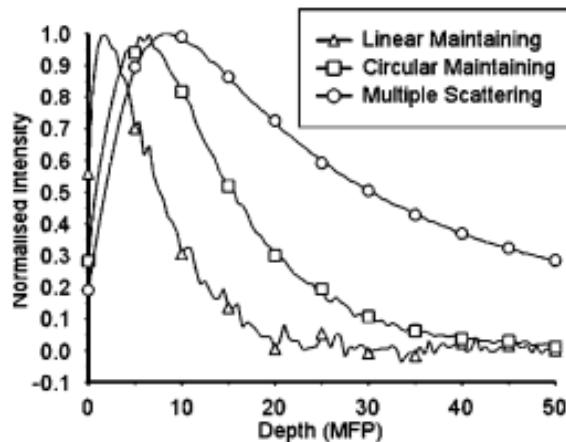


Figure I.20: Profondeur maximale sondée par les photons ayant maintenu la polarisation initiale linéaire (marqueurs triangulaires), la polarisation initiale circulaire (marqueurs carrés) ou dépolarisés (marqueurs ronds).

Les résultats sont synthétisés dans le tableau suivant auquel sont ajoutés quelques équivalences pour certains tissus biologiques compte-tenu des données de la littérature:

Profondeur maximale sondée par les photons rétrodiffusés							
Tissus, MFP (μm)	Unité	Canal linéaire	Canal circulaire	Diffusion multiple	Coefficient d'absorption moyen μ_a	Facteur d'anisotropie g	Références
Epiderme à 633 nm: 1 MFP=100 μm	MFP μm	2 MFP 200 μm	7 MFP 700 μm	10 MFP 1000 μm	0	0.92	[1]
Peau humaine à 633 nm: 1 MFP=59.3 μm	MFP μm	117 μm	408 μm	583 μm	3.2	0.81	[2,3]
Peau de porc à 633 nm: 1 MFP=20.3 μm	MFP μm	40.6 μm	142 μm	203 μm	1	0.95	[4]
Aorte à 633 nm: 1 MFP=31,6 μm	MFP μm	63.2 μm	221 μm	316 μm	0.52	0.87	[5]
Matière grise à 633 nm: 1 MFP=28 μm	MFP μm	56.1 μm	196 μm	280 μm	2.7	0.94	[6]
Matière blanche à 633 nm: 1 MFP=18.7 μm	MFP μm	37.4 μm	131 μm	187.2 μm	2.2	0.82	[7]
Utérus à 633 nm: 1 MFP=25.4 μm	MFP μm	50.7 μm	177.5 μm	253.6 μm	0.35	0.69	[8]

Figure I.21: Profondeurs correspondantes dans des tissus biologiques pour la profondeur maximale sondée par les photons rétrodiffusés. Les références sont [1] : (Tuchin 1997), [2] : (Beek 1993), [3] : (Jacques, Alter, and Prahl 1987), [4] : (Yoon 1988), [5] : (Marchesini et al. 1989).

Nous avons ajouté dans le tableau pour chaque tissu biologique également le coefficient d'absorption μ_a et le facteur d'anisotropie g . Ces paramètres permettent d'estimer l'évolution des histogrammes qui, nous le rappelons ont été obtenus pour un milieu sans absorption et avec un $g=0.92$. Comme nous le verrons au chapitre III, un facteur d'anisotropie agit en faveur de la maintenance de la polarisation initiale et un coefficient d'absorption va réduire les profondeurs associées aux polarisations maintenues.

Résultats expérimentaux

Le banc expérimental pour réaliser le filtrage polarimétrique est composé d'une source laser (633 nm) filtrée avec un diffuseur tournant pour éliminer le speckle. Un polariseur linéaire, placé devant le faisceau et un l'analyseur linéaire devant la caméra CCD permettent d'obtenir les mesures des canaux 1 et 2. Pour les mesures des canaux 3 et 4, deux lames quart-d'onde sont placées après le polariseur linéaire et devant l'analyseur linéaire.

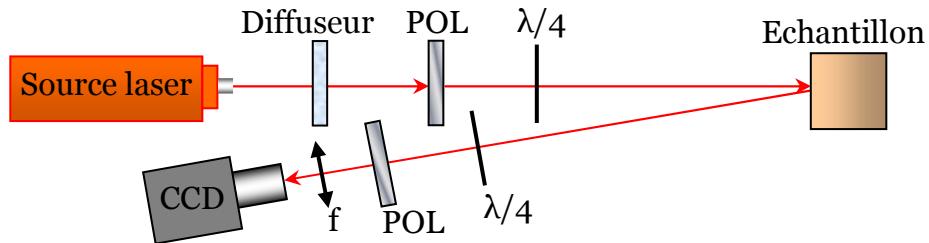


Figure I.22: Schéma du banc d'expérimentation pour l'imagerie polarimétrique.

Le banc d'expérimentation permet la mesure d'intensité des trois canaux et leur analyse donne accès à l'information provenant de trois niveaux de profondeurs :

- « superficiel » : image issue de la soustraction Ch1-Ch2
- « sub-surfacique » : image issue de la soustraction Ch3-Ch2
- « profond » : image obtenue avec Ch2

Pour chaque mesure, le temps d'exposition est conservé (64 µs) et les images directement soustraites sans normalisation.

Une validation expérimentale est obtenue sur un fantôme : le milieu diffusant est constitué d'une suspension aqueuse de microsphères de polystyrène ($g=0.97$, $\mu_s=200\text{cm}^{-1}$ → $1\text{MFP}=50\mu\text{m}$). Un objet totalement absorbant est introduit dans le milieu : il s'agit d'un empilement d'un film plastique (Perspex) de diamètre 3mm transparent sur un film totalement noir le tout placé au bout d'une tige transparente du même matériau. L'ensemble est placé à 2, 10 et 22 MFPs (soit 100, 500 et 2200 µm) selon différentes manipulations de clichés obtenus à partir de polarisations colinéaire, cross-linéaire et cocirculaire (Ch1, Ch2, Ch3).

Les profondeurs ont été choisies selon les résultats de simulations Monte Carlo. Dans l'image de « surface » l'objet n'est visible que lorsqu'il est à 2 MFP (ni à 10 ni 22 MFPs), dans l'image « milieu » il est visible à 2 et 10 MFP mais pas à 22 MFP. Dans l'image de profondeur, l'objet est visible à toute position.

Ne sont pas reportés ici les résultats obtenus sur la peau car ils sont purement qualitatifs.

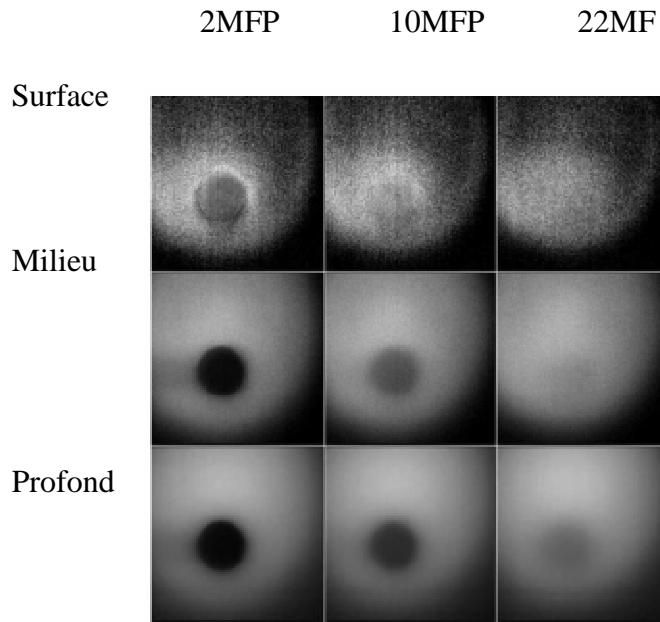


Figure I.23: Sondage polarimétrique à différentes profondeurs (2, 10, 22 MFP) d'une inclusion à partir de 3 canaux de mesures différents (Ch1, Ch2, Ch3).

Commentaires

En ce qui concerne les résultats théoriques, notons que les valeurs reportées sont obtenues sur l'histogramme de la profondeur maximale atteinte par les photons. Cela ne signifie pas que les photons détectés proviennent forcément de cette profondeur. Un indicateur plus pertinent serait peut-être la profondeur moyenne de pénétration des photons, indiquant qu'une majorité de photons détectés est passé effectivement par cette profondeur. Nous introduisons cette quantité aux chapitres suivants. Une étude extensive sur la question est présentée au chapitre 3. Notons également que les valeurs annoncées seront modifiées en tenant compte de l'absorption des tissus et du coefficient d'anisotropie. Par ailleurs, la modélisation est faite pour une illumination ponctuelle, et les résultats sont extrapolés pour une illumination en champ plein.

Dans la réalisation expérimentale, l'angle d'incidence n'est pas précisé: comme il n'y a pas de réflexion spéculaire dans le canal de surface et que le temps d'exposition est le même pour chaque mesure, on suppose qu'il y a effectivement un angle. S'il y a un angle, que ce soit pour l'illumination ou la détection, la polarisation circulaire est, en pratique, difficilement réalisable : soit l'illumination est inclinée et la polarisation illuminant la surface est elliptique, soit la détection ne permet pas d'effectuer une sélection parfaite de la polarisation circulaire.

I.6 Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de discuter du choix de la méthode d'imagerie pour effectuer un sondage en profondeur des tissus biologiques. Nous avons tout d'abord présenté un état de l'art des techniques d'imageries disponibles et discuté des avantages et des particularités des techniques optiques. Parmi ces techniques, nous avons exposé les raisons qui ont motivé notre orientation vers l'imagerie polarimétrique : cette technique conserve la souplesse d'utilisation d'une imagerie de réflectance classique mais offre la possibilité d'un filtrage de la lumière détectée en fonction de la longueur des trajets parcourus.

Nous avons décrit également les bases théoriques de l'interaction entre la lumière polarisée et les tissus biologiques qui vont nous permettre de décrire la modélisation du phénomène physique. La propagation lumineuse dans les tissus est principalement contrainte par leur forte absorption et surtout leur forte diffusion. La propagation de la lumière polarisée est dans le cadre de notre étude modélisée dans le formalisme de Stokes. Nous définissons les quantités nécessaires à notre étude en détail. Elles sont utilisées dans le chapitre suivant pour décrire la propagation lumineuse de la lumière polarisée en milieu diffusant (tissu biologique).

Nous avons discuté spécifiquement des différentes techniques d'imagerie polarimétriques en la lumière rétrodiffusée. Elles sont largement réservées à un examen superficiel. Il existe deux types d'examens : l'un consiste à effectuer la soustraction de deux mesures en polarisations linéaires perpendiculaires pour i) s'affranchir du spéculaire et sonder plus profondément ; ii) pour au contraire sélectionner les photons spéculaires. A notre connaissance seule l'approche de Morgan&Stockford permet d'accéder à une information sur la profondeur sondée. Elle est ici décrite de manière approfondie et nous présentons une discussion éclairée de ces travaux nous permettant de cerner les limites de la méthode et la justification de notre approche. Dans ce travail de thèse, nous sophistiquons cette technique en introduisant la polarisation elliptique pour un sondage continu entre la surface du milieu (ellipticité nulle ou polarisation linéaire) et une profondeur maximale définie par la polarisation circulaire. Ceci a été proposé et vérifié expérimentalement sur milieux fantômes par Morgan (Morgan and Ridgway 2000) et testé récemment *in vivo* au laboratoire pour l'imagerie du cortex cérébral du rat (Da Silva, Deumie, and Vanzetta 2012).

II. Modélisation de la Propagation de la Lumière Polarisée en Milieux Diffusants : Développement d'un Outil de Simulation Basé sur la Méthode Monte Carlo

Table de matières du chapitre II

II.1	Introduction	49
II.2	Modélisation de la propagation de la lumière polarisée en milieu diffusant :	
	Equation de transfert radiatif vectorielle	49
	II.2.1 <i>Formulation pour la lumière non-polarisée</i>	50
	II.2.2 <i>Formulation pour la lumière polarisée</i>	51
II.3	Méthodes de résolution de l'Equation du Transfert Radiatif	52
	II.3.1 <i>Méthodes analytiques</i>	53
	II.3.2 <i>Méthodes numériques</i>	54
	II.3.3 <i>Méthodes statistiques</i>	54
II.4	Modélisation de la chaîne de mesure par la méthode Monte Carlo	55
	II.4.1 <i>Différents Codes Monte Carlo</i>	56
	II.4.2 <i>Description du code Monte Carlo choisi</i>	61
	II.4.3 <i>Description des modifications apportées au code Monte Carlo</i>	62
II.5	Validations	73
	II.5.1 <i>Validations en lumière non-polarisée</i>	73
	II.5.2 <i>Validation de la prise en compte de la polarisation</i>	81
II.6	Conclusion.....	84

II.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons posé les bases théoriques permettant de décrire l’interaction lumière et tissu. Notre but dans ce chapitre est de présenter le développement d’un outil mathématique permettant de modéliser la propagation de la lumière polarisée dans les tissus biologiques.

Dans la première partie, nous présentons le cadre théorique de l’équation de transfert radiatif vectorielle (ETR-V) qui permet de modéliser la propagation de la lumière polarisée en milieu diffusant. Ensuite, nous présentons les différentes méthodes de résolution de l’ETR et nous justifions le choix de la méthode statistique Monte Carlo. Nous présentons ensuite les différents codes de simulations Monte Carlo librement accessibles et nous justifions le choix du code de référence. Des modifications substantielles ont été nécessaires pour simuler la chaîne de mesure dans notre application, à savoir l’imagerie de réflectance résolue en profondeur. Nous les détaillons et présentons les validations de ce nouveau code de simulation, utilisable aussi bien en lumière non-polarisée que polarisée. Finalement nous concluons avec une discussion sur les performances et la fiabilité du code.

II.2 Modélisation de la propagation de la lumière polarisée en milieu diffusant : Equation de transfert radiatif vectorielle

L’équation du transfert radiatif (ETR) est également connue en Anglais sous le nom: radiative transfer equation (RTE). L’une des premières formulations remonte au 19^{ème} siècle dans les travaux de Lommel et Chwolson (Chwolson 1889; Lommel 1887). Elle décrit le transport du rayonnement de manière phénoménologique, hors du formalisme des ondes électromagnétiques, et ne prend en compte ni la polarisation ni les effets de cohérence.

Depuis la publication de Schuster en 1905 (Schuster 1905), l’étude de la résolution analytique de l’ETR est devenue une discipline indépendante de la physique mathématique, ce qui a permis d’établir à de nombreuses techniques pour résoudre diverses équations intégralo-différentielles. L’ETR a beaucoup d’applications dans les domaines scientifiques et l’ingénierie qui traitent de la diffusion multiple de la lumière par des particules diluées, aléatoirement et discrètement distribuées (peintures, poudres, atmosphères, glaces...).

La façon traditionnelle d’introduire l’ETR est basée sur des principes phénoménologiques radiométriques simples et des considérations intuitives du bilan d’énergie. Ce n’est que très récemment que cette équation a pu être pleinement dérivée à

partir des principes fondamentaux de l'électromagnétisme classique appliqués au milieu discret aléatoire (Mishchenko, Travis, and Lacis 2006). La prise en compte des effets de polarisation (ETR-V ou en Anglais VRTE) et/ou des effets de non-sphéricité et orientation des particules de l'ETR (Mishchenko 2002; da Silva 2001) devient très approximative à cause de ces postulats. Un progrès significatif a été fait avec l'introduction du formalisme d'onde statistique (Barabanenkov 1975; Ishimaru 1978; Kravtsov and Apresyan 1996; Tsang et al. 2001). Grâce à l'électromagnétisme statistique une dérivation explicite et microphysique de l'ETR-V a été démontrée en 2002 (Mishchenko 2002).

Nous introduisons dans le paragraphe qui suit l'ETR sans considération de la polarisation et puis, dans le suivant l'ETR vectorielle (ETRV).

II.2.1 Formulation pour la lumière non-polarisée

L'équation du transfert radiatif (ETR) peut également être nommée équation de transport de la densité d'énergie radiative puisqu'elle exprime la variation spatio-temporelle de la densité surfacique de l'énergie radiative par unité d'angle solide $d\Omega$. Cette énergie est appelée luminance $L(\vec{r}, \vec{s})$ et définie à la position \vec{r} avec sa direction \vec{s} ayant l'unité $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ (Figure II.1).

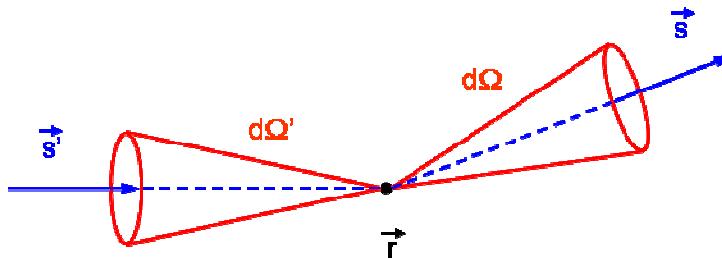


Figure II.1: Schéma pour établir le bilan d'énergie de la luminance.

L'ETR s'établit en effectuant un bilan d'énergie dans un élément de volume à la position \vec{r} , en égalisant les pertes et gains d'énergie:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c} \frac{\partial L}{\partial t}(\vec{r}, \vec{s}, t) + \vec{s} \cdot \vec{\nabla} L(\vec{r}, \vec{s}, t) + (\mu_a(\vec{r}) + \mu_s(\vec{r}))L(\vec{r}, \vec{s}, t) \\ &= \mu_s(\vec{r}) \int_{4\pi} \int L(\vec{r}, \vec{s}', t) p(\vec{s}, \vec{s}') d\vec{s}' + E(\vec{r}, \vec{s}, t) \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

où c est la vitesse de la lumière dans le milieu. $p(s, s')$ représente la fonction de phase normalisée, dans l'approche statistique, elle représente la probabilité qu'un photon subissent une diffusion dans la direction s depuis sa direction initiale s' .

- $\frac{1}{c} \frac{\partial L}{\partial t}(\vec{r}, \vec{s}, t)$: la variation temporelle de la radiance,
- $\vec{s} \cdot \vec{\nabla} L(\vec{r}, \vec{s}, t)$: le flux de photons le long de la direction s ,
- $(\mu_a + \mu_s)L(\vec{r}, \vec{s}, t)$: les pertes de photons à l'intérieur de l'élément de volume par diffusion et absorption,
- $\mu_s \int \int_{4\pi} L(\vec{r}, \vec{s}', t) p(\vec{s}, \vec{s}') d\vec{s}'$: le gain par diffusion des photons diffusés selon la direction s depuis toutes les directions s' possibles.
- $E(\vec{r}, \vec{s}, t)$: une source locale de photons éventuelle, d'unité $\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$.

Notons que si l'on néglige la diffusion, on reconnaît la loi de Beer-Lambert. Cette dérivation de l'ETR ne permet pas de prendre en compte la polarisation.

II.2.2 Formulation pour la lumière polarisée

Une adaptation de la théorie du transport permet de réécrire l'ETR en y incluant les effets de polarisation. On trouve une bibliographie détaillée décrivant les étapes du développement (Ishimaru 1999; Ishimaru, Yeh, and Lesselier 1984; Ishimaru and Yeh 1984; Bordier 2007).

Pour décrire l'ETR-V, il faut remplacer certains termes de l'ETR de la façon suivante (Ishimaru 1989; Bordier 2007):

- La luminance (en Anglais « radiance ») est remplacée par le vecteur de Stokes (4x1).
- La fonction de phase est remplacée par la matrice de phase qui est la matrice de Mueller (4x4) dans le régime de la diffusion indépendante.

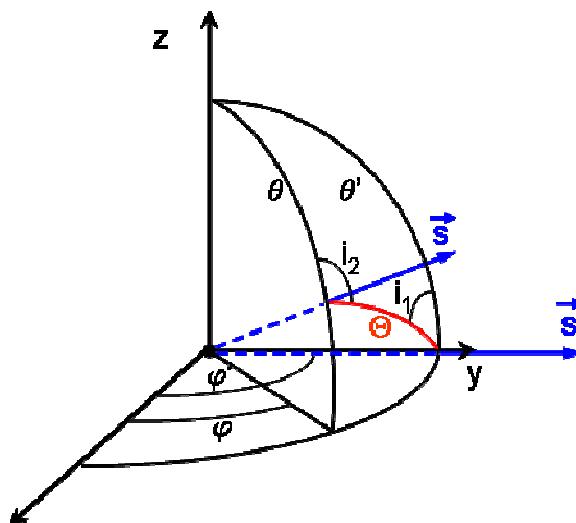


Figure II.2: Angles pour décrire la diffusion.

Nous définissons le vecteur de Stokes incident S' avec sa direction \vec{s}' et le vecteur de Stokes après la diffusion S avec sa direction \vec{s} :

$$S' = \begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} \text{ et } S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}, \quad (\text{II.2})$$

où I', I représentent l'intensité totale, Q', Q la partie polarisée linéairement, U', U la partie polarisée à 45° et V', V la partie polarisée circulairement.

On peut définir une matrice de phase comme :

$$M(\gamma, \varphi; \gamma', \varphi') = L(\pi - i_2) P(\Theta) L(-i_1) \quad (\text{II.3})$$

où $\gamma = \cos\theta$ et $P(\Theta)$ est la matrice de diffusion qui est définie pour le cas d'une diffusion par une particule sphérique comme suit:

$$P(\Theta) = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{21} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & P_{34} \\ 0 & 0 & P_{43} & P_{44} \end{pmatrix}, \quad (\text{II.4})$$

avec Θ l'angle de diffusion.

$L(\pi - i_2)$ et $L(-i_1)$ sont des matrices permettant d'effectuer les rotations du vecteur de Stokes dans le plan méridien avant diffusion puis dans le plan de diffusion après la diffusion.

$$L(i) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2i & \sin 2i & 0 \\ 0 & -\sin 2i & \cos 2i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.5})$$

Suite à ces transformations, on peut écrire l'ETR-V comme (Bordier 2007):

$$\begin{aligned} & \frac{\cos \theta}{c} \frac{dS(t, \theta, \varphi)}{dt} + \mu_a \cdot S(t, \theta, \varphi) \\ &= \mu_s \int_{0}^{2\pi} \int_{-1}^{1} S(t, \theta', \varphi') M(\theta, \varphi, \theta', \varphi') d\Omega' + E(t, \theta, \varphi) \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

II.3 Méthodes de résolution de l'Equation du Transfert Radiatif

Il existe trois groupes de méthodes pour résoudre l'ETR : Le groupe des méthodes analytiques, numériques et statistiques. Nous présentons ici brièvement les méthodes les plus connues et justifions le choix de la méthode retenue pour notre étude.

II.3.1 Méthodes analytiques

La difficulté des méthodes analytiques réside dans la forme de cette équation intégro-différentielle. Il est impossible de trouver une solution sans faire d'approximations. La solution analytique la plus simple est la loi de Beer-Lambert, qui considère un milieu avec un coefficient de diffusion égal à zéro. D'autres approximations moins fortes, s'appliquant aux tissus biologiques, permettent de résoudre l'ETR de manière analytique ou semi-analytique comme par exemple :

La *méthode des moments*, également connue sous la *méthode des ordonnées discrètes* ou *méthode multi-flux*, permet de séparer la dépendance angulaire de la dépendance spatiale de la luminance. Il s'agit de faire une discréttisation angulaire de l'espace et un développement en polynômes de Legendre de la fonction de phase, ce qui permet de remplacer l'ETR par une équation aux valeurs propres (équations aux dérivées partielles pour la variable de position) pour la luminance (da Silva 2001; da Silva et al. 2004). La méthode P_N est un cas particulier de la méthode des moments qui consiste dans la décomposition de la fonction de phase, et par conséquent de la luminance, en série d'harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre N . Pour obtenir plus de précision du calcul, le nombre N doit être relativement grand ce qui conduit également à des calculs plus complexes. Une des simplifications de la méthode P_N les plus utilisées est la méthode P_1 . Comme son nom l'indique, il s'agit d'une approximation avec les seuls termes d'ordre 0 et 1 de la série d'harmoniques. La luminance est ainsi décomposée en un terme isotrope et une contribution anisotrope. Une approximation qui découle de l'approximation P_1 est l'approximation de la diffusion largement utilisée en imagerie biomédicale optique, car valable pour les tissus épais. Elle est cependant limitée à la lumière non-polarisée et des propriétés optiques ayant un coefficient de diffusion réduit beaucoup plus grand que le coefficient d'absorption ($\mu_s' \gg \mu_a$) (Patterson, Chance, and Wilson 1989), ce qui est le cas de la plupart des tissus biologiques dans le rouge et le proche infrarouge. Les dérivations de ces différentes approximations de l'ETR jusqu'à l'approximation de la diffusion sont détaillées dans (Ducros 2009) et (Da Silva 2011)

La *méthode spectrale de Chebyshev* propose une solution semi-analytique. Une approximation de la dépendance spatiale de l'intensité est faite par une expansion des polynômes de Chebyshev. Cela conduit à un système d'équations intégro-différentielles pour le coefficient d'expansion qui dépend de l'angle et du temps (Bonilla 2008).

II.3.2 Méthodes numériques

Deux méthodes numériques sont classiquement utilisées pour résoudre l'ETR :

- La *méthode des éléments finis* (connue sous FEM en Anglais) basée sur une discréétisation du domaine de calcul avec un maillage adapté aux régions d'intérêts. Le calcul s'effectue aux nœuds du maillage. On cherche les solutions sous la forme de projections sur des fonctions de base (polynômes en général). Son principal avantage est sa rapidité (Arridge 1999; Arridge et al. 1993).
- La *méthode des différences finies* (FDM en Anglais) utilise, comme la méthode des éléments finis, un maillage qui au contraire est régulier, ce qui fait de la FDM un cas particulier de la FEM. En conséquence, cette technique offre l'avantage d'une solution plus facile, même s'il est plus difficile d'adapter la FDM à des géométries complexes (Arridge 1999).

Ces méthodes numériques permettent ainsi de ramener le problème à l'inversion d'un système linéaire, dont la dimension dépend du maillage. Elles permettent d'étudier de nombreux cas (géométries complexes, forts contrastes), mais deviennent souvent impraticables en terme de temps de calcul ou d'espace mémoire du fait de la dimension des matrices mises en jeu, d'autant plus que la précision du calcul dépend bien entendu du maillage. De plus pour l'ETR, se pose le problème d'une discréétisation angulaire pour l'évaluation de l'intégrale.

II.3.3 Méthodes statistiques

Une résolution statistique de l'ETR est souvent le seul moyen pour des milieux ayant une surface complexe ou un milieu fortement hétérogène.

La méthode du *champ aléatoire de Markov* (en Anglais : Markov random field method) est une méthode stochastique basée sur la transition des probabilités (Grunbaum and Zubelli 1992). Cette méthode donne les probabilités de transitions internes du milieu étudié. Comme le modèle attend des données non-bruitées, il n'a pas été appliqué à des données réelles (Arridge and Hebden 1997).

La *théorie de la marche aléatoire* (connue dans la littérature sous son nom Anglais: « Random walk theory ») décrit le comportement statistique des marches aléatoires dans l'espace dans une grille discrète et cubique. Son application à la propagation des photons dans des tissus a été faite par A. Gandjbakhche (Gandjbakhche et al. 1993). Il a montré que cette méthode est en accord avec les résultats de la méthode de Monte Carlo qui est la méthode de référence parmi les méthodes statistiques.

En dernier lieu nous présentons la méthode la plus connue et appliquée pour décrire la propagation de la lumière de manière stochastique. Cette méthode numérique s'appelle *méthode de Monte Carlo*. Son fonctionnement est détaillé par la suite, nous précisons cependant brièvement le principe de cette méthode. La propagation de la lumière est simulée avec des photons⁵ qui sont lancés dans le milieu étudié. Leur propagation se fait par sauts discrets de longueur aléatoire pondérée par la loi de Beer-Lambert, et, à chaque saut, la direction aléatoire de propagation du photon dans le milieu est également pondérée par la fonction de phase. Celle-ci peut être calculée à l'aide de la théorie de Mie (Mie 1908). Certains codes de Monte Carlo utilisent la fonction de phase de Henyey-Greenstein (Henyey and Greenstein 1941), version approximée de la précédente, dont l'expression n'est établie que pour la lumière non polarisée. Comme il s'agit d'une méthode statistique le nombre des photons utilisés détermine la précision du résultat de la simulation. Le rapport signal sur bruit dépend ainsi de la racine carrée des photons lancés. Cette méthode très simple sur le principe s'avère souvent très lourde au niveau du temps de calcul.

Le choix de la méthode de Monte Carlo (MC) pour la suite de notre étude est motivé par le fait qu'elle ne fait aucune approximation sur la géométrie ou les propriétés optiques du milieu. Parmi les méthodes statistiques, nous la choisissons pour sa capacité d'adaptation à des milieux complexes. Le grand inconvénient de la méthode MC est le temps de calcul qui nécessite de fortes capacités informatiques. Mais des compromis peuvent être trouvés en parallélisant les processus grâce à des serveurs multi-cœurs ou des algorithmes permettant d'utiliser la carte graphique (GPU) (Alerstam, Svensson, and Andersson-Engels 2008). Dans le paragraphe suivant nous présentons les codes de Monte Carlo librement accessibles sur internet. Le code Monte Carlo choisi doit cependant être adapté à notre étude. Ceci a nécessité un certain nombre de modifications du code initial, ce qui a également influencé le choix du code.

II.4 Modélisation de la chaîne de mesure par la méthode Monte Carlo

Le but de notre étude est de simuler une chaîne de mesure permettant une illumination en lumière polarisée et une détection en rétrodiffusion. Le code Monte Carlo que nous

⁵ Le terme photon n'est pas très correct ici à cause de la prise en compte partielle de l'absorption et de la diffusion pour certains codes de Monte Carlo. Nous choisissons quand même ce terme, largement utilisé dans la littérature, par soucis de simplicité.

choisissons doit donc satisfaire un certain nombre de spécifications que nous retrouvons dans la chaîne de mesure :

- La source de polarisation doit être modifiable entre une polarisation linéaire, différentes polarisations elliptiques et la polarisation circulaire.
- Certaines informations doivent être rendues accessibles par la simulation pour une analyse post-simulation: l'intensité rétrodiffusée, l'état de polarisation de la lumière rétrodiffusée en fonction de la position de détection, la profondeur maximale et moyenne sondées par les photons rétrodiffusés, la distribution de la densité spatiale des photons dans le milieu et le volume sondé par les photons rétrodiffusés.
- Le code de Monte Carlo doit également montrer une facilité la modélisation de milieux hétérogènes (zones localisées de propriétés optiques différentes du milieu environnant).

Nous présentons dans les paragraphes suivants les différents codes Monte Carlo mis à libre disposition par leurs auteurs, parmi lesquels nous avons choisi le plus adapté à notre étude.

II.4.1 Différents Codes Monte Carlo

Du fait de sa capacité à résoudre les équations intégro-différentielles, une multitude de codes Monte Carlo ont été définis pour diverses applications dans les domaines des mathématiques, de la physique, de l'économie, des sciences de l'ingénieur et autres. La première application de la méthode Monte Carlo remonte aux années 1940 où elle a été introduite à Los Alamos par Metropolis et Ulam (Metropolis and Ulam 1949). La méthode Monte Carlo a été utilisée pour des simulations en lumière polarisée pour la première fois par Kattawar et Plass (Kattawar and Plass 1968). En 1995, Wang *et al.* (Wang, Jacques, and Zheng 1995) ont présenté le code appelé « Monte Carlo Multiple Layer » (MCML) qui est devenu la référence pour la simulation de la lumière non polarisée dans les tissus biologiques.

Dans le domaine de la bio-photonique actuelle, un grand nombre de codes Monte Carlo existent. Pour notre étude, nous avons choisi un code Monte Carlo permettant de simuler la lumière polarisée parmi trois codes mis à la disposition de la communauté scientifique. Nous présentons ces trois codes brièvement pour justifier notre choix.

Code Monte Carlo pour le champ électrique : Electrical Field Monte Carlo, EMC, Min Xu

Le code Monte Carlo pour le champ électrique (en Anglais: Electrical Field Monte Carlo, EMC) a été développé par Min Xu et permet la simulation de la lumière polarisée dans un milieu diffusant (Xu 2004). Le code EMC suit l'évolution des composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique complexe au lieu du vecteur de Stokes comme c'est le cas pour les autres codes simulant la propagation de la lumière polarisée. EMC permet également de simuler des phénomènes cohérents, comme le speckle. Cette méthode a été utilisée avec succès pour étudier la matrice de Mueller rétrodiffusée et le motif du speckle rétrodiffusé.

Le code a été utilisé pour des études dans une suspension aqueuse composé de sphères de polystyrène (régime de Mie)(Xu, Sawicki, and Kastor 2008; Xu 2004). Le milieu étudié est une lame à faces parallèles (*slab* en Anglais) avec un coefficient de réfraction $n_{med}=1.33$, ayant une épaisseur de 4 « libre parcours moyen de diffusion ». Le libre parcours moyen de diffusion étant égal à $2.8\mu\text{m}$, cela donne un coefficient de diffusion du milieu d'environ 360 mm^{-1} , donc relativement fort. La taille des diffuseurs du milieu est de $0.46 \mu\text{m}$ avec un indice de réfraction $n_{scat}=1.59$. La source utilisée ayant une longueur d'onde de 630 nm, on peut s'attendre à un facteur d'anisotropie autour de $g=0.8$ comme dans les tissus biologiques. Le temps de calcul pour obtenir des images de rétrodiffusion en simulant 10^8 photons sur un processeur de 1 GHz est inférieur à 2 heures (Xu 2004). Compte-tenu de l'épaisseur du milieu, il faut s'attendre à des calculs beaucoup plus conséquents en temps pour la même simulation. Pour des calculs plus récents (Xu, Sawicki, and Kastor 2008), le temps de calcul est inférieur à 24 heures pour une simulation de $1.25*10^5$ photons sur un processeur de 2.33 GHz, le milieu étudié étant un slab de 20 « libre parcours moyen de diffusion » avec des diffuseurs de petite taille de $0.1 \mu\text{m}$.

Ces résultats obtenus avec le même code soulignent que le temps de calcul dépend de l'épaisseur du milieu étudié ainsi que du coefficient de diffusion. Pour un milieu semi-infini, le temps de calcul de ce code devrait devenir rapidement prohibitif.

Code Monte Carlo pour la polarisation : Polarization Monte Carlo » (Pol-MC) Côté and Vitkin 2005

Le code Monte Carlo « Polarization Monte Carlo » (Pol-MC) a été développé par Daniel Côté (Côté and Vitkin 2005) pour étudier des molécules optiquement actives dans un milieu diffusant. Pol-MC suit l'évolution du vecteur de Stokes lors de la propagation du photon dans le milieu. Les photons rétrodiffusés et transmis sont comptés en respectant les

lois de Fresnel aux interfaces. Le code a été comparé à des expérimentations et au code de référence MCML pour la lumière non-polarisée.

Le temps de calcul annoncé pour 10^9 à 10^{11} photons varie entre quelques heures à trois jours (Côté and Vitkin 2005). Ce code est intensivement validé et promet un temps de calcul raisonnable pour une géométrie de type slab. Cependant, aucune indication n'est donnée pour les résultats dans un milieu semi-infini.

Code Monte Carlo choisi: Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005

Un code Monte Carlo en trois versions a été développé par Jessica Ramella-Roman *et al.* (Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005) permettant de suivre l'évolution du vecteur de Stokes quand un photon se déplace dans le milieu diffusant. Parmi les codes présentés, ce code est notre favori. Les trois versions de son code se distinguent dans la manière d'effectuer les rotations du système de référence décrivant la direction de propagation. Les rotations peuvent être effectuées par la méthode des plans méridiens, initialement proposée par Chandrasekhar (Chandrasekhar 1960), par une rotation avec des angles d'Euler, méthode développée par Bartel et Hielsher (Bartel and Hielsher 2000) ou la méthode de rotation basée sur l'algèbre des quaternions (Craig 2004).

Le code a été comparé avec la méthode « Adding Doubling », initialement utilisée pour calculer la propagation de la lumière polarisée dans l'atmosphère. Les résultats obtenus sont très peu différents avec une différence relative inférieure à 0.1% (Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005). Le code a été extensivement validé numériquement et expérimentalement. Différentes images rétrodiffusées de la matrice de Mueller, obtenues expérimentalement, ont également été comparées à la simulation et une entière cohérence a été obtenue. Ce code présente également l'avantage d'avoir une base commune avec le code MCML (Wang, Jacques, and Zheng 1995) de référence largement documenté pour la lumière non polarisée.

Les trois versions de ce Code Monte Carlo sont décrites en détail dans l'article de Ramella-Roman *et al.* (Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005). Nous présentons ici brièvement les différences dans le but de justifier notre choix parmi ces versions.

La Figure II.3 montre la direction de propagation avant l'événement de diffusion, décrite par le vecteur I_1 , et la direction après diffusion, propagation décrite par le vecteur I_2 . L'angle ϕ et l'angle θ décrivent la direction après l'événement de diffusion. Le plan méridien initial est décrit avec les positions COA. Après diffusion, le nouveau plan méridien COB est atteint, ce qui se traduit géométriquement par deux rotations.

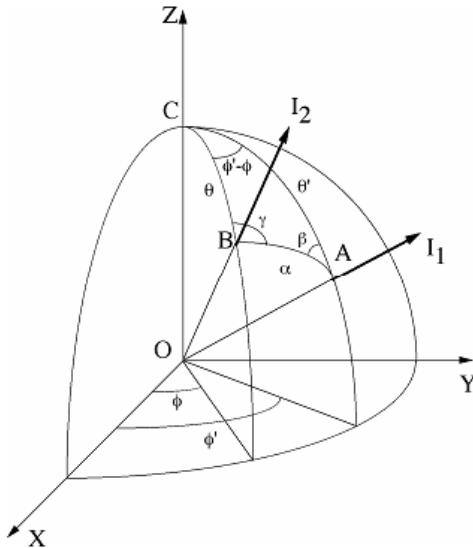


Figure II.3: Exemple des angles impliqués pour décrire une diffusion. Image de (Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005).

La méthode d'Euler utilise un triplet de vecteurs unitaires pour décrire le plan de référence de la polarisation. Celui-ci est soumis à des rotations suite aux événements de diffusion. Ce triplet est modifié selon les angles d'Euler qui décrivent trois angles de rotation, chacun autour d'un autre axe du système de référence (Sciavicco and Siciliano 2001). Ces rotations se réalisent grâce à des matrices de transformation. Une seule rotation est nécessaire pour mettre à jour le vecteur de Stokes après diffusion.

La méthode du quaternion est basée sur l'algèbre de quaternions, avec l'avantage de permettre des rotations directement autour un axe quelconque. Cette méthode a beaucoup d'applications notamment dans la mécanique spatiale, la physique et l'analyse vectorielle. Les quaternions sont des nombres complexes généralisés (Bronstein and Semendjajew 2008). Ils ont une dimension réelle et trois dimensions complexes et sont représentés par quatre nombres scalaires:

$$w + \mathbf{i}x + \mathbf{j}y + \mathbf{k}z \quad (\text{II.7})$$

La multiplication des nombres complexes obéit aux règles suivantes :

$$\mathbf{i}^2 = \mathbf{j}^2 = \mathbf{k}^2 = -1, \quad \mathbf{ij} = \mathbf{k} = -\mathbf{ji}, \quad \mathbf{jk} = \mathbf{i} = -\mathbf{kj}, \quad \mathbf{ki} = \mathbf{j} = -\mathbf{ik}.$$

On peut visualiser cette multiplication selon un triangle (Figure II.4): si la multiplication s'effectue dans le sens trigonométrique (sens des flèches), la multiplication a un signe positif, sinon le signe du résultat de la multiplication est négatif.

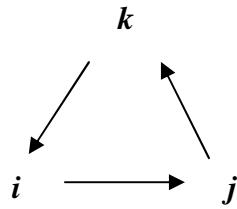


Figure II.4: Schéma de multiplication entre nombres complexes pour un signe positif.

On peut écrire des quaternions comme des nombres hypercomplexes avec une partie scalaire q_0 et la partie vectorielle $\underline{\mathbf{q}}$:

$$q = q_0 + \mathbf{i}x + \mathbf{j}y + \mathbf{k}z = q_0 + \underline{\mathbf{q}} \quad (\text{II.8})$$

Dans cette algèbre, toute transformation (rotation, translation, ...) d'un vecteur dans un espace tri-dimensionnel s'exprime sous forme de multiplications de quaternions. Pour une rotation d'axe décrit par le vecteur $R=(x,y,z)^T$ et d'angle α , on définit le quaternion:

$$q = \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) + \mathbf{i}\left(x \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right) + \mathbf{j}\left(y \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right) + \mathbf{k}\left(z \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right) \quad (\text{II.9})$$

Pour réaliser une rotation du vecteur V' de l'angle α , autour de l'axe $R=(x,y,z)^T$ il faut effectuer les multiplications suivantes pour obtenir le vecteur final V :

$$V = q \cdot V' \cdot \text{conj}(q) \quad (\text{II.10})$$

où $\text{conj}(q)$ est le complexe conjugué de q . La norme du vecteur V doit être égale à un. Schématiquement on pourrait illustrer la rotation du vecteur $V'=(1,0,0)^T$ autour de l'axe du vecteur de rotation $R=(1/\sqrt{2}, 1/\sqrt{2}, 0)^T$ avec $\alpha=180^\circ$ défini par la cette opération comme ceci :

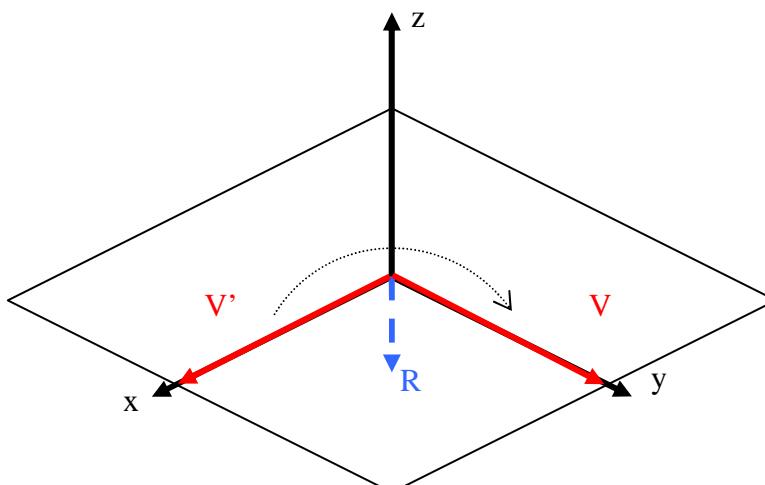


Figure II.5 : Schéma pour illustrer une rotation par quaternions du vecteur V' à V par l'axe décrit par le vecteur R et l'angle α .

L'utilisation des quaternions permet d'effectuer d'autres opérations encore aisément comme des réflexions dans un plan, la translation ou la dilatation des vecteurs. La rotation par quaternions est beaucoup plus efficace que les autres méthodes de rotations présentées (Méridiens et Euler), car elle ne nécessite qu'une seule opération pour faire pivoter un vecteur dans la position souhaitée. Les autres méthodes présentées ont besoin de plusieurs opérations. Nous choisissons alors la méthode « Quaternion », car la transformation du vecteur de Stokes suite à un événement de diffusion peut être réalisée avec peu d'opérations mathématiques.

II.4.2 Description du code Monte Carlo choisi

Une description détaillée du code Monte Carlo de Jessica Ramella-Roman se trouve dans sa thèse (Ramella-Roman 2004) ainsi que dans ses articles (Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005; Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005). Nous donnons ici une description rapide sur le fonctionnement de ce code, ce qui est utile pour comprendre les modifications apportées.

Le but du code est de suivre la luminance et la polarisation dans un milieu diffusant représenté par des particules sphériques. Le suivi des deux quantités est réalisé avec le « poids » et le « vecteur de Stokes » associés à un photon. Le code initial propose quatre polarisations d'illumination : linéaire horizontale, linéaire verticale, linéaire à 45° et circulaire.

Un photon est lancé perpendiculairement à la surface dans un milieu de dimension finie mais d'extension quelconque. Il est doté d'un poids w initial égal un. La longueur de propagation Δs du photon dans cette direction initiale est déterminée en fonction des propriétés optiques et du nombre aléatoire ζ choisi dans l'intervalle $]0 1]$: $\Delta s = -\ln(\zeta)/(\mu_s + \mu_a)$, avec μ_a et μ_s comme coefficient d'absorption et de diffusion.

Après avoir parcouru cette distance, un événement de diffusion est simulé, produisant un changement de direction de propagation du photon. En utilisant la théorie très générale de Mie, une matrice de diffusion (« matrice de Mueller ») peut être calculée qui décrit les propriétés de la polarisation avec une matrice symétrique pour le cas des diffuseurs sphériques. Une fonction de phase est définie d'après le vecteur de Stokes et des éléments de la matrice de Mueller. Grâce à cette fonction de phase et à l'aide d'une méthode de rejet (Press et al. 1992) pour générer des variables aléatoires, les angles (α, β) de diffusion sont obtenus

(Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005; Ramella-Roman 2004) [cette méthode est décrite dans (Rakovic et al. 1999)].

Le poids du photon est également mis à jour au moment de l'événement de diffusion en fonction de la longueur du chemin parcouru. La diminution du poids suit la loi de Beer-Lambert. De même, le vecteur de Stokes est actualisé grâce à une pondération de ce dernier avec la matrice de diffusion.

La propagation du photon se termine soit par sa disparition par absorption (ceci se produit quand le poids du photon est inférieur à un certain seuil), soit par éjection (transmission ou rétrodiffusion) du milieu. Dans le cas du présent code de calcul, pour les photons rétrodiffusés, les quatre paramètres du vecteur de Stokes final sont sauvegardés dans quatre matrices de détections qui donnent quatre images d'une fenêtre à la surface du milieu (100x100 pixels). Les contributions des photons détectés hors de cette fenêtre sont sauvegardées dans le dernier pixel de l'image qui sert de trop plein (« overflow » en Anglais), ce qui permet de conserver un bilan d'énergie juste.

Cependant, les lois de Fresnel ne sont pas prises en compte dans ce code Monte Carlo, qui n'est donc valable que pour un milieu sans interfaces (air). De plus, seul le vecteur de Stokes rétrodiffusé est sauvegardé à la surface.

II.4.3 Description des modifications apportées au code Monte Carlo

La structure simple du code permet une adaptation facile selon notre besoin. Nous rappelons que nous cherchons au travers de cette étude à modéliser une chaîne d'examen des tissus biologiques en rétrodiffusion. La source lumineuse doit pouvoir illuminer la surface selon différentes polarisations et la détection doit permettre d'analyser ces différentes polarisations.

Dans toute notre étude, nous considérons un milieu semi-infini. Le code de calcul étant fini, le milieu sera considéré semi-infini lorsque l'épaisseur est suffisamment large pour qu'aucun photon ne soit transmis, autrement dit, pour que la probabilité pour qu'un photon traverse le slab soit quasi nulle. L'étendue latérale du milieu est également considérée comme infinie, mais la position latérale du photon lors de sa propagation est limitée dans le code par la valeur maximale du type de la variable *double* (+/- 1.7e+/- 308). Les propriétés optiques du milieu considéré sont variables mais restent dans le domaine des propriétés optiques des tissus

biologiques. Le volume est maillé en voxels cubiques discrets dont la taille est définie par l'utilisateur.

Prise en compte de l'interface du milieu

L'illumination du tissu s'effectue depuis l'extérieur. Le photon simulé va donc passer de l'air dans un milieu diffusant, ce qui implique un changement du coefficient de réfraction lié au contraste d'indice. De ce fait, il est nécessaire de prendre en compte les lois de Fresnel à l'interface entre l'air et notre milieu semi-infini. Nous avons intégré ces lois comme proposé par Jaillon *et al.* (Jaillon and Saint-Jalmes 2003). Quand le photon traverse une interface, le vecteur de Stokes est corrigé par une matrice de réflexion $ref(\theta_i, \theta_t)$ ou de transmission $trans(\theta_i, \theta_t)$ en fonction de l'angle de réflexion θ_i ou transmission θ_t par rapport à la normale à l'interface.

La matrice de réflexion se définit selon:

$$ref(\theta_i, \theta_t) = \begin{pmatrix} a+b & a-b & 0 & 0 \\ a-b & a+b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

Avec

$$a = \frac{1}{2} \frac{|\tan(\theta_i - \theta_t)|^2}{|\tan(\theta_i + \theta_t)|^2}, b = \frac{1}{2} \frac{|\sin(\theta_i - \theta_t)|^2}{|\sin(\theta_i + \theta_t)|^2}, c = \frac{1}{2} \frac{\sin(\theta_i - \theta_t) \tan(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t) \tan(\theta_i - \theta_t)}$$

Et la matrice de transmission:

$$trans(\theta_i, \theta_t) = \begin{pmatrix} a'+b' & a'-b' & 0 & 0 \\ a'-b' & a'+b' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c' \end{pmatrix} \quad (\text{II.12})$$

$$\text{Avec } a' = \frac{1}{2} \frac{|2 \sin(\theta_i) \cos(\theta_t)|^2}{|\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)|^2}, b' = \frac{1}{2} \frac{|2 \sin(\theta_t) \cos(\theta_i)|^2}{|\sin(\theta_i + \theta_t)|^2}, c' = \frac{4 \sin^2(\theta_t) \cos^2(\theta_i)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)}$$

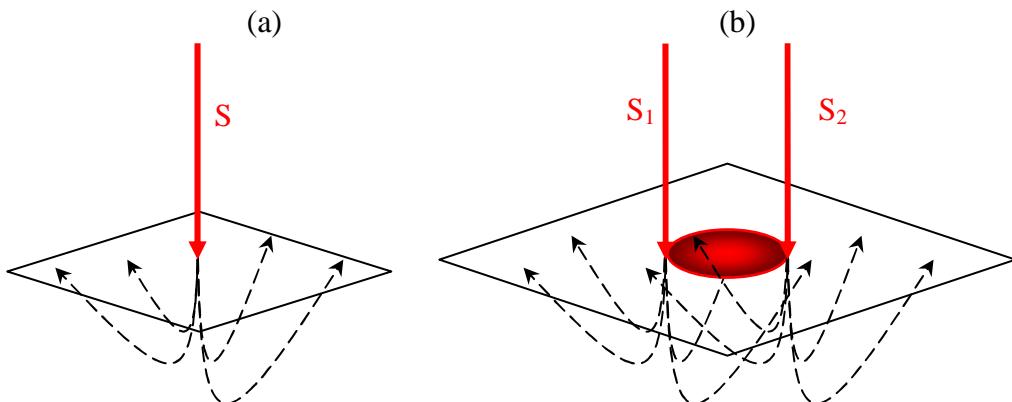
Nous avons implémenté ces matrices qui nous permettent de calculer l'angle après une réflexion ou transmission. F. Jaillon souligne que ces matrices ne peuvent pas directement s'appliquer au vecteur de Stokes pour calculer sa mise à jour suite à une réflexion ou transmission. Il faut d'abord exprimer le vecteur de Stokes dans le plan où les lois de Fresnel sont valides, autrement dit la composante horizontale du champ électrique doit être dans le plan de réfraction. La lecture de (Jaillon and Saint-Jalmes 2003) est conseillée. La rotation du vecteur de Stokes s'effectue dans notre code également par l'utilisation des quaternions.

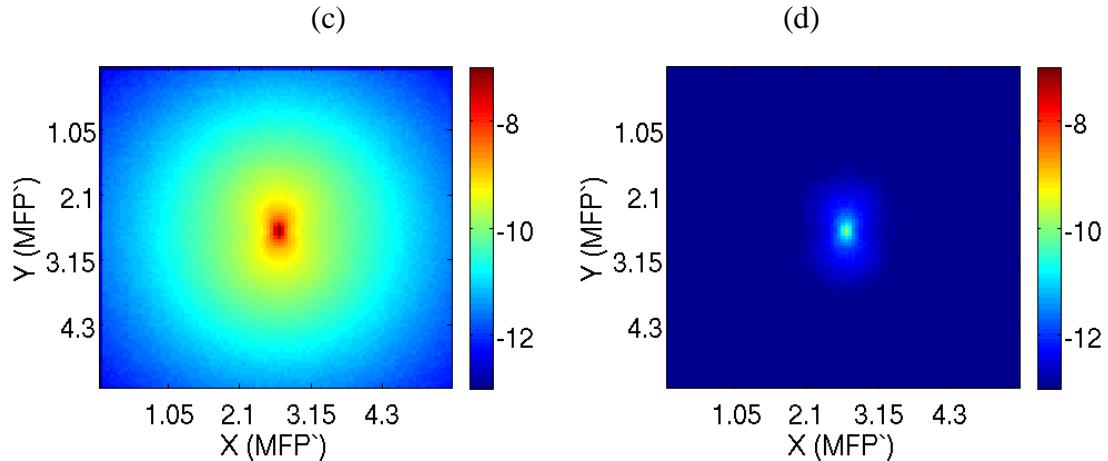
L'intégration des lois de Fresnel nous permet ainsi de simuler correctement le comportement des photons à l'interface, la validation présentée dans le paragraphe II.5 permet de le vérifier.

Modélisation de la source d'illumination

Nous avons également modifié la manière de simuler la source d'illumination.

Le code initial utilise *une source infiniment petite*, perpendiculairement à la surface. En réalité, une source lumineuse est de taille finie. Il est possible de simuler une source finie grâce à une distribution aléatoire sur une surface, mais au prix d'un temps de calcul long (Wang, Jacques, and Zheng 1997). Nous avons implémenté cette solution numérique en lançant les photons aléatoirement à une position ayant les coordonnées x et y dans un cercle ayant un rayon r prédéfini par l'utilisateur. Les valeurs aléatoires pour x et y varient entre 0 et r avec la condition $r^2 \geq x^2 + y^2$. Le problème principal avec cette méthode est que l'image de rétrodiffusion contient beaucoup plus de bruit que celle produite par une configuration avec une source ponctuelle. Ce problème provient du fait que la surface des photons détectés est plus grande, donc la densité du flux des photons détectés est réduite si le même nombre de photons est simulé pour les deux méthodes (Figure II.6). Pour obtenir la même résolution que pour une source infiniment petite, on devrait donc lancer à chacune des positions discrètes de l'image de détection le même nombre de photons.





L'angle d'éclairage était perpendiculaire à la surface ce qui ne correspondait pas toujours aux configurations des situations expérimentales. Nous avons de ce fait réalisé dans le programme une option qui permet de choisir l'angle α d'éclairage (Figure II.7). L'utilisation de l'algorithme du quaternion est particulièrement intéressante ici car elle facilite cette implémentation par simple rotation de la direction initiale des photons.

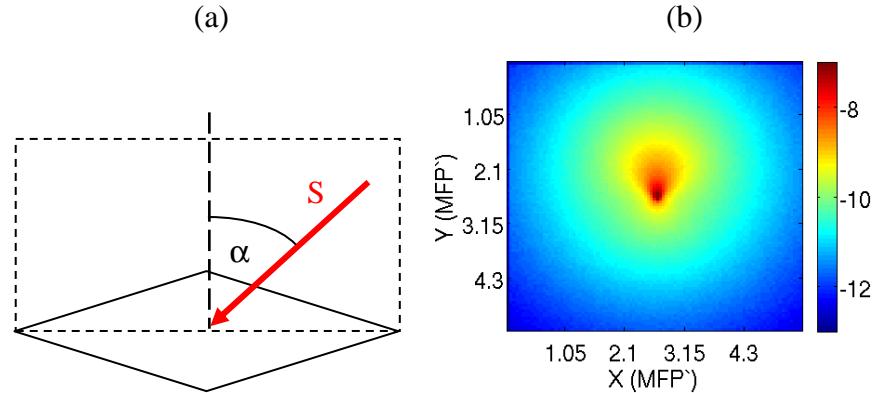


Figure II.7 : Schéma et exemple d'image de rétrodiffusion pour une illumination inclinée.

L'éclairage par des fibres optiques suppose en réalité *une ouverture numérique*. Nous avons introduit l'ouverture numérique pour le cas d'une éclairage perpendiculaire. La direction initiale du photon dans le milieu est donc choisie aléatoirement dans la limite de l'ouverture numérique.

(a) (b)

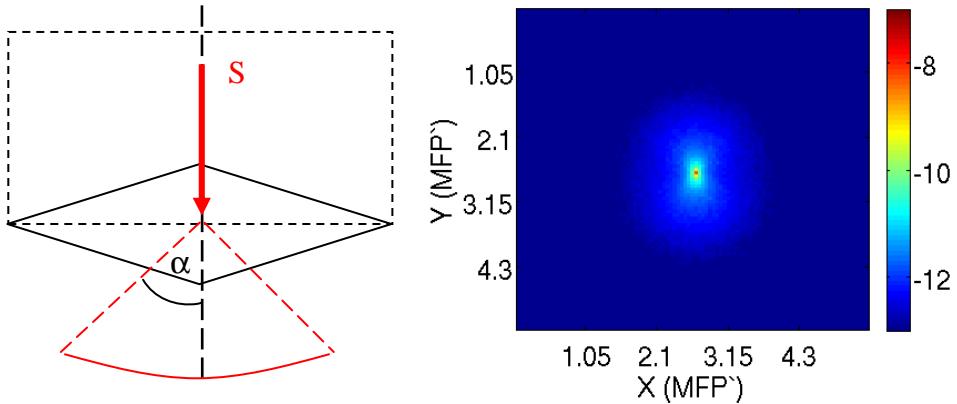


Figure II.8: Schéma et exemple d'image de rétrodiffusion pour une ouverture numérique non nulle.

Structures et informations relatives au milieu diffusant

Nous avons également intégré la possibilité d'une simulation d'un milieu contenant *un objet totalement absorbant* dans le milieu sondé. Tous les photons diffusés dans le volume de l'objet absorbant sont directement absorbés. L'utilisateur peut donc définir la position et l'étendue du volume totalement absorbant dans le milieu.

Le code initial ne permettait que la sauvegarde d'une image rétrodiffusée contenant le vecteur de Stokes des photons rétrodiffusés. Or, dans la mesure où nous cherchons à étudier le volume effectivement sondé par la lumière dans un état de polarisation donné, *l'évolution du vecteur de Stokes dans le milieu* en fonction de la polarisation initiale nous intéresse particulièrement. L'implémentation d'une matrice tri-dimensionnelle est pour cela nécessaire, ce qui limite le volume d'intérêt à un nombre limité de voxels. Les résultats obtenus grâce à cette quantité sauvegardée ont été présentés à la conférence « European Conferences on Biomedical Optics » (Figure II.9) (Rehn et al. 2010).

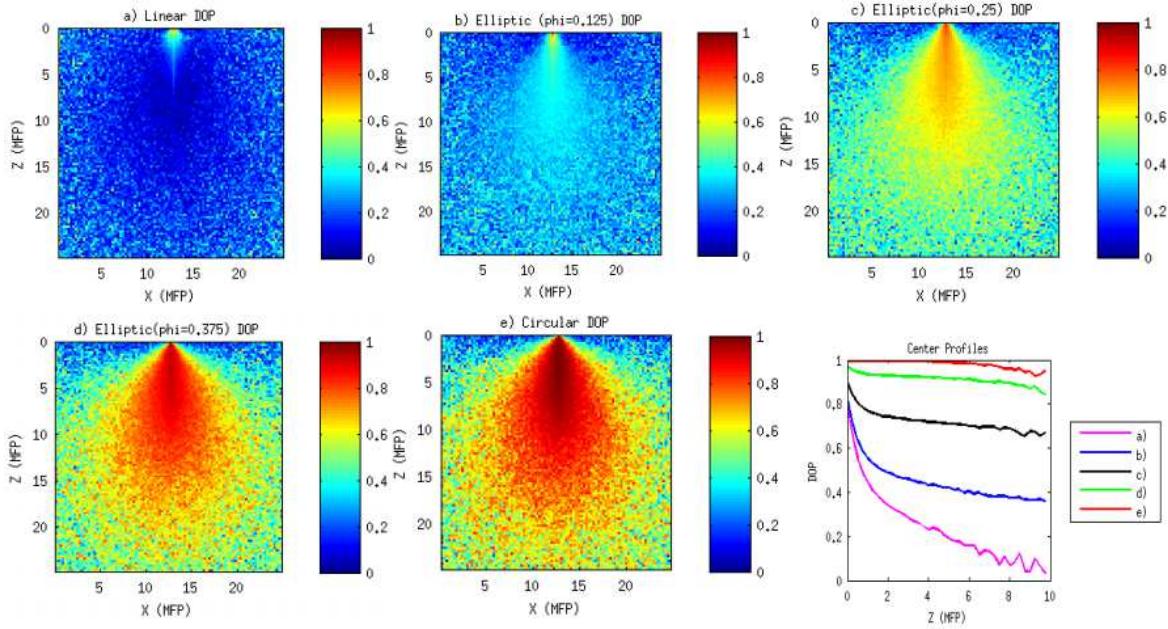
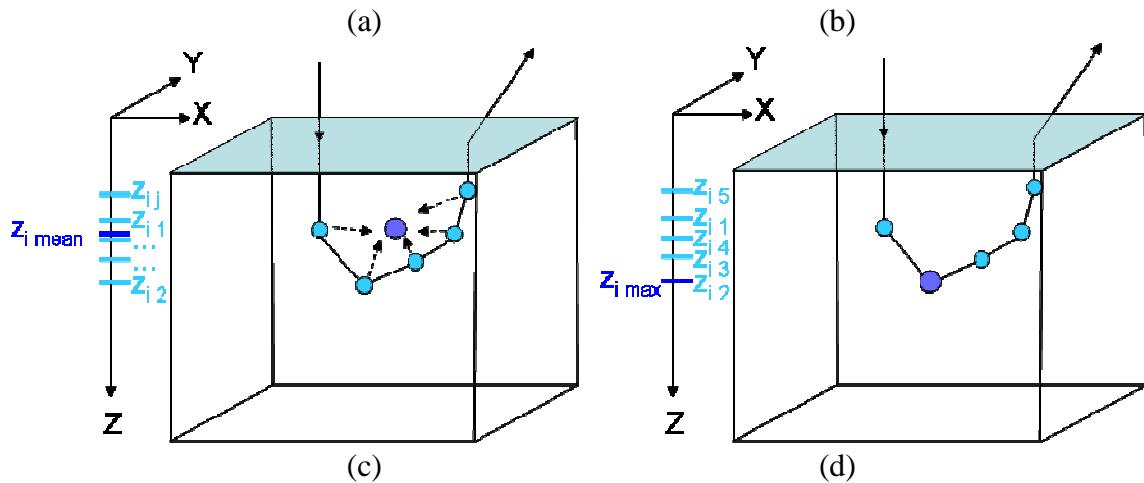


Figure II.9 : Coupe transversale d'un milieu tri-dimensionnel représentant la distribution du degré de polarisation (Rehn et al. 2010).

Nous nous intéressons particulièrement à l'influence de la polarisation sur la profondeur sondée par les photons ayant maintenu une certaine polarisation après avoir été rétrodiffusés (mesurés). Idéalement, il faudrait sauvegarder les trajets parcourus par chacun des photons, ce qui, compte-tenu des ressources informatiques n'est pas envisageable. Nous avons implémenté la construction des histogrammes des *profondeurs maximales* et *moyennes* sondées par tous les photons rétrodiffusés. La Figure II.10 représente schématiquement ces quantités. Ces informations sont sauvegardées pour l'ensemble des photons rétrodiffusés sous forme de vecteurs dont chaque composante représente une profondeur donnée avec le nombre de photons correspondant. Le chapitre III est consacré à une étude approfondie de cette quantité.



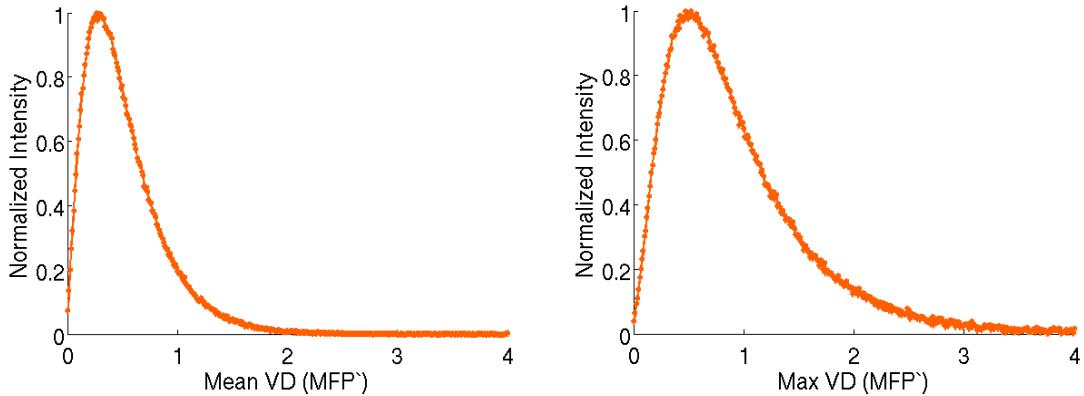


Figure II.11 : Schémas du trajet d'un photon rétrodiffusé pour obtenir les positions moyenne (a) et maximale (b) des événements de diffusion. Histogrammes des positions moyennes (c) et maximales (d).

De manière similaire, nous introduisons également la sauvegarde d'une matrice tridimensionnelle représentant *le volume moyen* sondé par tous les photons rétrodiffusés (Figure II.12). Le chapitre IV est consacré à l'étude de ce paramètre.

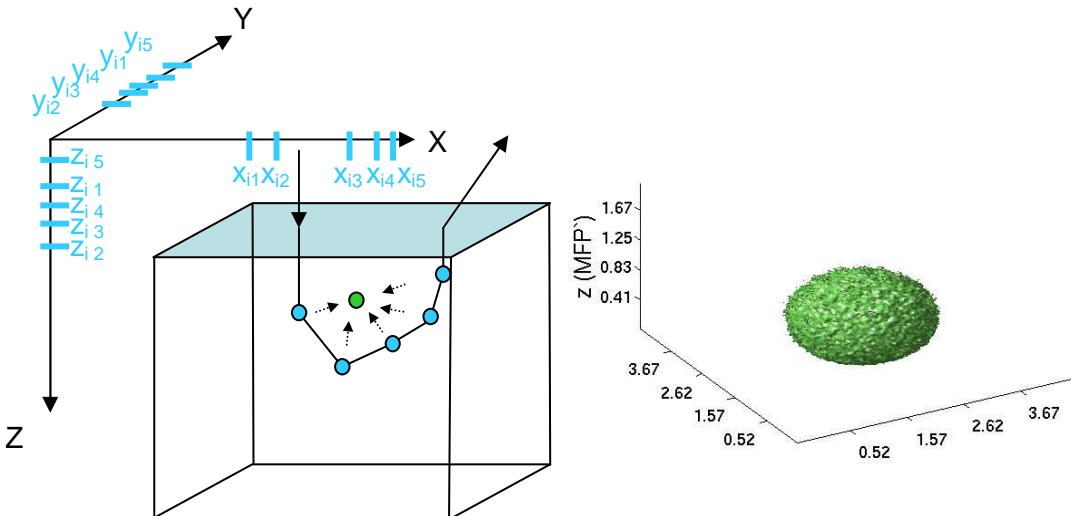


Figure II.12 : (a)Schéma illustrant la sauvegarde du volume sondé par un photon rétrodiffusé. Exemple de résultat issu d'une simulation Monte Carlo pour le volume sondé par des photons non polarisés (b).

Nous cherchons également à connaître la densité des photons diffusés dans le milieu. Pour obtenir cette information nous avons implémenté la « *fonction de densité de la diffusion des photons* » (connue plutôt sous son nom anglais : Photon scattering density function, PSDF). En suivant la description de Bevilacqua *et al.* (Bevilacqua et al. 2004) nous introduisons le calcul explicite de cette fonction dans le code. Chaque position dans le volume discrétisé où un événement de diffusion se produit, représenté sur le schéma (**Figure II.13**) par un « **x** » est pondérée par une fonction qui prend en compte le poids final W , le nombre d'événements de diffusion total N et le vecteur de Stokes final S .

(a)

(b)

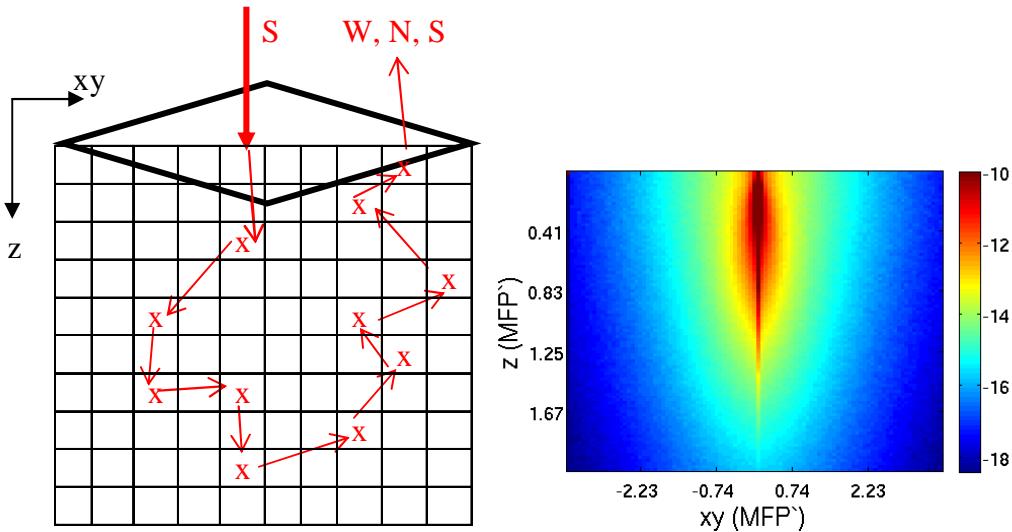


Figure II.13 : Schéma illustrant la prise en compte de la fonction de densité de diffusion de photon (a). Exemple coupe transversale de calcul d'une fonction de densité de diffusion des photons non polarisés par la méthode Monte Carlo(b).

La configuration d'une source et un détecteur ponctuels a été implémentée, l'utilisateur peut choisir la position du point de détection. De même l'utilisateur peut définir l'ouverture numérique de la source ainsi que celle du point de détection. Cette configuration est particulièrement utile quand on cherche à s'approcher de la tomographie. Nous expliquons cette configuration au chapitre IV.

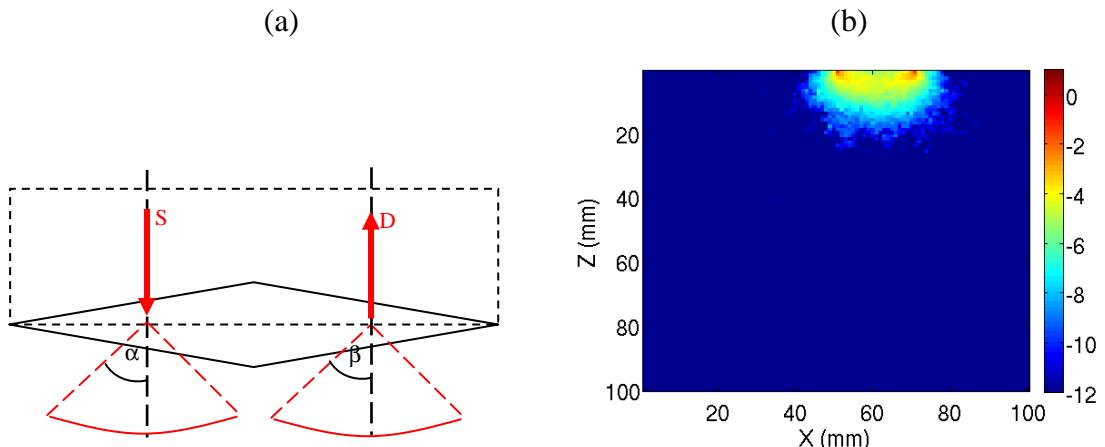


Figure II.14: Schéma d'une paire source S et détecteur D avec une ouverture numérique α et β (a). Exemple de calcul de PSDF issu de simulation Monte Carlo pour une paire source et détecteur avec respectivement une ouverture numérique $NA=0.37$.

Le code initial ne permet de simuler la propagation des photons dans un milieu diffusant que pour des propriétés optiques bien spécifiques. Quand on cherche à simuler une large gamme de propriétés optiques, il faut donc les simuler séparément ce qui peut, par conséquence, demander beaucoup de temps de calcul. Il existe une méthode appelée « *White Monte Carlo* » (Alerstam, Andersson-Engels, and Svensson 2008) qui permet de faire des simulations pour un milieu dont le coefficient d'absorption n'a pas besoin d'être spécifié, car

la méthode consiste à sauvegarder la longueur du trajet des photons rétrodiffusés. L'idée est de faire une simulation de référence avec une absorption nulle. L'absorption du milieu, que l'on peut faire varier à souhait, est ensuite prise en compte post-simulation pour calculer l'image de rétrodiffusion, en appliquant la loi de Beer-Lambert sur l'histogramme sauvegardé du trajet des photons. Chaque pixel (x,y) de la surface de détection contient un histogramme de tous les photons détectés avec la longueur correspondante du trajet dans le milieu (Figure II.15).

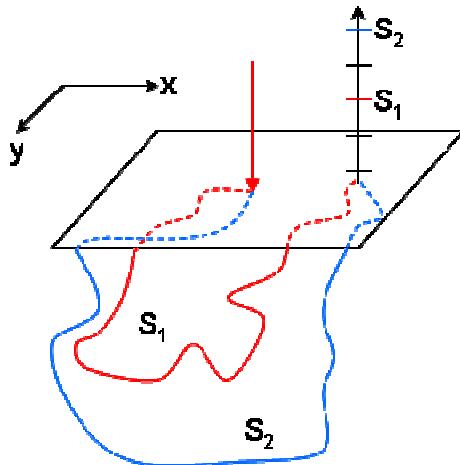


Figure II.15: Schéma de la sauvegarde des photons rétrodiffusés en fonction de leur longueur du trajet S dans un histogramme permettant la prise en compte de l'absorption post-simulation.

Dans un milieu infini, une absorption nulle signifie que les photons vont subir un grand nombre de diffusions. En conséquence un nombre maximal d'événements de diffusion est introduit. L'intensité détectée au pixel (x,y) pour une certaine absorption peut être obtenue par application de la loi de Beer-Lambert sur l'histogramme de la longueur des trajets s des photons, avec le coefficient d'absorption μ_a donné et de l'intensité détectée I_0 de la simulation initiale à $\mu_a=0\text{cm}^{-1}$.

$$I_{(x,y)}(s) = I_0 \exp(-\mu_a \cdot s) \quad (\text{II.13})$$

Cette méthode permet d'accélérer le calcul pour des milieux où seul le coefficient d'absorption varie. Nous l'avons implémentée mais pas utilisée dans les simulations présentées dans ce mémoire. Nous présentons une validation de cette approche au paragraphe (chapitre II.5).

Amélioration de la performance du code

Il existe des méthodes permettant d'accélérer fortement les calculs Monte Carlo grâce à une parallélisation des processus et l'utilisation de la carte graphique de l'ordinateur (GPU) (Alerstam, Svensson, and Andersson-Engels 2008). Le temps de calcul peut être diminué par

un facteur mille grâce à cette technique. L'implémentation de cette méthode n'est pas triviale, c'est pourquoi nous avons trouvé une alternative moins performante, mais qui nous permet une réduction du temps de calcul d'un facteur de l'ordre de soixante. Pour chaque simulation, grâce à un générateur de nombres aléatoires (ou en Anglais : Random Number Generator, RNG), un chiffre appelé « semence » (seed en Anglais), permettant lui-même de générer une suite de nombres aléatoires, est initialisé. Cette suite aléatoire va être utilisée pour pondérer pendant la simulation la taille du pas ℓ_s du photon pendant sa propagation ($\ell_s = 1/\mu_s$, avec μ_s comme coefficient de diffusion). Elle est également utilisée pour l'angle de diffusion après un événement de diffusion et également dans une fonction appelée « Roulette » qui a comme rôle de décider quand le photon est absorbé. Quand la même « semence » est donnée au RNG au début d'une simulation, la séquence des nombres aléatoires peut être parfaitement reproduite. Nous avons implémenté une option qui permet à l'utilisateur de changer la « semence » pour chaque simulation. Les résultats issus de simulations générées avec des semences différentes sont parfaitement indépendants et peuvent donc être sommés pour augmenter le nombre total des photons lancés par simulation. Ceci nous permet de distribuer les calculs sur divers processeurs et exploiter au mieux les ressources informatiques du laboratoire.

Organigramme du code Monte Carlo développé

Le code de base (Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005) qui a été choisi nous permet d'intégrer les adaptations nécessaires à notre étude. Les modifications apportées au code de base ont permis d'améliorer certaines fonctionnalités du code initial et surtout de réaliser différentes configurations de simulation, grâce à la sauvegarde d'informations nécessaires pour notre étude. Dans l'organigramme de programmation (Figure II.16), le fonctionnement du code est représenté et les modifications apportées au code de base y sont mises en évidence par la couleur bleue.

La description du code de base a déjà été détaillée dans le paragraphe II.4.2, mais pour une meilleure compréhension des modifications nous décrivons ici les procédures suivies pour la simulation de la propagation du photon (Figure II.16) : Le photon est « généré » avec une semence spécifique, sa position, son poids, son vecteur de Stokes, l'angle d'illumination et la taille du diamètre de la source sont initialisés. Puis, le photon va se propager (« move ») sur une distance pondérée par le libre parcours moyen et selon une direction pondérée par la fonction de phase : sa position, sa direction de propagation, son poids, et son vecteur de Stokes sont mis à jour. Pour chaque étape « move », on vérifie si le photon a dépassé

l'interface, a rencontré l'objet totalement absorbant ou si son poids est inférieur à un seuil éliminatoire. Si toutes ces conditions sont négatives, la position du photon est sauvegardée et le photon continue à se propager. Dans le cas où le photon rencontre l'interface, on évalue la probabilité pour un photon d'être réfléchi ou transmis en considérant les lois de Snell-Descartes. Pour un photon réfléchi, la propagation continue comme précédemment dans le milieu avec une direction définie par la réflexion. Pour un photon transmis, on vérifie si la position du photon correspond ou non à une position de détection, en particulier, si le détecteur est ponctuel. Si le photon est détecté, les données actuelles sont sauvegardées dans la matrice de rétrodiffusion en fonction de sa position : le vecteur de Stokes, la profondeur moyenne et maximale sondées ainsi que la fonction de densité de diffusion des photons. Si, après cette sauvegarde, le nombre maximal de photons à simuler est atteint, la simulation se termine, sinon elle continue avec l'initialisation d'un nouveau photon.

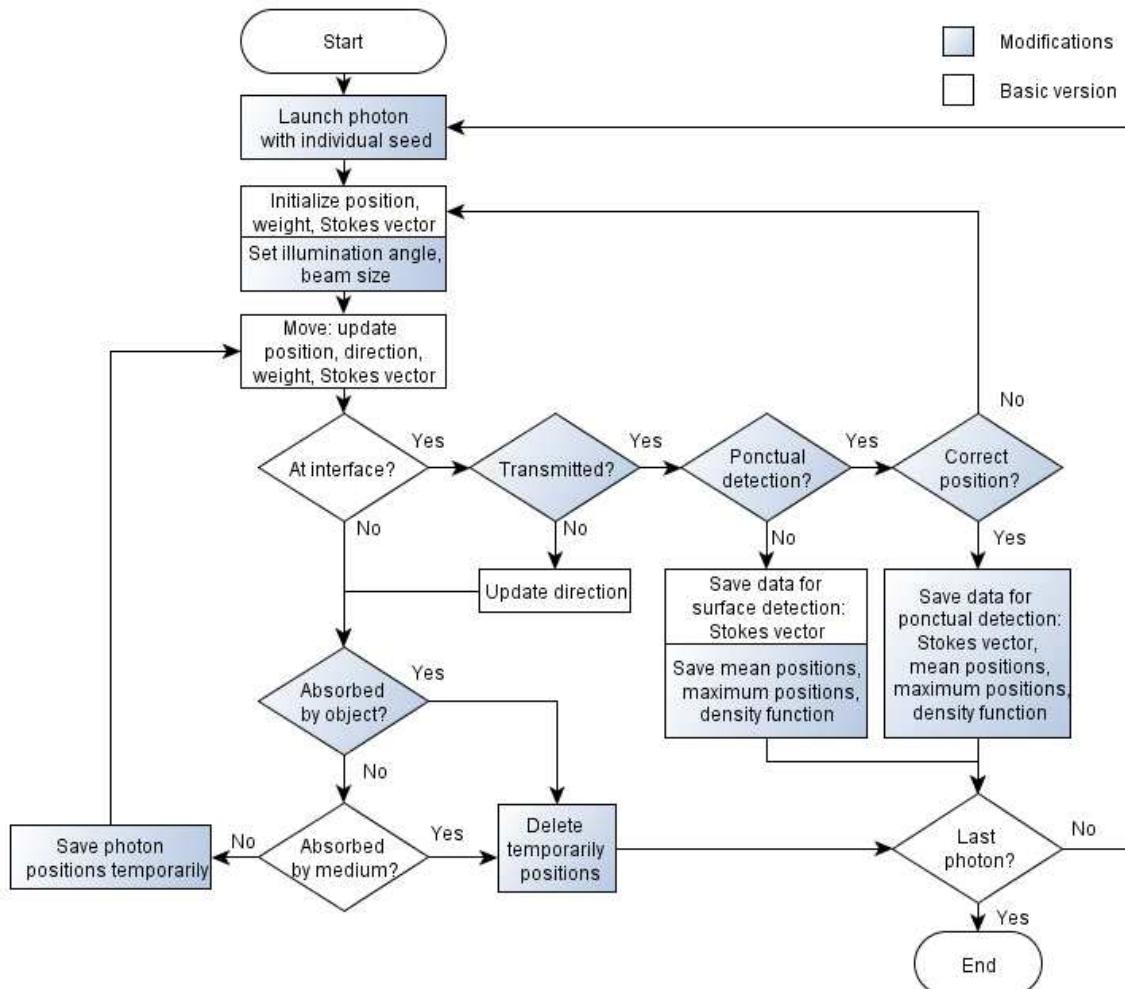


Figure II.16: Organigramme de programmation pour le code Monte Carlo simulant la propagation de la lumière polarisée avec les modifications en couleur et la version de base en blanc.

Pour le cas particulier où l'utilisateur voudrait sauvegarder une paire source détecteur, la position du photon émergeant à la surface est vérifiée. Si cette position est fausse, le photon est réinitialisé; sinon, les données sont sauvegardées pour le trajet parcouru: positions moyennes, maximales, vecteur de Stokes et la fonction de densité de diffusion de photons.

Tout photon qui rencontre l'objet absorbant (si présent) ou qui atteint, pendant sa propagation dans le milieu, un poids inférieur à un seuil, est considéré comme absorbé. Les positions sauvegardées temporairement ne sont pas comptabilisées. Enfin, si le dernier photon est lancé, la simulation se termine, sinon un nouveau photon est lancé.

Nous possédons maintenant un outil pour simuler différentes configurations d'un banc d'expérimentation réaliste, ces configurations seront détaillées dans les chapitres suivants. Dans le paragraphe suivant, nous présentons les validations des modifications effectuées.

II.5 Validations

Le code de base a déjà été validé avec d'autres codes de simulation ainsi que des expérimentations (Ramella-Roman 2004; Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005; Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005). Nous présentons ici les validations des modifications que nous y avons apportées.

II.5.1 *Validations en lumière non-polarisée*

II.5.1.1 Prise en compte de l'interface et de la propagation de photons non-polarisés

Après l'intégration de l'interface, la validation du code peut s'effectuer en comparant la quantité des photons réfléchis à la surface. Quand un photon rencontre une interface la réflexion ou la transmission du photon dépend des coefficients de réflexion r_p et r_s qui représentent le champ électrique parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. Les indices de réfractions du milieu de provenance et du milieu de destination du photon étant n_1 et n_2 , l'angle de transmission étant θ_t , nous obtenons r_p et r_s :

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (\text{II.14})$$

$$r_p = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \quad (\text{II.15})$$

Dans le cas d'une illumination perpendiculaire, l'intensité réfléchie R est indépendante de la polarisation. Nous obtenons donc :

$$r_s = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = -r_p \quad (\text{II.16})$$

$$R = r^2 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (\text{II.17})$$

Supposons que le milieu de destination d'un photon est semi-infini et a un coefficient de réfraction $n_2=1.4$ (classique pour les tissus biologiques) et son milieu de provenance est l'air, $n_1=1$, 2.7% des photons devraient être réfléchis spéculairement par l'interface pour une incidence normale. Notre simulation a donné exactement la même valeur pour une statistique de 10^6 photons ou plus. Quand le nombre de photons simulé est réduit, la quantité des photons réfléchis commence à s'écartez de la valeur attendue.

Nous validons le bilan total des photons rétrodiffusés non-polarisés avec un autre code de simulation. Le code « Monte Carlo Multiple Layer » (MCML) est le code de référence pour la simulation de la propagation de la lumière non-polarisée (Wang, Jacques, and Zheng 1995). Nous avons compilé ce code librement disponible au grand public pour valider l'intégration de l'interface du milieu semi-infini ainsi que la quantité de l'intensité rétrodiffusée de la lumière non-polarisée. A titre d'exemple, nous présentons les résultats pour un milieu de coefficient d'absorption de $\mu_a=2\text{cm}^{-1}$, un coefficient de diffusion $\mu_s=11,56\text{cm}^{-1}$ et un facteur d'anisotropie $g=0.91$, et d'épaisseur 0.34 cm (soit environ 4 libre parcours moyens de diffusion) permettant de supposer le milieu semi-infini (on vérifie qu'il n'y a pas de photons transmis). Nous simulons 10^5 photons et sauvegardons l'intensité rétrodiffusée radialement depuis la position de la source. Figure II.17 montre cette intensité rétrodiffusée, normalisée par le nombre total de photons simulés et par la surface d'un pixel, en fonction de la distance à la source. La courbe rouge représente le résultat du code MCML et la courbe bleue montre le résultat de notre code Monte Carlo avec l'intégration de l'interface. La cohérence entre les deux courbes est très forte surtout pour des intensités rétrodiffusées proche à la position de la source. Quand on compare les intensités obtenues à une distance radiale plus éloignée de la source le bruit de la courbe augmente, mais malgré ce bruit, il n'y a pas de divergence entre les courbes. Avec une statistique plus élevée le bruit des courbes peut être diminué.

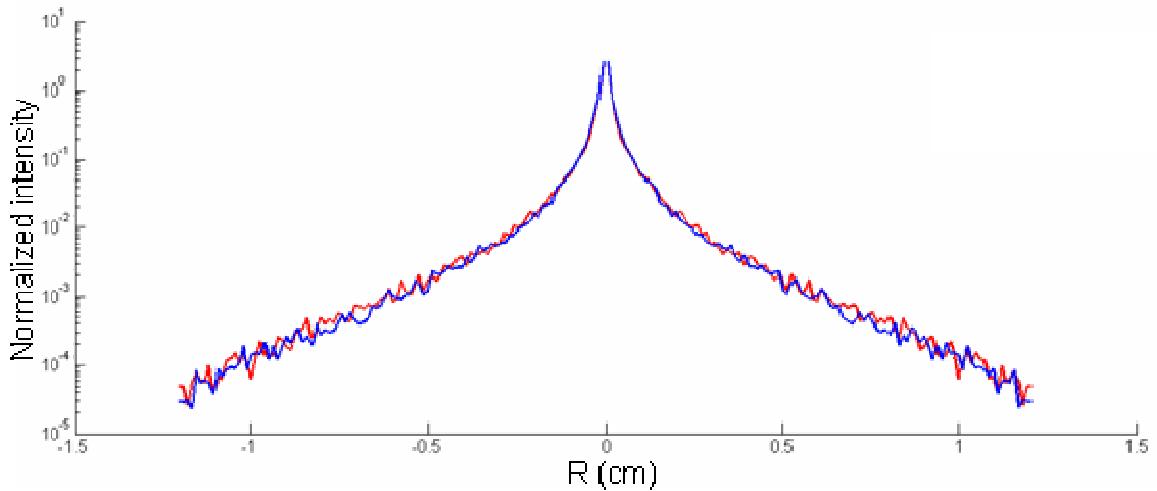


Figure II.17: Comparaison entre le code MCML et notre code Monte Carlo pour l'intensité rétrodiffusée des photons non-polarisés.

Cette comparaison entre l'intensité rétrodiffusée obtenue par le code MCML et notre code Monte Carlo confirme la validité de l'approche choisie pour la prise en compte de l'interface pour notre code en ce qui concerne les photons non-polarisés. Elle n'est cependant pas vérifiée pour des photons polarisés.

Pour vérifier la propagation des photons non-polarisés dans le milieu nous pouvons suivre pour chaque photon rétrodiffusé la profondeur maximale atteinte pendant son trajet dans le milieu. Le code MCML, tel que, ne dispose pas de la possibilité de sauvegarder cette information. Nous avons intégré la sauvegarde de cette quantité dans le code MCML afin pour pouvoir comparer le résultat avec notre simulation. Les propriétés optiques sont les mêmes que pour la simulation précédente. Le nombre des photons est cette fois égale à 10^7 photons. La Figure II.18 montre la comparaison des résultats pour le code MCML (courbe bleue) et de notre simulation (losanges rouges) pour l'histogramme de la profondeur maximale atteinte par l'ensemble des photons rétrodiffusés. Nos résultats sont très proches des résultats du code MCML. La différence essentielle entre les deux codes est l'utilisation de la fonction de phase de Henyey-Greenstein pour le code MCML alors que notre code utilise une fonction de phase calculée par la théorie de Mie (Ramella-Roman, Prahl, and Jacques 2005).

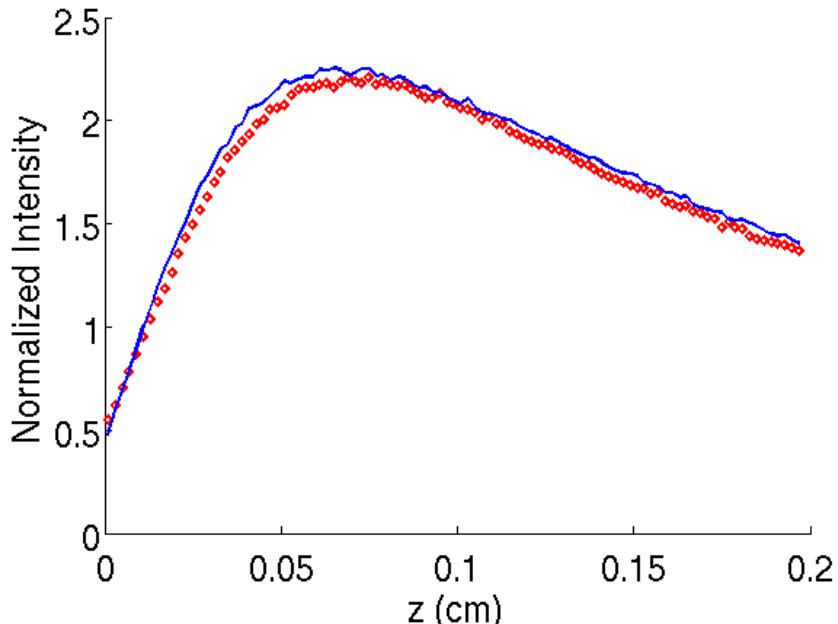


Figure II.18: Comparaison de la profondeur maximale des photons rétrodiffusés. Le résultat du code de référence (MCML) est la courbe bleue et le résultat de notre simulation Monte Carlo est en losange rouge.

II.5.1.2 Validation de la prise en compte de l'absorption post-simulation

Différents codes Monte Carlo existent qui fonctionnent avec une prise en compte de l'absorption en post-simulation (Alerstam, Svensson, and Andersson-Engels 2008; Stockford et al. 2002). La validation de cette prise en compte post-simulation peut être réalisée en étudiant l'intensité totale rétrodiffusée. Nous rappelons que pour la prise en compte de l'absorption post-simulation, une seule simulation est nécessaire qui s'effectue sans absorption. La longueur du trajet de chaque photon rétrodiffusé est sauvegardée dans un histogramme. Après la simulation, cet histogramme permet de calculer l'intensité rétrodiffusée en fonction de l'absorption grâce à la loi de Beer-Lambert. Le Tableau II.1 montre une comparaison entre notre code Monte Carlo et le code de référence (MCML). Le code de référence prend en compte l'absorption pendant la simulation, tandis que notre code permet une prise en compte de l'absorption pendant la simulation ou/et post-simulation. Nous comparons la prise en compte de l'absorption pendant la simulation et post-simulation, ainsi que le nombre des photons rétrodiffusés en fonction de la polarisation et en fonction de l'absorption. Le nombre total des photons simulés est égale à 10^4 . Le milieu simulé est considéré comme semi-infini et ses propriétés optiques sont : un coefficient de diffusion réduit avec $\mu_s' = 10 \text{ cm}^{-1}$ et un facteur d'anisotropie de $g=0.91$.

Code utilisé	Polarisation	Prise en compte de l'absorption	Nombre des photons rétrodiffusés pour:		
			$\mu_a=0(\text{cm}^{-1})$	$\mu_a=1(\text{cm}^{-1})$	$\mu_a=10(\text{cm}^{-1})$
Ce code	linéaire	post-simulation	9695	2410	232
Ce code	linéaire	pendant la simulation	9696	2419	279
Ce code	non polarisé	pendant la simulation	9730	2367	267
Ce code	non polarisé	post-simulation	9730	2403	223
MCML	non polarisé	pendant la simulation	9695	2479	326

Tableau II.1: Comparaison de la prise en compte de l'absorption entre ce code de Monte Carlo et le code de référence (MCML). Le nombre des photons rétrodiffusés est étudié pour différentes coefficients d'absorption μ_a .

La comparaison de la quantité des photons rétrodiffusés montre que pour un milieu sans absorption le nombre des photons rétrodiffusés ne varie quasiment pas selon le code de calcul utilisé. Entre le code de référence MCML et notre code qui prend en compte l'absorption post-simulation l'erreur est de 0.3%, en rappelant que les fonctions de phase sont différentes. L'erreur augmente pour un coefficient d'absorption croissant. Pour un coefficient d'absorption de $\mu_a=1\text{cm}^{-1}$, l'erreur moyenne augmente à 3% et pour un $\mu_a=10\text{cm}^{-1}$, l'erreur moyenne arrive même à 31%. Entre la prise en compte de l'absorption pendant la simulation et post-simulation notre code donne exactement le même résultat pour le cas sans absorption. Pour un coefficient d'absorption de $\mu_a=1\text{cm}^{-1}$, l'erreur moyenne augmente à 0.6% et pour un $\mu_a=10\text{cm}^{-1}$, l'erreur arrive à 17%. L'augmentation de l'erreur avec une croissance de l'absorption peut être liée à la statistique des photons qui est très faible pour une grande absorption du milieu diffusant.

II.5.1.3 Validation par rapport à l'Approximation de la Diffusion

La densité de photons est une quantité qu'on peut définir comme l'intégrale sur la luminance divisée par l'angle solide et divisée par l'énergie du photon. La luminance est définie comme l'énergie par unité de surface et par unité d'angle solide (Vo-Dinh 2003). Généralement, les codes de Monte Carlo simulent la propagation des photons et donc on peut également décrire la densité comme le nombre des photons par unité de volume (photons mm^{-3}) (Vo-Dinh 2003). Bevilacqua *et al.* propose une procédure de simulations de Monte Carlo pour générer cette fonction appelée « fonction de densité de la diffusion des photons » (en Anglais : Photon scattering density function, PSDF) (Bevilacqua *et al.* 2004). Nous présentons une étude approfondie sur ce sujet dans le chapitre IV, pour la lumière polarisée. Une validation de notre implémentation est possible de deux manières : avec la comparaison de nos résultats avec les résultats obtenus par Bevilacqua *et al.* ainsi qu'avec une comparaison

avec la solution analytique. Notons que, dans l'approximation de la diffusion, la notion de fonction de phase n'apparaît plus qu'à travers le facteur d'anisotropie g .

Pour réaliser la comparaison de notre simulation avec la solution analytique, la fonction de densité de diffusion des photons est implémentée par Matlab®. La fonction est adaptée à un milieu semi-infini avec une source ponctuelle à la position $r_0=(0,0,0)$ décrite par le système de coordonnées X, Y et Z. Le point de détection est défini à la position $r_d=(d,0,0)$ avec $d=20\text{mm}$. La densité de diffusion des photons à la position $r'=(x,y,z)$ peut ensuite être dérivée analytiquement grâce à la « l'approximation de la diffusion » avec les « conditions aux limites extrapolées » (Feng, Zeng, and Chance 1995; Hielscher et al. 1995):

$$P(r') \propto \left[\frac{\exp(-\kappa\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2})}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2}} - \frac{\exp(-\kappa\sqrt{x^2 + y^2 + (z + 2z_0 + 2z_e)^2})}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + z_0 + 2z_e)^2}} \right] \\ \times \left[\frac{\exp(-\kappa\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2})}{\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{\exp(-\kappa\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + (z + 2z_e)^2})}{\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + (z + 2z_e)^2}} \right] \quad (\text{II.18})$$

Avec $\kappa=\sqrt{3\mu_a(\mu_a+\mu_s')}$, $z_0=\frac{1}{\mu_s}$ et z_e une distance permettant de prendre en compte les

conditions aux limites. Le coefficient d'absorption est $\mu_a=0.1\text{cm}^{-1}$, le coefficient de diffusion est égal à $\mu_s=50\text{cm}^{-1}$ et le facteur d'anisotropie est $g=0.8$, ce qui donne $\mu_s'=10\text{cm}^{-1}$ ($\gg \mu_a$ pour une validité de l'approximation de la diffusion). L'indice de réfraction du milieu est $n_{\text{med}}=1.4$. La distance entre la source et le détecteur est égale à $d=20\text{mm}$. Le volume étudié est limité à $100\times 100 \times 100$ voxels. La Figure II.19 montre une coupe transversale sur l'axe défini par la position de la source ($x=51\text{ mm}$) et du détecteur ($x=71\text{ mm}$). L'échelle d'intensité est logarithmique. La simulation de la fonction de densité de la diffusion des photons par Monte Carlo est réalisée avec les mêmes propriétés optiques et la même distance source détecteur. Figure II.20 montre une coupe transversale dans l'axe de la position de la source ($x=51\text{ mm}$) et du détecteur ($x=71\text{ mm}$). L'échelle d'intensité est logarithmique.

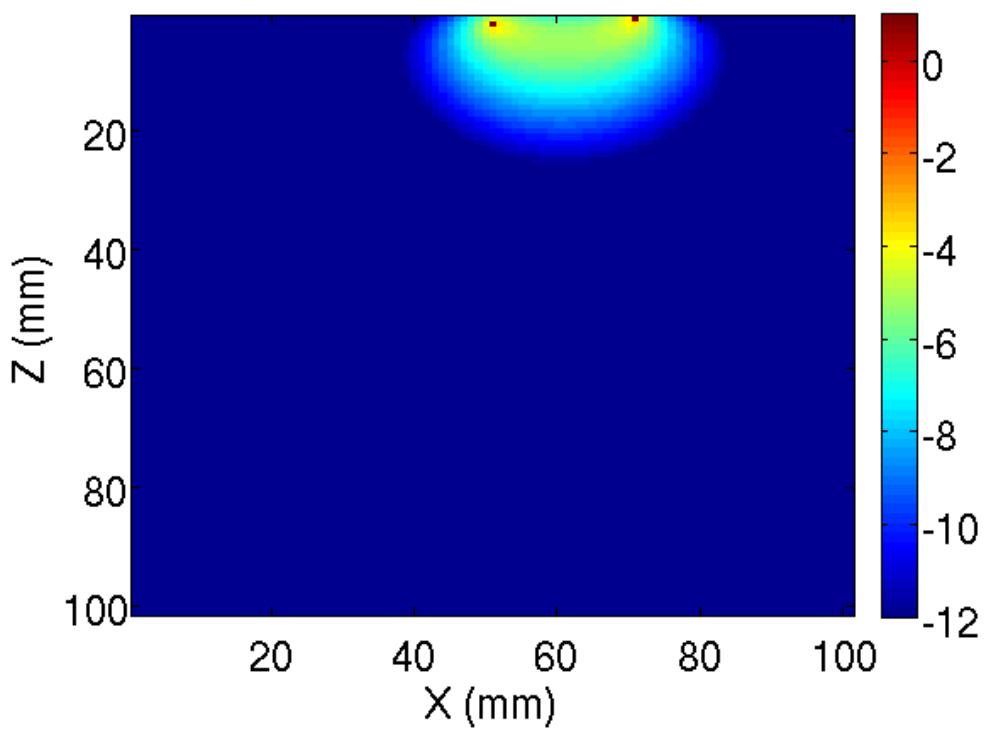


Figure II.19: Coupe transversale de la PSDF calculée analytiquement pour une paire source détecteur d'une distance de 20mm.

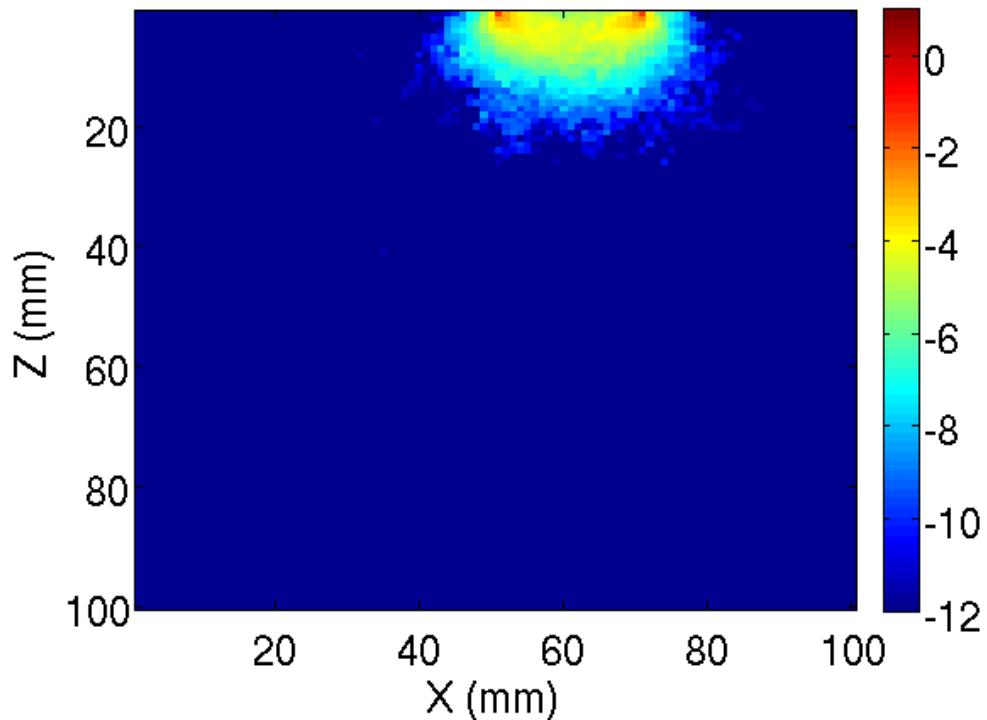


Figure II.20: Coupe transversale de la PSDF simulé avec notre code de Monte Carlo pour une paire source détecteur d'une distance de 20mm.

En comparant les contours des deux résultats, nous pouvons effectivement voir une très bonne cohérence entre les résultats obtenus analytiquement, représentés par des lignes parfaitement elliptiques, et les contours d'intensités issus de la simulation de Monte Carlo. La Figure II.21 montre cette comparaison avec la source à la position $x=51$ mm et le détecteur à la position $x=71$ mm. L'échelle d'intensité est logarithmique.

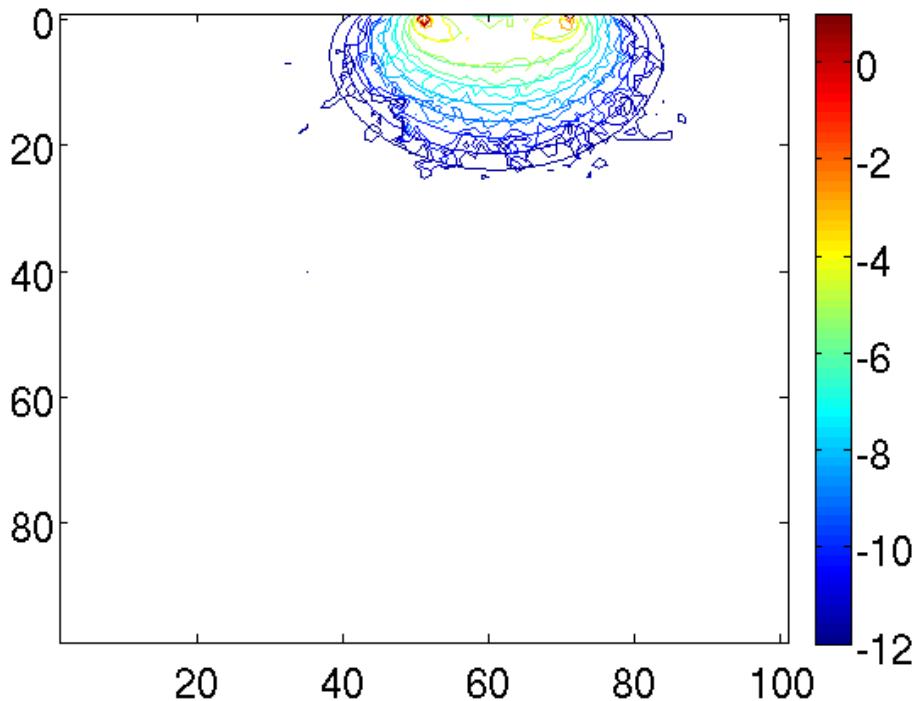


Figure II.21: Comparaison des résultats analytiques et numériques pour les contours d'intensité d'une coupe transversale de la PSDF.

Nous effectuons la comparaison des résultats de la PSDF à mi-plan entre source et détecteur. Les contributions sur ce plan sont sommées, ce qui conduit à une courbe PSDF en fonction de la profondeur. La Figure II.22 montre la comparaison entre nos résultats simulés (en carrés rouges), les résultats simulés par Bevilacqua *et al.* (en étoiles bleus) et les résultats des calculs analytiques (en tirets noirs). La PSDF est normalisée avec le nombre des photons simulés, l'échelle d'intensité est logarithmique et l'axe de la profondeur est pondéré par le coefficient de diffusion réduit ($\mu_s' = 10\text{cm}^{-1}$).

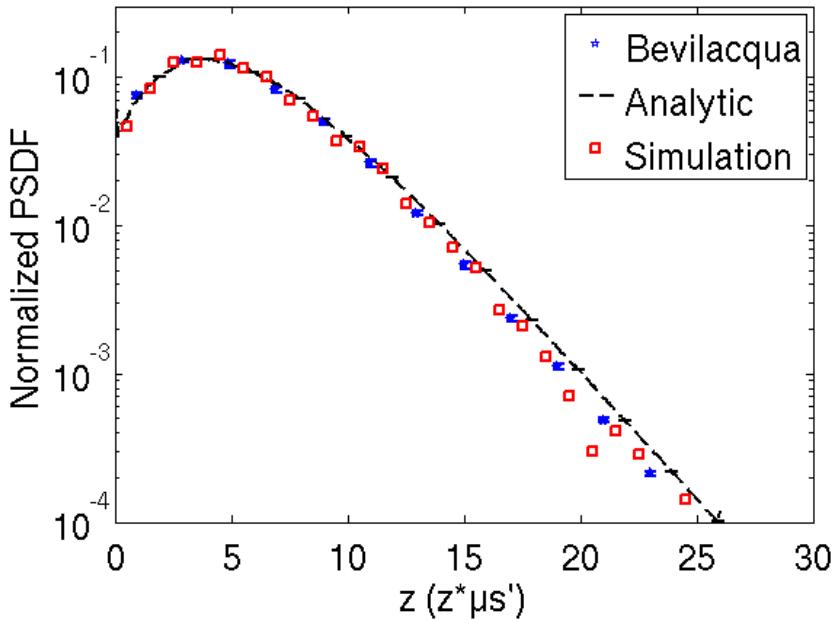


Figure II.22: Comparaison des résultats pour la distribution de la PSDF à mi-plan entre la position de la source et du détecteur. En carrés rouges sont représentés les résultats de notre simulation Monte Carlo, en étoiles bleus les résultats de Bevilacqua *et al.* et en tirets noirs la solution analytique.

Nous observons un très bon accord entre les résultats de notre simulation et les résultats de Bevilacqua *et al.* ainsi que les résultats de la solution analytique pour de faibles profondeurs. Pour des profondeurs plus importantes les résultats de notre simulation montrent que la PSDF décroît plus rapidement que les résultats de la méthode analytique. Ce comportement est observable également pour les résultats des simulations Monte Carlo de Bevilacqua *et al.* La divergence entre les résultats de la simulation et la méthode analytique sont expliqués par Bevilacqua par le fait que les photons qui pénètrent plus profondément ont des trajets plus longs et donc une probabilité plus faible d'être détectés à la position du détecteur (Bevilacqua *et al.* 2004).

II.5.2 Validation de la prise en compte de la polarisation

Il nous reste à présent à valider la prise en compte de la polarisation de la lumière dans le code de calcul développé. On suppose toujours un milieu semi-infini. Stockford *et al.* ont présenté des résultats avec leur code Monte Carlo qui prend en compte les quantités intervenant dans notre étude (Stockford *et al.* 2002). Ces résultats représentent ainsi la référence pour notre validation. Les données de référence ont été extraites de l'article original en version digitale grâce à un logiciel d'extraction des graphes.

Nous présentons dans les Figure II.23 et Figure II.24 la comparaison entre les résultats obtenus par Stockford pour quatre types de canaux de mesure : co-linéaire, contre-circulaire,

cross-linéaire et co-circulaire. Les intensités représentées ont été obtenues par une intégration radiale à la surface. La position de la source est à $r=0$ MFP. Nous représentons seulement deux courbes par figure pour permettre une meilleure distinction entre les courbes.

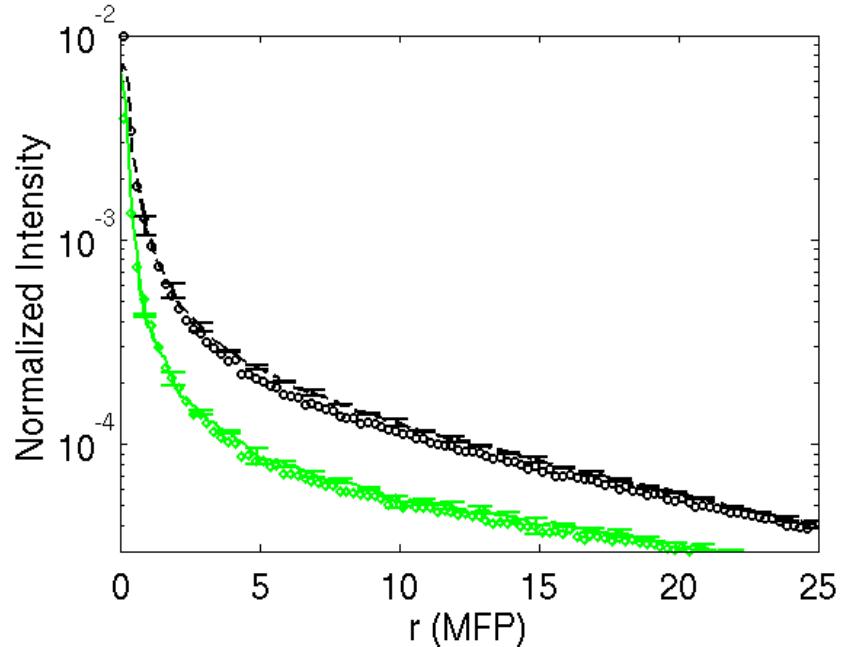


Figure II.23: Comparaison entre les résultats de référence et nos résultats pour l'intensité rétrodiffusée des photons en polarisation colinéaire (noir) et contre-circulaire (vert).

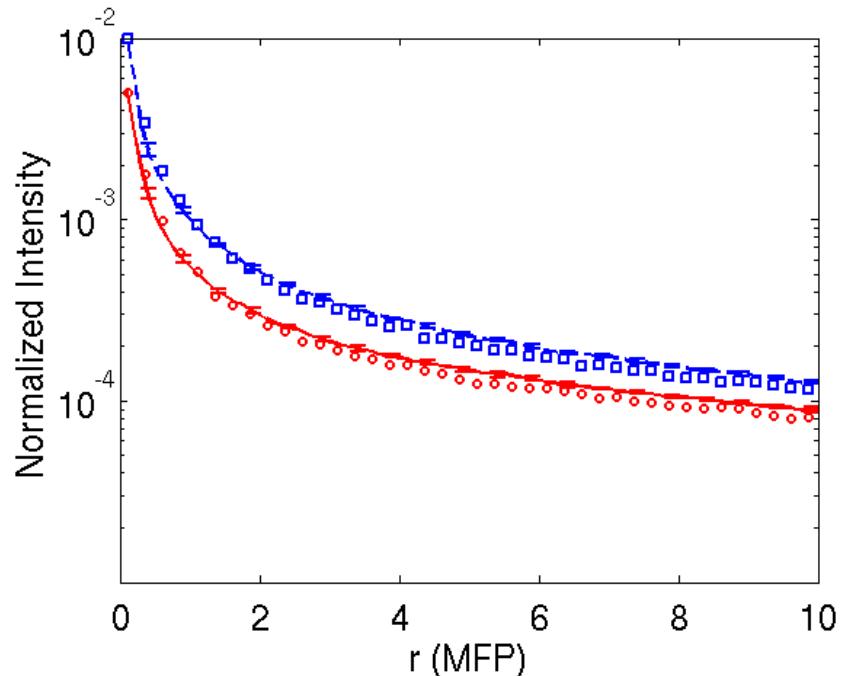


Figure II.24: Comparaison entre les résultats de référence et nos résultats pour l'intensité rétrodiffusée des photons en polarisation contre-linéaire (rouge) et co-circulaire (bleu).

La Figure II.23 montre l'intensité rétrodiffusée du flux des photons polarisés, normalisée par le nombre total de photons simulés en fonction de la distance à la source. La courbe noire en pointillés représente les données de références (polarisation colinéaire

rétrodiffusée) avec leur écart type rajouté suite aux incertitudes sur les extractions des données. Les cercles noirs montrent nos résultats pour les mêmes données. La courbe verte représente les données de référence (polarisation contre-circulaire rétrodiffusée) avec son écart type. Les losanges verts montrent nos résultats pour la même quantité.

Sur la Figure II.24 , la courbe rouge représente les données de référence (polarisation contre-linéaire) avec son écart type suite aux trois extractions des donnés de l'article. Nos résultats correspondants sont représentés en cercles rouges. La courbe en traits bleus montre l'intensité des photons ayant gardé une polarisation co-circulaire après avoir été rétrodiffusés. L'écart type suite aux trois extractions des donnés est également indiqué. Le résultat issu de notre simulation est marqué en carrés bleus.

L'accord entre nos calculs et la référence est particulièrement bon pour de faibles distances radiales. Sur le reste de la courbe, une erreur constante semble persister. L'extraction semi-manielle influence très certainement la fiabilité de la courbe de référence. L'ensemble des comparaisons pour les photons rétrodiffusés semble toutefois suivre le même comportement que les résultats figurant dans l'article de Stockford *et al.* (Stockford et al. 2002).

Dans la suite nous examinons le comportement pour la propagation des photons dans le milieu. Pour cela nous enregistrons pour chaque photon rétrodiffusé la profondeur maximale atteinte. La Figure II.25 montre la distribution de l'histogramme de la profondeur maximale normalisée à son maximum pour l'ensemble des photons rétrodiffusés. La courbe rouge représente la soustraction de l'intensité contre-linéaire de co-linéaire pour les données de référence avec leur écart type représentant toujours l'incertitude d'extraction des données (Nos résultats sont représentés avec des croix rouges) ; la courbe en traits bleus représente la distribution de la profondeur maximale pour la soustraction des intensités cross-linéaire et co-circulaire (Nos résultats respectifs sont en cercles bleus) ; la dernière courbe en point-tirets noirs représente l'intensité cross-linéaire (nos résultats sont en losanges noirs).

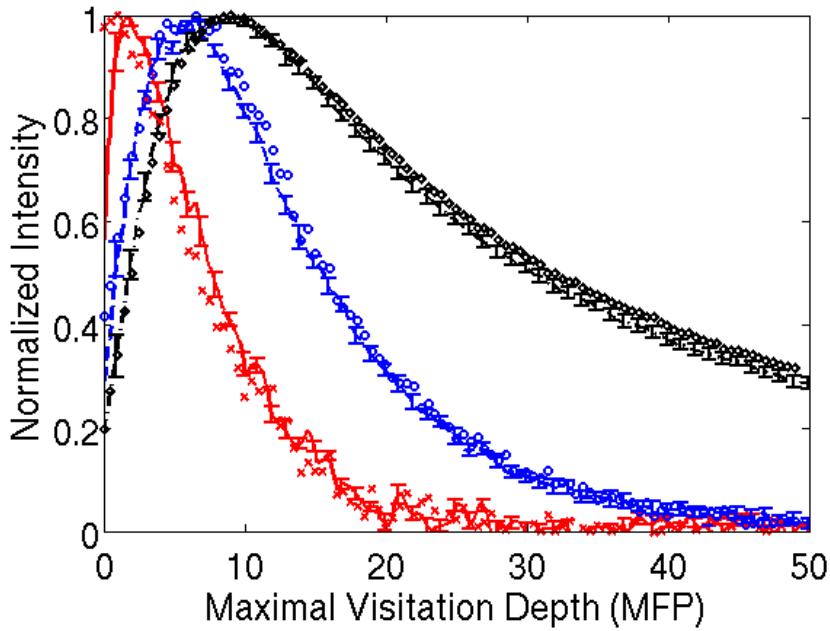


Figure II.25: Comparaison entre les résultats de référence et nos résultats pour la profondeur maximale des photons rétrodiffusés.

Nos résultats suivent globalement la même évolution que les données de référence. La courbe noire en point-tirets montre une très bonne cohérence de nos résultats avec la référence. Pour la courbe bleue en tirets, un léger écart s'installe entre la référence et nos résultats. L'écart devient plus grand pour la courbe rouge en trait plein, surtout à de faibles profondeurs. Une raison de cet écart peut être dû au fait de ne pas posséder les données originales exactes.

II.6 Conclusion

Nous avons choisi dans ce chapitre un code de Monte Carlo de base ayant le potentiel de pouvoir être adapté à notre étude. Dans ce but, différentes modifications ont été nécessaires pour obtenir un code plus performant, plus flexible et adapté. Nous avons validé les différentes modifications pour avoir une garantie de la fiabilité du code et pour pouvoir travailler avec un outil performant et en adéquation avec notre étude.

La performance du code Monte Carlo développé dépend très fortement des quantités que l'utilisateur souhaite tirer de la simulation. Le code est écrit d'une manière qui permet de prendre en compte le besoin de l'utilisateur avec le but de minimiser le temps de calcul qui est, par définition de la méthode Monte Carlo, très conséquent. Le temps de calcul dépend avant tout des propriétés optiques du milieu. Pour les propriétés optiques utilisées, l'obtention de l'information de l'image rétrodiffusée du milieu semi-infini correspond à un temps de

calcul limité (de l'ordre d'une heure). Ensuite, le calcul permettant une représentation tri-dimensionnelle du volume sondé demande plus de temps (de l'ordre de plusieurs heures). Et enfin, la méthode qui utilise une paire source détecteur est extrêmement gourmande au niveau du temps de calcul (de l'ordre de plusieurs jours). Les ordres de temps se rapportent à une quantité de photons suffisamment grande pour obtenir une résolution raisonnable.

Dans les chapitres suivants, nous exploitons les capacités du code développé pour mener une étude originale sur l'opportunité de l'utilisation de la lumière polarisée elliptiquement dans le sondage des tissus biologiques. Ce code de calcul nous permet en particulier d'examiner en trois dimensions l'extension dans le volume de la distribution des photons polarisés, quelle que soit leur polarisation, ce qui, à notre connaissance, n'est pas rapporté dans la littérature.

III. Introduction de la polarisation elliptique pour une résolution en profondeur

Table de matières du chapitre III

III.1	Introduction	89
III.2	Rappel sur l'état de l'art	90
III.3	Principe et formulation de la méthode	91
III.3.1	<i>Définition des canaux de mesure elliptiques</i>	91
III.3.2	<i>Formulation de l'intensité rétrodiffusée</i>	93
III.4	Mise en oeuvre de la méthode de sondage polarimétrique sur données synthétiques 94	
III.4.1	<i>Définition et calcul de la profondeur sondée</i>	95
III.4.2	<i>Description des simulations</i>	96
III.4.3	<i>Evolution de la profondeur sondée en fonction des propriétés optiques</i>	97
III.4.4	<i>Choix des descripteurs</i>	102
III.4.5	<i>Evolution de la profondeur sondée en fonction des propriétés optiques</i>	108
III.4.6	<i>Lien entre le descripteur en profondeur et le descripteur en surface</i>	111
III.4.7	<i>Evolution des descripteurs en fonction de l'ellipticité de polarisation</i>	112
III.5	Bilan, discussions, et conclusion	115
III.5.1	<i>Discussion sur le degré de polarisation dans les milieux de Mie et de Rayleigh</i> 119	
III.5.2	Précisions sur la méthode pour une réalisation expérimentale.....	120
III.5.3	<i>Application à l'examen des tissus biologiques : sensibilité de la technique..</i> 124	

III.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit en détail et illustré par des simulations Monte Carlo le formalisme basé sur la résolution de l'ETRV permettant de décrire la propagation de la lumière polarisée en milieu diffusant. Dans le présent chapitre, nous introduisons ce modèle de propagation dans une chaîne de détection, afin de simuler un système d'imagerie polarimétrique. Nous montrons que l'utilisation de la lumière polarisée elliptiquement apporte de nouvelles possibilités par rapport aux techniques d'imagerie polarimétriques conventionnelles, à savoir, un sondage du milieu en profondeur, avec une profondeur intrinsèquement liée à l'ellipticité de polarisation et aux propriétés optiques. Nous proposons ainsi une méthode de sondage sélectif du milieu diffusant, permettant une exploration continue entre la surface, analysée en polarisation linéaire, et une profondeur maximale définie par l'utilisation de la polarisation circulaire.

Dans ce chapitre, nous commençons par un rappel des résultats publiés relatifs essentiellement à la polarisation linéaire et circulaire, peu de travaux se rapportent à l'utilisation de la lumière polarisée elliptiquement pour le sondage des milieux diffusants. Après description de la chaîne de mesure, une formulation permettant de décrire les canaux de mesure elliptiques est établie. Elle dépend des éléments optiques utilisés pour générer et analyser la lumière polarisée. Cette formule est utilisée pour la réalisation d'une étude théorique des possibilités de la méthode de sondage polarimétrique. Afin de couvrir le plus grand spectre d'applications possibles dans le domaine de l'imagerie biomédicale optique, l'étude couvre une gamme de propriétés optiques très large. De plus, les résultats sont présentés, dans la mesure du possible, dans des unités (libre parcours moyen de transport) permettant aisément d'adapter les résultats à d'autres types de milieux diffusants. Les résultats de cette étude sont suivis d'une discussion concernant la réalisation expérimentale et les approximations utilisées. Enfin, nous insistons sur l'application à l'examen des tissus biologiques et sur la sensibilité de cette technique.

III.2 Rappel sur l'état de l'art

Nous avons vu dans le Chapitre I que la plupart des techniques d'imagerie polarimétrique sont basées sur l'utilisation de la polarisation linéaire. A notre connaissance, seuls les travaux de Morgan (Morgan and Ridgway 2000) introduisent l'utilisation de la polarisation circulaire pour imager les tissus biologiques. Ceux-ci se basent sur des études théoriques (MacKintosh et al. 1989; Schmitt, Gandjbakhche, and Bonner 1992) et aussi expérimentales (Morgan, Khong, and Somekh 1997) selon lesquelles la polarisation circulaire est maintenue sur trajet plus long que la polarisation linéaire dans un milieu diffusant. C'est ce que l'on a appelé la « mémoire de polarisation » (voir chapitre 1 paragraphe I.4.1). Le sujet reste cependant toujours un sujet de controverse dans la mesure où les données expérimentales ne sont pas toujours en accord avec la théorie (Sankaran et al. 1999; Morgan and Ridgway 2000; Sankaran, Walsh, and Maitland 2002). Nous reviendrons sur ce point spécifique au paragraphe III.5.1, afin de donner un début d'explication à cette polémique.

Stockford et Morgan (Stockford et al. 2002), à l'aide de simulations Monte Carlo illustrées par des mesures expérimentales, ont montré que les polarisations linéaire et circulaire permettent de sonder différentes profondeurs en suivant la profondeur maximale de pénétration de chaque photon rétrodiffusé. Dans leurs études, le milieu diffusant sondé ne comporte cependant pas d'absorption, et possède un paramètre d'anisotropie élevé ($g=0.92$) mais conforme à ce que l'on peut mesurer sur les tissus biologiques. Dans ces conditions, ils obtiennent une profondeur maximale de pénétration de la lumière polarisée linéairement de 2 libre parcours moyen de diffusion (« Mean Free Path », noté MFP dans la suite, inverse du coefficient de diffusion μ_s). Pour la polarisation circulaire, ils obtiennent une profondeur maximale de pénétration de 7 MFP, une profondeur estimée à 1000 μm pour la peau est ainsi annoncée. Comme nous l'avons déjà précisé, nous verrons dans ce qui suit que les résultats doivent être interprétés avec précaution car ils dépendent beaucoup du coefficient d'absorption et du paramètre d'anisotropie.

Actuellement, la polarisation elliptique n'a pas encore trouvé beaucoup d'utilisations; néanmoins elle a été utilisée dans le cadre de la mesure du degré de polarisation pour une détection du flux rétrodiffusé (Morgan and Ridgway 2000). L'auteur a montré que la polarisation elliptique conserve sa polarisation jusqu'à une profondeur intermédiaire entre celles des polarisations linéaire et circulaire.

Nous sommes partis de ces constations pour mener notre étude afin d'étudier les possibilités, avantages et limitations, de la technique.

III.3 Principe et formulation de la méthode

Dans ce paragraphe, nous présentons une formulation qui nous permet d'exprimer les mesures d'intensités obtenues grâce à un banc expérimental au moyen des composantes du vecteur de Stokes. Le vecteur de Stokes $S=[I, Q, U, V]^T$ a déjà été introduit au chapitre I, rappelons cependant que ses quatre composantes sont l'intensité (I), la partie représentant la polarisation horizontale (Q), la partie représentant la polarisation à 45° (U) et la partie représentant la polarisation circulaire (V). Les résultats des simulations peuvent de cette manière être interprétés pour différentes configurations d'orientation axiale entre une lame quart-d'onde et un analyseur linéaire. Nous nous intéressons plus spécifiquement aux alignements qui permettent de mesurer les canaux de mesure co-polarisés et contre-polarisés pour les polarisations linéaire, elliptiques et circulaire.

III.3.1 Définition des canaux de mesure elliptiques

Nous voulons sonder différentes profondeurs d'un milieu biologique en utilisant la lumière polarisée. Le banc expérimental correspondant représenté dans la Figure III.1 peut être composé d'une source de lumière, et, par exemple, d'un polariseur et d'une lame quart-d'onde pour le coté illumination. C'est le choix de composants que nous avons adopté car le plus simple et le plus répandu, mais on peut également utiliser des lames à cristaux liquides pour générer le déphasage. Par souci de simplicité, dans tout ce qui suit, l'illumination s'effectue perpendiculairement à la surface, contrairement à ce qui est représenté sur le schéma de la Figure III.1. La détection s'effectue également perpendiculairement à la surface et comprend un doublet symétrique de lame-quart-d'onde et polariseur (ou lame à cristaux liquides).

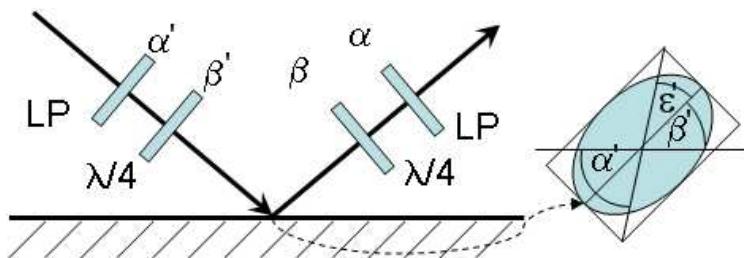


Figure III.1: Banc expérimental simulé qui montre les angles pour différentes configurations d'orientation axiale des éléments optiques pour la réalisation des canaux co-polarisés et contre-polarisés (ce qui permet une sensibilité à différentes ellipses de polarisation). L'illumination et la détection sont en pratique perpendiculaires à la surface.

Pour générer la lumière polarisée et pour la détecter, un alignement spécifique des éléments optiques est nécessaire. On appelle cet alignement spécifique un *canal de mesure*. Nous nous intéressons particulièrement aux configurations du polariseur et de la lame quart-d'onde du côté illumination ainsi que du côté détection qui produisent les canaux co-polarisés et contre-polarisés. Selon les angles des éléments optiques ($\alpha', \alpha, \beta', \beta$), différentes ellipses de polarisation peuvent être créées [Figure III.2 (a)]. Nous définissons l'angle de rotation d'un élément optique positif avec le sens trigonométrique en regardant le faisceau arrivant.

- Pour pouvoir détecter le canal en *co-polarisé*, la condition $\alpha'=-\alpha$ et $\beta'=\beta$ doit être remplie [Figure III.2 (b)].
- Pour la détection du canal *contre-polarisé*, l'angle de l'analyseur linéaire doit remplir la condition $\alpha=\alpha'$ et l'alignement axial des lames quart-d'onde reste inchangé $\beta'=\beta$.

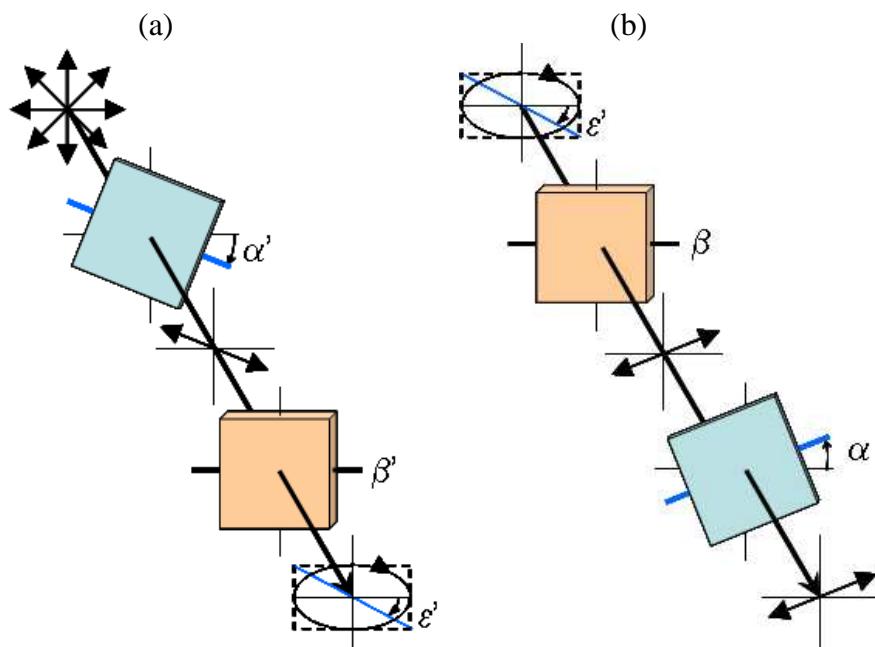


Figure III.2: (a) Génération de la polarisation elliptique avec l'ellipticité ϵ' en fonction de l'angle α' du polariseur linéaire et de l'angle β' de la lame quart d'onde. (b) détection de l'ellipticité ϵ' (canal co-elliptique) en fonction de l'angle β d'une lame quart-d'onde et de l'angle α d'un polariseur linéaire.

Quant à la génération de la polarisation linéaire, le polariseur et la lame quart-d'onde doivent être alignés à $\alpha'=\beta'=0^\circ$. Une polarisation linéaire à 45° demande un alignement de $\alpha'=\beta'=45^\circ$. Pour la génération de la polarisation circulaire droite, seul le polariseur est orienté à $\alpha'=-45^\circ$, la lame quart-d'onde est à $\beta'=0^\circ$. Une polarisation circulaire gauche est générée si le polariseur est aligné à $\alpha'=45^\circ$. Si le polariseur est aligné entre $0^\circ < \alpha' < 45^\circ$, différentes polarisations elliptiques droites peuvent être générées. Pour une polarisation elliptique gauche, le polariseur est aligné entre $0^\circ < \alpha' < -45^\circ$.

Nous résumons les configurations pour la génération des polarisations et de la détection de ces canaux co-polarisés et contre-polarisés pour les cas de figures auxquels nous nous intéressons particulièrement dans ce chapitre dans le Tableau III.1.

Polarisation d'illumination	α' (°)	β' (°)	Détection	α (°)	β (°)	Canal en polarisation
linéaire (horizontal)	0	0	linéaire (horizontal)	0	0	parallèle
linéaire (horizontal)	0	0	linéaire (vertical)	90	0	croisée
linéaire (45°)	45	45	linéaire (45°)	45	45	parallèle
linéaire (45°)	45	45	linéaire (-45°)	-45	-45	croisée
elliptique ($\epsilon=0.05\pi$)	9	0	elliptique ($\epsilon=0.05\pi$)	-9	0	parallèle
elliptique ($\epsilon=0.05\pi$)	9	0	elliptique ($\epsilon=-0.05\pi$)	9	0	croisée
elliptique ($\epsilon=0.1\pi$)	18	0	elliptique ($\epsilon=0.1\pi$)	-18	0	parallèle
elliptique ($\epsilon=0.1\pi$)	18	0	elliptique ($\epsilon=-0.1\pi$)	18	0	croisée
elliptique ($\epsilon=0.15\pi$)	27	0	elliptique ($\epsilon=0.15\pi$)	-27	0	parallèle
elliptique ($\epsilon=0.15\pi$)	27	0	elliptique ($\epsilon=-0.15\pi$)	27	0	croisée
circulaire (droite, $\epsilon=0.25\pi$)	45	0	circulaire (droite, $\epsilon=0.25\pi$)	-45	0	parallèle
circulaire (droite, $\epsilon=0.25\pi$)	45	0	circulaire (droite, $\epsilon=-0.25\pi$)	45	0	croisée

Tableau III.1: Exemple de différents canaux pour les polarisations linéaire, elliptique et circulaire. Les angles d'orientation du polariseur et de la lame quart-d'onde pour l'illumination sont α' et β' ; et pour la détection α et β . L'ellipticité de la polarisation est exprimée par ϵ .

III.3.2 Formulation de l'intensité rétrodiffusée

Les canaux co-polarisés et contre-polarisés doivent être exprimés à l'aide du vecteur de Stokes car c'est la quantité simulée par la méthode Monte Carlo. (Bickel and Bailey 1985) donnent un très bon condensé pour décrire différentes configurations d'un ensemble polariseur linéaire et lame quart-d'onde avec le vecteur de Stokes. Les éléments optiques se définissent mathématiquement sous la forme d'une matrice de Mueller, en fonction de l'angle de rotation de l'élément optique.

D'une manière générale, nous pouvons décrire un polariseur ou analyseur linéaire $P(a)$ par la matrice (III.1) et la lame quart-d'onde $L(b)$ par la matrice (III.2) :

$$[P(a)] = \begin{bmatrix} 1 & \cos(2a) & \sin(2a) & 0 \\ \cos(2a) & \cos^2(2a) & \cos(2a)\sin(2a) & 0 \\ \sin(2a) & \cos(2a)\sin(2a) & \cos^2(2a) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.1})$$

$$[L(b)] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2b) & \cos(2b)\sin(2b) & -\sin(2b) \\ 0 & \cos(2b)\sin(2b) & \cos^2(2b) & \cos(2b) \\ 0 & \sin(2b) & -\cos(2b) & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.2})$$

avec $a=[\alpha', \alpha]$ et $b=[\beta', \beta]$. Nous appelons α' et β' les angles du côté de l'illumination et α et β les angles du côté de la détection (Figure III.3).

A la sortie de la chaîne de détection, nous obtenons le vecteur de Stokes de sortie $S_{\text{out}}=[I_{\text{out}} \ Q_{\text{out}} \ U_{\text{out}} \ V_{\text{out}}]^T$. Ce dernier est lié au vecteur de Stokes rétrodiffusé à la surface du

milieu, noté $S_{in} = [I_{in} \ Q_{in} \ U_{in} \ V_{in}]^T$, puis transmis à travers les éléments optiques. Pour le cas d'une lame quart-d'onde et d'un polariseur linéaire, cela se traduit par la relation suivante:

$$S_{out} = [L(\beta)] \cdot [P(\alpha)] \cdot S_{in} \quad (\text{III.3})$$

Le vecteur de Stokes de sortie dépend ainsi des positions angulaires α et β des éléments optiques.

Expérimentalement, la quantité mesurable est l'intensité I_{out} du vecteur de Stokes de sortie S_{out} . Nous pouvons donc développer l'expression de l'intensité mesurée en fonction des angles de rotation α et β comme suit:

$$I(\alpha, \beta)_{out} = (I_{in} + \cos(2\beta)\cos[2(\alpha - \beta)]Q_{in} + \sin(2\beta)\cos[2(\alpha - \beta)]U_{in} + \sin[2(\alpha - \beta)]V_{in})/2 \quad (\text{III.4})$$

Cette relation nous permet d'exprimer les intensités détectées de tous les canaux co-polarisés et contre-polarisés possibles avec une lame quart-d'onde et un analyseur linéaire. Elle est indispensable pour toute interprétation des simulations au niveau du canal en polarisation co-elliptique et contre-elliptique. Dans le chapitre I (paragraphe I.5.1), le lien entre les composantes du vecteur de Stokes et la mesure d'intensité pour le canal en polarisation co-linéaire et contre-linéaire ainsi qu'en polarisation co-circulaire et contre-circulaire a été établi ; cette relation est ici généralisée aux polarisations elliptiques.

III.4 Mise en oeuvre de la méthode de sondage polarimétrique sur données synthétiques

Dans ce paragraphe, nous cherchons à évaluer les profondeurs de sondage possibles dans un milieu de propriétés optiques similaires à celles des tissus biologiques. Les tissus biologiques sont préférentiellement analysés avec une longueur d'onde de la fenêtre NIR (Near InfraRed) à cause de la faible valeur du coefficient d'absorption, spécifique à l'eau et à l'hémoglobine dans cette gamme du spectre. Cela permet donc une pénétration plus profonde de la lumière. Nous avons choisi une longueur d'onde de $\lambda=785\text{nm}$ appartenant à la fenêtre NIR. Les propriétés optiques typiques pour des tissus biologiques sont les suivantes (Tuchin 2002):

- coefficient d'absorption $\mu_a=(0.5-5\text{cm}^{-1})$,

- coefficient de diffusion $\mu_s=(0.2-400 \text{ cm}^{-1})$
- facteur d'anisotropie $g=(0.8 - 0.99)$.

Nous savons que la polarisation initiale est maintenue dans les tissus biologiques uniquement pour des profondeurs de l'ordre de quelques MFP (voir paragraphe III.2). Pour cette raison, le sondage polarimétrique est utile surtout pour des applications superficielles, à l'échelle mésoscopique. Le diagnostic *in vivo* des cancers superficiels, comme le cancer de la peau, de l'utérus, de l'œsophage et d'autres semblent être une application possible pour cette technique de sondage. Suite à ces réflexions, nous nous intéressons spécifiquement aux propriétés optiques qui sont typiques pour la peau : $\mu_s=(10 - 50 \text{ cm}^{-1})$ et $\mu_a=(0.5 - 5 \text{ cm}^{-1})$ (Tseng et al. 2009). Pour simplifier le cas à étudier, nous considérons un milieu homogène, semi-infini.

Dans cette étude, qui vise à simuler une mesure expérimentale *in vivo* effectuée en surface, seule la mesure des photons rétrodiffusés est possible. La question est donc de connaître l'origine du signal mesuré et donc de connaître la profondeur accessible par les différentes polarisations d'illumination. Grâce aux simulations de Monte Carlo nous avons accès à cette information. Notre objectif est donc de relier l'intensité mesurée en surface à la profondeur d'interrogation accessible en fonction des polarisations et des propriétés optiques du milieu. Pour pouvoir relier les deux quantités, nous définissons dans la suite des descripteurs de la courbe d'intensité mesurée en rétrodiffusion et de la courbe représentant la profondeur moyenne parcourue.

III.4.1 Définition et calcul de la profondeur sondée

La méthode Monte Carlo permet de suivre le trajet de chaque photon individuellement. Cependant, compte-tenu du nombre de photons nécessaire pour obtenir une statistique suffisante, nos capacités de stockage informatique ne permettent pas la sauvegarde de toutes les positions individuelles. Il est donc nécessaire de recourir à un indicateur statistique sur la position de l'ensemble des photons. Stockford et Morgan (Stockford et al. 2002) ont fait le choix de sauvegarder l'histogramme de la profondeur maximale atteinte par les photons rétrodiffusés. Il permet de montrer jusqu'à quelle profondeur les photons peuvent sonder le milieu, mais n'est pas représentatif directement du milieu sondé par les photons rétrodiffusés.

La profondeur maximale obtenue par Stockford et Morgan se calcule pour chaque photon i rétrodiffusé avec le vecteur de Stokes final S_i du même photon. Ce vecteur de Stokes final est

comptabilisé sur un histogramme à la profondeur maximal $z_{i \max}$ relevé par le trajet effectué par le photon i [Figure III.4 (a)].

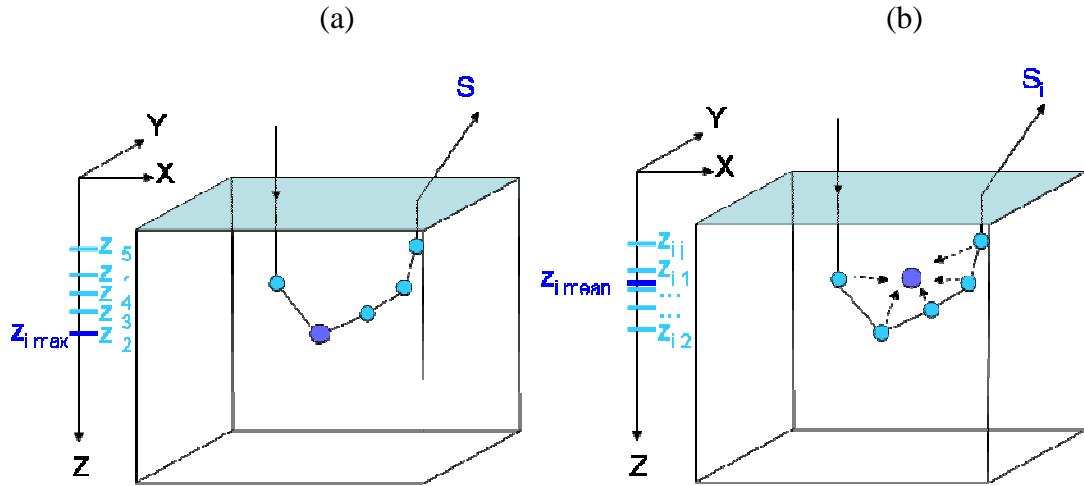


Figure III.4: Schémas du calcul de la profondeur maximale sondée (a) et de la profondeur moyenne sondée (b) par le photon i rétrodiffusé. Le vecteur de Stokes final S_i est comptabilisé sur un histogramme à la profondeur relevée par la méthode respective.

Nous avons cependant fait le choix de sauvegarder la profondeur moyenne de pénétration pour chaque photon rétrodiffusé, car nous l'estimons davantage représentative de la profondeur effectivement sondée par la majorité des photons rétrodiffusés (Tseng et al. 2009). Cette profondeur moyenne sondée par les photons rétrodiffusés se calcule pour chaque photon i avec le vecteur de Stokes final S_i du même photon [Figure III.4 (b)]. Ce vecteur de Stokes final est comptabilisé sur un histogramme à la profondeur moyenne $z_{i \text{ mean}}$. Cette profondeur moyenne est calculée en considérant l'ensemble les profondeurs z_{ij} des événements de diffusion j du photon i .

III.4.2 Description des simulations

La géométrie du milieu étudié est considérée semi-infinie avec les limitations réelles spécifiées dans le Chapitre II.4.3. La source d'illumination est infiniment petite et perpendiculaire à la surface. La détection s'effectue en surface, elle s'effectue dans une région d'intérêt (matrice de détection avec 100x100 pixels) spécifiée à l'avance. Les photons ayant dépassés cette fenêtre sont sauvegardés dans un pixel de débordement (« overflow ») pour garantir un bilan d'énergie correct. Le nombre des photons est égal à 10^8 photons pour chaque simulation. La surface de comptage des photons rétrodiffusés est égale à 400 x 400 pixels. Les données volumiques sont sauvegardées dans une matrice de dimensions 100x100x100 pixels. La taille d'un pixel en direction x et y a été adaptée selon le milieu étudié. Un milieu ayant un facteur d'anisotropie g élevé va permettre une propagation plus profonde que le même milieu

ayant un g plus faible. Ces dimensions ont été définies à la fois pour garantir une bonne résolution et pour pouvoir représenter l'étendue de la distribution des photons dans le volume.

Les simulations effectuées sont :

		Simulations		
Variation de :		μ_a (cm^{-1})	μ_s (cm^{-1})	g
μ_a	5	50	0.8	
	2.5	50	0.8	
	1	50	0.8	
	0.5	50	0.8	
	0.5	10	0.8	
	0.5	100	0.8	
	0.5	200	0.8	
	0.5	50	0.1	
	0.5	50	0.2	
	0.5	50	0.4	
μ_s	0.5	50	0.5	
	0.5	50	0.6	
	0.5	50	0.7	
	0.5	50	0.85	
	0.5	50	0.9	
	0.5	50	0.93	
	0.5	50	0.93	
	0.5	50	0.93	
	0.5	50	0.93	
	0.5	50	0.93	
g	0.5	50	0.1	
	0.5	50	0.2	
	0.5	50	0.4	
	0.5	50	0.5	
	0.5	50	0.6	
	0.5	50	0.7	
	0.5	50	0.85	
	0.5	50	0.9	
	0.5	50	0.93	
	0.5	50	0.93	

Tableau III.2: Ensemble des simulations du Chapitre III.

Le temps de calcul pour les simulations a été de quelques heures à quelques jours en fonction des propriétés optiques. Sachant qu'un coefficient d'absorption faible, également un coefficient de diffusion fort et un facteur d'anisotropie fort vont augmenter le temps de calcul. Les processeurs pour effectuer les calculs étaient un serveur de calcul quadri Itanium dual core 1,6 GHz 256 Go de RAM (Altix 450, SGI) et un serveur de calcul 4 x 12 core AMD Magny-Cours 6176 à 2,30 GHz 2,3 GHz 320 Go (Opto48).

III.4.3 Evolution de la profondeur sondée en fonction des propriétés optiques

En examinant l'évolution des courbes en fonction des propriétés optiques, nous constatons une modification de la position du maximum des courbes ainsi que des pentes après le maximum. Nous montrons dans la suite l'évolution de la profondeur moyenne sondée (notée MVD, pour Mean Visitation Depth) par les photons rétrodiffusés pour les polarisations maintenues suivantes : linéaire (bleu foncé), elliptique ($\varepsilon=0.05\pi$) (bleu clair), elliptique

$(\epsilon=0.1\pi)$ (turquoise), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$) (vert), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) (orange) et la lumière dépolarisée (rouge foncé). L'échelle des abscisses est en centimètres.

- influence du coefficient de diffusion μ_s

Figure III.5 montre l'influence de la modification du coefficient de diffusion μ_s : pour la courbe (a) $\mu_s=10\text{cm}^{-1}$, pour (b) $\mu_s=50\text{cm}^{-1}$, pour (c) $\mu_s=100\text{cm}^{-1}$ et pour (d) $\mu_s=200\text{cm}^{-1}$. La courbe (a) est représentée sur une échelle dix fois plus grande pour pouvoir visualiser tous les maxima des courbes. La profondeur moyenne sondée diminue lorsque le coefficient de diffusion croît. Ce comportement s'explique par le nombre croissant de particules de diffusion lorsque μ_s croît dans le milieu. La probabilité de diffusion augmente pour le photon, c'est pourquoi un photon détecté en rétrodiffusion a subi un nombre d'événements de diffusion plus important. La polarisation initiale se perd plus rapidement. Les positions des maxima de courbes sont pour cette raison déplacées vers les faibles profondeurs et les pentes après les maxima sont plus raides.

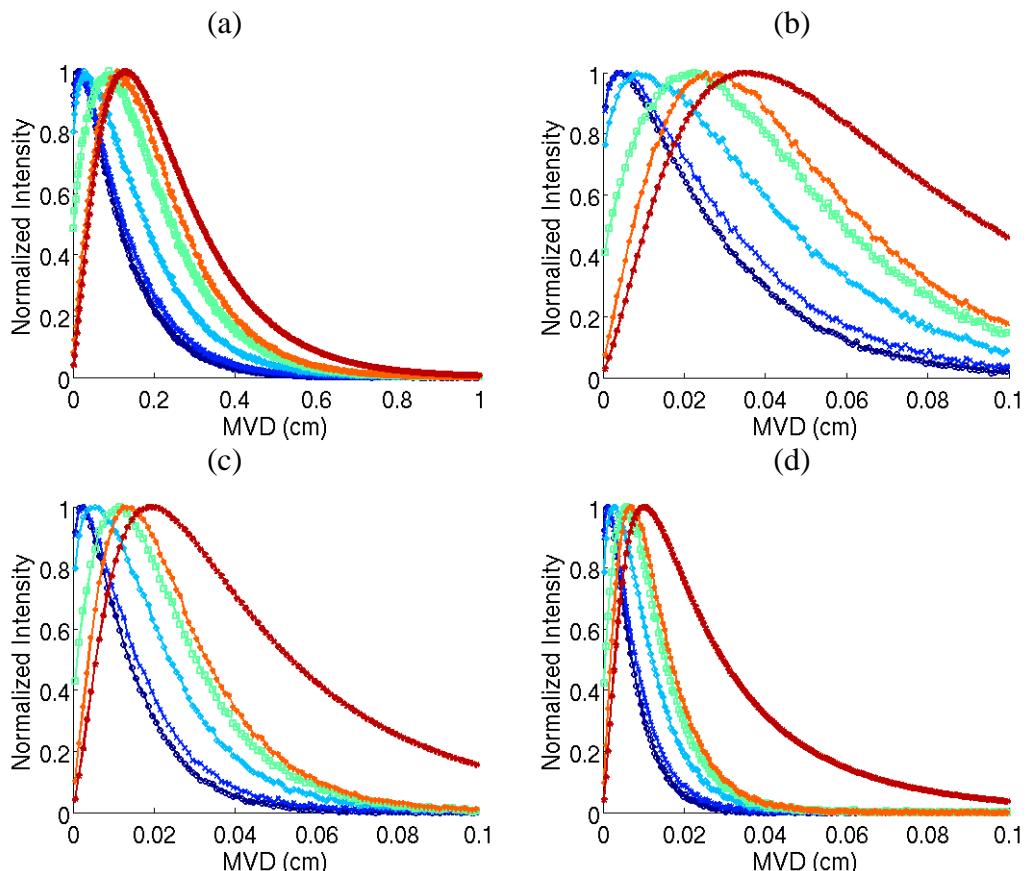
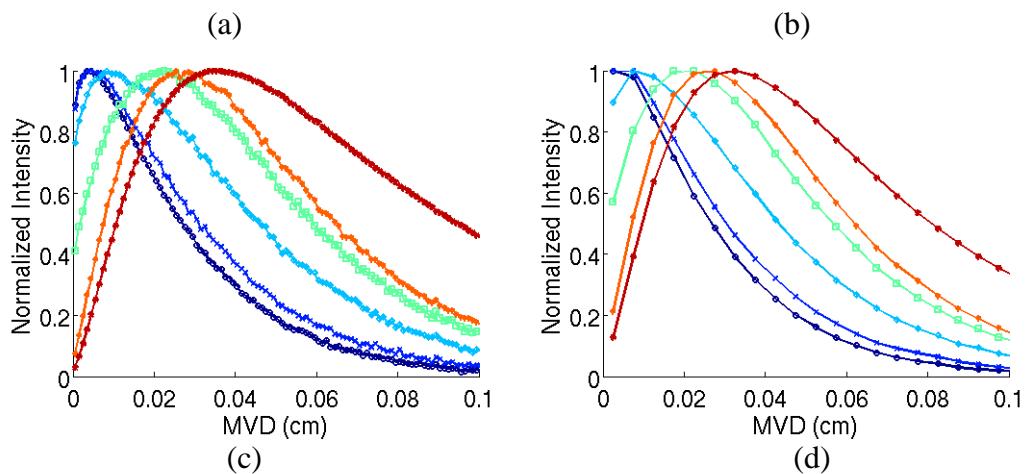


Figure III.5: Evolution de la profondeur sondé moyenne (MVD) en fonction des propriétés optiques : (a) $\mu_s=10\text{ cm}^{-1}$, (b) $\mu_s=50\text{ cm}^{-1}$, (c) $\mu_s=100\text{ cm}^{-1}$ et (d) $\mu_s=200\text{ cm}^{-1}$. Pour toutes les courbes $g=0.8$ et $\mu_a=0.5\text{ cm}^{-1}$ restent constants.

- influence du coefficient d'absorption μ_a

La Figure III.6 montre l'influence de la modification du coefficient d'absorption μ_a : pour (a) $\mu_s=0.5\text{cm}^{-1}$, pour (b) $\mu_a=1\text{cm}^{-1}$, pour (c) $\mu_a=2.5\text{cm}^{-1}$ et pour (d) $\mu_a=5\text{cm}^{-1}$. Les courbes (c) et (d) de la Figure III.6 sont représentées sur une échelle plus petite pour mieux visualiser les maxima des courbes.

En ce qui concerne l'influence de la modification du coefficient d'absorption μ_a sur les différentes courbes, nous constatons qu'elle n'est pas du même ordre que dans le cas de μ_s . En effet, l'absorption est prise en compte dans le code de calcul par la loi de Beer-Lambert : $I=I_0 \exp[-\mu_a(\lambda)x]$, où I est l'intensité finale, I_0 est l'intensité initiale, μ_a le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde λ et x la longueur totale du trajet du photon dans le milieu. Une croissance de μ_a augmente la probabilité d'absorption des photons, et d'autant plus celle des photons ayant un trajet total long dans le milieu. Les photons ayant perdu leur polarisation initiale (photons dépolarisés) ont le trajet le plus long dans le milieu et sont ainsi plus sensibles à un changement de μ_a . La Figure III.6 montre clairement cette influence, bien que les courbes soient normalisées par leur maximum. La courbe relative aux photons dépolarisés ressemble fortement aux courbes relatives aux photons polarisés quand l'absorption augmente. Son intensité est réduite à cause de l'absorption. Les courbes avec une polarisation maintenues sont également modifiées, mais surtout dans la zone relative aux profondeurs sondées les plus grandes (donc aux trajets les plus longs).



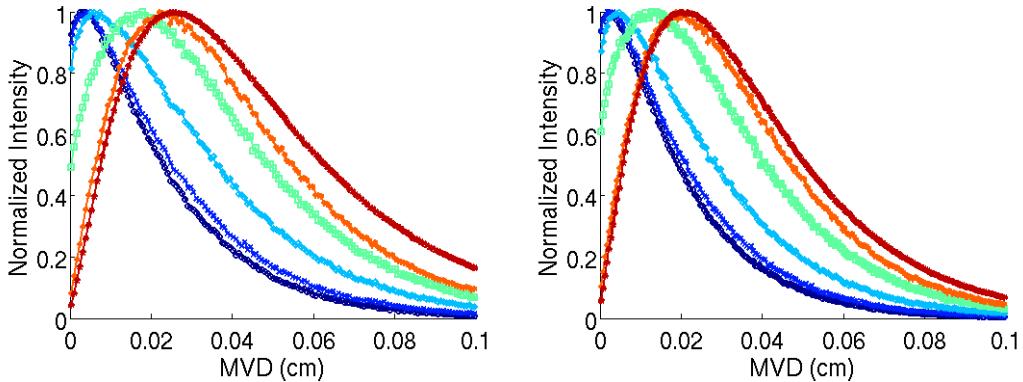
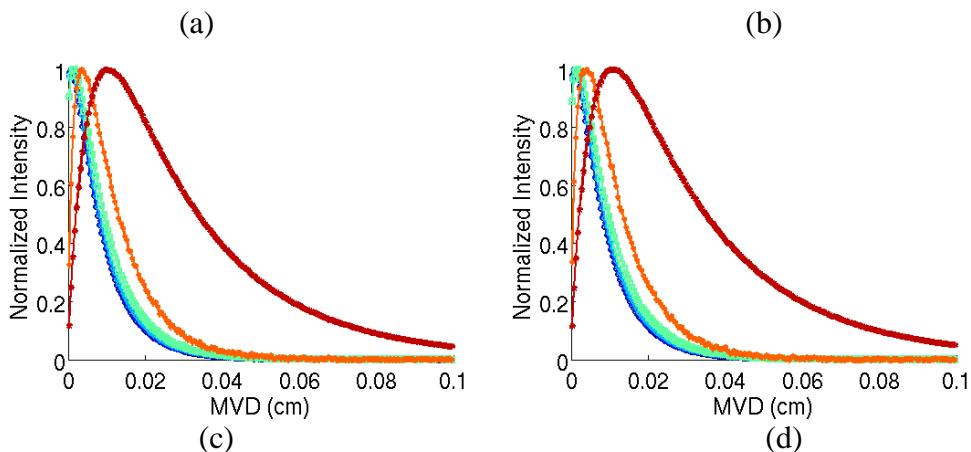


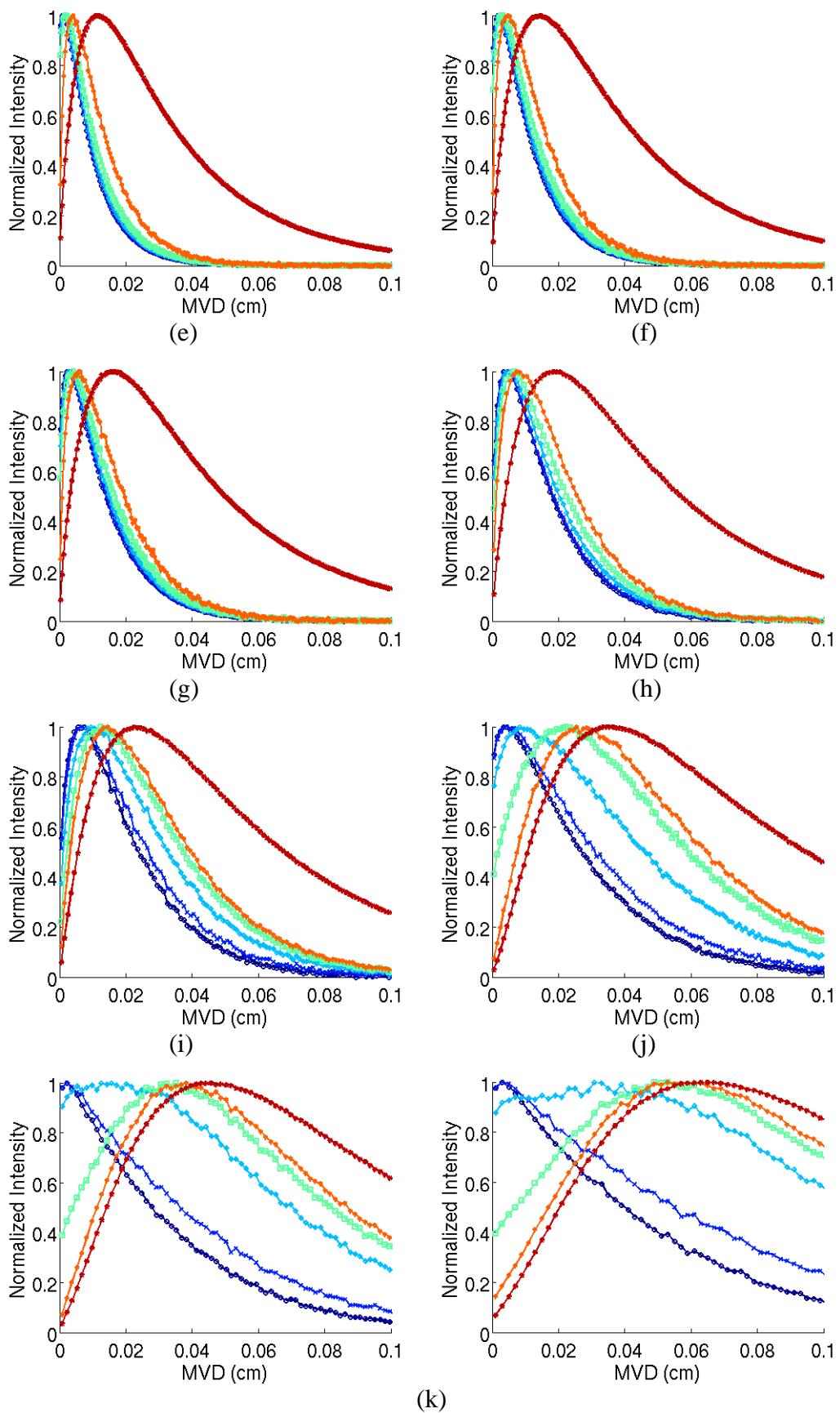
Figure III.6: Evolution de la profondeur sondé moyenne (MVD) en fonction des propriétés optiques : (a) $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$, (b) $\mu_a=1 \text{ cm}^{-1}$, (c) $\mu_a=2.5 \text{ cm}^{-1}$ et (d) $\mu_a=5 \text{ cm}^{-1}$. Pour toutes les courbes $g=0.8$ et $\mu_s=50 \text{ cm}^{-1}$ restent constant.

- influence du facteur d'anisotropie g

La Figure III.7 montre l'influence du facteur d'anisotropie g , pour (a) $g=0.05$, (b) $g=0.1$, (c) $g=0.2$, (d) $g=0.4$, (e) $g=0.5$, (f) $g=0.6$, (g) $g=0.7$, (h) $g=0.8$, (i) $g=0.85$, (j) $g=0.9$ et (k) $g=0.93$.

Pour une variation de g , une variation de la position du maximum et de la pente après le maximum des courbes est observable. Une augmentation de g déplace le maximum des pentes à une position plus profonde et la décroissance des courbes est moins forte. Ce phénomène s'explique physiquement par la direction des photons qui est plus anisotrope. La probabilité de sonder des profondeurs plus profondes augmente donc avec un g croissant. Pour des valeurs faibles de g , les maxima des différentes polarisations sont très proches, ce qui ne permet pas de faire des distinctions entre les polarisations. Cette limitation est surmontée quand g atteint des valeurs de $g=0.7$ et supérieures, ce qui est majoritairement le cas pour les tissus biologiques.





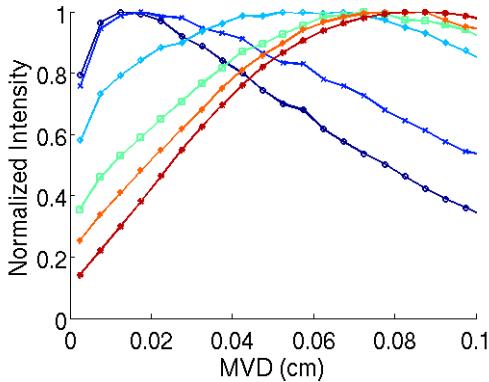


Figure III.7: Evolution de la profondeur sondée moyenne (MVD) en fonction des propriétés optiques : (a) $g=0.05$, (b) $g=0.1$, (c) $g=0.2$, (d) $g=0.4$, (e) $g=0.5$, (f) $g=0.6$, (g) $g=0.7$, (h) $g=0.8$, (i) $g=0.85$, (j) $g=0.9$ et (k) $g=0.93$. Pour toutes les courbes $\mu_s=50 \text{ cm}^{-1}$ et $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$ restent constantes.

- Evolution du MVD en fonction des propriétés optiques : récapitulatif

Le Tableau III.3 résume l'influence d'une variation du coefficient de diffusion, du coefficient d'absorption et du facteur d'anisotropie sur la profondeur sondée moyenne par les photons rétrodiffusés.

Propriété optique	Variation de la propriété optique	Variation de la profondeur sondée
Coefficient de diffusion μ_s	croissante	en baisse
Coefficient d'absorption μ_a	croissante	en baisse
Facteur d'anisotropie g	croissante	croissante

Tableau III.3: Résumé de l'influence d'une variation des propriétés optiques sur la profondeur sondée moyenne.

III.4.4 Choix des descripteurs

Pour aller plus loin dans l'analyse de ces histogrammes, nous introduisons ici un descripteur (ou signature), noté Z_c , permettant de suivre de manière synthétique ces évolutions. En parallèle, nous cherchons à corrélérer ces variations en profondeur avec les variations visibles et mesurables en surface. L'évolution globale de l'intensité rétrodiffusée est également suivie à travers l'évolution d'un descripteur, noté R_c , défini ci-après.

- Descripteur de la mesure rétrodiffusée

Nous avons fait le choix d'utiliser le descripteur défini par (Liu et al. 2005) dans le cadre restrictif d'une étude de la profondeur de pénétration de la lumière polarisée linéairement. L'intensité rétrodiffusée se définit par le nombre de photons détectés dans chaque pixel surfacique. Un masque est alors créé, attribuant les pixels de surface à des anneaux concentriques autour de la position de la source. La totalité de l'intensité des pixels de chacun des anneaux est sommée afin d'obtenir un profil d'intensité radial surfacique. L'intensité rétrodiffusée $I_0(r, \phi)$ peut donc être décrite en fonction de la distance radiale r à la

source et de l'angle ϕ vers l'axe x de l'image montrant l'intensité rétrodiffusée. Une normalisation qui se fait par division de l'intensité rétrodiffusée par le nombre de tous les photons rétrodiffusés et par la surface des pixels présents dans un anneau permet de formuler la probabilité d'émergence $P(R)$ d'un photon au rayon R :

$$P(R) = \int_{r=0}^R \int_{\phi=0}^{2\pi} r I_o(r, \phi) dr d\phi \quad (\text{III.5})$$

La Figure III.8 (a) montre l'évolution de la probabilité d'émergence des photons en fonction de la polarisation maintenue et du rayon d'émergence. Le code couleur utilisé est le suivant:

- La polarisation linéaire est représentée en bleu foncé,
- la polarisation elliptique d'ellipticité $\epsilon=0.05\pi$ est en bleu clair,
- la polarisation elliptique d'ellipticité $\epsilon=0.1\pi$ est en turquoise,
- la polarisation elliptique d'ellipticité $\epsilon=0.15\pi$ est en vert clair,
- la polarisation circulaire ayant une ellipticité $\epsilon=0.25\pi$ est en orange,
- les photons qui ont perdu leur polarisation initiale sont en rouge foncé.

La probabilité qu'un photon émerge à un rayon donné dépend fortement de sa polarisation initiale. La polarisation linéaire est maintenue pour une faible longueur de trajet du photon, c'est pourquoi nous trouvons une intensité dominante à faibles distances de la source. Pour les polarisations elliptiques, la polarisation initiale est maintenue pour un trajet plus long, ce qui permet aux photons polarisés elliptiquement d'émerger avec un niveau de polarisation maintenu plus élevé que la polarisation linéaire. Pour la polarisation circulaire, un retournement de l'hélicité de polarisation se produit lors des premiers événements de diffusion du trajet. Ce retournement de la polarisation produit ensuite une baisse de probabilité pour une faible distance d'émergence des photons. Après un nombre d'événements de diffusion suffisant, la polarisation initiale est restaurée à nouveau, mais décroît également avec le nombre croissant d'événements de diffusion. Après un très grand nombre d'événements de diffusion, la polarisation est complètement aléatoire. Les photons ont fait le trajet le plus long dans le tissu et sont par conséquent détectés à la surface aux distances radiales les plus éloignées de la source. Pour les courts trajets de propagation, la polarisation initiale est encore maintenue et donc la probabilité de photons dépolarisés émergents est relativement faible pour des distances radiales courtes.

- Descripteur de la profondeur moyenne sondée

Les simulations nous permettent d'obtenir un histogramme des profondeurs moyennes parcourues par les photons rétrodiffusés [Figure III.8 (b)]. Pour chaque photon rétrodiffusé, son vecteur de Stokes de sortie est sauvegardé sur un histogramme à la position qui correspond à la profondeur moyenne de pénétration du photon. Grâce à la sauvegarde du vecteur de Stokes, la profondeur moyenne pour les différentes polarisations maintenues peut être calculée.

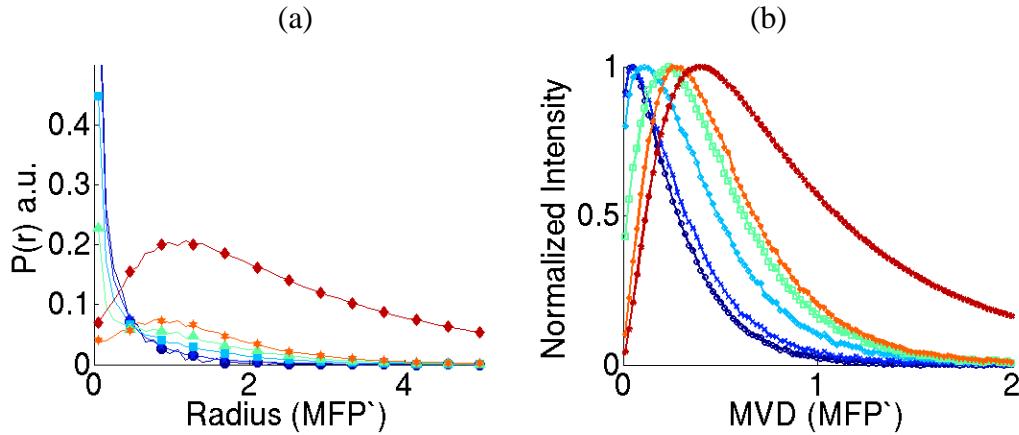


Figure III.8: (a) Exemple de l'intensité rétrodiffusée radiale. (b) Exemple de la profondeur moyenne visitée (mean visitation depth MVD). L'échelle est celle du libre transport moyen réduit ($MFP'=[\mu_a + (1-g)\mu_s]^{-1}$). Les polarisations représentées sont: linéaire ($\epsilon=0$), elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) et dépolarisé. L'ellipticité est exprimé avec ϵ . Le milieu exemplaire a les paramètres optiques suivants : $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_s=100 \text{ cm}^{-1}$ et $g=0.8$.

Parmi la multitude de descripteurs possibles, nous retiendrons le plus sensible à la polarisation de la lumière, autrement dit celui qui permettra de mettre en évidence le maximum de différence entre les différentes polarisations. Au regard des courbes d'évolution de l'intensité surfacique et de la profondeur moyenne, nous avons examiné différents descripteurs dans l'objectif de trouver le meilleur compte tenu des différentes propriétés optiques examinées. Les descripteurs suivants ont été examinés :

- i) La position à 90% de l'aire sous la courbe
- ii) La position à 10% du maximum d'intensité
- iii) La position à 50% du maximum d'intensité
- iv) La position du maximum de la courbe
- v) Le moment d'ordre 1 de la courbe
- vi) Le moment d'ordre 2 de la courbe
- vii) L'aire sous la courbe jusqu'à son maximum
- viii) L'aire sous la courbe après son maximum

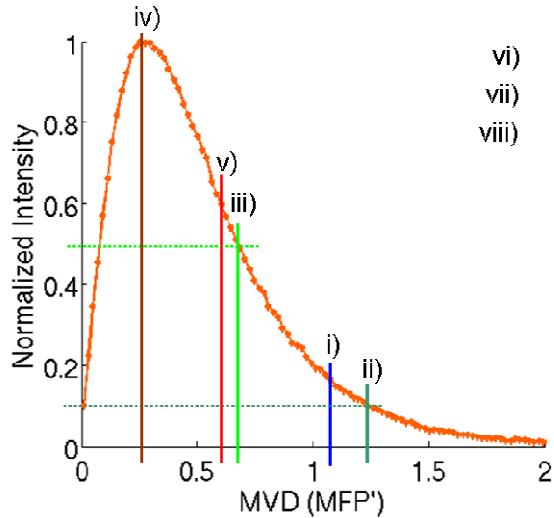


Figure III.9: Schéma des descripteurs examinés : i) la position à 90% de l'aire sous la courbe, ii) la position à 10% du maximum de l'intensité, iii) la position à 50% du maximum de l'intensité iv) la position du maximum de la courbe, v) la position du premier moment de la courbe. Les valeurs suivantes ne peuvent pas être représentées sur une échelle en MFP' : vi) le deuxième moment de la courbe, vii) l'aire sous la courbe jusqu'à son maximum, viii) l'aire sous la courbe après son maximum.

Dans la suite, nous présentons une comparaison de tous les descripteurs précédemment mentionnés pour finalement choisir le meilleur descripteur de la profondeur moyenne sondée.

Le choix d'un descripteur plutôt qu'un autre réside dans sa capacité à être sélectif et stable vis-à-vis de variations des propriétés optiques. Un descripteur doté d'une bonne sélectivité permet d'obtenir une valeur précise de la polarisation. Il permet de distinguer sans erreur possible les diverses polarisations. Une bonne stabilité du descripteur lorsque les propriétés optiques varient est également recherchée. A titre d'exemple de notre sélection des « bons descripteurs » nous montrons dans la Figure III.10 uniquement la comparaison des descripteurs de la profondeur moyenne sondée Z_c en fonction du coefficient de diffusion μ_s . La Figure III.10 (a), (b), (c) et (e) montre une sélectivité explicite entre les polarisations, ce qui permet de classer les descripteurs correspondants [i), ii), iii) et v)] comme des « bons descripteurs ». Les autres descripteurs sont éliminés par manque de sélectivité, ce qui se manifeste par une ambiguïté pour une profondeur spécifique ou bien par la confusion de l'ordre de la profondeur sondée des différentes polarisations en fonction du coefficient de diffusion μ_s . Pour trouver le meilleur descripteur, nous comparons les « bons descripteurs » et choisissons celui avec l'écart maximal entre les polarisations, ce qui garantit la meilleure sélectivité.

(a)

(b)

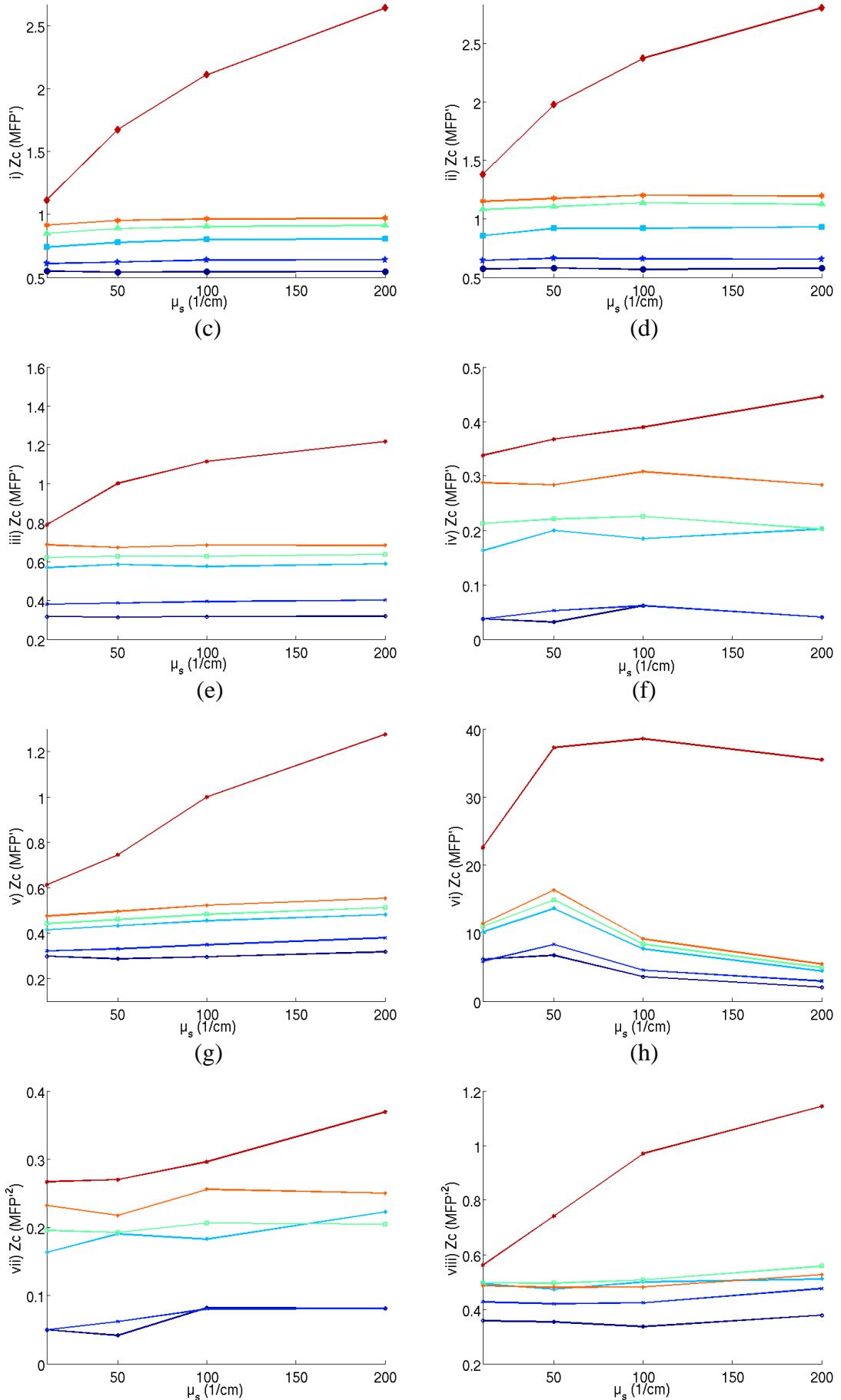


Figure III.10: Etude de différents descripteurs en fonction d'une variation du coefficient de diffusion μ_s .
 Les descripteurs étudiés sont : (a) i) la position à 90% de l'aire sous courbe, (b) ii) la position à 10% du maximum de l'intensité, (c) iii) la position à 50% du maximum de l'intensité, (d) iv) la position du maximum de la courbe, (e) v) la position du premier moment de la courbe, (f) vi) le deuxième moment de la courbe, (g) vii) l'aire sous la courbe jusqu'à son maximum, (g) viii) l'aire sous la courbe après son maximum.). Les polarisations représentées sont: linéaire ($\epsilon=0$), elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) et dépolarisé. L'ellipticité est exprimée avec ϵ . Le milieu étudié a les paramètres optiques constants suivants : $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$ et $g=0.8$.

Le meilleur descripteur retenu pour la profondeur moyenne est le descripteur ii), car il est le plus stable parmi tous les descripteurs pour une variation des propriétés optiques. Le descripteur ii) est appliqué sur les courbes qui ont été normalisées par leur maximum d'intensité. Cela ne change pas les valeurs trouvées pour la profondeur moyenne sondée des différentes polarisations. Cependant, il permet de visualiser plus clairement la différence entre les profondeurs sondées par les polarisations. Un des problèmes rencontrés est de choisir entre une bonne résolution (discrétisation fine) des courbes et une traçabilité profonde des photons. Pour les photons polarisés, la pénétration n'étant pas très profonde, on peut donc pencher pour une haute résolution. Par contre, pour les photons multiples diffusés, une discrétisation moins fine est obligatoire pour pouvoir utiliser les indicateurs à 90% de l'aire sous la courbe.

Pour l'intensité rétrodiffusée le descripteur i) a été retenu comme descripteur. Pour le descripteur i), l'aire sur laquelle s'effectue la mesure de l'intensité surfacique doit être suffisamment grande pour que l'intensité sur son contour soit nulle, sinon une estimation de la position radiale à 90% n'est pas possible.

Remarque : Choix de l'échelle

Différentes échelles peuvent être choisies pour la représentation du rayon et de la profondeur moyenne sondée. Nous nous sommes donc intéressés à la question suivante: une échelle présente-t-elle des avantages par rapport à une autre pour la représentation des données? Une échelle en micromètres a l'avantage de donner une représentation « vraie », plus parlante, de la position radiale et de la profondeur moyenne des photons rétrodiffusés. Par contre, les courbes obtenues étaient très dépendantes des propriétés optiques. L'échelle en « libre parcours moyen » [$MFP=1/(\mu_a+\mu_s)$] prend en compte le coefficient d'absorption et de diffusion, ce qui est un avantage pour la stabilité des descripteurs Z_c et R_c quand μ_a et μ_s varient. Une échelle en « libre parcours moyen de transport » (transport mean free path [$MFP'=1/(\mu_a + \mu_s*(1-g))$]) prend en compte tous les paramètres optiques étudiés, ce qui est un avantage quand ces paramètres varient. La Figure III.11 présente un exemple de résultats

obtenus avec (a) l'échelle MFP et (b) avec l'échelle MFP'. On peut constater que l'échelle MFP' est bien l'échelle la plus stable.

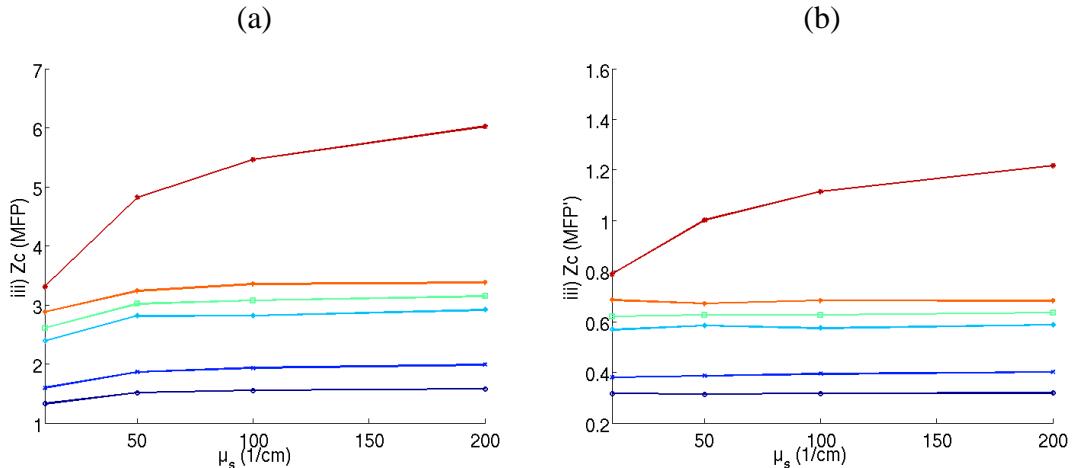


Figure III.11: Comparaison de l'échelle MFP et MFP' pour le descripteur iii) de la profondeur moyenne sondée Z_c en fonction du coefficient de diffusion μ_s .

Dans la suite, nous allons examiner les résultats obtenus avec les deux descripteurs choisis pour une variation du facteur d'anisotropie, du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion. Ceci nous a amené à rassembler l'ensemble des résultats dans un unique graphe permettant de mettre en évidence une relation linéaire entre le descripteur surfacique et le descripteur de profondeur.

III.4.5 Evolution de la profondeur sondée en fonction des propriétés optiques

III.4.5.1 Variation du facteur d'anisotropie

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de la variation du facteur d'anisotropie sur les descripteurs de l'intensité surfacique ainsi que sur les descripteurs de la profondeur moyenne sondée. Pour beaucoup de tissus biologiques, le facteur d'anisotropie varie entre $g=0.6$ et $g=0.9$, et peut même atteindre $g=0.995$ pour le sang (Tuchin 1997). Nous avons choisi d'examiner un facteur d'anisotropie compris entre $g=0.05$ et 0.93 , ce qui dépasse les propriétés optiques des milieux biologiques, mais permet d'évaluer l'application de nos descripteurs au-delà de leur application usuelle dans le but de mettre en évidence ses limitations. Le paramètre de taille correspondant est : $ka = (0.53-7.55)$ ce qui couvre donc le régime de diffusion Mie ainsi que celui de Rayleigh. Le coefficient d'absorption est maintenu à $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$ et le coefficient de diffusion est égal à $\mu_s=50\text{cm}^{-1}$.

La Figure III.12 (a) et (b) représente les évolutions des descripteurs i) pour l'intensité surfacique et ii) pour la profondeur moyenne en fonction du facteur d'anisotropie g . Les différentes polarisations sont représentées dans le code couleur suivant : bleu foncé

(polarisation linéaire horizontale), bleu clair (polarisation elliptique [$\epsilon=0.05\pi$]), turquoise (polarisation elliptique [$\epsilon=0.1\pi$]), vert (polarisation elliptique [$\epsilon=0.15\pi$]), orange (polarisation circulaire [$\epsilon=0.25\pi$]) et rouge foncé (dépolarisé). Les comportements des deux descripteurs i) et ii) sont très similaires, c'est pourquoi nous donnons une interprétation commune dans la suite de l'étude. Pour une variation croissante du facteur d'anisotropie, nous nous attendons à une position d'émergence radiale croissante ainsi qu'à une profondeur de pénétration plus grande.

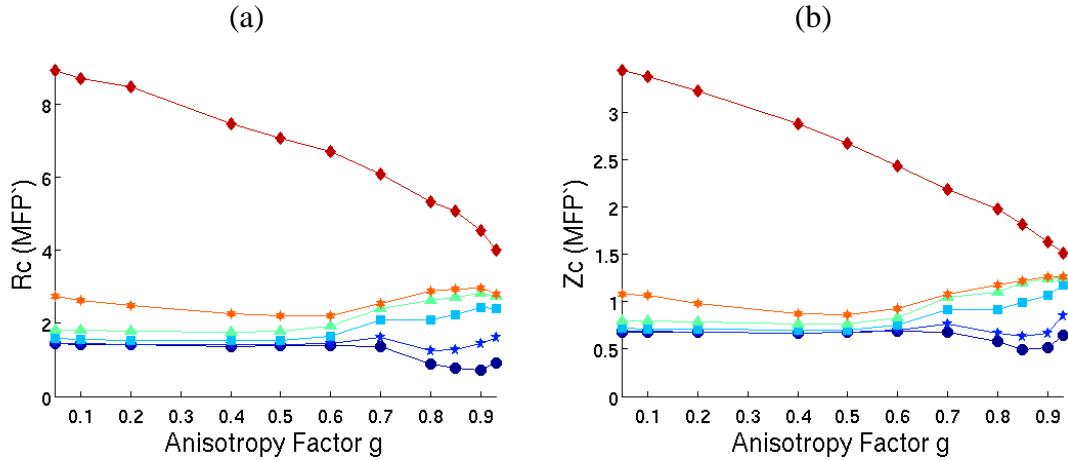


Figure III.12: Comportement du descripteur (a) radial à 90% de la surface et (b) de la profondeur moyenne à 10% du maximum pour une variation du facteur d'anisotropie g. Les polarisations représentées sont: linéaire ($\epsilon=0$), elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) et dépolarisé. L'ellipticité est exprimée avec ϵ .

Sur la Figure III.12 nous constatons que, pour les photons ayant perdu leur polarisation initiale, les courbes décroissent pour un facteur d'anisotropie croissant. Cette évolution peut être trompeuse, car elle est due à l'échelle en MFP'. Cette échelle prend en compte g, ce qui influence fortement la position du descripteur représentée. Sur une échelle en μm l'évolution serait inverse. Nous constatons un changement de comportement pour les courbes ayant maintenu leur polarisation initiale. Ce changement doit être lié au passage du régime de Mie au régime de Rayleigh. Pour les photons dépolarisés, une forte dépendance de g existe tout au long de la gamme de variation. Cependant, les photons ayant maintenu leur polarisation montrent une dépendance plus faible pour la partie du régime de Mie. Dans la partie du régime de Rayleigh, seule la polarisation circulaire garde une faible dépendance de g tandis que les autres polarisations sont quasi indépendantes de g. Concernant la sensibilité, il faut reconnaître qu'il semble difficile de distinguer les descripteurs R_c et Z_c dans le milieu de Rayleigh, surtout pour les polarisations linéaires et elliptiques. Le milieu de Mie est en l'occurrence plus favorable à une distinction entre les polarisations. Les descripteurs pour la

lumière dépolarisée semblent ne pas être influencés par un changement de régime et se distinguent largement des descripteurs de la lumière polarisée.

III.4.5.2 Variation du coefficient d'absorption

Ici, nous cherchons à savoir comment une variation du coefficient d'absorption influence les descripteurs de l'intensité surfacique et de la profondeur moyenne sondée. La gamme de variation choisie est de $\mu_a=0.5 - 5 \text{ cm}^{-1}$ ce qui correspond aux coefficients d'absorption trouvés dans la peau humaine (Tseng et al. 2009). Le facteur d'anisotropie g est maintenu à 0.8 et le coefficient de diffusion est égal à $\mu_s=50\text{cm}^{-1}$. La Figure III.13 (a) et (b) représente les évolutions des descripteurs i) et ii) pour l'intensité surfacique et la profondeur moyenne. Les évolutions des deux courbes sont très similaires, c'est pourquoi nous allons donner une interprétation commune dans la suite. Les photons dépolarisés montrent une forte dépendance du coefficient d'absorption tandis que les photons ayant gardé leur polarisation initiale montrent une dépendance négligeable dans l'échelle MFP'.

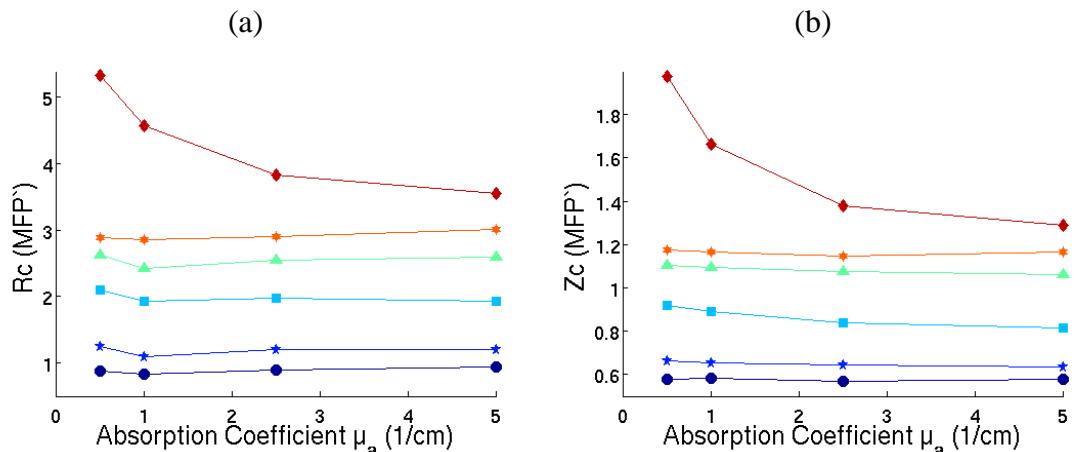


Figure III.13: Comportement du descripteur (a) radial à 90% de la surface et (b) de la profondeur moyenne à 10% du maximum pour une variation du coefficient d'absorption. Les polarisations représentées sont : linéaire ($\epsilon=0$), elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) et dépolarisé. L'ellipticité est exprimée avec ϵ .

III.4.5.3 Variation du coefficient de diffusion

La dernière modification des propriétés optiques se fait sur le coefficient de diffusion. La gamme de variation choisie pour μ_s va de 10 à 200 cm^{-1} ce qui inclut les coefficients de diffusion trouvés pour la peau humaine (Tseng et al. 2009). Le facteur d'anisotropie g est maintenu à 0.8 et le coefficient d'absorption μ_a est égal à 0.5 cm^{-1} . La Figure III.14 (a) et (b) représente les évolutions des descripteurs i) et ii) pour l'intensité surfacique et la profondeur moyenne. Les comportements des deux cas sont très similaires, c'est pourquoi nous donnons une interprétation commune dans la suite. Les photons dépolarisés montrent une forte

dépendance du coefficient d'absorption alors que les photons ayant gardé leur polarisation initiale montrent une dépendance négligeable dans l'échelle MFP'.

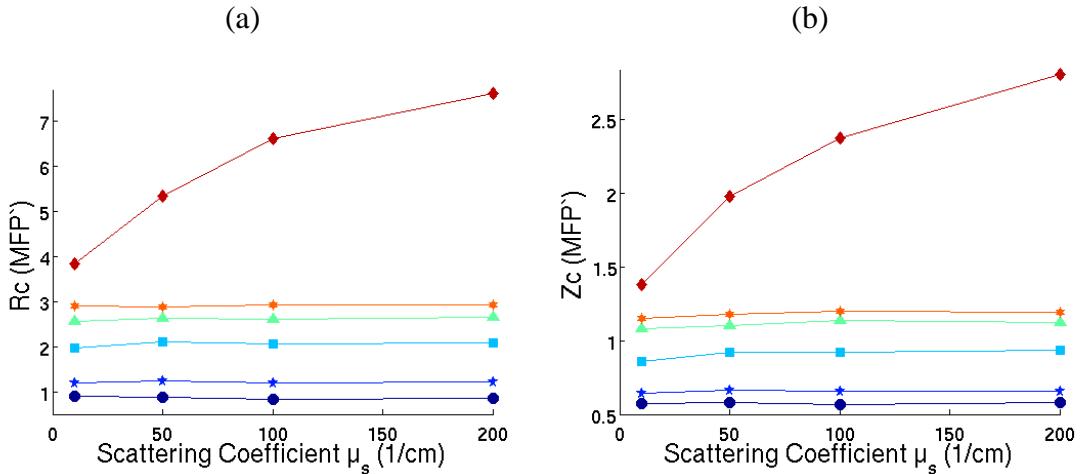


Figure III.14: Comportement de du descripteur (a) radial à 90% de la surface et (b) de la profondeur moyenne à 10% du maximum pour une variation du coefficient de diffusion. Les polarisations représentées sont : linéaire ($\epsilon=0$), elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) et dépolarisé. L'ellipticité est exprimée par ϵ .

III.4.6 Lien entre le descripteur en profondeur et le descripteur en surface

La Figure III.15 montre l'évolution des descripteurs pour une variation du facteur d'anisotropie (cercles), une variation du coefficient d'absorption (croix) et une variation du coefficient de diffusion (triangles). L'échelle pour toutes les positions est en MFP', ce qui est en accord avec la relation linéaire trouvée entre les descripteurs surfaciques et les descripteurs de la position moyenne de profondeur. Cette linéarité est valable pour les photons avec leur polarisation initiale maintenue ainsi que pour les photons dépolarisés.

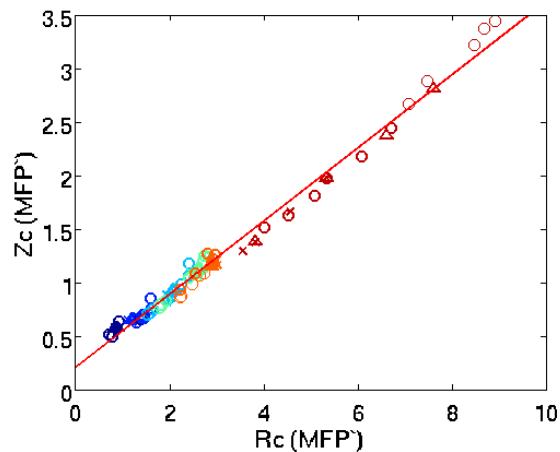


Figure III.15: Relation entre le descripteur de la profondeur moyenne et le descripteur de l'intensité surfacique pour une variation des propriétés optiques. Les polarisations représentées sont : linéaire ($\epsilon=0$), elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) et dépolarisé. L'ellipticité est exprimée avec ϵ .

III.4.7 Evolution des descripteurs en fonction de l'ellipticité de polarisation

Dans cette partie nous examinons l'évolution du descripteur Zc représentatif de la profondeur moyenne sondée en fonction de l'ellipticité. Compte-tenu de la relation linéaire entre les deux (Figure III.16), les conclusions obtenues pour l'examen de Zc seront les mêmes pour Rc. L'idée ici est d'étudier la possibilité de sélectionner une profondeur d'intérêt à l'aide du seul choix de l'ellipticité de polarisation.

- influence du paramètre d'anisotropie g : *Effet de la nature des diffuseurs (Mie ou Rayleigh) sur les profondeurs sondées*

Les résultats de simulation obtenus pour différents types de diffuseurs, Rayleigh (faibles g) ou Mie (forts g) sont reportés sur la Figure III.17 représentant l'évolution de Zc à mesure que l'ellipticité de la polarisation augmente (ellipticités de $\epsilon=0.0\pi$, $\epsilon=0.05\pi$, $\epsilon=0.1\pi$, $\epsilon=0.15\pi$ et $\epsilon=0.25\pi$ correspondant respectivement aux polarisations linéaire 45° , elliptiques et circulaire et le même code couleur a est le même que précédemment. Les valeurs Zc, calculées pour un coefficient d'absorption $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$ et un coefficient de diffusion $\mu_s=50 \text{ cm}^{-1}$, sont représentées avec des styles de traits différents selon la nature des diffuseurs.

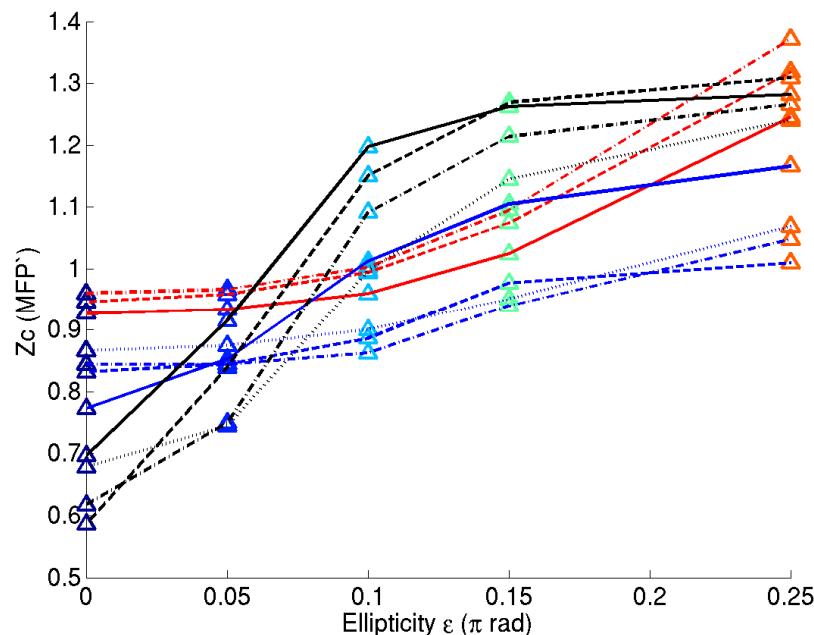


Figure III.17: Evolution du descripteur Zc (évalué à 10% du maximum de la profondeur moyenne sondée) en fonction de l'ellipticité et du facteur d'anisotropie. Les traits montrent l'évolution des différents facteur d'anisotropie : noir en trait plein ($g=0.93$), noir en tirets ($g=0.9$), noir en point-tiret ($g=0.85$), noir en pointillée ($g=0.8$), bleu en trait plein ($g=0.7$), bleu en tirets ($g=0.6$), bleu en point-tiret ($g=0.5$), bleu en pointillé ($g=0.4$), rouge en trait plein ($g=0.2$), rouge en tirets ($g=0.1$) et rouge en point-tiret ($g=0.05$).

Nous constatons qu'un changement de l'ellipticité modifie fortement la valeur du descripteur. Par ailleurs, une variation de g entraîne une modification de la courbure de la courbe d'évolution. Ce changement de comportement est manifestement dû au changement de régime de Mie à Rayleigh. Pour le milieu de Mie, le facteur d'anisotropie g est élevé, ce qui inclut les valeurs représentées par les courbes noires de la Figure III.17. Pour un g élevé, la courbure est convexe, mais à mesure que g diminue, on observe la courbure se modifier en faisant apparaître un point d'inflexion. Ce changement de forme commence à partir de $g=0.85$ et est visible jusqu'à $g=0.5$. Plus g diminue, plus on s'approche du régime de Rayleigh (particules de petites tailles); la courbure devient concave pour des valeurs de g variant de 0.4 à 0.05. On peut appeler le milieu situé entre les deux régimes un « régime intermédiaire » (Bicout et al. 1994) pour lequel la courbe devient presque plate (autour de $g=0.5$). Ces simulations montrent que le descripteur Z_c (et donc R_c , compte-tenu de la relation linéaire entre les deux) dépendra beaucoup de la nature du milieu sondé, ce qui était déjà visible sur les courbes de la Figure III.18. Avec la présente représentation, nous mettons en évidence de manière plus spécifique le comportement de ce paramètre en fonction de l'ellipticité de polarisation.

En ce qui concerne la sensibilité de l'évaluation de la profondeur, il est à noter que pour le régime de Mie, donc pour des valeurs de g importantes (courbes en noir), une polarisation avec une ellipticité inférieure à $\epsilon=0.15\pi$ est la plus favorable. Au-delà de cette limite, la sensibilité devient moins bonne. Autrement dit, il sera difficile de distinguer entre une polarisation elliptique de $\epsilon=0.15\pi$ et une polarisation circulaire ($\epsilon=0.25\pi$). Pour le régime de Rayleigh, donc des valeurs de g faibles (courbes en rouge), le comportement est inversé. Il est très facile de distinguer entre une polarisation elliptique de $\epsilon=0.15\pi$ et une polarisation circulaire ($\epsilon=0.25\pi$). En l'occurrence, il est très difficile de distinguer entre des polarisations ayant une ellipticité nulle (polarisation linéaire) ou une petite ellipticité ($\epsilon=0.1\pi$). La meilleure sélectivité est obtenue pour des valeurs de g autour de 0.8 et pour des ellipticités autour de $\epsilon=0.125\pi$, donc à mi-chemin entre les polarisations linéaire et circulaire.

Il est également à noter que la profondeur relevée pour un descripteur croît avec l'ellipticité. Ceci est vrai pour toutes les valeurs de g , ce qui confirme encore que la polarisation linéaire sonde la profondeur la plus faible parmi toutes les polarisations, ensuite les polarisations elliptiques sondent plus profondément et finalement la polarisation circulaire permet de sonder un milieu diffusant le plus profondément. Cependant, pour avoir une indication sur la profondeur, il faut examiner la mesure rétrodiffusée.

- influence du coefficient d'absorption μ_a

De la même façon, nous étudions l'influence de la variation du coefficient d'absorption sur l'évolution du descripteur Zc en fonction de l'ellipticité (Figure III.19 pour $\varepsilon=0.0\pi$, $\varepsilon=0.05\pi$, $\varepsilon=0.1\pi$, $\varepsilon=0.15\pi$ et $\varepsilon=0.25\pi$ représentant les polarisations linéaire 45° , elliptiques et circulaire, même code couleur que sur les figures montrées précédemment). Les valeurs Zc sont calculées pour un paramètre d'anisotropie $g=0.8$ et un coefficient de diffusion $\mu_s=50\text{cm}^{-1}$.

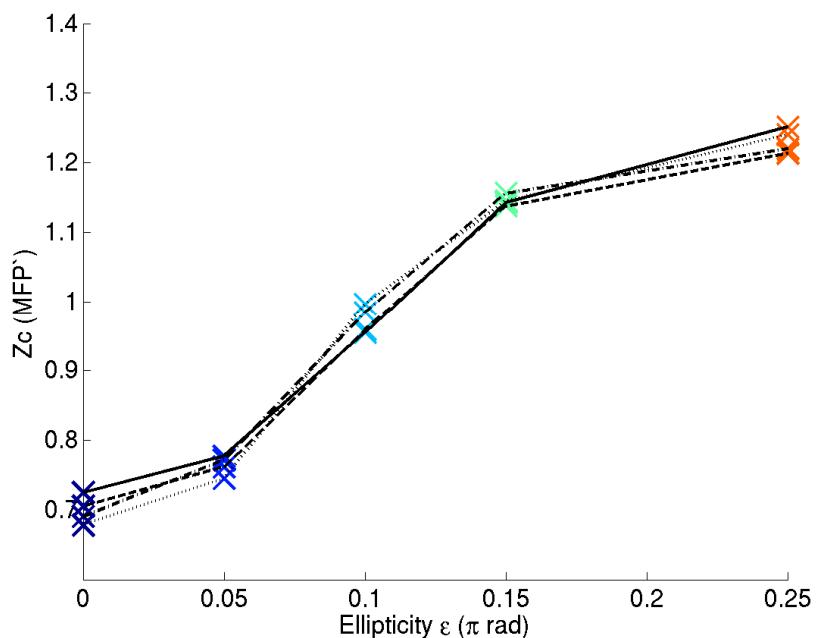


Figure III.19: Evolution du descripteur Zc (évalué à 10% du maximum de la profondeur moyenne sondée) en fonction de l'ellipticité et du coefficient d'absorption: noir en trait plein ($\mu_a=5\text{cm}^{-1}$), noir en tirets ($\mu_a=2.5\text{cm}^{-1}$), noir en point-tiret ($\mu_a=1\text{cm}^{-1}$), noir en pointillés ($\mu_a=0.5\text{cm}^{-1}$).

La valeur de Zc croît avec l'ellipticité, selon une courbe typique d'après ce qu'on a vu au paragraphe précédent d'un milieu à diffuseurs de Mie. La sensibilité est la meilleure autour d'une ellipticité de $\varepsilon=0.1\pi$ puisque la pente de la courbe est très importante. Quand l'ellipticité tend vers zéro ou vers $\varepsilon=0.25\pi$, la sensibilité devient moins bonne. On constate qu'une variation de μ_a a très peu d'effet sur la valeur de Zc.

- influence du coefficient de diffusion μ_s

Le dernier paramètre optique à étudier est le coefficient de diffusion. La Figure III.19 illustre l'influence de ce paramètre sur la courbe d'évolution de Zc en fonction de l'ellipticité

de polarisations. Les valeurs Zc sont calculées pour un paramètre d'anisotropie $g=0.8$ et un coefficient d'absorption $\mu_a=0.5\text{cm}^{-1}$.

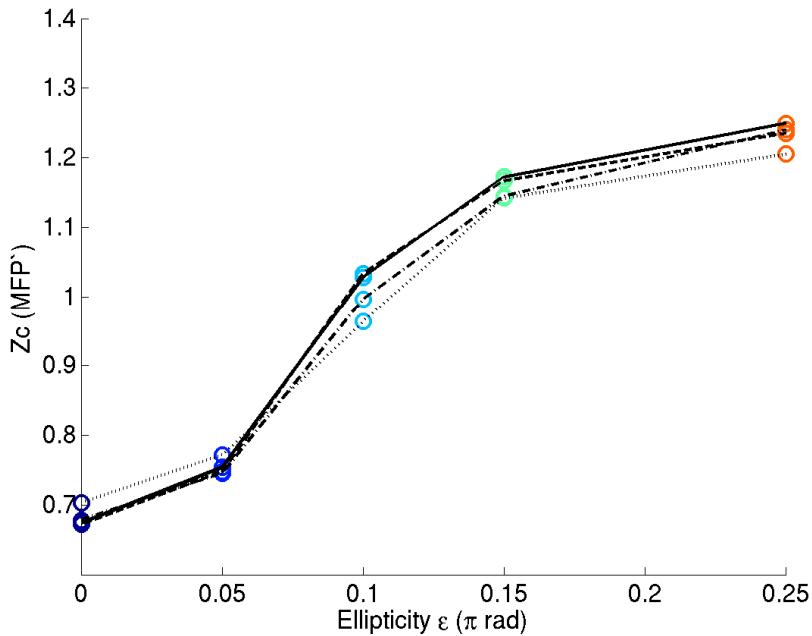


Figure III.18: Evolution du descripteur Zc (évalué à 10% du maximum de la profondeur moyenne sondée) en fonction de l'ellipticité et du coefficient de diffusion: noir en trait plein ($\mu_s=200\text{cm}^{-1}$), noir en tirets ($\mu_s=100\text{cm}^{-1}$), noir en point-tiret ($\mu_s=50\text{cm}^{-1}$), noir en pointillé ($\mu_s=10\text{cm}^{-1}$).

La variation de Zc en fonction de l'ellipticité pour le coefficient d'absorption μ_a ressemble fortement à celle pour le coefficient de diffusion μ_s . Pour une variation de μ_s nous constatons que la forme de la courbe n'évolue quasiment pas.

III.5 Bilan, discussions, et conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit et étudié numériquement à l'aide de simulations Monte Carlo une méthode de sondage en profondeur de milieux diffusants, la sélection s'effectuant par filtrage polarimétrique des photons rétrodiffusés. Dans le but d'effectuer un sondage continu, nous avons introduit l'utilisation de la polarisation elliptique.

Afin de simuler l'ensemble de la chaîne de mesure, nous avons établi une relation entre le vecteur de Stokes calculé et la mesure effectivement réalisée au travers du système de filtrage polarimétrique (lame quart-d'onde et polariseur), en fonction de tous les positionnements angulaires des différents composants optiques. La Figure III. montre le schéma qui résume les angles d'orientation axiale pour un polariseur linéaire (α') et une lame quart-d'onde (β') pour le côté illumination. La polarisation résultant des positions angulaires des éléments optiques est décrite par l'ellipticité ϵ qui se définit par la différence en

valeur absolue entre α et β . Les angles pour le côté détection sont β pour la lame quart-d'onde et α pour l'analyseur linéaire.

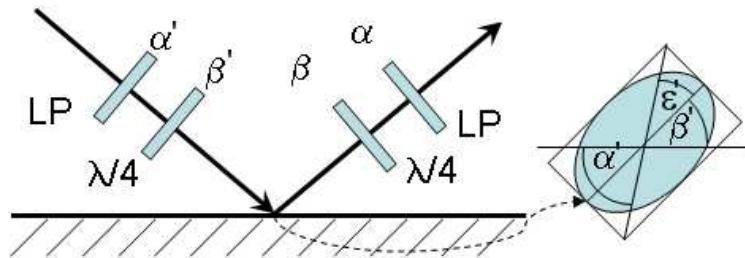


Figure III.19: Banc expérimental simulé qui montre les angles pour différentes configurations d'orientation axiale des éléments optiques pour la création des canaux co-polarisés et contre-polarisés (ce qui permet une sensibilité à différentes ellipses de polarisation). L'illumination et la détection sont perpendiculaires à la surface.

La relation entre le vecteur de Stokes et la mesure correspondante nous a permis de définir différents canaux linéaire, elliptiques et circulaire. Grâce à ces canaux nous avons montré que différentes profondeurs peuvent être sondées selon le canal de polarisation. Nous avons examiné pour les différents canaux la profondeur moyenne sondée par les photons [Figure III.20 (a) à gauche] et la mesure surfacique correspondante [Figure III.20 (a) à droite]. Les polarisations maintenues représentées sont : linéaire (points), elliptique $\epsilon=0.05\pi$ (carrés), elliptique $\epsilon=0.1\pi$ (triangles), elliptique $\epsilon=0.15\pi$ (triangles pointés vers le bas), circulaire (traits horizontaux) et les photons ayant perdu leur polarisation initiale (croix).

L'étude a été réalisée sur un large éventail de propriétés optiques permettant de couvrir des applications multiples. La réalisation de ce grand nombre de simulations nous a ainsi permis de réaliser une étude quasi exhaustive, permettant de donner une évaluation chiffrée de la méthode selon le type de milieu examiné.

Nous avons cherché à examiner le lien entre une mesure surfacique et la profondeur sondée. Pour cela, nous avons introduit un descripteur Z_c pour la profondeur moyenne sondée ainsi qu'un descripteur R_c pour la mesure surfacique. Ces descripteurs ont été sélectionnés selon le critère de sélectivité du canal de polarisation et de la stabilité à un changement de propriétés optiques du milieu de propagation. Les propriétés optiques ont été modifiées pour un large spectre de tissus biologiques (et même au-delà en ce qui concerne le facteur d'anisotropie). Dans un souci d'étude multi-échelle, a-dimensionnelle, une échelle de représentation en « libre parcours moyen réduit » (MFP') a été choisie pour montrer au mieux les variations des descripteurs. Nous avons montré que grâce à cette échelle, les descripteurs sont effectivement quasi indépendants du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion, mais présentent une forte dépendance en fonction du facteur d'anisotropie,

représentatif de la nature du milieu (diffuseurs de Mie ou Rayleigh) [Figure III.20 (b) et (c)]. La Figure III.20 résume l'ensemble des résultats sur l'étude de l'évolution des descripteurs en fonction des coefficients de diffusion et d'absorption et du facteur d'anisotropie.

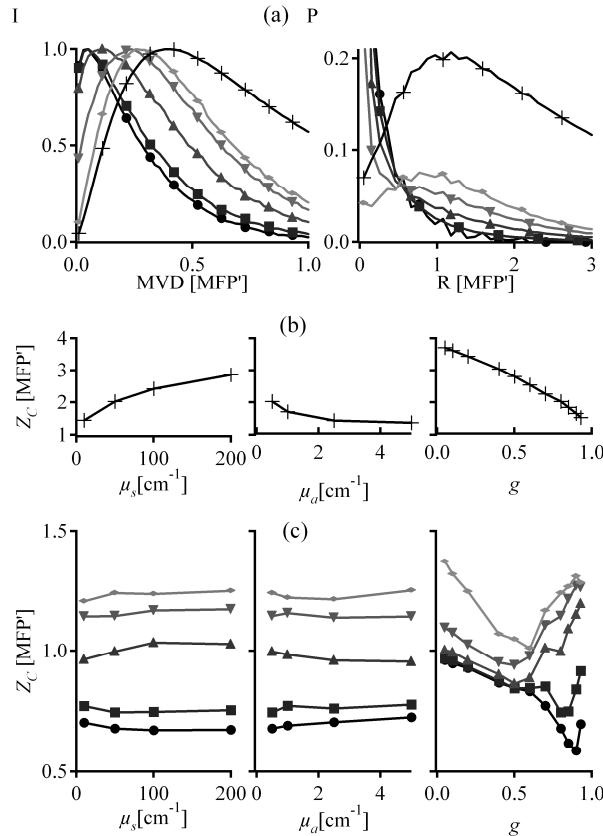


Figure III.20: (a) Montre à gauche la profondeur moyenne sondée et à droite l'intensité rétrodiffusée par les polarisations : linéaire (points), elliptique $\epsilon=0.05\pi$ (carrés), elliptique $\epsilon=0.1\pi$ (triangles), elliptique $\epsilon=0.15\pi$ (triangles pointés vers le bas), circulaire (traits horizontaux) et les photons ayant perdu leur polarisation initiale (croix). (b) Evolution de Z_c de la lumière dépolarisée en fonction de μ_a , μ_s et g . (c) Evolution de Z_c pour différentes polarisations [comme pour (a)] en fonction de μ_a , μ_s et g .

Cette évolution est similaire pour le descripteur de la profondeur moyenne sondée et pour le descripteur de l'intensité rétrodiffusée. Nous avons comparé l'évolution des deux descripteurs et montré qu'il est possible d'établir une relation linéaire entre le descripteur Z_c et R_c en fonction de μ_a , μ_s et g (Equation III.6). On peut simplifier cette relation avec le coefficient de diffusion D , qui apparaît dans l'Approximation de la Diffusion :

$$Z_c \approx R_c/3 + (3[\mu_a + (1-g)\mu_s])^{-1} = R_c/3 + D \quad (\text{III.6})$$

L'étude du descripteur Z_c en fonction de l'ellipticité a montré d'une autre façon la sensibilité de l'ellipticité à différentes profondeurs de sondage, indépendamment de la mesure en rétrodiffusion. Ainsi, le choix de l'ellipticité doit être déterminé en fonction des propriétés

optiques des tissus explorés et de la profondeur de sondage souhaitée. En particulier, le facteur d'anisotropie joue un grand rôle dans la sensibilité d'une ellipticité donnée à une certaine profondeur. Pour le régime de Mie, la sensibilité est très bonne pour des ellipticités comprises entre $\epsilon=0\pi$ et $\epsilon=0.125\pi$. La sensibilité décroît quand l'ellipticité approche du cas de la polarisation circulaire ($\epsilon=0.25\pi$). Quant au régime de Rayleigh, le comportement est inversé par rapport à celui du régime de Mie. La sensibilité est très bonne pour une ellipticité proche de la polarisation circulaire, mais moins bonne dans le cas de la polarisation linéaire. Pour le régime intermédiaire, la sensibilité est quasi linéaire pour toutes les ellipticités entre linéaire et circulaire.

L'influence de la variation du coefficient de diffusion sur la sensibilité à différentes profondeurs de sondage est quasi nulle. De même, une variation du coefficient d'absorption n'influence pas la sensibilité.

Nous avons montré que l'évolution des descripteurs lors d'un changement de régime entre Mie et Rayleigh est bien prise en compte par cette représentation. Pour un tissu donné, nous pouvons distinguer les différents régimes (de Mie, de Rayleigh ou intermédiaire) grâce à la courbure des courbes donnant Z_c en fonction de l'ellipticité.

En conclusion, l'analyse de différentes propriétés optiques par la polarisation en utilisant le descripteur Z_c permet de sonder dans une zone qui se trouve entre les deux courbes dans la Figure III.21.

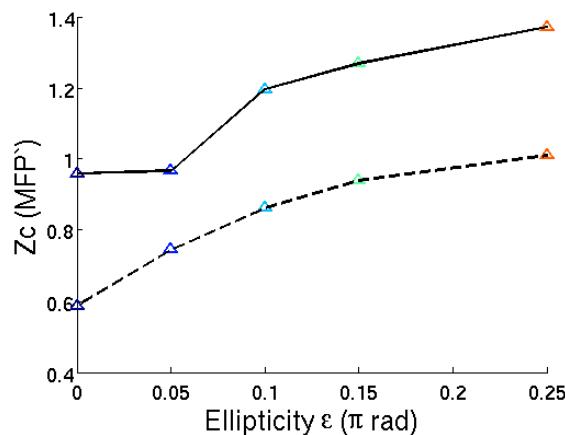


Figure III.21: Descripteurs Z_c en fonction de l'ellipticité ϵ qui représentent les profondeurs minimales et maximales des propriétés optiques examinées.

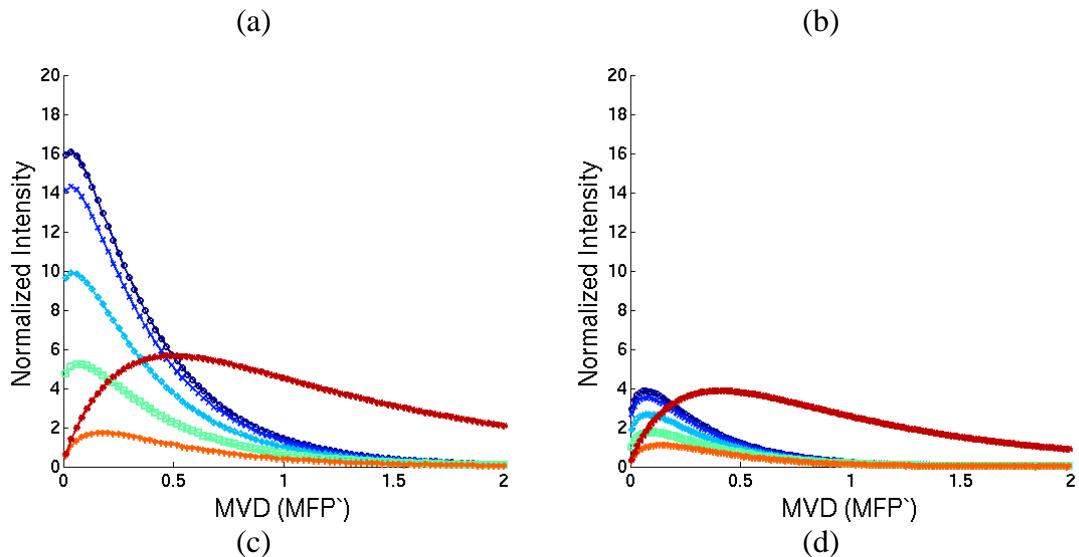
III.5.1 Discussion sur le degré de polarisation dans les milieux de Mie et de Rayleigh

Nous rappelons que le degré de polarisation se définit comme suit :

$$DOP = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (\text{III.7})$$

Il est bien connu que le degré de polarisation circulaire est plus fort que celui de la polarisation linéaire dans le milieu de Mie (MacKintosh et al. 1989; Bicout et al. 1994). Le comportement inverse est observé (Bicout et al. 1994) pour le degré de polarisation dans le milieu de Rayleigh. Nos simulations peuvent paraître en désaccord avec ces constatations dans la mesure où aucun changement de comportement n'est observé en ce qui concerne la profondeur de pénétration : que le milieu soit de type Mie ou Rayleigh, malgré un changement de pente, plus l'ellipticité augmente plus le sondage sera profond. Ce qu'il faut retenir c'est que nos résultats se rapportent à l'examen de descripteurs exprimés en unité de longueur, ne prenant en compte les intensités que de manière relative (courbes normalisées à leur maximum pour déterminer Zc ou à leur aire pour Rc). Le DOP en revanche tient compte des valeurs d'intensités entre les différents états de polarisation.

Reprenons quelques résultats et représentons-les non normalisés à leur maximum (Figure III.22).



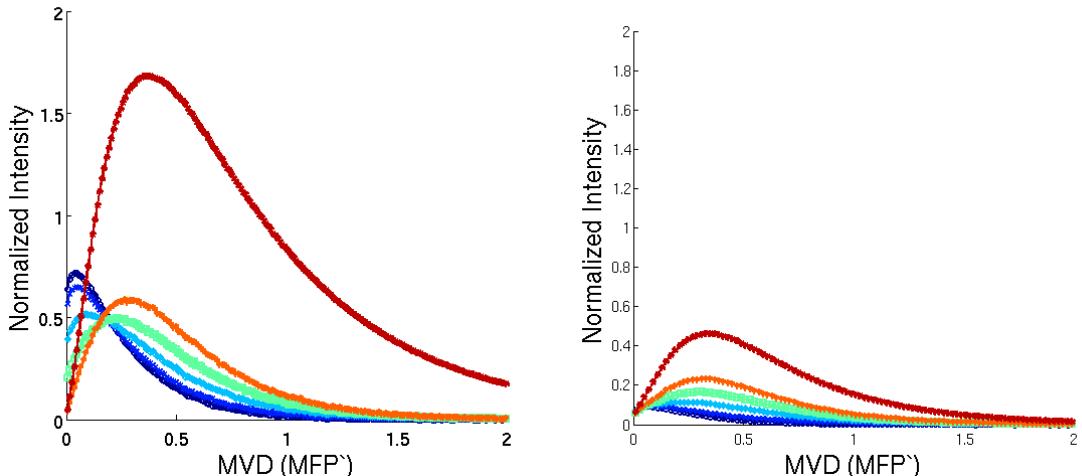


Figure III.23: Profondeur d'interrogation avec différentes polarisations pour différentes propriétés optiques (a) $g= 0.05$, (b) $g= 0.5$ (c) $g= 0.8$ (d) $g= 0.93$

On observe bien que, à mesure que g augmente, les rapports d'intensité entre la polarisation linéaire et circulaire changent : l'intensité de la polarisation circulaire devient plus forte que la linéaire quand g est grand. Nos simulations confirment donc que le DOP linéaire est conservé plus longtemps que le DOP circulaire, si le milieu est à diffusion de Rayleigh, et vice-versa en milieu à diffusion de Mie. Cependant, nous insistons sur le fait que la polarisation circulaire reste celle qui pénètre le plus *profondément* dans le milieu, quelle que soit la nature des diffuseurs, même si l'intensité est très faible dans les milieux à diffuseurs de Rayleigh.

III.5.2 Précisions sur la méthode pour une réalisation expérimentale

Nos simulations ont été faites sous certaines conditions qui nécessitent de préciser certains points surtout s'il est envisagé de comparer les résultats obtenus par simulation avec des résultats d'une réalisation expérimentale. Dans cette partie nous donnons des précisions sur la détection des canaux simulés et l'approximation nécessaire pour toute mesure expérimentale des canaux elliptiques et circulaire.

Génération des canaux simulés: linéaire, elliptique et circulaire

Dans nos simulations, nous avons utilisé une illumination linéaire, circulaire et différentes illuminations elliptiques. Ces illuminations sont perpendiculaires à la surface. L'illumination pour la polarisation linéaire horizontale est simulée par le vecteur de Stokes $S = [1 \ 1 \ 0 \ 0]^T$. L'illumination pour la polarisation circulaire est réalisée avec le vecteur de Stokes $S = [1 \ 0 \ 0 \ 1]^T$. L'ellipse de polarisation résultante est parfaitement circulaire et elle est construite avec un déphasage ϕ de $\pi/2$ entre le champ électrique horizontal et le champ

vertical qui ont tous deux la même amplitude. Pour l'illumination avec une polarisation elliptique, le vecteur de Stokes est $S = [1 \ 0 \ \cos(\varphi) \ \sin(\varphi)]^T$. Le déphasage pour le champ électrique varie donc entre $0 < \varphi < \pi/2$ et les amplitudes sont les mêmes. L'ellipticité de l'ellipse change pour une variation de φ et est alignée sur la première bissectrice. Pour cette raison, il est important de noter que la détection pour les canaux elliptiques simulés doit se faire également selon la première bissectrice.

Approximation des canaux elliptiques et circulaire

Nous rappelons que pour extraire la polarisation maintenue linéaire, elliptique et circulaire, d'une mesure surfacique, nous devons soustraire les photons multiplement diffusés qui ont perdu leur polarisation initiale (cf chapitre I pour des explications détaillées). Pour le cas de la polarisation linéaire, nous mesurons le canal colinéaire qui contient les photons ayant gardé leur polarisation initiale et statistiquement 50% des photons dépolarisés. Dans le canal contre-linéaire nous mesurons uniquement 50% des photons dépolarisés. Une simple soustraction du canal contre-linéaire du canal co-linéaire suffit pour éliminer les photons multiples diffusés.

Par contre, pour les autres canaux elliptiques et circulaire, la procédure n'est pas si simple car la polarisation résultante du champ électrique subit un changement de déphasage. Après réflexion aux interfaces et réflexion sur les particules, l'hélicité de polarisation du champ électrique est inversée (Stockford et al. 2002; Morgan and Stockford 2003; Morgan and Ridgway 2000). Dans la suite, nous allons nommer ce phénomène changement d'hélicité de la polarisation. Les photons qui ont effectué un trajet très court ou qui sont directement rétrodiffusés après avoir pénétré dans le milieu, voient le sens de rotation de l'hélice de leur polarisation inversé. L'inverse de cette rotation va influencer la mesure du canal contre-polarisé. Une soustraction du canal contre-polarisé du canal co-polarisé ne va donc pas aboutir à un filtrage des photons ayant maintenu leur polarisation initiale. Ce phénomène a déjà été expliqué au chapitre I paragraphe I.5.1, c'est pourquoi nous le rappelons ici seulement par une illustration (Figure I.19).

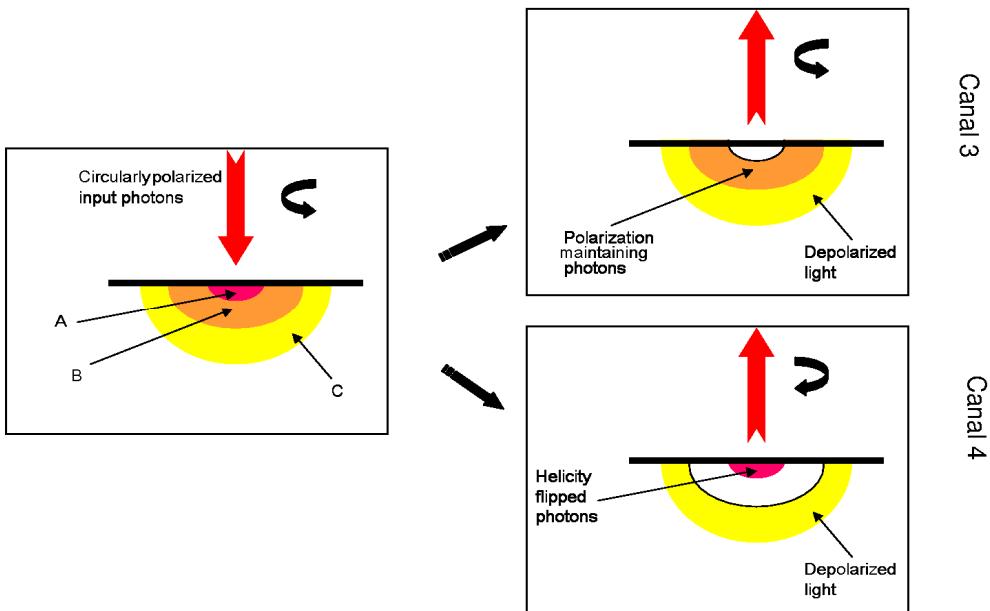


Figure III.24: La lumière rétrodiffusée par un échantillon illuminé en lumière polarisée circulairement se divise en trois catégories distinctes : A-la lumière ayant subi une rétrodiffusion simple (réflexion spéculaire essentiellement), ce qui résulte en un changement d'hélicité ; B-la lumière dont la polarisation est maintenue après une série de diffusions vers l'avant ; C-la lumière multidiffusée dépolarisée (avec un état de polarisation aléatoire). La discrimination obtenue avec le canal de mesure 3 collecte la lumière de catégorie B et statistiquement 50% de la lumière de catégorie C. Le canal 4 contient donc les autres 50% de la catégorie C et la lumière de catégorie A avec changement d'hélicité.

La soustraction fausse la courbe d'intensité qui devrait représenter la partie de la polarisation maintenue dans la zone des courts trajets des photons, là où l'inversion de l'hélice se produit. Sur la Figure III.25 (a) on observe ce phénomène, car la probabilité des photons rétrodiffusés radialement à proximité de la source devient négative à cause de cette erreur de filtrage. La Figure III.25 (b) montre ce même problème pour la profondeur moyenne sondée des photons rétrodiffusés.

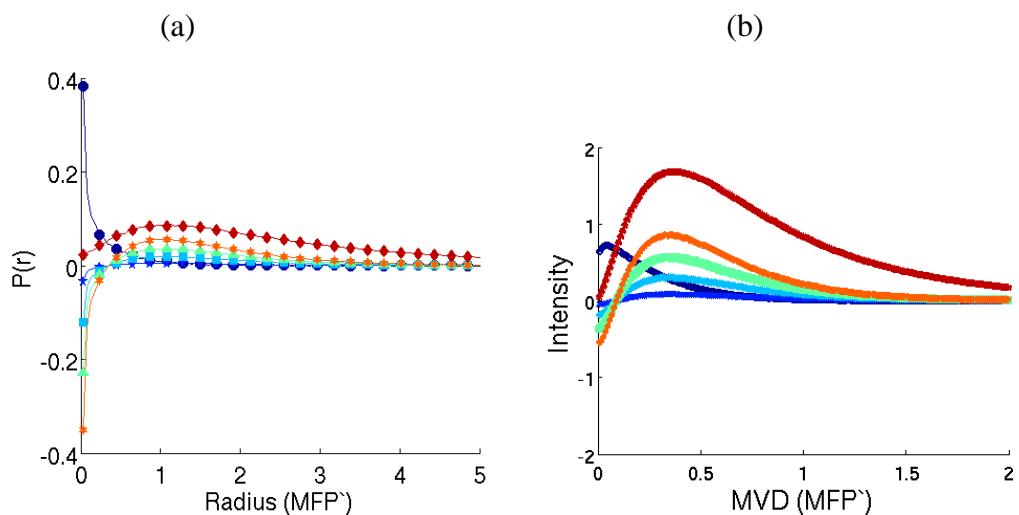


Figure III.25: Soustraction du canal contre-polarisé du canal co-polarisé pour (a) l'intensité rétrodiffusée et pour (b) la profondeur moyenne sondée.). Les polarisations représentées sont: linéaire ($\epsilon=0$), elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) et dépolarisé. L'ellipticité est exprimée avec ϵ . Le milieu choisi a les paramètres optiques suivants : $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_s=50 \text{ cm}^{-1}$ et $g=0.8$.

Comme dans (Stockford 2004), nous avons choisi de faire l'approximation suivante : la quantité des photons multiplement diffusés est la même quelle que soit la polarisation incidente. Par conséquent, le canal cross-linéaire, mesure entre polariseurs linéaires croisés, sera soustrait de tous les canaux co-polarisés. La question qui se pose est la validité de cette approximation pour les canaux de polarisations elliptiques et circulaire. Nous pouvons vérifier cela en supprimant tous les photons rétrodiffusés qui ont fait un trajet relativement court. Cette modification nous permet d'obtenir un canal contre-polarisé sans photons ayant une polarisation avec une hélice inversée.

Il a été proposé de rejeter tous les photons dont la longueur de trajet est égale ou inférieure à 10 événements de diffusion dans le cas d'une polarisation circulaire (Stockford 2004). Nous vérifions que la proposition est exacte pour le canal contre-circulaire pour la profondeur moyenne sondée. La Figure III.(a) présente la comparaison de deux polarisations maintenues obtenue avec différentes soustractions. Le canal contre-linéaire a été soustrait du canal co-circulaire (en trait plein bleu). Le canal contre-circulaire, qui est approximé par la suppression de tous les photons rétrodiffusés ayant subi un nombre égal ou inférieur à 10 événements de diffusion, est soustrait du canal co-circulaire (en traits rouges). La différence d'intensité est due au canal contre-circulaire contenant moins de photons multiples diffusés. Une normalisation des deux courbes montre que les valeurs des profondeurs sondées sont les mêmes (Figure III.[b]). La comparaison entre les soustractions des canaux nous montre que l'utilisation du canal contre-linéaire introduit plus de bruit, mais permet d'éliminer les photons ayant une polarisation avec changement d'hélicité pour le filtrage de la polarisation circulaire.

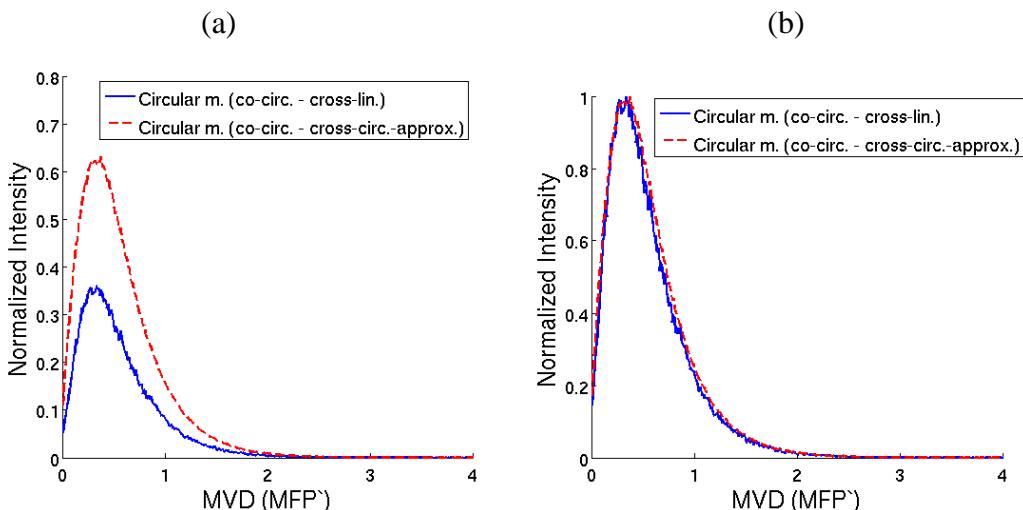


Figure III.25: Comparaison de la polarisation circulaire maintenue calculée avec la soustraction du canal contre-linéaire (courbe bleu) et avec une soustraction du canal contre-circulaire approximé (courbe rouge avec des traits) (a) non-normalisé et (b) normalisé.

III.5.3 Application à l'examen des tissus biologiques : sensibilité de la technique

Pour conclure ce chapitre, et cerner les applications possibles de cette technique, nous proposons d'appliquer la technique à des tissus biologiques spécifiques. Nous donnons ci-après les résultats des calculs de Zc obtenus pour certains tissus pour les polarisations linéaire, elliptique ($\epsilon=0.1\pi$) et circulaire. Les tissus biologiques choisis sont : l'épiderme, la peau humaine, la peau de porc, l'aorte, la matière grise, la matière blanche et le tissu de l'utérus. Par exemple, dans l'épiderme, les médecins cherchent à localiser l'avancement d'un mélanome précoce. Les profondeurs à examiner vont jusqu'à 50 μm (pour la paupière) et 1,5mm (pour la plante du pied) (Wikipedia 2012). Si un mélanome se trouve à un stade plus avancé, son étendue dépasse l'épiderme de la peau et il peut atteindre des profondeurs jusqu'à 4 mm pour la peau humaine (Wikipedia 2012). Chaque tissu a été simulé séparément avec les propriétés optiques spécifiques. Pour une interprétation immédiate, les résultats sont présentés en MFP et en μm .

Zc (10% du maximum de la courbe MVD)								
Tissus, MFP (μm)	Unité	Canal linéaire à 45°	Canal elliptique $\epsilon=0.1\pi$	Canal circulaire	Canal diffusion multiple	Coefficient d'absorption moyen μa	Facteur d'anisotropie g	Références
Epiderme à 633 nm: 1 MFP=100 μm	MFP μm	7,69 769,48	14,76 1476,34	16,67 1667,22	67,50 6750	0	0.92	[1]
Peau humaine à 633 nm: 1 MFP=59,3 μm	MFP μm	3,37 200,1	4,58 271,8	5,79 343,1	8,27 490,7	3.2	0.81	[2,3]
Peau de porc à 633 nm: 1 MFP=20,3 μm	MFP μm	12,66 256,9	23,48 476,6	26,04 528,6	40,00 812,0	1	0.95	[2]
Aorte à 633 nm: 1 MFP=31,6 μm	MFP μm	4,50 142,3	7,90 249,7	9,22 291,2	22,75 718,9	0.52	0.87	[4]
Matière grise à 633 nm: 1 MFP=28 μm	MFP μm	9,10 254,9	17,07 477,9	18,76 525,3	23,10 646,7	2.7	0.94	[2]
Matière blanche à 633 nm: 1 MFP=18,7 μm	MFP μm	3,75 70,1	5,50 102,8	6,60 123,4	13,15 245,9	2.2	0.82	[2]
Utérus à 633 nm: 1 MFP=25,4 μm	MFP μm	2,59 65,9	3,05 77,3	3,48 88,3	10,51 267,0	0.35	0.69	[5]

Tableau III.4: Comparaison de profondeurs moyennes sondées par les photons mesurés en rétrodiffusion.
 Les références sont [1] : (Tuchin 1997), [2] : (Beek 1993), [3] : (Jacques, Alter, and Prahl 1987), [4] : (Yoon 1988), [5] : (Marchesini et al. 1989).

Les valeurs indiquées sont celles extraites de nos histogrammes représentant la profondeur moyenne visitée à la position de l'indicateur Zc (10% du pic de l'histogramme).

Les valeurs obtenues ici pour Zc sont à comparer directement aux valeurs obtenues pour Zmax, valeur du maximum de l'histogramme de profondeur pénétration des photons. Nous obtenons pour l'indicateur Zc, que nous estimons plus représentatif de la profondeur atteinte par la majorité des photons, des valeurs supérieures à celles rapportées dans (Stockford et al. 2002).

Le Tableau III.4 nous permet de conclure quant à l'utilisation de la polarisation elliptique pour une résolution en profondeur. Il confirme l'intérêt d'utiliser la polarisation elliptique de préférence pour l'épiderme, ce qui est particulièrement intéressant pour toute analyse de la peau en prévention contre des mélanomes. Lorsqu'un mélanome est découvert à un stade initial, son étendue en profondeur peut être analysée grâce à l'imagerie polarimétrique.

Nous avons montré quelles sont les profondeurs atteintes par l'utilisation de la polarisation elliptique et quel est le rôle des différentes polarisations pour discriminer les profondeurs sondées. Les milieux étudiés jusqu'à présent étaient homogènes du point de vue des propriétés optiques. Dans le chapitre suivant, nous étendons la méthode à un examen en 3 dimensions. Nous étudions également la sensibilité de la méthode à la localisation d'une perturbation enfouie dans le milieu.

Annexe :

Le tableau suivant rappelle les résultats obtenus pour les positions du pic relevés sur les histogrammes représentant la profondeur maximale visitée par les photons rétrodiffusés. Les valeurs indiquées sont plus faibles que celles du Tableau III.4 car ici la position a été relevée sur le pic de l'histogramme (Stockford et al. 2002).

Maximum visitation Depth		Position du pic : profondeur maximale atteinte par la majorité des photons rétrodiffusés						
MFP/Tissus	Unité	Canal linéaire à 45°	Canal elliptique ε=0.1π	Canal circulaire	Canal diffusion multiple	Coefficient d'absorption moyen μa	Facteur d'anisotropie g	
1 MFP=100μm calcul (ce qui correspond à peu près à l'épiderme selon la référence(V. V. Tuchin 1997 'tissue optics'), en supposant qu'elle n'absorbe pas, voir extrait ci-dessous).	MFP μm	0.3956 39.56	5.6699 566.99	6.1973 619.73	8.5707 857.07	0	0.92	
Peau humaine à 633 nm: 1 MFP=59.3μm (valeur moyenne extraite des références (Beek 1993 ; Jacques et al. 1987), en tenant compte de l'absorption dans le calcul du MFP seul).	MFP μm	0.7587 45.0	1.5679 93.0	2.6806 159.0	3.8944 230.9	3.2	0.81	
Peau de porc à 633 nm: 1 MFP=20.3μm (cf. ci-dessus).	MFP μm	2.2222 45.1	8.6868 176.3	10.303 209.2	13.9394 283.0	1	0.95	
Aorte à 633 nm: 1 MFP=31.6μm	MFP μm	0.0799 2.5	2.9568 93.4	3.5961 113.6	5.1943 164.1	0.52	0.87	
Matière grise à 633 nm: 1 MFP=28 μm	MFP μm	0.1564 4.4	7.3528 205.9	7.9786 223.4	11.4203 319.8	2.7	0.94	
Matière blanche à 633 nm: 1 MFP=18.7 μm	MFP μm	0.9728 18.2	1.8883 35.3	2.575 48.2	4.0627 76.0	2.2	0.82	
Utérus à 633 nm: 1 MFP=25.4 μm	MFP μm	0.7111 18.1	0.9143 23.2	1.1852 30.1	2.3365 59.3	0.35	0.69	

Tableau III.5: Profondeurs maximales relevées sur les histogrammes représentant la profondeur maximale visitée par les photons rétrodiffusés.

IV. Sondage polarimétrique en trois dimensions en milieu diffusant

Table de matières du chapitre IV

IV.1	Introduction	129
IV.2	Sondage polarimétrique tridimensionnel grâce à une mesure en rétrodiffusion	129
IV.2.1	<i>Mise en relation entre la mesure rétrodiffusée et la propagation dans le milieu</i>	
	129	
IV.2.2	<i>Discussion sur le descripteur du volume sondé</i>	133
IV.2.3	<i>Evolution du volume sondé selon la polarisation</i>	135
IV.3	Vers une imagerie 3D : application à la Tomographie de Projection Optique.....	138
IV.3.1	<i>Réflexion sur l'application du Sondage Polarimétrique à la Tomographie de</i>	
	<i>Projection Optique</i>	139
IV.3.2	<i>Réflexion sur l'application de la polarimétrie pour la reconstruction des</i>	
	<i>propriétés optiques</i>	140
IV.3.3	<i>Imagerie polarimétrique résolue en 3D en rétrodiffusion</i>	141
IV.4	Conclusion et perspectives	157

IV.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons étudié la relation entre une mesure surfacique d'un milieu diffusant, semi-infini et ayant des propriétés optiques telles que celles des tissus biologiques, ainsi que la profondeur de pénétration de la lumière polarisée mesurée en rétrodiffusion. Dans ce chapitre, nous cherchons tout d'abord à établir le même type de relation entre l'intensité mesurée en rétrodiffusion et le volume effectivement sondé. Nous examinons l'influence de l'ellipticité de polarisation sur la forme du volume sondé. Ensuite, nous discutons de l'adaptation de la technique et son apport à une technique récente d'imagerie tridimensionnelle indirecte appelée Tomographie de Projection Optique ou « Optical Protection Tomography (OPT) ». Nous introduisons pour cela la quantité représentative du trajet des photons dans le milieu, la densité de diffusion des photons (Photon Scattering Density Function en Anglais, PSDF), exprimée ici, à notre connaissance pour la première fois, en la lumière polarisée. Nous présentons les cartographies 3D de ces densités de diffusion de photon, permettant de remonter à la localisation d'une inclusion dans une approche perturbative par mesure de l'écart au cas homogène. Pour cela, nous présentons les résultats pour deux configurations expérimentales. Nous étudions la faisabilité sur la localisation d'une inclusion totalement absorbante.

IV.2 Sondage polarimétrique tridimensionnel grâce à une mesure en rétrodiffusion

Dans le chapitre précédent, nous avons utilisé les mesures en rétrodiffusion pour faire le lien avec la profondeur de pénétration des photons rétrodiffusés. Ici, nous ne nous intéressons pas uniquement à l'extension en profondeur du volume sondé par des photons ayant gardé leur polarisation initiale, mais nous cherchons à faire le lien entre la mesure surfacique et l'extension dans toutes les directions du volume sondé correspondant.

IV.2.1 Mise en relation entre la mesure rétrodiffusée et la propagation dans le milieu

L'intensité rétrodiffusée mesurée en un point déterminé de la surface est fonction des contributions des photons émergeant à cette position. Le pixel correspondant inclut la position de ce point d'émergence. Pour représenter le volume sondé dans le milieu, de même manière plus générale qu'au chapitre précédent, nous choisissons de retenir le barycentre de tous les points de la trajectoire. La quantité rétrodiffusée $S_i W_i$ du photon i (vecteur de Stokes final

pondéré par le poids du photon) est affectée à la position du barycentre, représenté en bleu foncé sur la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

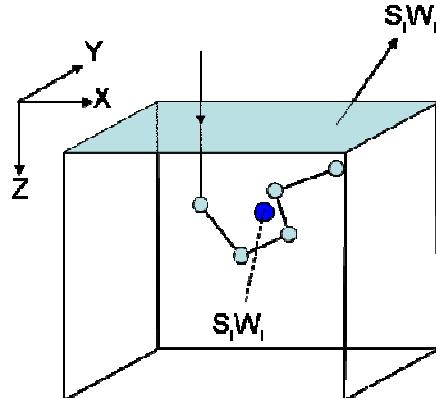


Figure IV.1: Schéma de principe pour obtenir la position moyenne du trajet d'un photon rétrodiffusé. La quantité S_iW_i (vecteur de Stokes final pondéré) rétrodiffusée est sauvegardée au barycentre du trajet, représenté en bleu foncé.

Nous rappelons ici que la quantité représentée par le vecteur de Stokes représente la polarisation et le poids du photon représente la probabilité que le photon n'est pas absorbé. Plus le photon a fait un long trajet dans le milieu, plus le poids du photon est petit. Une pondération du vecteur de Stokes final avec le poids final du photon rétrodiffusé est donc obligatoire. Nous avons déjà utilisé le même principe (Tseng et al. 2009) dans le chapitre précédent pour la profondeur moyenne sondée.

Nous cherchons à trouver une relation entre l'intensité du flux des photons émergeant à la surface et la position des barycentres de leurs trajectoires dans le milieu. Regardons en premier lieu l'intensité du flux des photons émergeant à la surface en fonction de la polarisation d'illumination initiale. La Figure IV.1 montre une série de courbes obtenues pour différentes intensités rétrodiffusées. Les propriétés optiques du milieu diffusant de cette étude sont : coefficient d'absorption $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$, coefficient de diffusion $\mu_s=50 \text{ cm}^{-1}$ et facteur d'anisotropie $g=0.8$. Les polarisations considérées ont différentes ellipticités ϵ : (a) linéaire $\epsilon=0$, (b) elliptique $\epsilon=0.05\pi$, (c) elliptique $\epsilon=0.1\pi$, (d) elliptique $\epsilon=0.15\pi$, (e) circulaire $\epsilon=0.25\pi$, (f) multiplement diffusés (la polarisation est perdue) et (g) sans polarisation. L'échelle en x et y est donnée en MFP' avec son origine à la position x et y de la source d'illumination. Les courbes sont normalisées par le nombre de photons lancés dans le milieu (égal à 10^8 photons) et l'affichage des courbes est limité aux valeurs entre -10^{-5} et $3*10^{-5}$ (u.a.) avec un pas de 10^{-6} (u.a.) entre courbes de niveau. Cette limitation de l'affichage des valeurs permet une meilleure distinction par couleur entre les valeurs positives et négatives. Les valeurs négatives sont dues à la soustraction qui permet d'obtenir la polarisation

maintenue (voir chapitres I et III). Les photons ayant maintenu leur polarisation initiale sont comptabilisés avec des valeurs positives. L'intensité rétrodiffusée représentant les photons multiplement diffusés et non polarisés ne peuvent pas avoir de contributions négatives puisqu'aucune soustraction n'est réalisée.

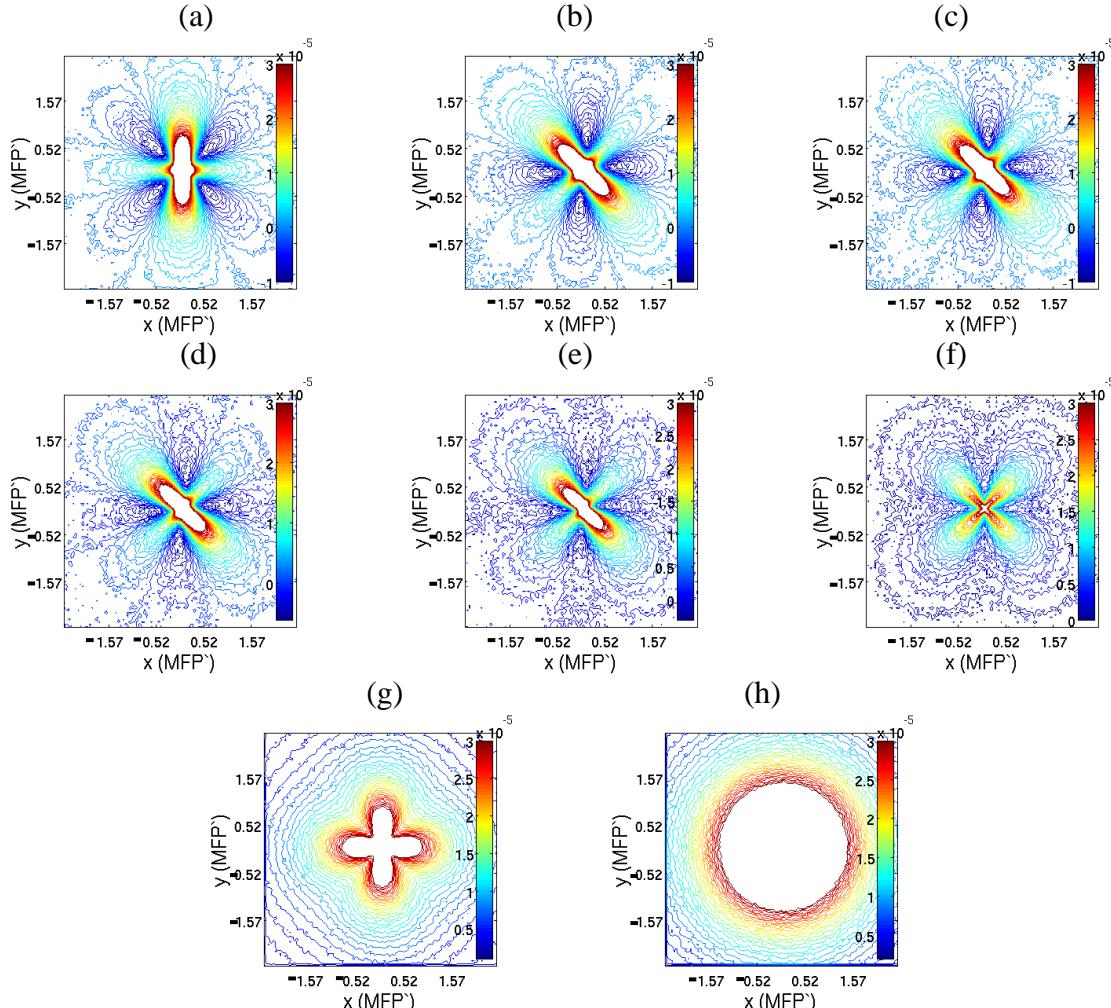


Figure IV.1: Intensités rétrodiffusées normalisées avec les polarisations maintenues : (a) linéaire horizontal, (b) linéaire 45° $\epsilon=0\pi$, (c) elliptique $\epsilon=0.05\pi$, (d) elliptique $\epsilon=0.1\pi$, (e) elliptique $\epsilon=0.15\pi$, (f) circulaire $\epsilon=0.25\pi$, (g) multiplement diffusés (polarisation perdu) et (h) sans polarisation. Les soustractions des intensités polarisées sont limitées sur une échelle de valeurs entre -1×10^{-5} et 3×10^{-5} (u.a.).

La représentation de l'intensité rétrodiffusée en courbes de niveau montre bien l'influence de la polarisation sur la forme de l'image détectée à la surface du milieu diffusant.

Représentation transversale du volume sondé

Nous cherchons à présent à représenter le volume sondé par le même type de descripteur (Z_c) introduit dans le chapitre précédent pour différents canaux polarisés. Nous rappelons que le descripteur Z_c a été défini à 10% du maximum de la courbe représentant la profondeur moyenne sondée. Les calculs sont présentés pour un milieu semi-infini dont les

propriétés optiques sont $\mu_s=50\text{cm}^{-1}$, $\mu_a=0.5\text{cm}^{-1}$, $g=0.8$. Le nombre des photons simulés pour obtenir les résultats est 10^8 . Par souci d'une bonne visualisation, les résultats sont affichés sur une échelle logarithmique. La Figure IV.2 montre, en coupe transversale, les volumes sondés pour les polarisations maintenues : (a) linéaire horizontale, (b) linéaire 45° , (c) elliptique ($\varepsilon=0.05\pi$), (d) elliptique ($\varepsilon=0.1\pi$), (e) elliptique ($\varepsilon=0.15\pi$), (f) circulaire ($\varepsilon=0.25\pi$), (g) photons dépolarisés et (h) photons non-polarisés. Pour la Figure IV.2 (a) la coupe est selon l'axe Ox du milieu sondé et les autres représentations de la même figure montrent des coupes diagonales à 45° (vue de dessus) du milieu sondé. L'échelle est représentée en MFP' et pour les axes x et yx (l'axe diagonal) centré sur la position de la source. Suite à la coupe diagonale des pixels quadratiques, la différence d'échelle entre l'axe x et yx est égale au facteur $\sqrt{2}$. L'échelle d'intensité est limitée entre les valeurs $\exp(-18)$ et $\exp(-10)$ pour visualiser au mieux la différence du volume sondé en fonction de la polarisation. Seules les valeurs positives, correspondant à un maintien de la polarisation initiale, sont représentées.

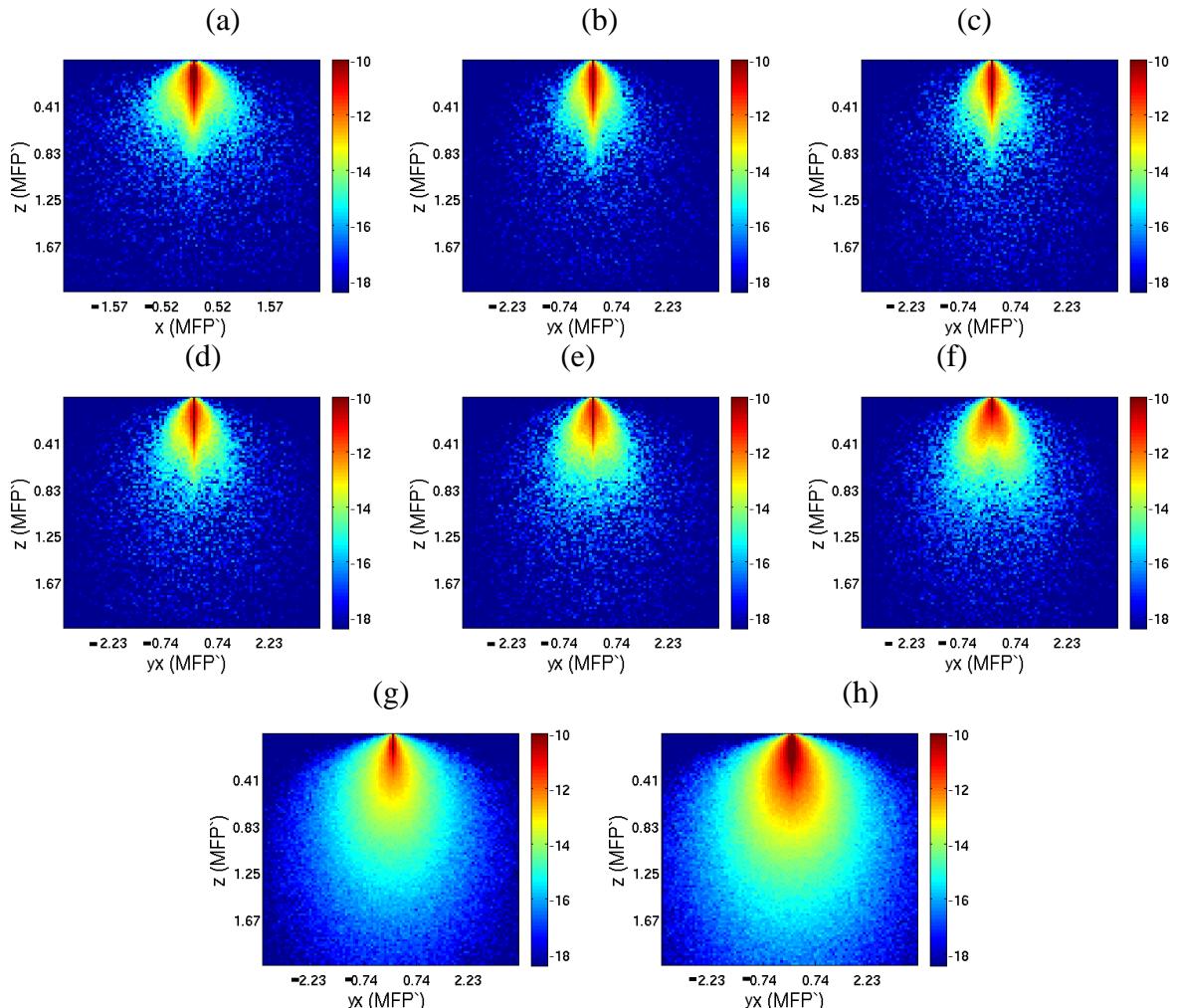


Figure IV.2: Représentation du volume sondé par le descripteur Zc (10% du maximum). Coupe transversale horizontale pour la polarisation (a) linéaire, coupe transversale diagonale pour les

polarisations (b) elliptique ($\epsilon=0\pi$), (c) elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), (d) elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), (e) elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), (f) circulaire ($\epsilon=0.25\pi$), (g) dépolarisé et (h) sans polarisation.

Les coupes transversales de la Figure IV.2 permettent de visualiser l'ensemble de la distribution de l'intensité en profondeur et latéralement. Cela permet de ne pas se limiter à la simple profondeur. Ceci nous amène à la constatation suivante : le volume sondé varie beaucoup latéralement, mais pas tellement en profondeur de pénétration. Cette extension latérale nous amène à pondérer les conclusions énoncées au chapitre précédent. Surtout en observant la Figure IV.2 (b) à (f), on peut se demander si la profondeur sondée augmente effectivement entre la polarisation ayant une faible et une forte ellipticité. Les conclusions du chapitre précédent étaient basées sur l'exploitation de l'information sur la profondeur seule, ce qui revient à une projection sur l'axe z de l'information spatiale (Figure IV.3). Les conclusions du chapitre précédent sont donc justes si l'on considère l'information globale, correspondant à une mesure effectuée à l'aide d'un faisceau d'illumination homogène et infiniment large.

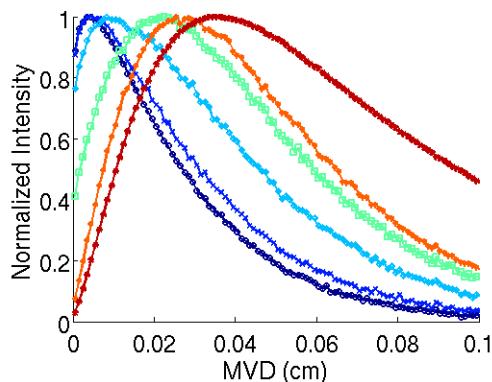


Figure IV.3: Profondeur moyenne sondée ($\mu_s=50\text{cm}^{-1}$, $\mu_a=0.5\text{cm}^{-1}$, $g=0.8$), égale à une projection de Figure IV.2 sur l'axe Z.

IV.2.2 Discussion sur le descripteur du volume sondé

Dans le paragraphe précédent nous avons présenté la distribution de l'intensité représentant le volume sondé par différentes polarisations dans son ensemble. Nous étudions à présent, à travers l'exemple de la polarisation linéaire, la possibilité de définir un descripteur du volume sondé V_c permettant de décrire de manière synthétique l'extension du volume sondé en fonction de la polarisation.

Nous recherchons donc un descripteur V_c représentant l'extension volumique des photons mesurés en surface. Dans le chapitre précédent, nous avions cherché une valeur seuil de la profondeur permettant d'indiquer que la majorité des photons collectés étaient passés par ce volume. Cette valeur était définie par rapport à la position maximale de l'histogramme des

profondeurs sondées. Dans le cas présent, comme le montrent les coupes de la Figure IV.4, la valeur maximale de l'intensité est à la surface. On comprend intuitivement que la valeur d'intensité relative (10% du maximum) n'est pas directement transposable ici, puisque la quantité de photons enregistrée dans un voxel de volume $dx*dy*dz$ est beaucoup moins importante que dans une tranche d'épaisseur finie dz mais de largeur infinie. Différents seuils ont été testés (Figures IV.5 à IV.9).

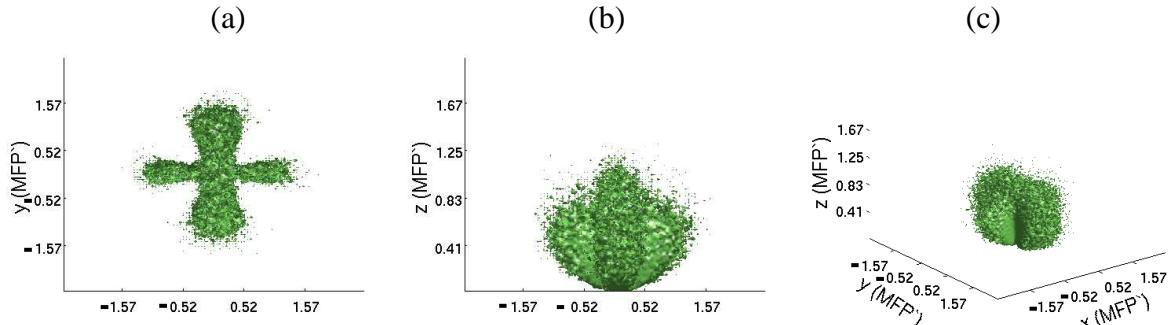


Figure IV.5: Représentation du volume sondé par le flux de photons ayant une intensité de la valeur 10^{-7} (u.a.). La polarisation maintenue est linéaire et la vue sur le volume s'effectue par l'intérieur du milieu sondé comme ainsi : (a) en direction de l'axe z, (b) latéralement en direction de l'axe y, (c) diagonalement.

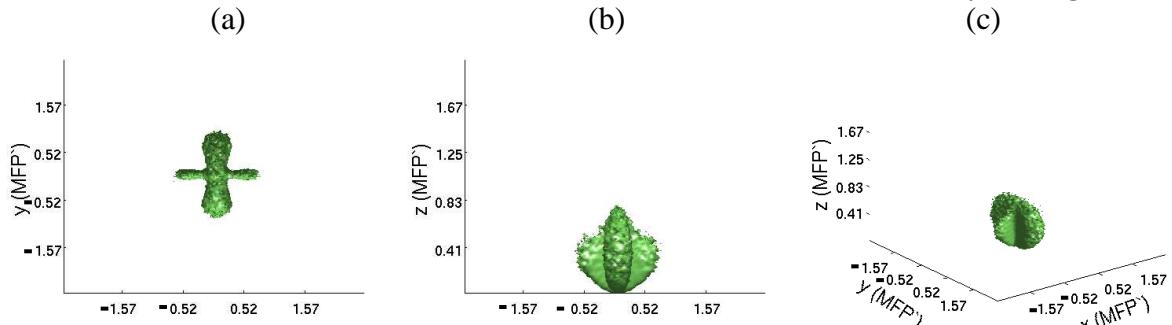


Figure IV.6: Représentation du volume sondé par le flux de photons ayant une intensité de la valeur $5*10^{-7}$ (u.a.). La polarisation maintenue est linéaire et la vue sur le volume s'effectue par l'intérieur du milieu sondé comme ainsi : (a) en direction de l'axe z, (b) latéralement en direction de l'axe y, (c) diagonalement.

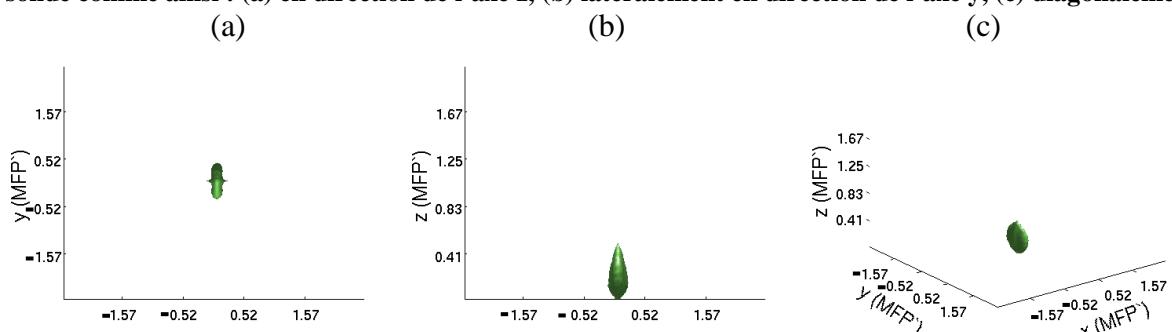


Figure IV.7: Représentation du volume sondé par le flux de photons ayant une intensité de la valeur 10^{-6} (u.a.). La polarisation maintenue est linéaire et la vue sur le volume s'effectue par l'intérieur du milieu sondé comme ainsi : (a) en direction de l'axe z, (b) latéralement en direction de l'axe y, (c) diagonalement.

(a) (b) (c)

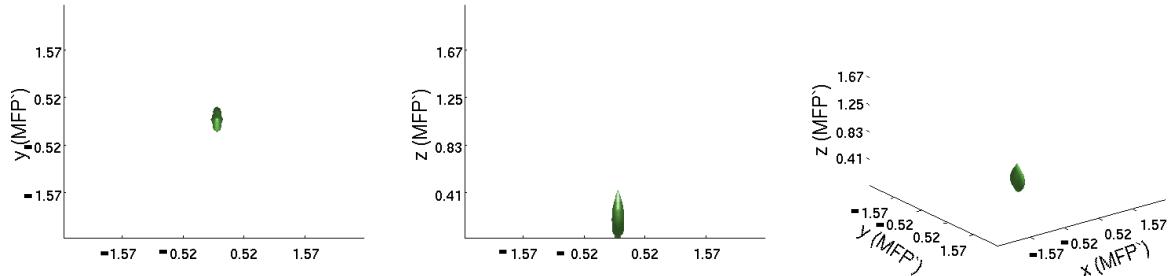


Figure IV.8: Représentation du volume sondé par le flux de photons ayant une intensité de la valeur 5×10^{-6} (u.a.). La polarisation maintenue est linéaire et la vue sur le volume s'effectue par l'intérieur du milieu sondé comme ainsi : (a) en direction de l'axe z, (b) latéralement en direction de l'axe y, (c) diagonalement.

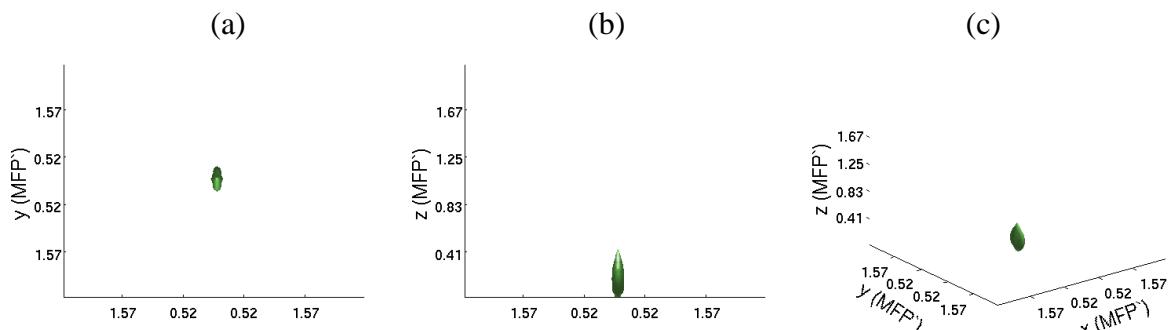


Figure IV.9: Représentation du volume sondé par le flux de photons ayant une intensité de la valeur 10^{-5} (u.a.). La polarisation maintenue est linéaire et la vue sur le volume s'effectue par l'intérieur du milieu sondé comme ainsi : (a) en direction de l'axe z, (b) latéralement en direction de l'axe y, (c) diagonalement.

Les Figures IV.6 à IV.9 montrent que trouver le bon descripteur V_c n'est ici pas trivial. Nous avons choisi une valeur d'intensité seuil permettant de distinguer facilement les formes des volumes obtenues pour les différentes polarisations. Dans la suite, nous présentons le descripteur pour une intensité égale à 10^{-6} (u.a.). Cette valeur, arbitraire, nous permet cependant de montrer l'évolution des volumes sondés en fonction de divers paramètres.

IV.2.3 Evolution du volume sondé selon la polarisation

Dans le paragraphe IV.2.1, nous avons montré qu'il n'est pas évident de faire le lien entre l'intensité mesurée en surface et le volume sondé correspondant dans milieu. Dans ce paragraphe nous proposons d'examiner le descripteur V_c du volume sondé par les photons rétrodiffusés, défini ci-dessus, et nous étudions la forme de ce volume en fonction de la polarisation initiale utilisée.

La Figure IV.10 montre le cas du volume sondé par la polarisation linéaire. Une vue suivant l'axe z (Figure IV.10 [a]) montre l'ensemble des contours horizontaux présentés dans le paragraphe précédent. Les vues latérale (Figure IV.10 [b]) et isométrique (Figure IV.10 [c]) nous aident à percevoir la forme du volume sondé avec cette polarisation. Pour les

Figures IV.10 à IV.17, la source se trouve donc (a) derrière le volume, (b) et (c) sous le volume.

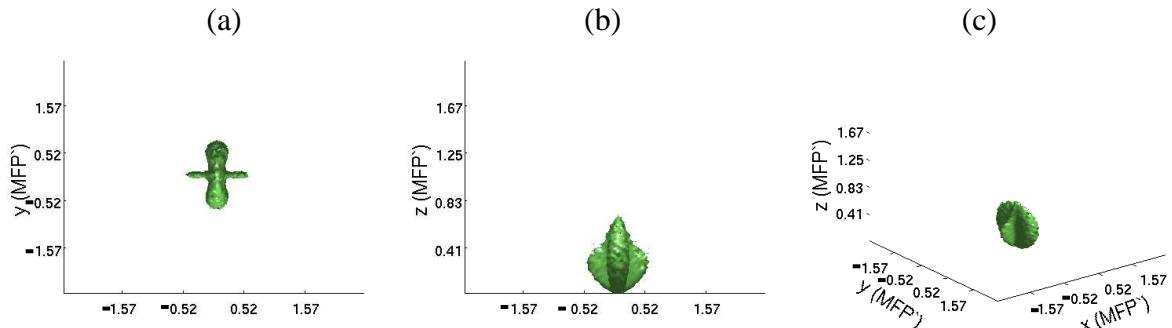


Figure IV.10: Volume 3D sondé dans le milieu par la polarisation linéaire avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

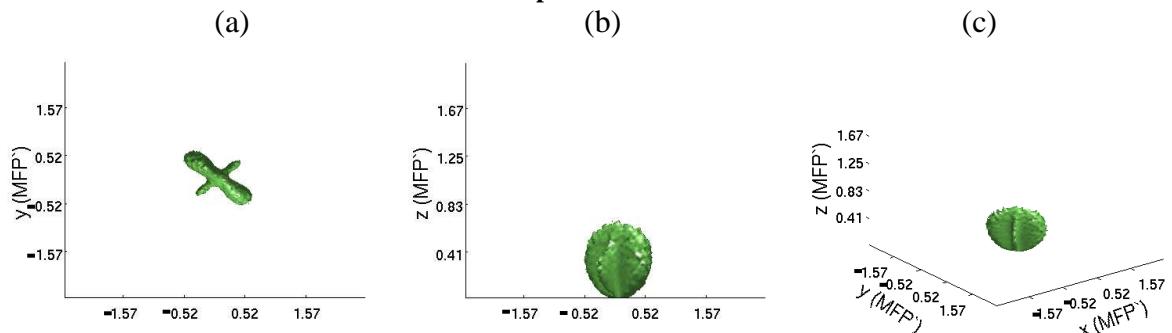


Figure IV.11: Volume 3D sondé dans le milieu par la polarisation linéaire à 45° ($\epsilon=0.00\pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

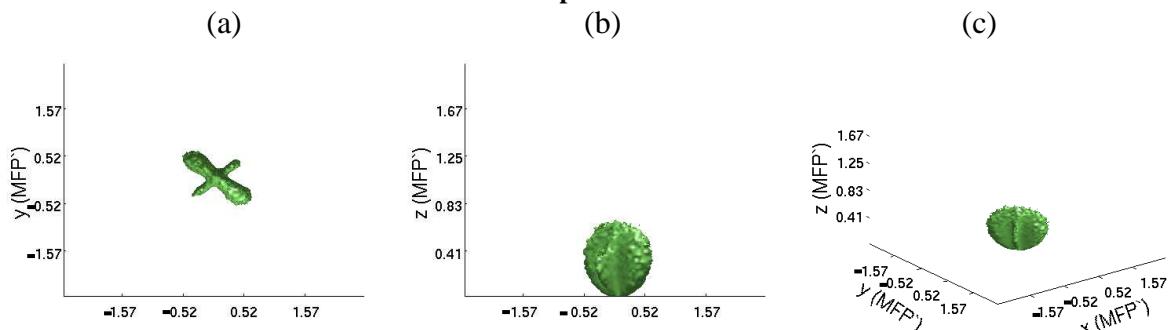


Figure IV.12: Volume 3D sondé dans le milieu par la polarisation elliptique ($\epsilon=0.05\pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

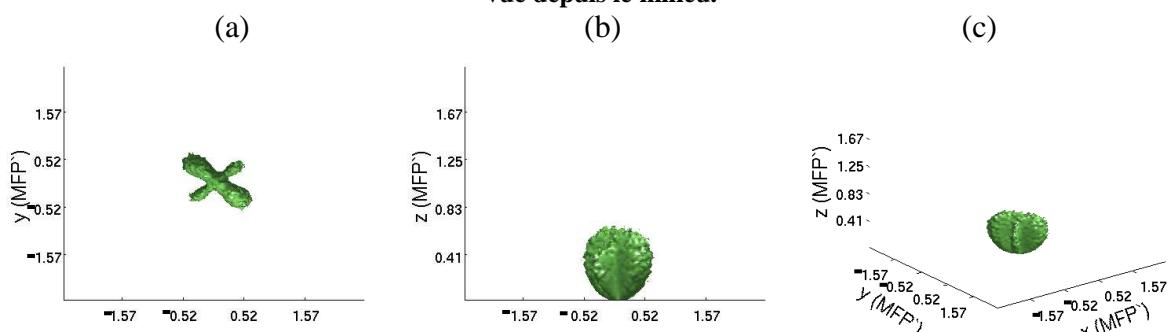


Figure IV.13: Volume 3D sondé dans le milieu par la polarisation elliptique ($\epsilon=0.1\pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

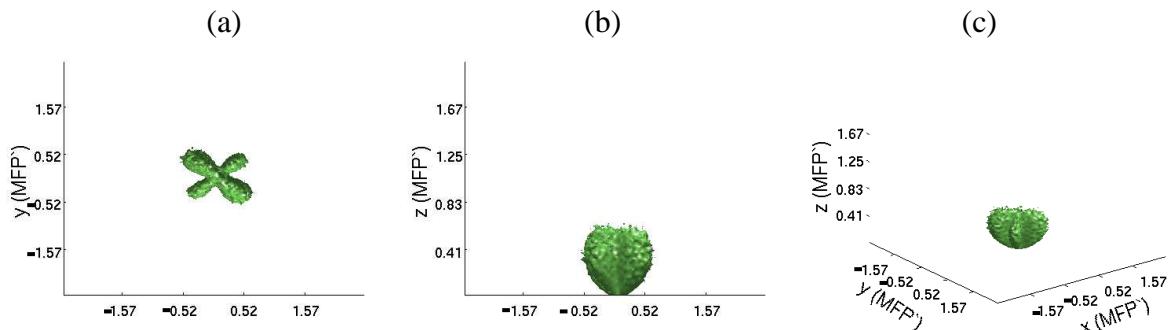


Figure IV.14: Volume 3D sondé dans le milieu par la polarisation elliptique ($\epsilon=0.15\pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

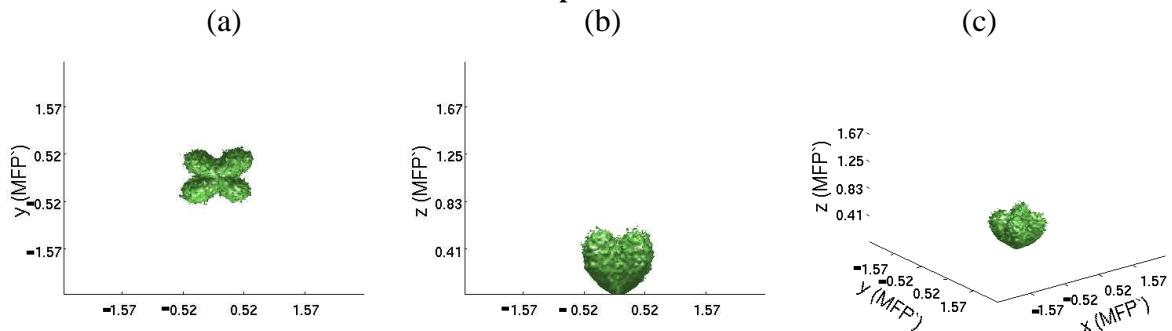


Figure IV.15: Volume 3D sondé dans le milieu par la polarisation circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

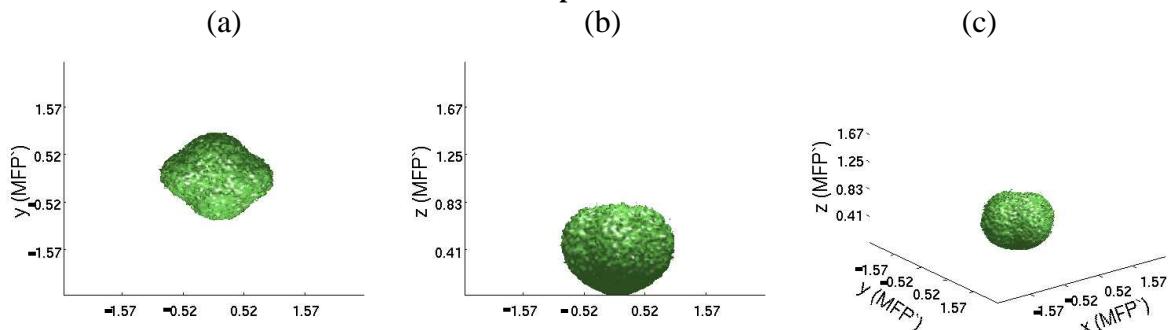


Figure IV.16: Volume 3D sondé dans le milieu par les photons multiplement diffusés avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

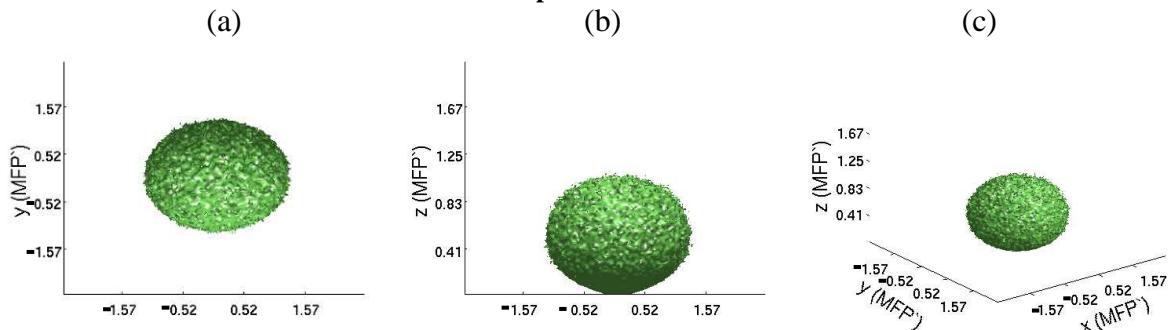


Figure IV.17: Volume 3D sondé dans le milieu par les photons non polarisés avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

Les différents volumes montrent une forte dépendance de la polarisation initiale utilisée. La polarisation linéaire (Figure VI.11) sonde un volume beaucoup moins volumineux que les

autres polarisations. On peut constater une croissance du volume en passant à la polarisation elliptique (Figures VI.11 à VI.15). En augmentant l'ellipticité ϵ de la polarisation elliptique, on remarque que la forme du volume elliptique s'approche de plus en plus de celle du volume sondé par la polarisation circulaire (Figure VI.15), qui est le volume le plus important pour les photons ayant maintenu leur polarisation initiale. Cette évolution s'observe surtout sur les vues suivant l'axe z représentées dans les parties (a) des figures. Le volume obtenu pour la polarisation circulaire montre également une symétrie le long de l'axe z. Les photons ayant perdu leur polarisation initiale (Figure VI.16) couvrent un volume encore plus important que celui de la polarisation circulaire. Pour les photons non polarisés (Figure VI.17) le volume sondé est le plus important.

En ce qui concerne l'évolution de ces volumes en fonction des propriétés optiques, les conclusions du chapitre précédent s'appliquent. Une variation des propriétés optiques du milieu diffusant modifiera la forme du volume sondé. Avec un facteur d'anisotropie plus important, les volumes seront plus étendus en profondeur, tandis qu'un coefficient d'absorption plus important réduira ces volumes. Un coefficient de diffusion plus important diminuera l'étendue en profondeur, mais élargira l'étendue latérale des volumes. Le facteur d'anisotropie est le facteur le plus susceptible de modifier la morphologie de ces volumes. (Falconet *et al* 2008) ont d'ailleurs exploité ces modifications pour déterminer le facteur d'anisotropie des milieux diffusants. Nous avons montré que grâce aux différents filtrages en polarisation, il est possible de sonder un milieu diffusant avec des volumes de différentes formes.

IV.3 Vers une imagerie 3D : application à la Tomographie de Projection Optique

La tomographie de projection optique (en Anglais Optical Projection Tomography ; nous utilisons dans la suite l'abréviation OPT) est une méthode d'imagerie 3D récente qui a été développée au début des années 2000 et qui prend de plus en plus d'importance dans le domaine biologique et médical. L'OPT peut être considérée comme l'adaptation de la « Computerized Tomography (CT) » dans le domaine de la tomographie par rayons X, au domaine de l'imagerie optique. Elle se place entre l'échelle microscopique et macroscopique, appelée mésoscopique. Les échantillons examinés par la lumière transmise ont généralement une taille comprise entre 1 et 10 mm (Rieckher *et al.* 2011) et la méthode permet d'obtenir une résolution de 5 à 10 μm (Sharpe *et al.* 2002). L'utilisation de l'OPT est réservée traditionnellement à des spécimens ayant une très faible diffusion, comme par exemple des embryons car, comme son nom l'indique, elle analyse la projection des photons. Il existe des

variantes de l'OPT avec des méthodes qui permettent une application à des milieux turbides (Vasefi et al. 2009). Elle est actuellement le seul outil permettant de collecter à la fois la l'information morphologique et moléculaire avec un même instrument (Birk et al. 2011), ce qui est un grand avantage pour certaines applications par rapport aux techniques concurrentielles comme la microCT, microMRT ou OCT (Sensen and Hallgrímsson 2008).

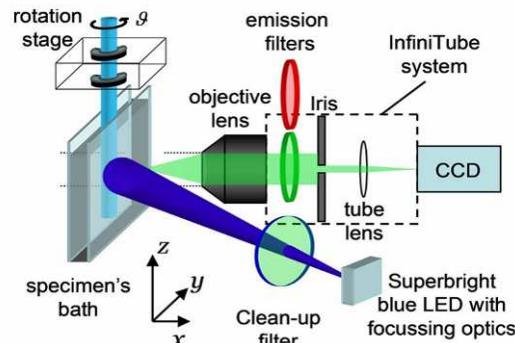


Figure IV.18: Banc d'expérimentation pour l'OPT en fluorescence. Pour la mesure en transmission, la lumière est dans le même axe que l'échantillon et le système de détection. (Birk et al. 2011)

IV.3.1 Réflexion sur l'application du Sondage Polarimétrique à la Tomographie de Projection Optique

Une limitation gênante de l'OPT peut être sa restriction d'application à des tissus faiblement diffusants. Une adaptation de cette méthode, nommée « ADOPT » (pour « Angular Domain Optical Projection Tomography »), permet une application de l'OPT aux milieux modérément turbides. Elle utilise un filtre angulaire pour filtrer les photons transmis par l'échantillon diffusant et ayant gardé un trajet balistique ou quasi-balistique (Vasefi et al. 2009). Cela permet d'exclure les photons ayant subi une diffusion importante. La méthode que nous proposons, permet de remplacer un filtrage spatial par un filtrage polarimétrique, permettant également de filtrer les photons selon la longueur de leur trajet. Ceci offre la possibilité d'une instrumentation moins encombrante, sans balayage spatial. Cependant, ceci suppose toujours que l'on obtienne une mesure en transmission non nulle. La Figure IV.19 montre le cas (1) où la polarisation circulaire est optimale pour la taille et la diffusion de l'échantillon donné. Un échantillon ayant une diffusion plus faible ou une épaisseur moins importante (comme pour l'épaisseur 2) nécessite la polarisation elliptique ou linéaire (l'épaisseur 3) pour avoir le moins de photons non balistiques lors de la détection.

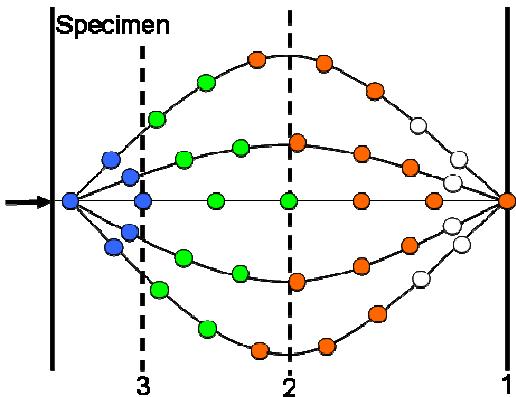


Figure IV.19: Schéma de la polarisation maintenue en transmission de gauche à droite des photons par un échantillon. Les événements de diffusion / distances qui sont atteintes par les photons ayant conservé leur polarisation circulaire sont en orange, ceux ayant conservé leur polarisation elliptique sont en vert, ceux ayant gardé leur polarisation linéaire sont en bleu et les distances où les photons ont perdu leur polarisation initiale sont en blanc. Les distances atteintes par la polarisation linéaire sont également atteintes par la polarisation elliptique et circulaire, les distances atteintes par la polarisation elliptique le sont aussi par la polarisation circulaire. L'échantillon avec la taille 1 se prête pour la polarisation circulaire, la taille 2 pour la polarisation elliptique et la taille 3 pour la polarisation linéaire.

Un sondage polarimétrique en transmission permet ainsi de filtrer les photons balistiques ou serpentiles qui sont nécessaires pour l'OPT. L'utilisation des polarisations linéaire, elliptique et circulaire, devrait permettre d'obtenir des images avec une résolution accrue.

IV.3.2 Réflexion sur l'application de la polarimétrie pour la reconstruction des propriétés optiques

La polarimétrie a été utilisée très récemment pour faire la reconstruction de certaines propriétés optiques, ceci témoigne de l'intérêt actuel de nos travaux. Il a été montré que grâce à la polarisation linéaire, le coefficient de transport $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ et l'albedo peuvent être reconstruits (Soloviev et al. 2012). Pour que cela soit possible, l'équation du transfert radiatif vectoreille (ETRV) est approximée pour l'imagerie tomographique en transmission. Il est supposé que le milieu diffusant contient des régions fortement et faiblement diffusantes qui diffèrent par leur coefficient de transport dans l'ordre de magnitude. Une autre approximation est l'utilisation de la matrice de phase de Rayleigh qui est la forme la plus simple de la matrice de phase, mais qui décrit suffisamment bien la loi de diffusion dans le cas étudié. Le terme source de l'ETRV contient l'intensité de la lumière sous la forme d'un vecteur avec les paramètres du vecteur de Stokes pour la description de la polarisation. Il montre que les paramètres U et V du vecteur de Stokes peuvent être négligés pour la lumière linéairement polarisée, ce qui simplifie de nouveau le terme source de l'ETRV. Ainsi simplifiée, elle est résolue numériquement par la méthode des éléments finis. Avec un algorithme de

reconstruction (Soloviev and Arridge 2011), on peut remonter au coefficient de transport et à l'albedo.

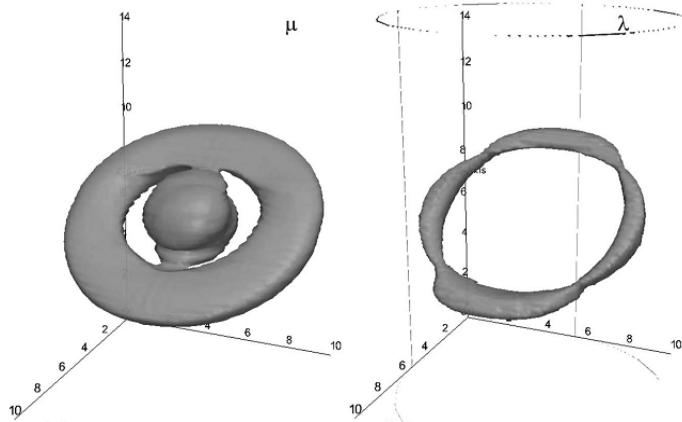


Figure IV.20: Reconstruction des paramètres optiques en 3D. Isosurface du coefficient de transport (gauche) et de l'albedo (droite). (Soloviev et al. 2012)

Il est donc possible, grâce à la polarimétrie, de reconstruire des paramètres optiques du milieu analysé. La question se pose de savoir s'il n'est pas possible de trouver encore plus d'informations suite à l'utilisation d'autres polarisations, comme la polarisation circulaire dont le paramètre V du vecteur de Stokes a été négligé par Soloviev dans le cas de la polarisation linéaire.

Après avoir présenté quelques applications de l'imagerie polarimétrique 3D en transmission, nous nous intéressons à l'imagerie polarimétrique 3D pour le cas du sondage d'un milieu diffusant, toujours en rétrodiffusion.

IV.3.3 Imagerie polarimétrique résolue en 3D en rétrodiffusion

L'imagerie en rétrodiffusion est souvent la seule solution dans le diagnostic *in vivo* des tissus biologiques. Les problèmes liés à l'examen d'un tissu en rétrodiffusion sont multiples. La détection des photons peut se faire uniquement sous des angles très restreints, généralement inférieurs à 180° autour de la zone d'intérêt. Comme exemple d'une telle situation on peut citer le diagnostic optique du cancer de l'œsophage ou celui de l'utérus. Un autre problème possible est l'éblouissement dû à la réflexion spéculaire, spécialement pour l'examen de la peau comme c'est le cas pour le diagnostic des mélanomes.

En acceptant ces limitations, il existe différentes possibilités pour l'imagerie polarimétrique, avec de nombreuses configurations. Nous en présentons trois:

- Premièrement, on peut utiliser une source large et une détection large avec une caméra CCD ce qui permet l'imagerie directe comme cela a été présenté

au chapitre précédent. Cette configuration permet de sonder des milieux homogènes mais ne se prête pas au sondage d'objets irréguliers. Elle s'applique à des mesures sur des surfaces relativement grandes, comme la peau.

- La deuxième configuration consiste en une source ponctuelle et une caméra pour une détection large. Une application potentielle de cette configuration peut être l'endoscopie.
- Finalement, la troisième configuration comporte une source ponctuelle ainsi qu'un détecteur ponctuel. Cette variante permet d'aller vers la tomographie.

Dans les études qui suivent nous nous restreignons au cas où le milieu est homogène et semi-infini et ses propriétés optiques sont connues à l'avance. Nous limitons également les études aux cas sans objet et avec un objet enfoui dans le milieu. Dans la suite nous examinons le formalisme qui exprime la densité de diffusion des photons dans le milieu. Ce paramètre nous permet d'obtenir une résolution en trois dimensions du volume sondé et de l'objet enfoui.

IV.3.3.1 Formalisme de la densité de diffusion des photons

Dans les mesures en rétrodiffusion, il est très avantageux de pouvoir définir le volume sondé par les photons mais aussi de connaître l'influence d'une hétérogénéité dans le milieu sur la mesure. Différentes approches analytiques, numériques ou expérimentales ont été faites pour caractériser le volume parcouru par les photons. (Bevilacqua et al. 2004) ont utilisé la méthode de Monte Carlo pour simuler le transport radiatif et pour générer une fonction de densité de diffusion de photon (en anglais Photon scattering density function, dans la suite PSDF). Cette fonction définit la densité de probabilité de présence dans le volume des photons mesurés dans une configuration de mesure donnée. Cette fonction est définie pour une lumière non polarisée. Nous avons adapté cette méthode pour qu'elle soit utilisable pour l'analyse de la lumière polarisée.

La méthode pour obtenir la PSDF consiste à ne comptabiliser que les photons qui sont effectivement mesurés. Le poids initial du photon injecté est $W=1$ et il décroît avec la longueur du trajet du photon. Au moment de la détection t_i du photon i son poids s'écrit : $W_i = \exp(-\mu_a c t_i)$. L'intervalle de temps $0 \rightarrow t$ contient tous les photons détectés. Pour chaque photon i , on sauvegarde les positions $p_{ij}(x,y,z)$ de chaque événement de diffusion j dans une matrice 3D $v_i(x,y,z)$. Le nombre total d'événements de diffusion de chaque photon i est noté

N_i . Une sommation des matrices v_i compte dans chaque élément, appelé voxel, le nombre de diffusions réalisées par tous les photons à cet endroit. La normalisation par le volume simulé de la matrice sommée permet d'écrire une densité volumique.

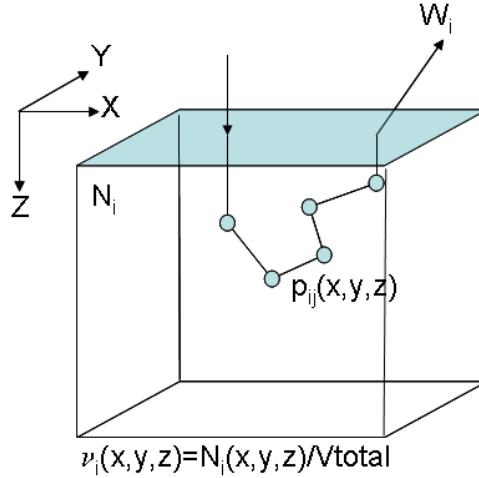


Figure IV.21: Eléments nécessaires pour la PSDF. v_i : i cartographies 3D des événements $p_{ij}(x,y,z)$ de diffusion pour chaque photon i. N_i : Nombre des diffusions pour le photon i. W_i : poids final du photon i lors de sa détection.

Grâce aux définitions précédentes, on peut décrire la densité de diffusion des photons (Bevilacqua et al. 2004):

$$\sigma(x, y, z, s) = \sum_{\forall i} \frac{W_i}{N_i(x, y, z)} v_i(x, y, z) \quad (\text{IV.1})$$

Le terme $W_i/N_i(x, y, z) \cdot v_i(x, y, z)$ désigne une pondération de chaque élément de la matrice v_i avec la fraction du poids final W_i . Cela revient à dire que le poids final W_i est réparti sur les positions où il y a eu une diffusion pour le photon i. L'avantage de cette pondération apparaît quand il s'agit de calculer la moyenne arithmétique pondérée sur la densité de diffusion des photons.

Pour le cas où la lumière est polarisée, nous avons introduit une pondération de la matrice $v_i(x, y, z)$ avec le vecteur de Stokes final. Concrètement, cela génère quatre densités de diffusion des photons pour les quatre composantes du vecteur de Stokes $S=[I, Q, U, V]^T$. Les densités de diffusion des photons prenant en compte la polarisation se définissent comme :

$$\sigma_I(x, y, z, s) = \sum_{\forall i} \frac{W_i}{N_i(x, y, z)} v_{hi}(x, y, z)$$

$$\sigma_Q(x, y, z, s) = \sum_{\forall i} \frac{W_i}{N_i(x, y, z)} v_{Qi}(x, y, z)$$

$$\sigma_U(x, y, z, s) = \sum_{\forall i} \frac{W_i}{N_i(x, y, z)} v_{Ui}(x, y, z)$$

$$\sigma_v(x, y, z, s) = \sum_{\forall i} \frac{W_i}{N_i(x, y, z)} v_{vi}(x, y, z) \quad (\text{IV.2})$$

Dans la suite, nous appelons l'ensemble de ces équations « fonctions de densité de diffusion des photons polarisés » (par souci de cohérence avec la littérature, nous utilisons le terme anglais dans la suite : PPSDF pour Polarized Photon Scattering Density Function). Pour passer à la simulation de la PPSDF nous décrivons ci-après les configurations des simulations.

En comparant cette représentation du volume sondé par rapport à celle que nous avons introduite plus haut, la PPSDF est plus riche d'information sur le trajet suivi par les photons. La représentation précédente a cependant l'avantage d'une estimation rapide du volume sondé.

IV.3.3.2 Configuration des simulations

Nous choisissons de simuler un cas spécifique des propriétés optiques qui sont proches des propriétés optiques de la peau (Tseng et al. 2009). Comme coefficient de diffusion nous choisissons $\mu_s=50 \text{ cm}^{-1}$, le coefficient d'absorption est $\mu_a=0.5 \text{ cm}^{-1}$ et le facteur d'anisotropie est $g=0.8$. Pour ces premières simulations nous choisissons un milieu homogène et semi-infini qui prend en compte les lois de Fresnel à la surface. La taille des pixels dans les directions x et y est de 0.05 mm. En direction z, la taille des voxels est de 0.02mm. Le volume sauvegardé est restreint à une matrice 3D de 100x100x100 pixels par souci d'espace de mémoire. La résolution des voxels est adaptée à ce volume de sauvegarde pour garantir une représentation assez complète de la PPSDF.

La première configuration de simulation consiste en une source ponctuelle avec de multiples points de détection. L'illumination se fait sous incidence normale en un point, aucune restriction n'est fixée sur la collection en sortie. Les photons sont collectés quelle que soit leur position et leur direction de sortie. La détection se fait sur 100x100 pixels à la surface, la source étant localisée au pixel x=51, y=51. Nous appelons dans la suite cette configuration de simulation la **méthode 1** (Figure IV.22).

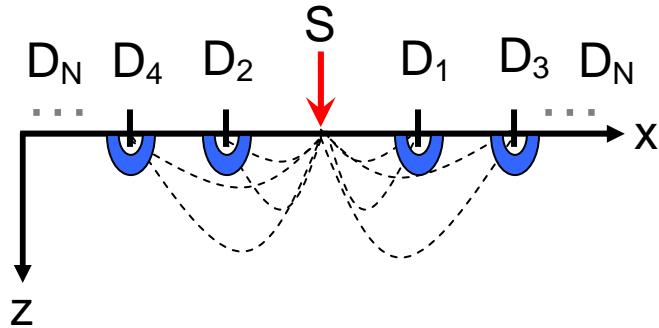


Figure IV.22: Schéma de la configuration de la source et des détecteurs ayant une ouverture numérique indiquée en bleu pour la méthode 1.

La deuxième configuration comprend une source ponctuelle et un détecteur ponctuel. L'illumination se fait toujours sous incidence normale en un point. En sortie, les photons sont collectés en une position spécifique, toujours sans restriction sur leur direction de sortie. La position de détection se trouve à une distance latérale $\Delta x = 20$ pixels, ce qui correspond à 1 mm, du pixel de la source. Nous avons choisi cette distance de 20 pixels pour réaliser des simulations qui sont raisonnables en ce qui concerne le temps de calcul et leur résolution. Si la distance entre la source et le détecteur est trop longue, les photons perdent leur polarisation initiale et un sondage sélectif grâce à la polarisation n'est plus possible. Il faut savoir que les photons rétrodiffusés qui n'ont pas été détectés au pixel souhaité sont rejetés, ce qui diminue de manière cruciale la probabilité d'obtenir un photon 'utile' rétrodiffusé. Cette configuration est appelée la **méthode 2** dans la suite (Figure IV.23).

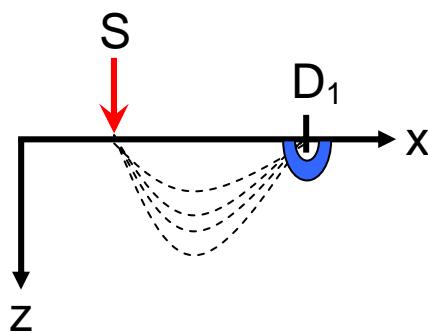


Figure IV.23: Schéma de la configuration de la source et du détecteur ayant une ouverture numérique indiquée en bleu pour la méthode 2.

Pour les deux méthodes nous simulons respectivement une situation simple sans hétérogénéité dans le milieu, ce qui va nous servir de simulation de référence pour la suite. Dans le paragraphe suivant une inclusion absorbante est introduite dans le calcul des PPSDF pour chacune des deux méthodes dans le but de tester la sensibilité à la localisation de cette inclusion.

IV.3.3.3 Faisabilité de la méthode

L'introduction d'une inclusion absorbante a pour objectif de se rapprocher du cas réel de situations telles que la détection de cellules cancéreuses dans un tissu biologique. Pour notre simulation, nous choisissons une inclusion de taille 3x3x3 pixels, ce qui correspond dans notre résolution à un volume de 150 μm de largeur et de profondeur (directions x et y) et de 60 μm d'épaisseur (direction z).

Pour la méthode 1, nous simulons trois positions différentes de cette inclusion: I.) Une profondeur de 60 μm , II.) une profondeur de 240 μm et III.) une profondeur de 400 μm (Figure IV.24). Pour chaque cas nous plaçons l'inclusion symétriquement sous la source. Les photons lancés se distribuent statistiquement selon plusieurs groupes : les photons absorbés par le milieu, absorbés par l'inclusion, les photons réfléchis directement par l'interface sans pénétrer dans le milieu et les photons détectés.

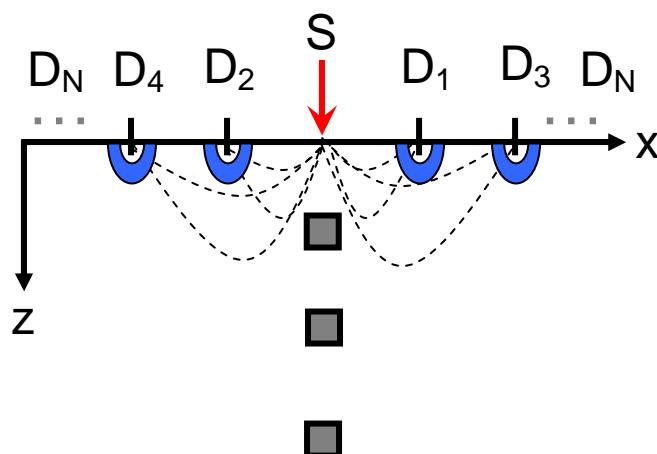


Figure IV.24: Schéma de la configuration de la source et des détecteurs ayant une ouverture numérique indiquée en bleu pour la méthode 1. Les différentes positions de l'inclusion absorbante sont également représentées.

Pour la méthode 2, l'inclusion est placée à mi-chemin entre sa source et le détecteur, ce qui correspond à la position où le sondage par une paire source-détecteur est le plus profond (Bevilacqua et al. 2004; Feng, Zeng, and Chance 1995). La profondeur de l'inclusion est de 60 μm (Figure IV.25). Pour cette méthode la distribution des photons s'organise de la même manière que pour la méthode 1, sauf que tous les photons qui ont été rétrodiffusés hors du pixel de détection choisi sont relancés. Pour cette raison nous lançons 15 fois plus de photons dans la méthode 2 que dans la méthode 1 afin d'obtenir une meilleure statistique pour la PPSDF.

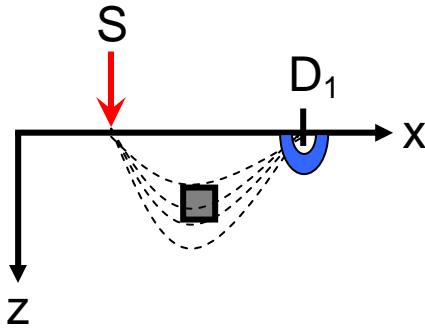


Figure IV.25 : Schéma de la configuration de la source et du détecteur ayant une ouverture numérique indiquée en bleu pour la méthode 2. La position de l'inclusion absorbante est également représentée.

Pour résumer les simulations, nous considérons les six configurations listées dans le Tableau IV.1.

Simulation	Méthode 1 1 Source N DéTECTEURS	Méthode 2 1 Source 1 DéTECTEUR
1	référence	référence
2	inclusion z= 3 pixel	-
3	inclusion z= 12 pixel	-
4	inclusion z= 20 pixel	inclusion z= 20 pixel

Tableau IV.1 Tableau récapitulatif des simulations sans et avec inclusion.

Résultats de la méthode 1

Les résultats pour cette méthode profitent d'une statistique de 10^8 photons lancés, dont environ 7×10^7 photons sont rétrodiffusés et contribuent à la PPSDF pour le cas sans inclusion. En l'occurrence, nous avons environ 5.1×10^7 photons pour le cas avec inclusion placée à une profondeur de 3 pixels (ce qui correspond à une profondeur de $60\mu\text{m}$). Si l'inclusion est plus profonde le nombre de photons rétrodiffusés augmente : 5.7×10^7 photons pour une inclusion à une profondeur de 12 pixels (correspond à $240\mu\text{m}$) et 6.3×10^7 photons pour une inclusion à une profondeur de 20 pixels (correspond à $400\mu\text{m}$).

La Figure IV.26 représente les coupes transversales de la distribution des PPSDF dans le milieu sondé : (a) montre une coupe transversale parallèle à l'axe x ; les autres images, une coupe transversale diagonale dans la direction de la deuxième et quatrième bissectrice vue de la surface. L'intensité de la PPSDF est représentée sur une échelle logarithmique. L'échelle est en MFP' et l'échelle latérale est centrée sur la position de la source. La résolution de l'image est de $50\mu\text{m}$ pour la direction x d'un pixel, et de $20\mu\text{m}$ pour la direction z du pixel. L'échelle logarithmique est limitée sur des valeurs entre 1.5×10^{-8} et 4.5×10^{-8} (u.a.) [$\sim \exp(-18)$ et $\exp(-10)$ (u.a.)].

(a)

(b)

(c)

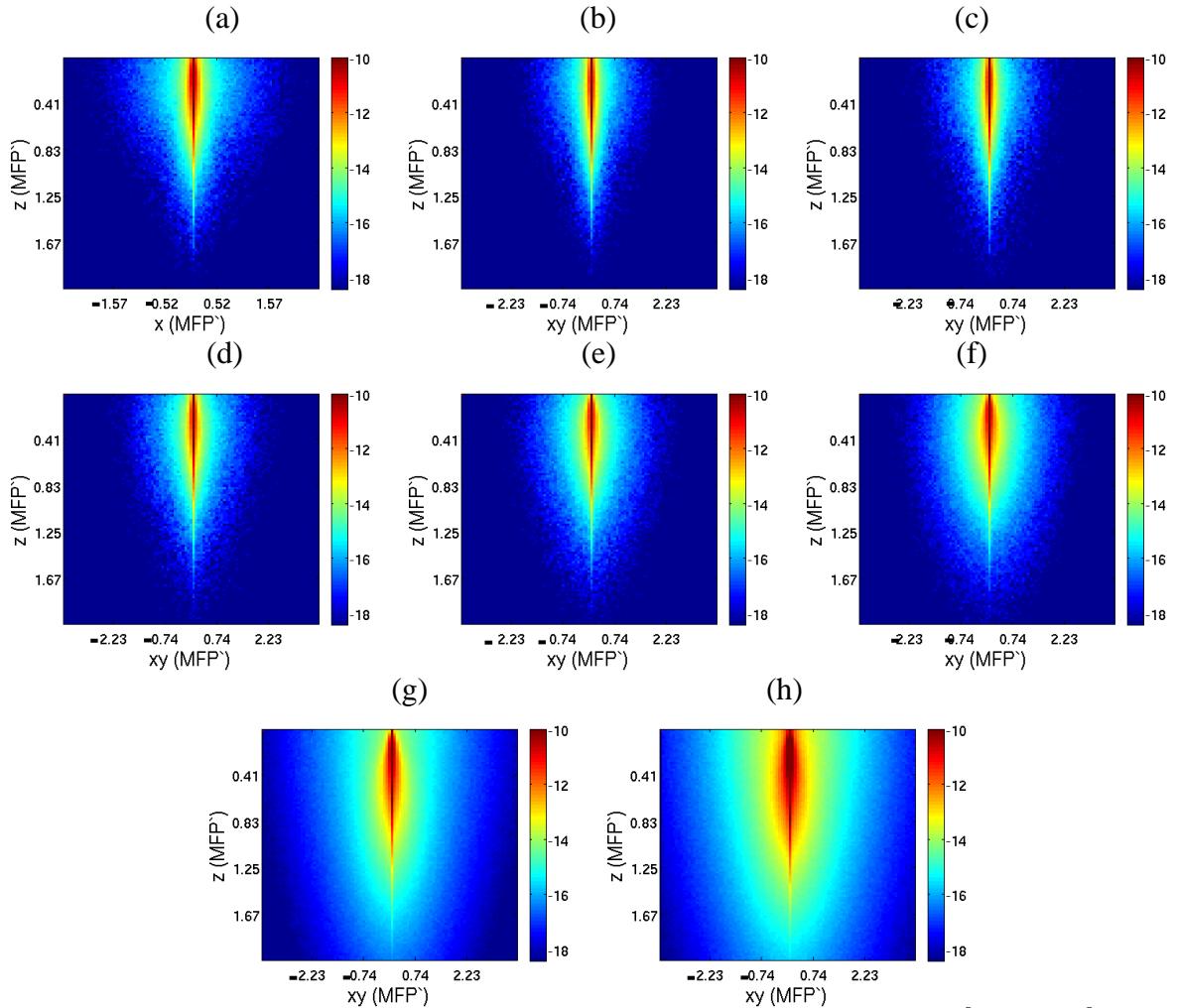


Figure IV.26: Coupe transversale de la PPSDF entre les valeurs d'intensité 1.5×10^{-8} et 4.5×10^{-8} (u.a) [$\sim \exp(-18)$ et $\exp(-10)$ (u.a.) sur la figure]. Coupe transversale horizontal pour la polarisation (a) linéaire, coupe transversale diagonale pour la polarisation (b) elliptique ($\epsilon=0\pi$), (c) elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), (d) elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), (e) elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), (f) circulaire ($\epsilon=0.25\pi$), (g) dépolarisé et (h) sans polarisation. Aucune inclusion n'est présente dans le milieu homogène et semi-infini.

L'extension spatiale de la PPSDF est différente de la représentation décrite plus haut, mais l'évolution en fonction de l'ellipticité de polarisation est la même : l'extension spatiale augmente à mesure que l'ellipticité augmente. En observant la forme des différentes extensions de la PPSDF la forme particulièrement pointue paraît surprenante.

En représentation volumique, avec un seuil fixé à 10^{-7} [$\sim \exp(-16)$], les différences entre les volumes est encore plus flagrante. L'expansion spatiale est globalement la même que pour la représentation du volume moyen (Figures IV.27 à IV.34). Les photons ayant perdu leur polarisation initiale (Figure IV.33) englobe un volume plus conséquent pour la même valeur d'intensité représentée. La Figure IV.34 illustre l'extension spatiale des photons non polarisés, c'est le volume de sondage le plus grand et qui dépasse même pour cette valeur d'intensité le volume sauvegardé.

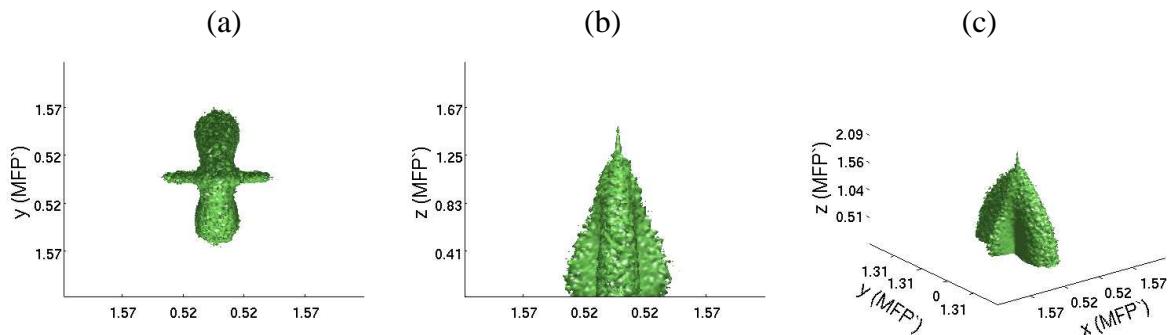


Figure IV.27: Représentation du volume de la PPSDF pour la polarisation maintenue linéaire avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

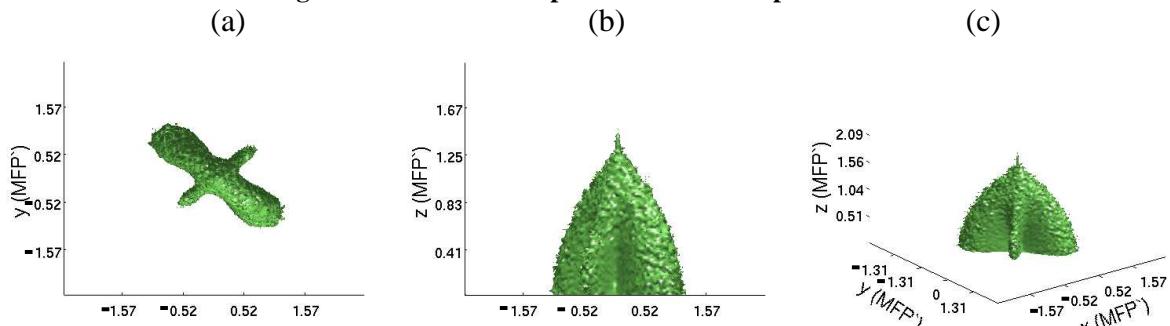


Figure IV.28: Représentation du volume de la PPSDF pour la polarisation maintenue linéaire à 45° avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

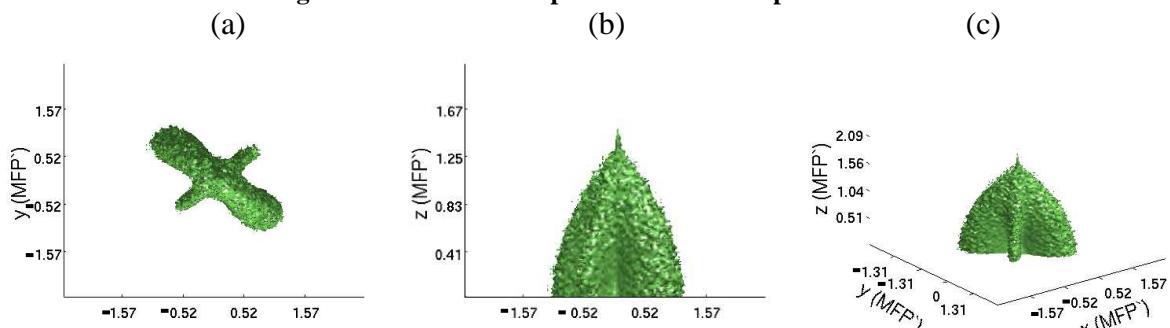


Figure IV.29: Représentation du volume de la PPSDF pour la polarisation maintenue elliptique ($\epsilon=0.05 \pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

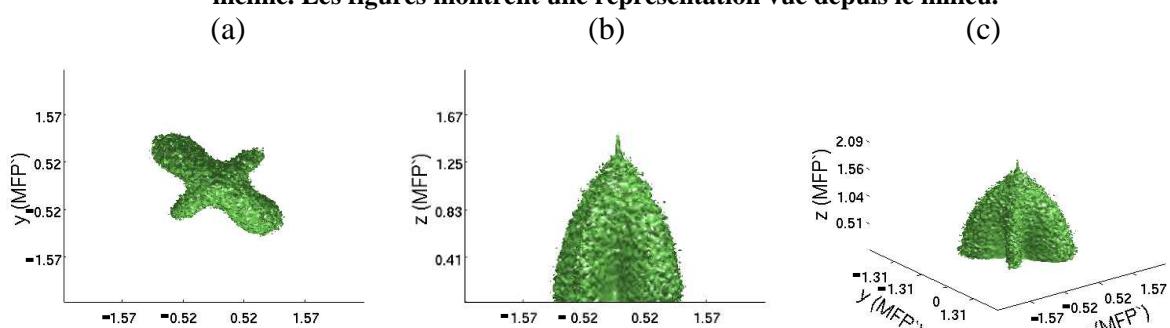


Figure IV.30: Représentation du volume de la PPSDF pour la polarisation maintenue elliptique ($\epsilon=0.1 \pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

(a) (b) (c)

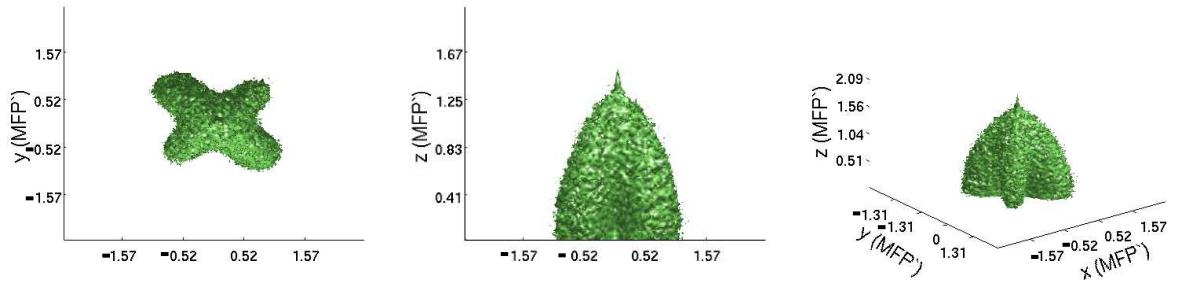


Figure IV.31: Représentation du volume de la PPSDF pour la polarisation maintenue elliptique ($\epsilon=0.15\pi$) avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

(a)

(b)

(c)

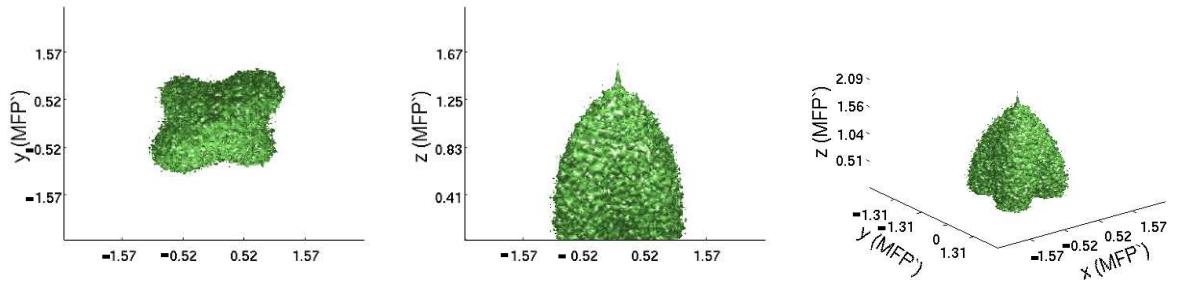


Figure IV.32: Représentation du volume de la PPSDF pour la polarisation maintenue circulaire avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

(a)

(b)

(c)

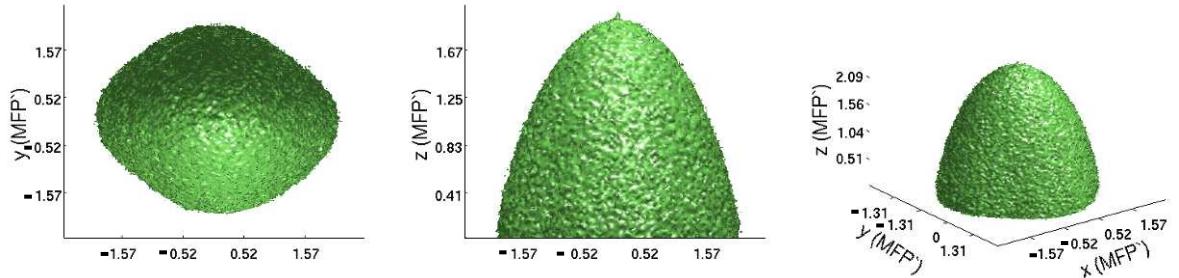


Figure IV.33: Représentation du volume de la PPSDF pour les photons multiplemement diffusée avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

(a)

(b)

(c)

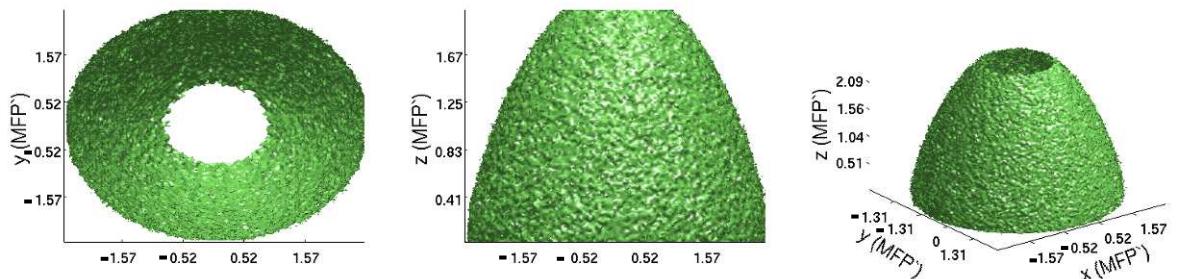


Figure IV.34: Représentation du volume de la PPSDF pour les photons sans polarisaiton avec une vue (a) dans la direction de l'axe z, (b) latérale dans la direction de l'axe y et (c) diagonale incliné. Les figures montrent une représentation vue depuis le milieu.

Pour le cas d'une inclusion dans le milieu, celle-ci est fortement visible dans la représentation du milieu par la PPSDF comme on peut le constater sur la Figure IV.35. La représentation en échelle logarithmique fait apparaître l'inclusion totalement absorbante en noir.

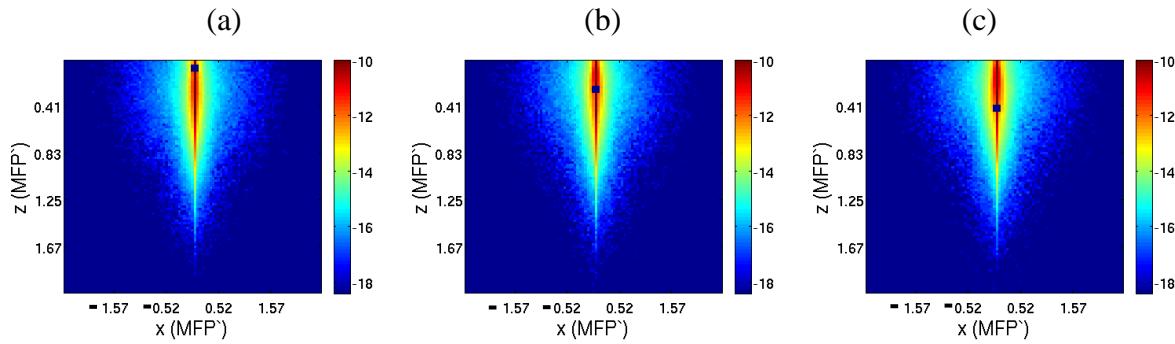


Figure IV.35: Coupe transversale du milieu représentant la PPSDF pour la polarisation linéaire maintenue avec une inclusion totalement absorbante à la profondeur: (a) 0.06 MFP' (60μm), (b) 0.25 MFP' (240μm) et (c) 0.42 MFP' (400μm).

Quand on compare l'influence des inclusions sur un histogramme de la PPSDF en profondeur sous la source, où est placée l'inclusion absorbante, on peut clairement localiser une absorption des photons sur la Figure IV.36 à une profondeur de (a) 0.06 MFP', (b) 0.25 MFP' et (c) 0.42 MFP'. Les intensités ayant gardé la polarisation initiale sont représentées en bleu foncé=linéaire, bleu clair= elliptique ($\epsilon=0.05\pi$), turquoise=elliptique ($\epsilon=0.1\pi$), vert clair =elliptique ($\epsilon=0.15\pi$), orange=circulaire ($\epsilon=0.25\pi$), rouge=multiple diffusée.

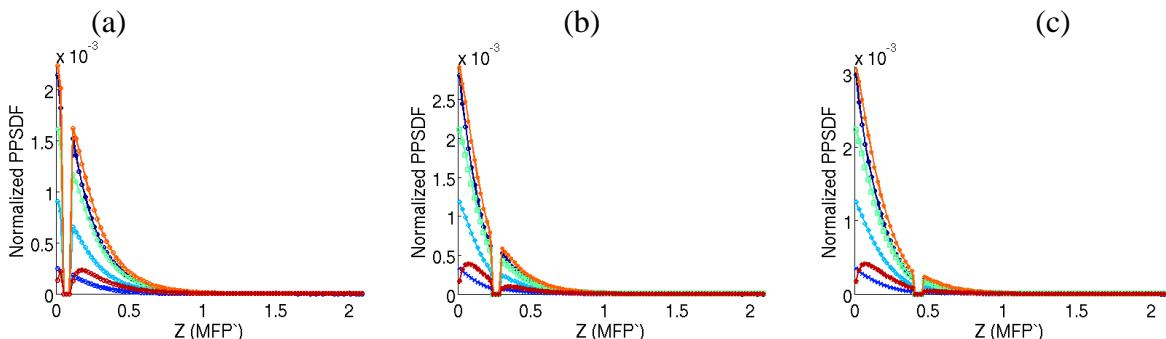


Figure IV.36: Profil de la PPSDF sous la source. L'influence de l'absorption est clairement visible. Code couleur : bleu foncé – linéaire, bleu claire – elliptique $\epsilon=0.1\pi$, turquoise – elliptique $\epsilon=0.2\pi$, vert claire – elliptique $\epsilon=0.3\pi$, orange – circulaire, rouge – multiple diffusée.

Sur les représentations de la PPSDF en 3D nous pouvons également voir l'inclusion absorbante comme une zone de probabilité de présence nulle de photons. Les PPSDF représentées dans la Figure IV.37 ont une polarisation (a) linéaire, (b) elliptique ($\epsilon=0.1\pi$) et (c) circulaire ($\epsilon=0.25\pi$), avec ϵ l'ellipticité.

(a)

(b)

(c)

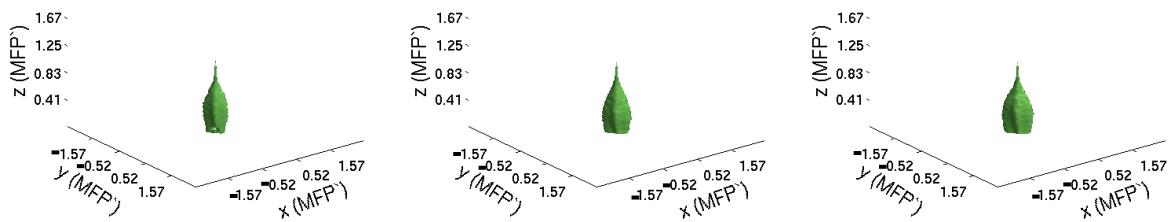


Figure IV.37: Représentation de l'extension en trois dimensions de la PPSDF pour la polarisation elliptique ($\epsilon=0.15\pi$) et une inclusion aux profondeurs: (a) 0.06 MFP' (60 μm), (b) 0.25 MFP' (240 μm) et (c) 0.42 MFP' (400 μm).

Quant à la mesure en rétrodiffusion nous constatons également une influence de l'inclusion, qui se manifeste de façon plus ou moins importante selon la profondeur le l'inclusion (Figure IV.38). Pour la Figure IV.38 (a), l'inclusion est à une profondeur de $z=60\mu\text{m}$, ce qui influence visiblement surtout les courbes polarisées linéairement (bleu foncé) et elliptiques (bleu clair, turquoise et vert). L'inclusion est à une profondeur de $z=240\mu\text{m}$ sous la surface pour le cas présenté dans la Figure IV.38 (b), mais son influence sur les intensités rétrodiffusées est fortement réduite. La courbe représentant les photons multiplement diffusés (en rouge) montre une intensité généralement plus faible que pour une inclusion à une profondeur moins importante. Cela confirme que les photons ayant perdu leur polarisation initiale parviennent majoritairement de profondeurs plus importantes que les photons ayant maintenu leur polarisation initiale. Pour le cas d'une inclusion de profondeur $z=400\mu\text{m}$ (Figure IV.38 [c]), l'intensité des photons multiplement diffusés (en rouge) augmente de nouveau car l'inclusion est localisée plus profondément que le volume sondé majoritairement par les photons ayant perdu leur polarisation initiale.

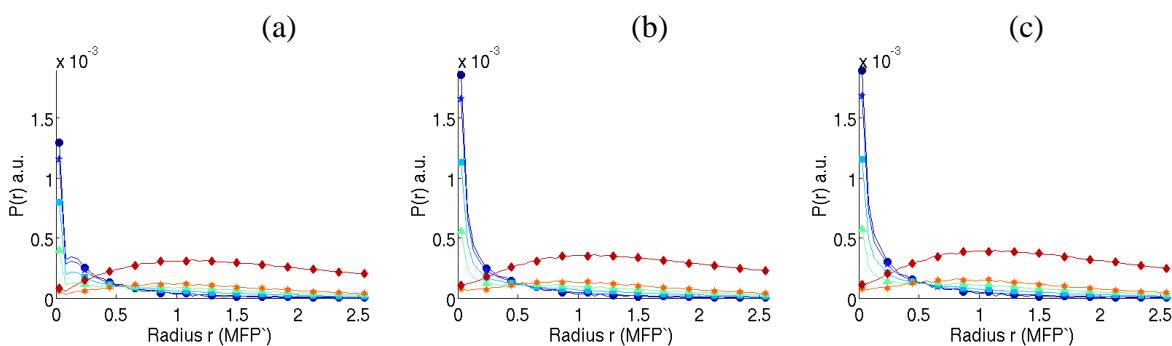


Figure IV.38: Intensité rétrodiffusée du milieu avec une inclusion à une profondeur de : (a) $z=60\mu\text{m}$, (b) $z=240\mu\text{m}$ et (c) $z=400\mu\text{m}$.

La Figure IV.39 montre la différence de l'intensité rétrodiffusée produite par une inclusion totalement absorbante à différentes profondeurs. On peut constater que l'inclusion à faible profondeur influence majoritairement les polarisations qui sont sensibles à une faible

profondeur. Quand l'inclusion est placée plus profondément, les polarisations linéaire et elliptique n'atteignent quasiment plus l'inclusion. Cette dernière influence donc beaucoup moins les mesures polarisées, par contre, les mesures des photons multiplement diffusés et non-polarisés sont plus fortement perturbés. Pour une profondeur de 240 μm , l'inclusion est majoritairement atteinte par les photons non-polarisés.

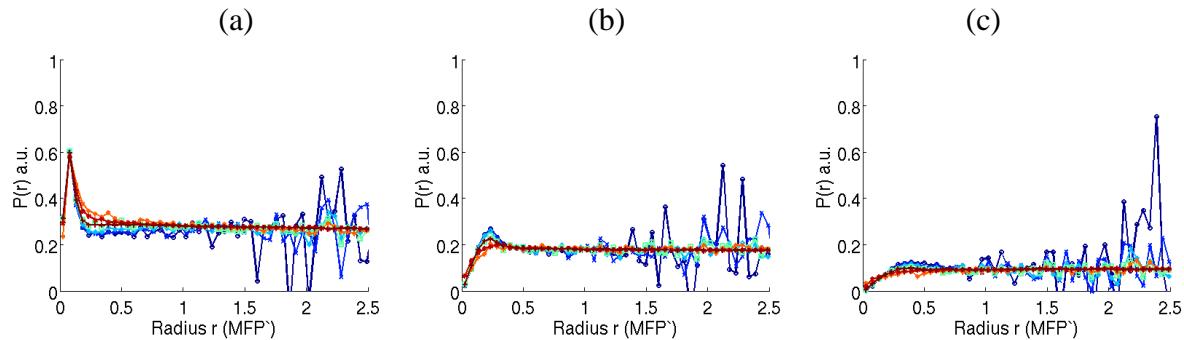


Figure IV.39: Différence de l'intensité rétrodiffusée du milieu avec une inclusion à une profondeur de : (a) $z=60\mu\text{m}$, (b) $z=240\mu\text{m}$ et (c) $z=400\mu\text{m}$.

Il est donc possible de détecter la présence d'une hétérogénéité à différentes profondeurs grâce à la l'utilisation de la lumière polarisée dans un milieu diffusant ayant des propriétés optiques des tissus biologiques.

Revenons sur la distribution de la profondeur moyenne sondée par les photons rétrodiffusés. On peut constater également une forte influence suite à la présence de l'inclusion (Figure IV.40). Les courbes de la profondeur moyenne sondée confirment ce qui a été observé pour les mesures en rétrodiffusion : l'influence de l'hétérogénéité se manifeste en fonction de sa profondeur. Pour une profondeur faible, les polarisations linéaire et elliptiques sont fortement perturbées (Figure IV.40 a). Pour une profondeur plus élevée, l'influence sur les polarisations linéaire et elliptiques est diminuée. En l'occurrence, la polarisation circulaire est plus fortement perturbée (Figure IV.40 b). Pour une inclusion placée à une profondeur encore plus profonde, son influence sur les courbes polarisées est diminuée et l'influence pour la courbe multiple diffusée et non polarisée augmente.

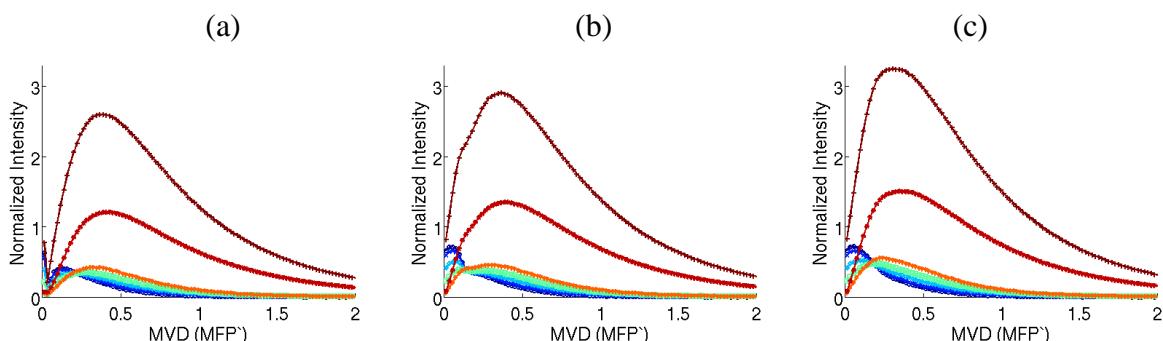


Figure IV.40: Profondeur moyenne sondée non normalisée pour la présence d'une inclusion à une profondeur de : (a) $z=60\mu\text{m}$, (b) $z=240\mu\text{m}$ et (c) $z=400\mu\text{m}$.

Les courbes représentant la différence avec la profondeur moyenne sondée sans inclusion (Figure IV.41) montrent que la perturbation maximale apparaît avant les positions réelles des inclusions. Ce décalage de l'influence de la perturbation est dû au fait que les courbes montrent la position moyenne des trajectoires des photons rétrodiffusés.

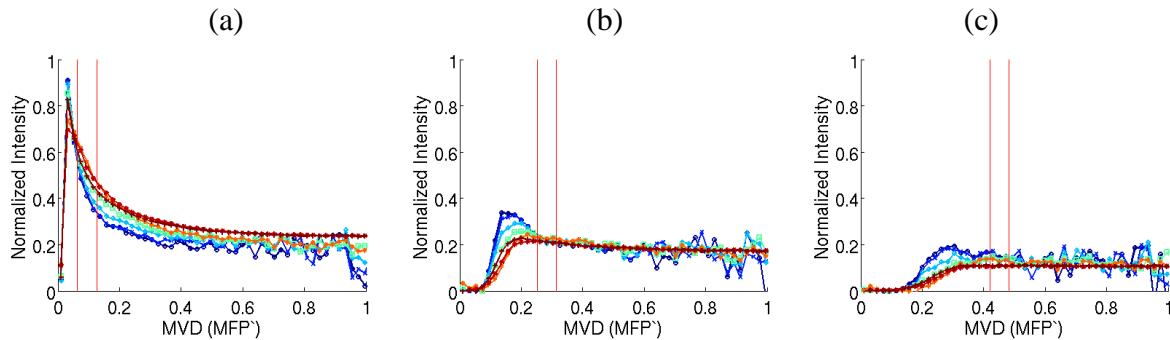


Figure IV.41: Différence normalisée par la référence de la profondeur moyenne sondée (MVD) pour la présence d'une inclusion à une profondeur de: (a) $z=60\mu\text{m}$, (b) $z=240\mu\text{m}$ et (c) $z=400\mu\text{m}$. La position de l'inclusion absorbante se trouve pour chaque sous-figure entre les traits rouges verticaux.

Ceci montre bien que la PPSDF véhicule bien plus d'information que la représentation moyenne.

Résultats de la méthode 2 sans inclusions

Dans cette partie, nous souhaitons évaluer les possibilités de la méthode 2 en matière de filtrage polarimétrique des trajets des photons.

Nous avons précédemment montré que les mesures en rétrodiffusion de la lumière polarisée, représentée sous forme de vecteurs de Stokes, faisaient apparaître des figures spécifiques d'intensité, avec des valeurs positives correspondant à un maintien de polarisation et des valeurs négatives, à une perte de polarisation. Par conséquent, pour une mesure optimale, nous devons placer le détecteur dans une région surfacique pour laquelle les valeurs des mesures sont les plus fortes, positives. Cette position du point de détection dépend donc de la polarisation utilisée. Pour la polarisation linéaire à 0° , les valeurs positives sont dans les directions de l'axe x et y depuis de la position de la source. Quant aux polarisations elliptiques, pour lesquelles nous avons choisi un axe elliptique à 45° , les positions du détecteur permettant d'obtenir des valeurs positives pour la polarisation maintenue sont selon les quatre bissectrices, vues de dessus (cf. figures de rétrodiffusion au paragraphe IV.2). La position du détecteur a été choisie pour cette étude à une distance de $1.04 \text{ MFP}'$ de la source, ce qui correspond à une distance raisonnable du point de vue de l'intensité mesurée (ni trop forte, ni trop faible) et du point de vue du temps de calcul. Dans le cas de la méthode 2, nous avons une statistique beaucoup plus restreinte, suite à la configuration de la simulation qui

oblige une détection à un seul pixel surfacique représentant le détecteur. Même si 10^8 photons ont été lancés et 2.6×10^8 photons ont été rétrodiffusés hors du point de détection le nombre des photons détectés reste très faible : 1.69×10^3 . Grâce à la sommation de 10 simulations, nous obtenons 1.60×10^4 photons détectés qui contribuent à la construction de la PPSDF.

La Figure IV.42 montre une coupe transversale de la PPSDF dans l'axe sur laquelle se trouvent la source et le détecteur.

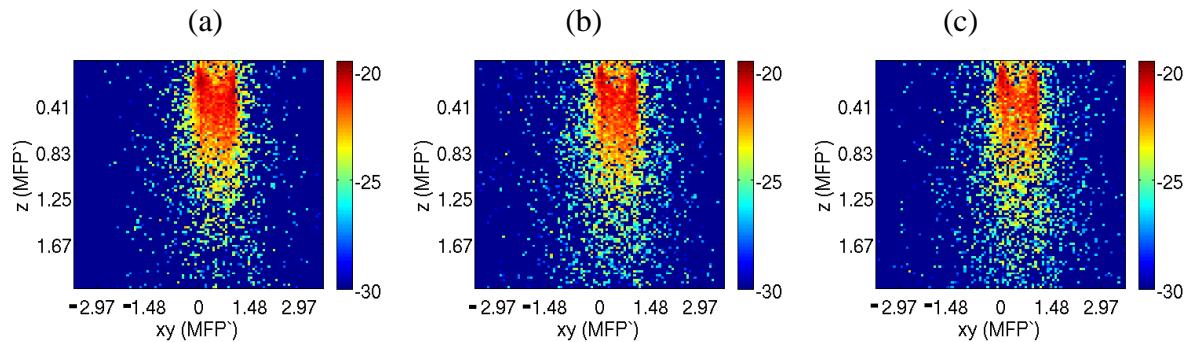


Figure IV.42: Coupe transversale de la PPSDF pour une paire source détecteur. La polarisation maintenue (a) linéaire, (b) elliptique $\epsilon=0.1\pi$ et (c) circulaire sont représentées. L'échelle latérale est centrée sur la position de la source et l'échelle de l'intensité est limitée aux valeurs entre 9×10^{-14} et 2×10^{-9} [$\exp(-30)$ et $\exp(-20)$].

La résolution des images est malheureusement très mauvaise, il est nécessaire de poursuivre les calculs à une statistique plus grande. Malgré ce problème de bruit, on peut toutefois confirmer que la polarisation linéaire a une distribution qui comporte moins de contributions en profondeur que les polarisations elliptique ou circulaire. De la même façon que précédemment, nous filtrons la PPSDF pour l'intensité de 2×10^{-9} (u.a.) (Figure IV.43 à Figure IV.45). On peut constater pour cette intensité représentée en comparant la Figure IV.43(b), la Figure IV.44 (b) et la Figure IV.45 (b) que la polarisation linéaire est plus sensible aux faibles profondeurs entre la source et le détecteur. Pour la polarisation elliptique, la distribution de la PPSDF commence à former une voûte, ce qu'il indique une moindre sensibilité dans cette zone. Quant à la polarisation circulaire, la voûte est bien formée, les photons circulairement polarisés ne passent pas par ce volume.

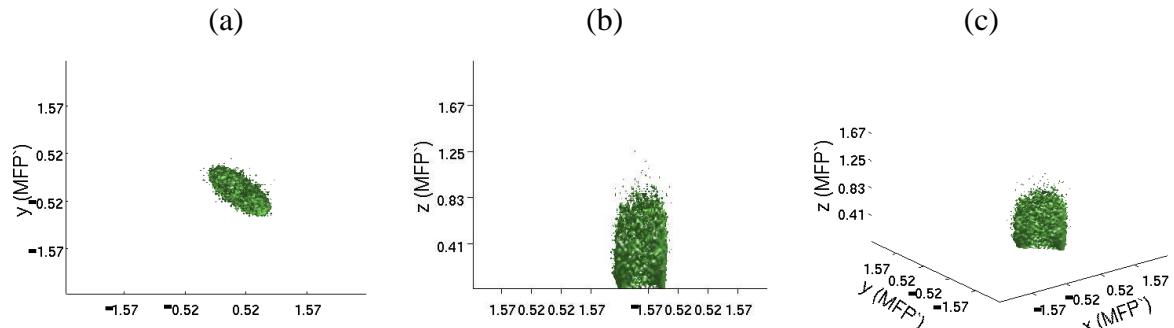


Figure IV.43: Représentation en trois dimensions de la PPSDF pour une paire source détecteur à la valeur d'intensité 2×10^{-9} (u.a.). La polarisation maintenue est linéaire à 45° ($\epsilon=0\pi$) et la vue de la PPSDF se fait (a) le long de l'axe z, (b) latéralement, (c) diagonalement.

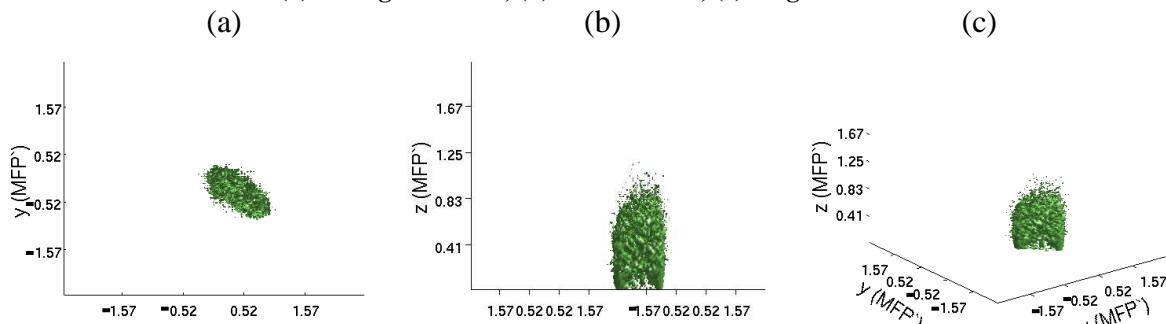


Figure IV.44: Représentation en trois dimensions de la PPSDF pour une paire source détecteur à la valeur d'intensité 2×10^{-9} (u.a.). La polarisation maintenue est elliptique ($\epsilon=0.2\pi$) et la vue de la PPSDF se fait (a) le long de l'axe z, (b) latéralement, (c) diagonalement.

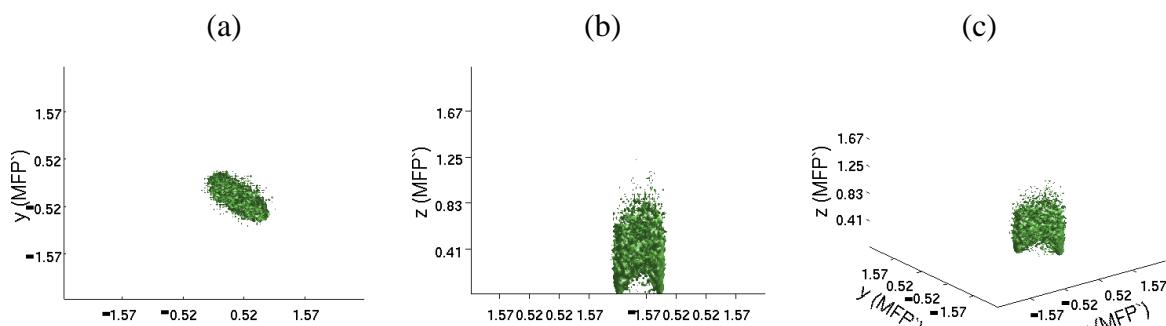


Figure IV.45: Représentation en trois dimensions de la PPSDF pour une paire source détecteur à la valeur d'intensité 2×10^{-9} (u.a.). La polarisation maintenue est circulaire droite et la vue de la PPSDF se fait (a) le long de l'axe z, (b) latéralement, (c) diagonalement.

Résultats de la méthode 2 avec inclusion

L'inclusion a été placée à une profondeur de $0.4 \text{ MFP}'$ ($240\mu\text{m}$) pour la méthode 2 à mi-distance entre la position de la source et du détecteur. La Figure IV.46 montre une coupe transversale de la PPSDF dans l'axe d'alignement entre la source et le détecteur. Les polarisations représentées sont : (a) linéaire à 45° ($\epsilon=0\pi$), (b) elliptique ($\epsilon=0.1\pi$) et (c) circulaire droite ($\epsilon=0.25\pi$). La position de la source est sur la diagonale représentée à $XY=3.7 \text{ MFP}'$ et la position du détecteur à $5.1 \text{ MFP}'$. L'échelle d'intensité est limitée entre 9×10^{-14} et 2×10^{-9} (u.a.).

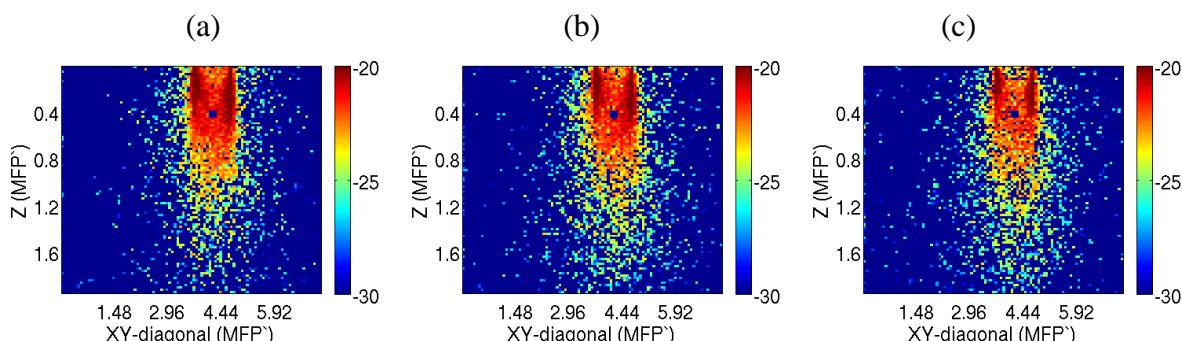


Figure IV.46: Coupe transversale de la PPSDF pour une paire source détecteur avec une inclusion à une profondeur de $z= 240\mu\text{m}$. La polarisation maintenue (a) linéaire, (b) elliptique $\epsilon=0.1\pi$ et (c) circulaire sont représentées en échelle logarithmique.

Malgré cette faible statistique de photons, l'inclusion est parfaitement visible pour toutes les polarisations maintenues représentées par la PPSDF. Les figures représentant les PPSDF montrent ainsi, de la même manière que pour la méthode 1, une densité égale zéro à la position de l'inclusion (profondeur de $z=0.4 \text{ MFP}'$). La Figure IV.47 montre une coupe horizontale à une profondeur de $z=0.4 \text{ MFP}'$ ($240 \mu\text{m}$) pour les trois polarisations maintenues de la PPSDF : (a) linéaire à 45° ($\epsilon=0\pi$), (b) elliptique ($\epsilon=0.1\pi$) et (c) circulaire droite ($\epsilon=0.25\pi$). Egalement sur ces figures, on peut constater que la polarisation maintenue circulairement représente un volume ayant une densité de diffusion de photons plus étalée dans le volume (latéralement par rapport à la source) que les deux autres polarisations maintenues. L'inclusion absorbante est parfaitement visible sur les trois représentations.

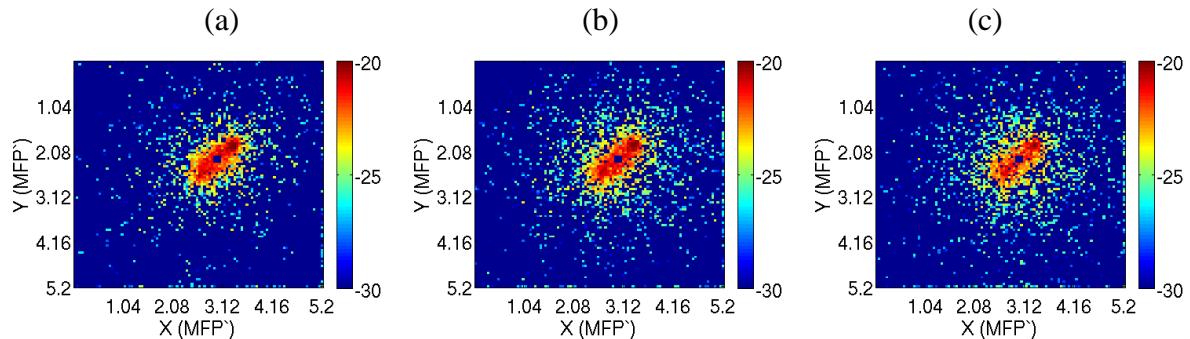


Figure IV.47: Coupe horizontale à la profondeur de $z=0.4 \text{ MFP}'$ ($240\mu\text{m}$) de la PPSDF pour une paire source détecteur avec une inclusion à une profondeur de $z= 0.4 \text{ MFP}'$ ($240\mu\text{m}$). La polarisation maintenue (a) linéaire 45° ($\epsilon=0\pi$), (b) elliptique ($\epsilon=0.1\pi$) et (c) circulaire ($\epsilon=0.25\pi$) sont représentées en échelle logarithmique.

Cette inclusion totalement absorbante correspond bien à une densité de diffusion de photons égale à zéro. La localisation d'une inclusion absorbante peut être garantie dès qu'elle peut être atteinte par les photons, peu importe la polarisation. L'utilisation de différentes polarisations permet ainsi de filtrer le trajet des photons. En résolvant le problème inverse, on devrait obtenir des solutions plus stables dans la mesure où l'espace des solutions possibles est plus réduit.

IV.4 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons introduit une procédure, basée sur l'exploitation statistique de l'histogramme tri-dimensionnel des trajectoires des photons dans le milieu, qui nous a permis de définir un volume de sondage spécifique, dépendant du canal de polarisation

utilisé et des propriétés optiques du milieu. Nous avons ensuite discuté de l'apport de la polarisation à une technique d'imagerie tomographique optique récente appelée ‘Optical Projection Tomography’. Nous avons proposé un filtrage des photons transmis par polarisation qui permet l'application de la technique à des tissus plus diffusants. Pour cela, nous avons introduit la fonction de densité de diffusion des photons polarisés (PPSDF) qui permet de décrire la probabilité de distribution de la polarisation dans le milieu. Nous avons testé la possibilité de la méthode en étudiant le cas spécifique d'une inclusion totalement absorbante dans un milieu de propriétés optiques connues. Deux configurations de sondage ont été présentées pour localiser une inclusion totalement absorbante : i.) Une source avec de multiples détecteurs, ii.) Une source et un détecteur. Les deux configurations se distinguent surtout dans leur statistique mais permettent toutefois de localiser l'hétérogénéité.

La détermination des propriétés optiques est importante pour la tomographie dans un milieu diffusant. Grâce à l'approximation de l'ETRV (Soloviev et al. 2012) il a été montré qu'on peut obtenir avec l'utilisation la polarisation linéaire le coefficient de transport et l'albedo d'un milieu inconnu. Il serait intéressant d'explorer l'apport des autres polarisations, comme les polarisations elliptiques et circulaire pour retrouver les propriétés optiques d'un milieu.

Alternativement, si le milieu est homogène, il a été montré que la mesure de la lumière polarisée linéairement rétrodiffusée permet l'obtention du coefficient de diffusion réduit et du facteur d'anisotropie (Falconet et al. 2007; Falconet, Sablong, Perrin, Jaillon et al. 2008; Falconet, Sablong, Perrin, and Saint-Jalme 2008). Pour obtenir ces propriétés optiques, les figures d'intensité surfacique doivent être analysées.

Une fois les propriétés optiques connues, la tomographie optique pourrait être réalisée grâce à différentes configurations de paires source-détecteur. La distance entre source et détecteur ainsi que la polarisation d'illumination choisie permettront un sondage adapté à la profondeur et au volume souhaité.

Une validation expérimentale serait une prochaine étape qui consisterait à valider la localisation d'une perturbation totalement absorbante dans le milieu.

Conclusion

Ce travail de thèse a été consacré au développement d'une méthode d'imagerie polarimétrique nouvelle pour l'examen des tissus biologiques.

Pour les besoins de notre étude, nous avons implémenté des modifications substantielles un code de Monte Carlo de référence. Grâce à ces modifications nous disposons aujourd'hui d'un code de calcul plus performant, plus flexible et mieux adapté. Les différentes modifications ont été validées pour avoir une garantie de fiabilité du code et pour pouvoir travailler avec un outil performant et en adéquation avec notre étude. Pour les propriétés optiques utilisées, l'obtention de l'information en profondeur et l'image rétrodiffusée du milieu semi-infini correspond à un temps de calcul limité (de l'ordre d'une heure). Le calcul permettant une représentation tri-dimensionnelle du volume sondé demande plus de temps (de l'ordre de plusieurs heures).

Dans les chapitres suivants, nous exploitons les capacités du code développé pour mener une étude originale sur l'opportunité de l'utilisation de la lumière polarisée elliptiquement dans le sondage des tissus biologiques. Ce code de calcul nous permet en particulier d'examiner en trois dimensions l'extension dans le volume de la distribution des photons polarisés, quelle que soit leur polarisation, ce qui, à notre connaissance, n'est pas rapporté dans la littérature.

Nous proposons une description de la chaîne de mesure avec une formulation permettant de décrire les canaux de mesure elliptiques. Cette formulation dépend des éléments optiques utilisés pour générer et analyser la lumière polarisée. Elle est ici utilisée pour la réalisation d'une étude théorique des possibilités de la méthode de sondage polarimétrique. Afin de couvrir le plus grand spectre d'applications possibles dans le domaine de l'imagerie biomédicale optique, l'étude couvre une gamme de propriétés optiques très large. Les résultats de cette étude sont suivis d'une discussion concernant la réalisation expérimentale et les approximations utilisées. Enfin, nous insistons sur l'application à l'examen des tissus biologiques et sur la sensibilité de cette technique. Nous introduisons pour cette étude deux descripteurs, représentatifs respectivement de la profondeur sondée (Z_c) et de l'extension en surface du signal mesurable (R_c). Nous montrons que la profondeur de sondage augmente en fonction de l'ellipticité de polarisation, ceci quel que soit le type de diffuseurs composant le tissu. Ce point est le sujet de discussions dans la littérature, nous proposons ici un éclairage

sur ce point. De plus, nous établissons, à l'issu de cette étude, une relation linéaire approchée, très simple, reliant l'extension de la mesure en surface, mesurable, à la profondeur sondée, connaissant les propriétés optiques du milieu. Ceci a déjà été rapporté dans la littérature pour la polarisation linéaire. Nous montrons ici que ce comportement est le même quelle que soit la polarisation utilisée. Ceci facilitera la résolution du problème inverse de localisation de structures dans le milieu.

Enfin, nous proposons un raffinement de la méthode pour remonter à une information tridimensionnelle complète. Ceci nous permet d'examiner en trois dimensions l'extension spatiale de la lumière polarisée mesurée en rétrodiffusion. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature ce genre de représentation pour la lumière polarisée. Nous proposons ainsi deux types de configurations de sondage :

-la méthode 1, utilisant une source ponctuelle avec une matrice de détection étendue (de type caméra CCD). Pour une mesure surfacique donnée, on sait que la source de signal provient d'un volume spécifique, déterminé par l'ellipticité de polarisation utilisée et par les propriétés optiques du milieu. Cette technique doit permettre de mieux caractériser les tissus biologiques localement. Les méthodes de caractérisation actuelles se basent en effet sur l'hypothèse que le milieu est plan et semi-infini. Dans la mesure où le volume de sondage délimité ici est petit, on pourra ainsi mieux évaluer les propriétés optiques des tissus biologiques superficiels *in vivo*, à différentes profondeurs.

-la méthode 2 fonctionnant en mono-source et mono-détecteur. La profondeur de sondage dépend ici de deux facteurs : la distance source-détecteur, ceci quelle que soit la polarisation, et l'ellipticité de polarisation. Ce double filtrage (spatial, polarimétrique) doit permettre d'obtenir des images tomographiques de haute résolution. La méthode que nous avons exposée est simple mais ne donne pas d'information sur le trajet suivi par les photons. Pour cela, nous introduisons la définition de quantités, connues en tomographie optique diffuse classique, non polarisée, à savoir la densité de photon (PSDF), et adaptées ici à l'utilisation de la lumière polarisée que nous notons PPSDF. Celles-ci devraient permettre d'affiner les fameuses courbes en forme de « banane » des PSDF non polarisées rencontrées en tomographie optique diffuse.

Ce travail a ainsi favorisé la compréhension du phénomène de propagation de la lumière polarisée dans les tissus biologiques. Les méthodes exposées sont prometteuses et demandent à être approfondies théoriquement, en particulier en ce qui concerne la méthode 3D, et validées par une étude expérimentale spécifique.

Bibliographie

Références du chapitre I

- Anastasiadou, M., A. De Martino, D. Clement, F. Liege, B. Laude-Boulesteix, N. Quang, J. Dreyfuss, B. Huynh, A. Nazac, L. Schwartz, and H. Cohen. 2008. Polarimetric imaging for the diagnosis of cervical cancer. In *Physica Status Solidi C - Current Topics in Solid State Physics, Vol 5, No 5*, edited by H. Arwin, U. Beck and M. Schubert. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH.
- Anderson, R. R. 1991. Polarized light examination and photography of the skin. *Archives of Dermatology* 127 (7):1000-1005.
- Anderson, R. R. . 1991. Polarized light examination and photography of the skin. *Archives of Dermatology* 127:1000-1005.
- Anderson, R.R. , and J.A. Parrish. 1981. The optics of human skin. *J. Invest. Dermatol.* 77:13-19.
- Antonelli, M. R., A. Pierangelo, T. Novikova, P. Validire, A. Benali, B. Gayet, and A. De Martino. Mueller matrix imaging of human colon tissue for cancer diagnostics: how Monte Carlo modeling can help in the interpretation of experimental data. *Optics Express* 18 (10):10200-10208.
- Backman, V. , R. Gurjar, K. Badizadegan, I. Itzkan, R. R. Dasari, L. T. Perelman, and M. S. Feld. 1999. Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (4):1019-1026.
- Bartlett, M. , and H. Jiang. 2002. Measurement of particle size distribution in multilayered skin phantoms using polarized light spectroscopy. *Physical Review E* 65:031906.
- Beaurepaire, E., L. Moreaux, F. Amblard, and J. Mertz. 1999. Combined scanning optical coherence and two-photon-excited fluorescence microscopy. *Optics Letters* 24 (14):969-971.
- Beek, J. 1993. In vitro optical properties of mammalian tissue at 632.8 nm, 790 nm, 850 nm, and 1064 nm. *Las. Surg. Med. I*.
- Bicout, D. , and C. Brosseau. 1992. Multiply scattered waves through a spatially random medium: entropy production and depolarization. *Journal De Physique I* 2:2047-2063.
- Bicout, D. , C. Brosseau, A. S. Martinez, and J. M. Schmitt. 1994. Depolarization of multiply scattered waves by spherical diffusers: influence of the size parameter. *Physical Review E* 49 (2):1767-1770.
- Born, Max , and Emil Wolf. 1964. *Principles of Optics*: The Macmillan Company.
- Boulvert, Frédéric. 2006. ANALYSE DE MILIEUX FORTEMENT DIFFUSANTS PAR POLARIMETRIE DE MUELLER ET METHODES OPTIQUES COHERENTES. APPLICATION A L'ETUDE DU SYNDROME CUTANE D'IRRADIATION AIGUE, Université de Bretagne occidentale - Brest.
- Bright, R. 1831. Diseases of the brain and nervous system. In: Reports of medical cases selected with a view of illustrating the symptoms and care of diseases by a reference to morbid anatomy. *London: Longman* 2:431.
- Chandrasekhar, Subrahmanyam. 1960. *Radiative Transfer*: Courier Dover Publications.
- Chen, Y., A. D. Aguirre, L. Ruvinskaya, A. Devor, D. A. Boas, and J. G. Fujimoto. 2009. Optical coherence tomography (OCT) reveals depth-resolved dynamics during functional brain activation. *Journal of Neuroscience Methods* 178 (1):162-173.

- Conn, P. Michael. 1999. *Methods in Enzymology - Confocal Microscopy*: Academic Press.
- Cutler, Max. 1929. Transillumination as an Aid in the Diagnosis of Breast Lesions. *Surgery Gynecology and Obstetrics* xlviii.
- Da Silva, A. . 2010. L'imagerie Optique In *Imagerie médicale à base de photons, Radiologie, tomographie X, tomographie gamma et positons, imagerie optique*,, edited by H. Fanet: Hermès.
- Da Silva, Anabela, Carole Deumie, and Ivo Vanzetta. 2012. Elliptically polarized light for depth resolved optical imaging. *Biomedical Optics Express* 3 (11):2907-2915.
- de Boer, J. F. , T. E. Milner, M. J. C. van Germert, and J. S. Nelson. 1997. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography. *Optics Letters* 22 (12):934-936.
- Demos, S. G. , and R. R. Alfano. 1996. Temporal gating in highly scattering media by the degree of optical polarization. *Optics Letters* 21 (2):161-163.
- Demos, S. G. , and R. R. Alfano. 1997. Optical polarization imaging. *Applied Optics* 36 (1):150-155.
- Demos, S. G., and R. R. Alfano. 1997. Optical polarization imaging. *Applied Optics* 36 (1):150-155.
- Demos, S. G., H. B. Radousky, and R. R. Alfano. 2000. Deep subsurface imaging in tissues using spectral and polarization filtering. *Optics Express* 7 (1):23-28.
- Duck, F. A. . 1990. *Physical Properties of Tissue: a comprehensive reference book*. Edited by A. Press. London ; San Diego.
- Emile, O. , F. Bretenaker, and A. L. Floch. 1996. Rotating polarization imaging in turbid media. *Optics Letters* 21 (20):1706-1708.
- Falconet, J., R. Sablong, E. Perrin, F. Jaillon, and H. Saint-Jalmes. 2008. Analysis of simulated and experimental backscattered images of turbid media in linearly polarized light: estimation of the anisotropy factor. *Applied Optics* 47 (31):5811-5820.
- Fukuda, M., U. M. Rajagopalan, R. Homma, M. Matsumoto, M. Nishizaki, and M. Tanifuji. 2005. Localization of activity-dependent changes in blood volume to submillimeter-scale functional domains in cat visual cortex. *Cerebral Cortex* 15 (6):823-833.
- Georges, G, C Deumié, and C Amra. 2007. Selective probing and imaging in random media based on the elimination of polarized scattering. *Optics express* 15 (15):9804-9816.
- Hecht, E. . 1998. *Optics*. 3rd ed. ed. Reading, MA, USA: Addison Wesley Longman, Inc.
- Henyey, L., and J. Greenstein. 1941. Diffuse radiation in the galaxy. *Astrophys. Journal* 93:70-83.
- Hielscher, A. H. , H. Liu, B. Chance, F. K. Tittel, and S. L. Jacques. 1997. Influence of particle size and concentration on the diffuse backscattering of polarized light from tissue phantoms and biological cell suspensions. *Applied Optics* 36 (1):125-134.
- Hounsfield, G.N. . 1973. Computerized transverse axial scanning (tomography). part i: Description of system. part ii: Clinical applications. *British Journal of Radiology* 46:1016-1022.
- <http://omlc.ogi.edu/>. [cited. Available from <http://omlc.ogi.edu/>.
- Huang, D., E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, and C. A. Puliafito. 1991. Optical coherence tomography. *Science (New York, N.Y.)* 254 (5035):1178-1181.
- Ishimaru, A. 1977. Theory and application of wave propagation and scattering in random media. *IEEE Proceedings* 65:1030-1061.
- Jacques, S. L. , J. C. Ramella-Roman, and K. Lee. 2002. Imaging skin pathology with polarized light. *Journal of Biomedical Optics* 7 (3):329-340.
- Jacques, S. L. , J. C. Ramella-Roman, and K. Lee. 2000. Imaging superficial tissues with polarized light. *Lasers in Surgery and Medicine*:119-129.

- Jacques, S. L., C. A. Alter, and S. A. Prahl. 1987. Angular dependence of HeNe laser light scattering by human dermis. *Lasers Life Sci.* 1:309-333.
- Jacques, S. L., J. R. Roman, and K. Lee. 2000. Imaging superficial tissues with polarized light. *Lasers in Surgery and Medicine* 26 (2):119-129.
- Jacques, S.L., C. Alter, and S. A. Prahl. 1987. Angular dependence of HeNe laser light scattering by human dermis. *Lasers in the Life Sciences* 1:309-333.
- Lauterbur, P. C. 1973. Image Formation by Induced Local Interactions: Examples Employing Nuclear Magnetic Resonance. *Nature* 242:190-191.
- Liu, H., M. Miwa, B. Beauvoit, N. G. Wang, and B. Chance. 1993. Characterization of absorption and scattering properties of small-volume biological samples using time-resolved spectroscopy. *Analytical biochemistry* 213 (2):378-385.
- MacKintosh, F. C. , J. X. Zhu, D. J. Pine, and D. A. Weitz. 1989. Polarization memory of multiply scattered light. *Physical Review B* 40 (13): 9342-9375.
- Mackintosh, F. C., J. X. Zhu, D. J. Pine, and D. A. Weitz. 1989. Polarization memory of multiply scattered-light. *Physical Review B* 40 (13):9342-9345.
- Maheswari, R. U., H. Takaoka, H. Kadono, R. Homma, and M. Tanifuji. 2003. Novel functional imaging technique from brain surface with optical coherence tomography enabling visualization of depth resolved functional structure in vivo. *Journal of Neuroscience Methods* 124 (1):83-92.
- Mansfield, P., and A. A. Maudsley. 1977. Medical imaging by NMR. *British Journal of Radiology* 50 (591):188-194.
- Marchesini, R., A. Bertoni, S. Andreola, E. Melloni, and A. E. Sichirollo. 1989. Extinction and absorption coefficients and scattering phase functions of human tissues in vitro. *Appl. Opt.* 28:2318-2324.
- Mie, G. 1908. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Phys. Leipzig* 25:377–445.
- Morgan, S. P. , and M. E. Ridgway. 2000. Polarization properties of backscattered light from a two layer scattering medium. *Optics Express* 7 (12):395-402.
- Morgan, S. P. , and I. M. Stockford. 2003. Surface-reflection elimination in polarization imaging of superficial tissue. *Optics Letters* 28 (2):114-116.
- Morgan, S. P. , M. P. Khong, and M. G. Somekh. 1997. Effects of polarization state and scatterer concentration on optical imaging through scattering media. *Applied Optics* 36 (7):1560-1565.
- Morgan, S. P., and M. E. Ridgway. 2000. Polarization properties of light backscattered from a two layer scattering medium. *Optics Express* 7 (12):395-402.
- Morgan, S. P., and I. M. Stockford. 2003. Surface-reflection elimination in polarization imaging of superficial tissue. *Optics Letters* 28 (2):114-116.
- Pena, A.-M. 2006. Génération de seconde harmonique par le collagène et application à l'étude de fibroses par microscopie multiphoton, Ecole Polytechnique.
- Péry, E. , M. Amouroux, G. Diaz-Ayil, W.C.P.M. Blondel, G. Bourg-Heckly, M.-A. D'Hallewin, A. Leroux, and F. Guillemin. 2008. Multi-modality Point Spectroscopy: interests, development and application to in vivo diagnosis of bladder and skin cancers. Paper read at 16th IEEE Mediterranean Conference on Control and Automation, MED'08, 25-27 juin 2008, at Ajaccio, France.
- Rakovic, M. J. , G. W. Kattawar, M. Mehrübeoglu, B. D. Cameron, L. V. Wang, S. Rastegar, and G. L. Cote. 1999. Light backscattering polarization patterns from turbid media: theory and experiment. *Applied Optics* 38 (15):3399-3408.
- Rayleigh, Lord. 1871. On the scattering of light by small particles. *Phil. Mag.* 41 447–454.

- Röntgen, Wilhelm. C. 1898. Über eine neue Art von Strahlen. *Annalen der Physik* 300 (1):1-11.
- Rudin, M. , and R. Weissleder. 2003. Molecular imaging in drug discovery and development. *Nature Reviews Drug Discovery* 2 (2):123-131.
- Schmitt, F.E.W., A.H. Gandjbakhche, and R.F. Bonner. 1992. Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium. *Optics Letters* 31:6535–6546.
- Schmitt, J. M. , A. M. Gandjbakhche, and R. F. Bonner. 1992. Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium. *Applied Optics* 31 (30):6535-6546.
- Schmitt, J. M., A. H. Gandjbakhche, and R. F. Bonner. 1992. Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium. *Applied Optics* 31 (30):6535-6546.
- Selb, J. 2002. Source virtuelle acousto-optique pour l'imagerie des milieux diffusants, UNIVERSITÉ PARIS XI.
- Sickles, E. 1984. Breast cancer detection with transillumination and mammography. American Journal of Roentgenology. *American Journal of Roentgenology* 142 (4):841-844.
- Stockford, I. M. , S. P. Morgan, P. C. Y. Chang, and J. G. Walker. 2002. Analysis of the spatial distribution of polarized light backscattered from layered scattering media. *Journal of Biomedical Optics* 7 (3):313–320.
- Tuchin, V. 2000. *Tissue optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis*: SPIE Press.
- . 2006. *Optical clearing of tissues and blood* SPIE Press.
- Tuchin, V. V. 1997. *Tissue optics*.
- . 2000. *Tissue Optics*. Bellingham, WA, USA: SPIE Press.
- Tuchin, Valery V., Lihong Wang, and Dmitry A. Zimnyakov. 2006. *Optical Polarization in Biomedical Applications*: Springer.
- Vo-Dinh, T. 2003. *Biomedical Photonics Handbook*: CRC Press.
- Walker, J. G. , P. C. Y. Chang, and K. I. Hopcraft. 2000. Visibility depth improvement in active polarization imaging in scattering media. *Applied Optics* 39 (27):4933-4941.
- Wang, X. , and L. V. Wang. 2001. Propagation of polarized light in birefringent turbid media: time-resolved simulations. *Optics Express* 9:254-259.
- Wild, J.J. , and J.M. Reid. 1952. Application of echo-ranging techniques to the determination of structure of biological tissues. *Science* 115:226-230.
- Wilson, B.C., and Steven L. Jacques. 1990. Optical Reflectance and Transmittance of Tissues: Principles and Applications *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26 (12).
- Wilson, T. 1990. *Confocal microscopy*. Edited by A. Press. London.
- Yang, Y. , L. Wu, Y. Feng, and R. K. Wang. 2003. Observations of birefringence in tissues for optic-fibre-based optical coherence tomography. *Measurement Science and Technology* 14:41-46.
- Yoo, K. M., and R. R. Alfano. 1989. Time resolved depolarization of multiple backscattered light from random media. *Physics Letters A* 142 (8):531-536.
- Yoon, G. 1988. Absorption and scattering of laser light in biological media—Mathematical modeling and methods for determining optical properties, Univ. Texas, Austin.

Références du chapitre II

- Alerstam, Erik, Stefan Andersson-Engels, and Tomas Svensson. 2008. White Monte Carlo for time-resolved photon migration. *Journal of Biomedical Optics* 13 (4):041304-041304.
- Alerstam, Erik, Tomas Svensson, and Stefan Andersson-Engels. 2008. Parallel computing with graphics processing units for high-speed Monte Carlo simulation of photon migration. *Journal of Biomedical Optics* 13:060504.
- Arridge, S R. 1999. Optical tomography in medical imaging. *Inverse Problems* 15 (2):R41-R93.
- Arridge, S. R., M. Schweiger, M. Hiraoka, and D. T. Delpy. A *Finite-Element Approach for Modeling Photon Transport in Tissue*, March 1993 [cited].
- Arridge, Simon R, and Jeremy C Hebden. 1997. Optical imaging in medicine: II. Modelling and reconstruction. *Physics in Medicine and Biology* 42 (5):841-853.
- Barabanenkov, Yu. N. 1975. *Soviet Phys.-Uspekhi* 18 (673).
- Bartel, S., and A. Hielsher. 2000. Monte Carlo simulations of the diffuse backscattering Mueller matrix for highly scattering media. *Applied Optics* 39 (10):15806-1588.
- Bevilacqua, Frédéric, Joon S. You, Carole K. Hayakawa, and Vasan Venugopalan. 2004. Sampling tissue volumes using frequency-domain photon migration. *Physical Review E* 69 (5):051908.
- Bonilla, Luis L. 2008. *Inverse Problems and Imaging: Lectures given at the C.I.M.E. Summer School held in Martina Franca, Italy, September 15-21, 2002*: Springer.
- Bordier, C. . 2007. Diffusion de la lumière par des tissus biologiques: Etude expérimentale et modélisation par l'équation de transfert radiatif vectorielle, Université Paris 6
- Bronstein, and K. A. Semendjajew. 2008. *Taschenbuch der Mathematik*: Harri Deutsch Verlag.
- Chandrasekhar, Subrahmanyam. 1960. *Radiative Transfer*: Courier Dover Publications.
- Chwolson, O. D. 1889. *Mélanges phys. et chim. Bull. Acad. Sci. St.-Petersb.* 13 (3):83.
- Côté, Daniel, and I.Alex Vitkin. 2005. Robust concentration determination of optically active molecules in turbid media with validated three-dimensional polarization sensitive Monte Carlo calculations. *Optics Express* 13 (1):148-163.
- Craig, John. 2004. *Introduction to Robotics: Mechanics and Control (3rd Edition)*: Prentice Hall.
- da Silva, A. 2001. Etude théorique et expérimentale de la diffusion de la lumière dans des milieux hétérogènes denses multicouches, Université P. et M. Curie Paris VI, Doctorat.
- Da Silva, A. 2011. Optical Imaging. In *Photon-based Medical Imagery*, edited by H. Fanet: ISTE/Wiley.
- da Silva, A., C. Andraud, J. Lafait, T. Robin, and R. Barrera. 2004. Model for angular distribution of light scattered by multilayered media. *J of Mod Optics* 51 (3):313-332.
- Ducros, N. 2009. Tomographie optique de fluorescence dans les milieux diffusants : apport de l'information temporelle, Université Claude Bernard - Lyon I, Lyon.
- Feng, Shechao, Fan-An Zeng, and Britton Chance. 1995. Photon migration in the presence of a single defect: a perturbation analysis. *Applied Optics* 34 (19):3826-3837.
- Gandjbakhche, A. H., G. H. Weiss, R. F. Bonner, and R. Nossal. 1993. Photon path-length distributions for transmission through optically turbid slabs. *Physical review. A* 48 (2):810-818.
- Grunbaum, F A, and J P Zubelli. 1992. Diffuse tomography: computational aspects of the isotropic case. *Inverse Problems* 8 (3):421-433.
- Henyey, L., and J. Greenstein. 1941. Diffuse radiation in the galaxy. *Astrophys. Journal* 93:70-83.

- Hielscher, A. H. , S. L. Jacques, L. Wang, and F. K. Tittel. 1995. The influence of boundary conditions on the accuracy of diffusion theory in time-resolved reflectance spectroscopy of biological tissues. *Physics in Medicine and Biology* 40 (11):1957.
- Ishimaru, A. 1978. Wave Propagation and Scattering in Random Media. Academic Press: New York 1.
- _____. 1989. Diffusion of light in turbid material. *Applied Optics* 28 (12).
- Ishimaru, A., C. Yeh, and D. Lesselier. 1984. First-order multiple scattering theory for nonspherical particles. *Applied Optics* 23 (22):4132-4139.
- Ishimaru, Akira. 1999. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*: John Wiley & Sons.
- Ishimaru, Akira, and C. W. Yeh. 1984. Matrix representations of the vector radiative-transfer theory for randomly distributed nonspherical particles. *Journal of the Optical Society of America A* 1 (4):359-364.
- Jaillon, F. , and H. Saint-Jalmes. 2003. Description and time reduction of a Monte Carlo code to simulate propagation of polarized light through scattering media. *Applied Optics* 42:3290-3296.
- Kattawar, George W., and Gilbert N. Plass. 1968. Radiance and Polarization of Multiple Scattered Light from Haze and Clouds. *Appl. Opt.* 7 (8):1519-1527.
- Kravtsov, Yu.A., and L.A. Apresyan. 1996. IV Radiative Transfer: New Aspects of the Old Theory. *Progress in Optics*, 179-244.
- Lommel, E. 1887. Beobachtungen über Phosphorescenz. *Annalen der Physik* 266 (3):473–487.
- Metropolis, N., and S. Ulam. 1949. The Monte Carlo Method. *J. Am. Stat. Assoc.* 44 (247).
- Mie, G. 1908. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Phys. Leipzig* 25:377–445.
- Mishchenko, Michael I. 2002. Vector Radiative Transfer Equation for Arbitrarily Shaped and Arbitrarily Oriented Particles: a Microphysical Derivation from Statistical Electromagnetics. *Applied Optics* 41 (33):7114-7134.
- Mishchenko, Michael I., Larry D. Travis, and Andrew A. Lacis. 2006. *Multiple Scattering of Light by Particles: Radiative Transfer and Coherent Backscattering*: Cambridge University Press.
- Patterson, MS, B Chance, and BC Wilson. 1989. Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties. *Applied optics* 28 (12):2331-2336.
- Press, W. H. , S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. 1992. *Numerical Recipes in C, the art of Scientific Computing*. Cambridge Cambridge University Press.
- Rakovic, Milun J., George W. Kattawar, Mehruübe Mehrüübeoglu, Brent D. Cameron, Lihong V. Wang, Sohi Rastegar, and Gerard L. Coté. 1999. Light Backscattering Polarization Patterns from Turbid Media: Theory and Experiment. *Appl. Opt.* 38 (15):3399-3408.
- Ramella-Roman, Jessica C. . 2004. Imaging skin pathologies with polarized light: empirical and theoretical studies, Oregon Health & Science University.
- Ramella-Roman, Jessica C., Scott A. Prahl, and Steven L. Jacques. 2005. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part II. *Optics Express* 13 (25):10392-10405.
- Ramella-Roman, Jessica C., Scott Prahl, and Steve Jacques. 2005. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part I. *Optics Express* 13 (12):4420-4438.

- Rehn, S., A. Planat-Chrétien, M. Berger, J.M. Dinten, A. Da Silva, and C. Deumié. 2010. Comparison of polarized light depth penetration in scattering media. In *European Conferences on Biomedical Optics*. Munich.
- Schuster, A. 1905. *Astrophys. J.* 21 (1).
- Sciavicco, Lorenzo, and Bruno Siciliano. 2001. *Modelling and Control of Robot Manipulators*: Springer.
- Selb, J. 2002. Source virtuelle acousto-optique pour l'imagerie des milieux diffusants, UNIVERSITÉ PARIS XI.
- Stockford, I. M., S. P. Morgan, P. C. Y. Chang, and J. G. Walker. 2002. Analysis of the spatial distribution of polarized light backscattered from layered scattering media. *Journal of Biomedical Optics* 7:313-320.
- Tsang, Leung, Jin Au Kong, Kung-Hau Ding, and Chi On Ao. 2001. *Scattering of Electromagnetic Waves, Numerical Simulations*: John Wiley & Sons.
- Vo-Dinh, Tuan. 2003. *Biomedical Photonics Handbook*: CRC Press.
- Wang, L, S L Jacques, and L Zheng. 1995. MCML-Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 47 (2):131-146.
- . 1997. CONV-convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multi-layered tissues. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 54 (3):141-150.
- Wang, L. H., S. L. Jacques, and L. Q. Zheng. 1995. Monte Carlo Modeling of Light Transport in Multilayered Tissues. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 47 (2):131-146.
- Wang, Lihong , Steven L. Jacques, and Liqiong Zheng. 1997. CONV - convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multi-layered tissues. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 54:141-150.
- Xu, Min. 2004. Electric field Monte Carlo simulation of polarized light propagation in turbid media. *Optics Express* 12 (26):6530-6539.
- Xu, Min, John Sawicki, and Nikolas Kastor. 2008. Electric field Monte Carlo simulation of coherent backscattering of polarized light by turbid medium. *Optics Express* 16 (8).

Références du chapitre III

- Beek, J. 1993. In vitro optical properties of mammalian tissue at 632.8 nm, 790 nm, 850 nm, and 1064 nm. *Las. Surg. Med. I*.
- Bickel, William S., and Wilbur M. Bailey. 1985. Stokes vectors, Mueller matrices, and polarized scattered light. *American Journal of Physics* 53 (5):468.
- Bicout, D., C. Brosseau, A. S. Martinez, and J. M. Schmitt. 1994. Depolarization of multiply scattered waves by spherical diffusers: Influence of the size parameter. *Physical Review E* 49 (2):1767-1770.
- Jacques, S. L., C. A. Alter, and S. A. Prahl. 1987. Angular dependence of HeNe laser light scattering by human dermis. *Lasers Life Sci. I*:309-333.
- Liu, Y., Y.L. Kim, X. Li, and V. Backman. 2005. Investigation of depth selectivity of polarization gating for tissue characterization. . *Optics Express* 13 (2):601-611.
- MacKintosh, F. C., J. X. Zhu, D. J. Pine, and D. A. Weitz. 1989. Polarization memory of multiply scattered light. *Physical Review B* 40 (13):9342.

- Marchesini, R., A. Bertoni, S. Andreola, E. Melloni, and A. E. Sichirollo. 1989. Extinction and absorption coefficients and scattering phase functions of human tissues in vitro. *Appl. Opt.* 28:2318-2324.
- Morgan, S. P. , M. P. Khong, and M. G. Somekh. 1997. Effects of polarization state and scatterer concentration on optical imaging through scattering media. *Applied Optics* 36 (7):1560-1565.
- Morgan, S. P., and M. E. Ridgway. 2000. Polarization properties of light backscattered from a two layer scattering medium. *Optics Express* 7 (12):395-402.
- Morgan, Stephen P., and IanM. Stockford. 2003. Surface-reflection elimination in polarization imaging of superficial tissue. *Optics Letters* 28 (2):114-116.
- Morgan, Stephen, and M. Ridgway. 2000. Polarization properties of light backscattered from a two layer scattering medium. *Optics Express* 7 (12):395-402.
- Sankaran, V, M. J. Everett, D. J. Maitland, and J. T. Walsh. 1999. Comparison of polarized-light propagation in biological tissue and phantoms. *Optics Letters* 24 (15):1044-1046.
- Sankaran, V, J. T. Walsh, and D. J. Maitland. 2002. Comparative study of polarized light propagation in biologic tissues. *Journal of Biomedical Optics* 7 (3):300–306.
- Schmitt, J. M., A. H. Gandjbakhche, and R. F. Bonner. 1992. Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium. *Applied Optics* 31 (30):6535-6546.
- Stockford, I. M. 2004. Characterisation of Layered Scattering Media Using Polarized Light University of Nottingham.
- Stockford, I. M. . 2004. Characterisation of layered scattering media using polarized light, University of Nottingham.
- Stockford, I. M., S. P. Morgan, P. C. Y. Chang, and J. G. Walker. 2002. Analysis of the spatial distribution of polarized light backscattered from layered scattering media. *Journal of Biomedical Optics* 7 (3):313-320.
- . 2002. Analysis of the spatial distribution of polarized light backscattered from layered scattering media. *Journal of Biomedical Optics* 7:313-320.
- Tseng, Sheng-Hao, Carole Hayakawa, Jerome Spanier, and Anthony J. Durkin. 2009. Investigation of a probe design for facilitating the uses of the standard photon diffusion equation at short source-detector separations: Monte Carlo simulations. *Journal of biomedical optics* 14 (5):054043-054043.
- Tuchin, V. V. 1997. *Tissue optics*.
- Tuchin, Valery V. 2002. *Handbook of Optical Biomedical Diagnostics*: SPIE.
- Wang, L, S L Jacques, and L Zheng. 1995. MCML-Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 47 (2):131-146.
- . 1997. CONV-convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multi-layered tissues. *Computer Methods and Programs in Biomedicine* 54 (3):141-150.
- Wikipedia. *Epidermis* 2012 [cited. Available from [http://en.wikipedia.org/wiki/Epidermis %28skin%29](http://en.wikipedia.org/wiki/Epidermis_%28skin%29).
- . *Melanoma* 2012 [cited. Available from <http://en.wikipedia.org/wiki/Melanoma>
- Yoon, G. 1988. Absorption and scattering of laser light in biological media—Mathematical modeling and methods for determining optical properties, Univ. Texas, Austin.

Références du chapitre IV

- Bevilacqua, Frédéric, Joon S. You, Carole K. Hayakawa, and Vasan Venugopalan. 2004. Sampling tissue volumes using frequency-domain photon migration. *Physical Review E* 69 (5):051908.
- Birk, Jochen U., Alex Darrell, Nikos Konstantinides, Ana Sarasa-Renedo, and Jorge Ripoll. 2011. Improved reconstructions and generalized filtered back projection for optical projection tomography. *Applied Optics* 50 (4):392-398.
- Falconet, J., R. Sablong, F. Jaillon, and H. Saint-Jalmes. 2007. Backscattered Stokes Vectors of Turbid Media: Anisotropy Factor and Reduced Scattering Coefficient Estimation. *29th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, 2007. EMBS 2007*:1619 -1622.
- Falconet, J., R. Sablong, E. Perrin, and H. Saint-Jalmes. 2008. Scattering media characterization from backscattered Q elements of stokes vectors. *2008 16th Mediterranean Conference on Control and Automation*:1347 -1352.
- Falconet, Julie, Raphaël Sablong, Emmanuel Perrin, Franck Jaillon, and Hervé Saint-Jalmes. 2008. Analysis of simulated and experimental backscattered images of turbid media in linearly polarized light: estimation of the anisotropy factor. *Applied Optics* 47 (31):5811-5820.
- Feng, Shechao, Fan-An Zeng, and Britton Chance. 1995. Photon migration in the presence of a single defect: a perturbation analysis. *Applied Optics* 34 (19):3826-3837.
- Rieckher, Matthias, Udo Jochen Birk, Heiko Meyer, Jorge Ripoll, and Nektarios Tavernarakis. 2011. Microscopic Optical Projection Tomography In Vivo. *PLoS ONE* 6 (4):e18963.
- Sensen, C.W., and B. Hallgrímsson. 2008. *Advanced Imaging in Biology and Medicine: Technology, Software Environments, Applications*: Springer.
- Sharpe, James, Ulf Ahlgren, Paul Perry, Bill Hill, Allyson Ross, Jacob Hecksher-Sørensen, Richard Baldock, and Duncan Davidson. 2002. Optical Projection Tomography as a Tool for 3D Microscopy and Gene Expression Studies. *Science* 296 (5567):541-545.
- Soloviev, Vadim Y., and Simon R. Arridge. 2011. Fluorescence lifetime optical tomography in weakly scattering media in the presence of highly scattering inclusions. *Journal of the Optical Society of America A* 28 (7):1513-1523.
- . 2011. Optical Tomography in weakly scattering media in the presence of highly scattering inclusions. *Biomedical Optics Express* 2 (3):440-451.
- Soloviev, Vadim Y., Giannis Zacharakis, George Spiliopoulos, Rosy Favicchio, Teresa Correia, Simon R. Arridge, and Jorge Ripoll. 2012. Tomographic imaging with polarized light. *Journal of the Optical Society of America A* 29 (6):980-988.
- Tseng, Sheng-Hao, Carole Hayakawa, Jerome Spanier, and Anthony J. Durkin. 2009. Investigation of a probe design for facilitating the uses of the standard photon diffusion equation at short source-detector separations: Monte Carlo simulations. *Journal of biomedical optics* 14 (5):054043-054043.
- Vasefi, Fartash, Eldon Ng, Bozena Kaminska, Glenn H. Chapman, Kevin Jordan, and Jeffery J. L. Carson. 2009. Transmission and fluorescence angular domain optical projection tomography of turbid media. *Applied Optics* 48 (33):6448.

Résumé

Les techniques d'imagerie optique, dans la gamme de longueurs d'onde visible et proche infrarouge, permettent d'examiner très facilement les tissus biologiques de manière non invasive. Toutefois la forte diffusion des tissus biologiques limite fortement leur examen en profondeur. Examinés en rétrodiffusion (examen de la peau ou du col de l'utérus par exemple), non seulement les mesures sont polluées par la réflexion spéculaire, mais l'information sur la source volumique du signal est également perdue du fait de la forte diffusion. La prise en compte de la diffusion dans le modèle de propagation de la lumière permet d'évaluer cette distribution volumique du signal lumineux en fonction des propriétés optiques du milieu. Pour sophistiquer l'approche, nous introduisons un filtrage polarimétrique, basé sur l'utilisation de la lumière polarisée elliptiquement, particulièrement approprié à la géométrie de rétrodiffusion, permettant avant tout un sondage sélectif en profondeur tout en s'affranchissant de la réflexion spéculaire. Cette technique permet ainsi d'examiner les tissus à l'échelle mésoscopique (jusqu'à l'échelle du millimètre).

Nous avons tout d'abord développé un outil théorique permettant de modéliser la propagation de la lumière polarisée dans les milieux diffusants. Nous avons modifié un code de calcul Monte Carlo permettant de résoudre l'Equation de Transfert Radiatif Vectorielle (ETRV) de manière statistique. Ceci nous a permis de mener une étude sur la relation entre une mesure polarimétrique en surface et son extension en profondeur. Nous avons voulu cette étude exhaustive en termes de propriétés optiques examinées, et les résultats sont présentés avec des échelles incluant les propriétés optiques (libre parcours moyen de transport) pour une transposition facile à tout type de milieu diffusant. Elle nous a permis de montrer que la profondeur sondée augmentait en fonction de l'ellipticité de la polarisation utilisée, avec une progression toutefois différente entre les milieux à profil de diffusion de Mie (grande particules, tissus biologiques) et les milieux à diffusion Rayleigh (petites particules). De plus, nous avons pu établir une relation linéaire entre l'extension de la lumière en profondeur et l'extension superficielle du signal mesuré. Cette relation est valable quelle que soit la lumière utilisée, polarisée ou non. Nous avons ensuite généralisé la technique pour une exploration en trois dimensions du volume diffusant. L'exploitation de l'outil théorique nous a ainsi conduits à proposer deux types d'utilisation de la méthode de filtrage polarimétrique.

Mots-clés : imagerie optique en milieux diffusants, tissus biologiques, imagerie polarimétrique, simulations Monte Carlo, Equation de Transfert Radiatif Vectorielle (ETRV)