Principe de tomographie et spectro-tomographie optique de cohérence par intercorrelation sans balayage basée sur un réseau de diffraction

Malha Ouadour

▶ **To cite this version:**

Malha Ouadour. Principe de tomographie et spectro-tomographie optique de cohérence par intercorrelation sans balayage basée sur un réseau de diffraction. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2009. Français. NNT : . tel-00544927

HAL Id: tel-00544927

https://theses.hal.science/tel-00544927

Submitted on 9 Dec 2010

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

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

Année 2009

THÈSE

présentée à

L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Spécialité : Sciences pour l'Ingénieur

PRINCIPE DE TOMOGRAPHIE ET SPECTRO-TOMOGRAPHIE OPTIQUE DE COHERENCE PAR INTERCORRELATION SANS BALAYAGE BASEE SUR UN RESEAU DE DIFFRACTION

par

Malha OUADOUR-ABBAR

soutenue le 27 mai 2009 devant la commission d'examen :

Président	H. MAILLOTTE	Directeur de Recherche CNRS, Université de Franche-Comté
Directeur de thèse	P. SANDOZ	Chargé de Recherche CNRS (HDR), Université de Franche-Comté
Rapporteurs	I. VERRIER	Chargé de Recherche CNRS (HDR), Université de St-Etienne
	B. E. BENKELFAT	Professeur, Télécom et management, SudParis
Examinateurs	M. ELIAS	Professeur, Université d'Evry
	L. FROEHLY	Chargé de Recherche CNRS, Université de Franche-Comté

A mon père

Remerciements

Ce travail de thèse a été mené au sein du Département d'Optique P.M.Duffieux de l'Institut FEMTO-ST (UMR 6174) à l'Université de Franche-Comté.

Je remercie :

- Les membres du jury pour avoir accepté de lire et d'examiner ce travail.

- Dr. Patrick Sandoz pour avoir dirigé ma thèse.

- Dr. Luc Froehly, d'avoir contribué à l'encadrement de ma thèse.

Je suis très reconnaissante envers :

- Le Professeur Jaime Meneses de l'université Industrial Santander de Colombie, pour les discussions scientifiques et fructueuses qui m'ont énormément servies.

- Les Professeurs Tijani Gharbi et Brahim Guizal, pour leur aide et leur conseils précieux.

Je remercie :

- Mes amis(es) et collègues : Naima, Rabah, Brahim, Ali, Hakim, Kamal, Nabiha, Ouiza, Fatiha... pour leur présence et les bons moments passés ensemble.

- Mon grand frère Alain, sa femme Jocelyne, mes nièces et neveux pour leur soutien, les rires et la bonne humeur qu'ils me font partager.

- Mon petit frère Boudjemaa pour son côté protecteur, mon petit coeur Massine pour la joie qu'il me procure.

Un merci particulier à mon tendre mari Makhlouf qui m'a beaucoup apporté.

Et enfin un grand merci à mon père et à ma mère pour avoir veillé à mon bien être, pour m'avoir permis d'aller jusqu'au bout de mes rêves, pour votre amour inconditionnel merci VAVA, merci YEMMA.

Table des matières

Remerciements **i**

Introduction Générale **v**

1 Tomographie optique de cohérence : principes physiques et mise en oeuvre **1**

1.1 Introduction 1

1.2 Interférence de deux faisceaux 2

1.2.1 Interférence à source monochromatique 5

1.2.2 Interférence en faible cohérence temporelle 6

1.2.3 Visibilité des franges d'interférence 7

1.2.4 Le signal OCT 9

1.3 Les paramètres de performance d'un système OCT 11

1.3.1 La résolution en profondeur 12

Effet de la dispersion 13

1.3.2 Résolution transversale 19

1.3.3 La puissance de la source lumineuse et le pouvoir de pénétration dans l'échantillon 19

1.3.4 Caractéristiques du bruit dans un système OCT 22

1.3.5.1 Les sources de bruit dans un système OCT 22

Le bruit thermique 23

Le bruit de grenaille (shot noise) 23

Le bruit d'intensité 24

1.3.5.2 Solution des problèmes de bruit dans un système OCT 25

1.4 Détection hétérodyne en OCT 26

1.5 Mode de fonctionnement d'un système OCT 27
1.6 État de l'art en OCT 28
1.7 Conclusion 34

2 Tomographie et spectro-tomographie optique de cohérence par intercorrélation sans balayage basée sur un réseau de diffraction 37

2.1 Principe et architecture du dispositif OCT proposé 38
2.1.1 Codage de l'information de l'objet : interféromètre de Linnik 38
2.1.2 Corrélation sans balayage par codage spatial du retard optique 40
Projection spatiale du retard optique 40
Rôle et intérêt du réseau de diffraction 46
Multiplexage en polarisation 52
2.1.3 Détection d'un A-scan 56
Détection d'un A-scan sur la caméra CCD d'une seule réflexion 56
Détecteur 57
2.2 Sources supercontinuum et intérêt pour l'OCT 58
2.3 Dispositif de spectro-tomograpie optique de cohérence 64
2.3.1 description du système 64
2.3.2 Signal spectro-tomographique d'une seule interface 67
2.4 Conclusion 69

3 Démonstration expérimentale et caractérisation 71

3.1 Les performances du système OCT 71
3.1.1 La résolution en profondeur 71
Dispersion rencontrée par le système 75
Étalonnage en profondeur 79
3.1.2 La résolution transversale 80
3.1.3 le rapport signal sur bruit 80
Sensibilité 84
3.2 Reconstruction 3D et caractérisation en OCT 85
3.2.1 Scan transversal OCT : direction X,Y 85
3.2.2 Reconstruction 2D et 3D 87

Image OCT en mode B-scan (XZ) d'une pièce de monnaie 88
Image OCT en 3D et OCT transversale (XY) 89
Reconstitution 3D : première méthode 89
Reconstitution 3D : deuxième méthode 92
3.3 Résultats en spectro-tomographie optique de cohérence 94
3.3.1 Compromis entre résolution spatiale et résolution spectrale 94
3.3.2 Profil spectroscopique de la dimension axiale d'un sandwich de lames de verre/éosine 97
3.4 Conclusion 99

Introduction Générale

L'imagerie optique des tissus biologiques a un grand intérêt dans le domaine du biomédical en raison de ses nombreuses qualités. En effet, l'utilisation des ondes comprises dans le visible et l'infrarouge rend l'imagerie optique non invasive et non destructrice. Cependant, la diffusion d'une grande partie de la lumière se propageant dans de tels objets a représenté un énorme obstacle pendant longtemps. L'application récente de l'interférométrie à faible cohérence a permis de collecter sélectivement les photons balistiques de la lumière rétro-diffusée et de les amplifier, donnant ainsi naissance à la technique de tomographie optique de cohérence.

Nous abordons dans cette thèse une technique d'analyse tomographique et spectroscopique. Cette technique permet d'afficher l'information sur la structure en profondeur de l'objet étudié et donne simultanément la réponse spectrale locale de ce dernier. Le principe de ce système repose sur un nouveau dispositif de tomographie optique de cohérence (OCT) spectroscopique "tout-optique" qui associe un corrélateur à ligne à retard sans balayage avec un démultiplexage en longueur d'onde du signal de corrélation.

Ce manuscrit est divisé en trois chapitres. Dans le premier nous introduisons la théorie de l'interférométrie et des sources à faible cohérence ainsi que les principes de base de la tomographie optique de cohérence. Nous décrivons les paramètres de performances de cette technique et on termine enfin par un état de l'art en OCT en insistant sur les méthodes de détection existant actuellement en se reportant à la littérature.

Le second chapitre est consacré à la description du dispositif de tomographie optique de cohérence que nous avons réalisé, à son architecture et à son mode de fonctionnement. Nous montrons comment explorer la profondeur de l'échantillon analysé sans balayage grâce à la configuration de notre dispositif. En introduisant un dispositif de démultiplexage en longueur d'onde du signal d'interférence dans le système, nous développons un dispositif (SOCT) effectuant une analyse tomographique et spectroscopique simultanément. L'architecture proposée est décrite en fin de

chapitre.

Le troisième chapitre regroupe les résultats expérimentaux obtenus avec notre système OCT. Nous discutons les performances comme les résolutions axiale et transversale et la sensibilité atteinte par le système. Nous décrivons dans ce chapitre l'utilisation de notre système pour produire des images tomographiques en deux et trois dimensions. Nous montrons ensuite des relevés en deux dimensions obtenus instantanément et combinant l'information spatiale et l'information spectrale grâce à l'instrument de spectro-tomographie optique de cohérence.

Chapitre 1

Tomographie optique de cohérence : principes physiques et mise en oeuvre

1.1 Introduction

La tomographie optique de cohérence (OCT) est une technique relativement récente, en pleine expansion dans le domaine de l'imagerie microscopique des tissus biologiques. Le premier système OCT est apparu en 1991, réalisé par les chercheurs du Massachusetts Institute of Technology [1].

L'OCT offre à l'imagerie biomédicale l'avantage d'accomplir un scan non invasif à travers la profondeur d'un tissu biologique. Des techniques comme l'échographie, les rayons-X ou l'imagerie par résonance magnétique (MRI) permettent de réaliser des images tomographiques en se basant sur différents mécanismes. Il existe également d'autres systèmes d'imagerie optique tels que la microscopie confocale et la microscopie non linéaire. Cependant l'OCT offre certains avantages par rapport à ces techniques existantes : c'est une méthode de nature non invasive et non destructrice, elle est facile à utiliser, c'est une technique de très haute résolution et d'une haute sensibilité. Elle permet d'obtenir des images avec un bon contraste même avec un très faible signal [2, 3].

L'OCT est basée sur une technique d'interférométrie qui implique l'utilisation de sources de faible cohérence temporelle. Elle est en fait l'extension d'une autre technique d'imagerie du tissu biologique : LCI (low time-coherence interferometry) [4, 5]. L'imagerie LCI est une méthode permettant d'obtenir des images à une dimension (1D) des tissus par la mesure du profil

en profondeur de la réflectance lumineuse. L'échantillon est placé dans le bras de mesure d'un interféromètre de Michelson. La distribution en profondeur de la réflectivité de l'échantillon est déterminée par une corrélation entre le faisceau réfléchi par le miroir de référence en translation et le faisceau issu des différentes interfaces constituants l'échantillon. En modifiant la longueur du bras référence, un profil en profondeur est obtenu en fonction de la différence entre les longueurs des deux bras ou en fonction du retard temporel entre l'impulsion issue du bras référence en translation et les différentes impulsions réfléchies par les interfaces du bras échantillon. Cette technique a été appliquée à la mesure de l'épaisseur de la cornée [6] et à la profondeur de l'oeil [7]. L'OCT en revanche fournit des images bidimensionnelles de l'échantillon étudié par l'addition d'un dispositif déplaçant latéralement l'échantillon ou balayant le faisceau lumineux. On accède ainsi à des reconstructions d'images 2D [1] ou 3D [8, 9].

Pour bien décrire les systèmes de tomographie optique de cohérence, nous allons entamer ce chapitre par un rappel du principe de l'interférométrie et de la notion de source à faible cohérence temporelle ainsi que l'intérêt de ces sources dans les instruments OCT. Nous allons développer ensuite le principe de l'OCT, les modes de fonctionnement de ces instruments et leurs performances.

1.2 Interférence de deux faisceaux

Considérons un interféromètre de type Michelson montré sur la figure 1.1. Le faisceau de lumière collimaté provenant de la source lumineuse est divisé par une lame séparatrice. Une partie du faisceau se propage dans le bras référence et l'autre partie dans le bras échantillon de l'interféromètre. On suppose que la propagation des deux faisceaux référence et échantillon est homogène et que les deux bras ne contiennent pas de milieux dispersifs. Dans le cas d'un système OCT, un miroir est placé dans le bras de référence et l'objet cible est placé dans le bras de l'échantillon. Dans un premier temps, on considère que l'objet cible est un miroir identique à celui placé dans le bras référence. La différence de chemin optique Δz entre les deux bras est modifiée en déplaçant le miroir du bras référence le long de la direction de propagation du faisceau. Le champ électrique au niveau du détecteur correspondant au train d'onde réfléchi par la référence est noté par $\mathbf{E}_r$ tandis que $\mathbf{E}_s$ désigne le champ électrique arrivant au détecteur correspondant au train d'onde réfléchi par le bras échantillon. Après propagation dans les bras référence et échantillon qui composent l'interféromètre, les deux trains d'ondes interfèrent à la

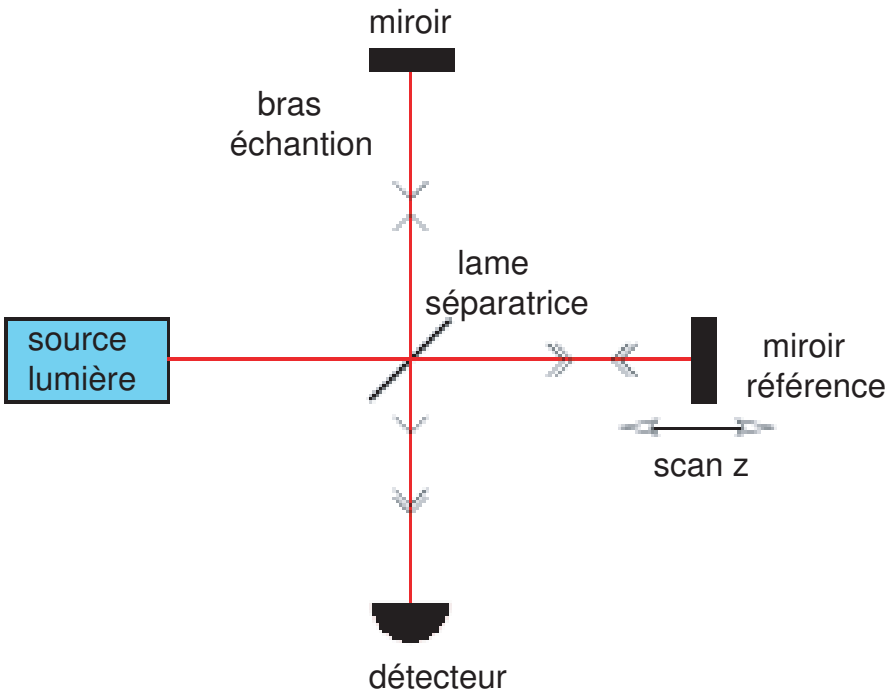


FIG. 1.1 – *Interféromètre de Michelson avec miroir de référence en translation.*

sortie de la lame séparatrice et le signal est enregistré sur le détecteur en fonction de leurs champs électriques. L'intensité lumineuse moyenne au niveau du détecteur peut être exprimée par :

$$I = \langle (\mathbf{E}_r + \mathbf{E}_s)^* \cdot (\mathbf{E}_r + \mathbf{E}_s) \rangle \tag{1.1}$$

où le symbole $\langle\ \rangle$ indique la moyenne temporelle sur un intervalle de temps beaucoup plus long que la période d'oscillation des champs électriques. L'équation (1.1) peut être exprimée par :

$$I = I_r + I_s + \langle \mathbf{E}_r \cdot \mathbf{E}_s^* + \mathbf{E}_r^* \cdot \mathbf{E}_s \rangle \tag{1.2}$$

où $I_{r,s} = \langle \mathbf{E}_{r,s}^* \cdot \mathbf{E}_{r,s} \rangle$ sont respectivement les intensités correspondants aux faisceaux réfléchis par le bras référence et le bras échantillon et $I_r + I_s$ est la lumière incohérente (appelé DC) composée de la somme des intensités réfléchies par les deux bras et enfin $I_{int} = \langle \mathbf{E}_r \cdot \mathbf{E}_s^* + \mathbf{E}_r^* \cdot \mathbf{E}_s \rangle$ désigne le terme d'interférence. Ce terme d'interférence n'est pas nul si les deux champs électriques sont corrélés (les faisceaux réfléchis par la référence et l'échantillon sont temporellement cohérents). Dans ces conditions, en déplaçant le bras référence, un signal d'interférence est produit et observé sur le détecteur.

Le principe de la tomographie optique de cohérence consiste à localiser le terme d'interférence en fonction de la translation du miroir de référence pour réaliser des images OCT. Il dépend des intensités des champs électriques qui interfèrent, de la différence de phase entre ces deux champs ainsi que de la propriété de cohérence de la source lumineuse et de l'état de polarisation des faisceaux. À ce stade, nous ignorons les effets de polarisation que nous discuterons plus tard. L'équation (1.2) peut s'écrire alors sous la forme suivante :

$$I(\tau) = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s} Re(\rho(\tau)) \tag{1.3}$$

où $\rho(\tau)$ est le degré complexe de cohérence de la source de lumière, étant défini comme la fonction d'autocorrélation normalisée du champ électrique émis par la source de lumière [10, 11] :

$$\rho(\tau) = \frac{\langle E(t)E(t+\tau)^* \rangle}{\sqrt{I_r I_s}} \tag{1.4}$$

et $\tau = \frac{\Delta z}{v}$ est le retard temporel équivalent à la différence de marche optique entre les deux bras de l'interféromètre et $v = \frac{c}{n}$ est la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice de réfraction *n*. L'écriture de l'équation 1.4 fait apparaître l'autocorrélation du champ E(t) émis par la source, cela suppose que les champs $E_{r,s}(t)$ ne diffèrent de E(t) que par un facteur d'amplitude constant.

Le degré complexe de cohérence est caractéristique de la source de lumière utilisée. Le degré complexe de cohérence de la source et la densité spectrale de puissance de la source (ou spectre normalisé) $S(\nu)$ sont reliés par le théorème de Wiener-Khintchine. Le théorème affirme que $\rho(\tau)$ et $S(\nu)$ sont transformées de Fourier l'une de l'autre [12] à la condition que la densité spectrale de puissance $S(\nu)$ soit stationnaire et ergodique :

$$\begin{aligned} \rho(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu \\ S(\nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\tau) e^{i2\pi\nu\tau} d\tau \end{aligned} \tag{1.5}$$

Ceci montre que le signal d'interférence dépend de la forme et de la largeur de la densité spectrale de puissance normalisée de la source de lumière. La densité spectrale de puissance peut s'écrire en fonction de la fréquence ν, de la fréquence angulaire ω ou du nombre d'onde *k* ou encore de la longueur d'onde λ.

Nous discuterons ici deux types de signaux d'interférence en fonction de deux types particuliers de sources lumineuses : sources lumineuses strictement monochromatiques et sources

lumineuses à large bande avec un spectre gaussien. La densité spectrale de puissance normalisée associée à ces deux types de sources lumineuses que nous avons choisis d'étudier est symétrique par rapport à la fréquence centrale ν_0 ou à la longueur d'onde centrale λ_0 et l'enveloppe correspondant au degré complexe de cohérence est symétrique par rapport à $\tau = 0$.

1.2.1 Interférence à source monochromatique

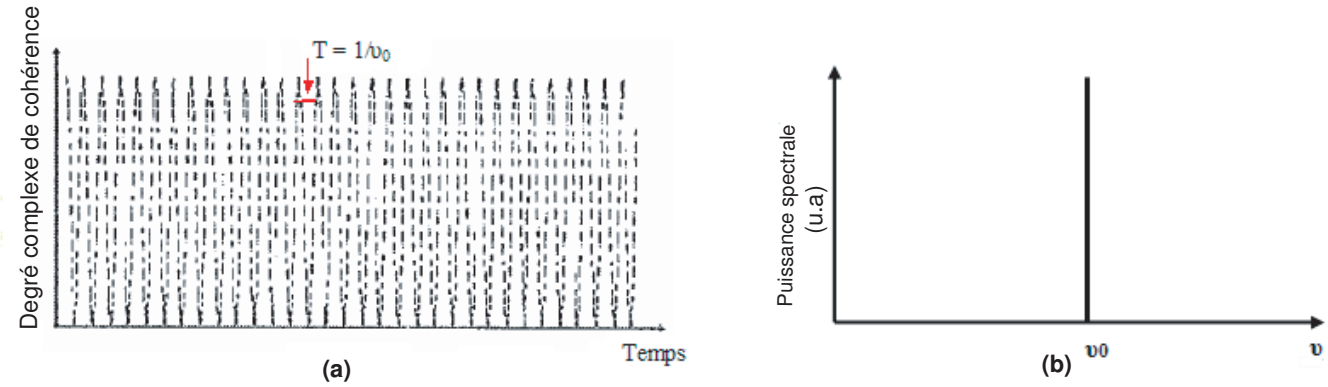


FIG. 1.2 – *Relation entre la partie réelle du degré complexe de cohérence et la densité spectrale de puissance. Elle montre la relation entre (a) l'évolution temporelle et (b) la largeur de bande optique du signal d'une source strictement monochromatique. La source émettant une seule longueur d'onde est cohérente à l'infini.*

Considérons une source laser monomode émettant de la lumière monochromatique. La densité spectrale de puissance normalisée d'une telle source de fréquence ν_0 a la forme de l'impulsion de Dirac dans le domaine des fréquences :

$$S(\nu) = \delta(\nu - \nu_0) \tag{1.6}$$

L'expression du degré complexe de cohérence de la source (en utilisant l'équation (1.5)) devient :

$$\rho(\tau) = e^{-i2\pi\nu_0\tau} \tag{1.7}$$

L'expression de l'intensité de lumière reçue par le détecteur dans le cas d'un interféromètre du type Michelson éclairé avec une telle source est :

$$I(\tau) = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s}\cos(2\pi\nu_0\tau) \tag{1.8}$$

La partie réelle du degré complexe de cohérence d'une source strictement monochromatique de longueur d'onde centrale λ_0 et de sa transformée de Fourier (densité spectrale de puissance) sont montrées sur la figure 1.2. La première est une fonction sinusoidale avec une amplitude constante dont la transformée de Fourier est un pic de Dirac centré sur ν_0. C'est une source idéale de longueur de cohérence infinie qui n'a pas d'existence réelle.

1.2.2 Interférence en faible cohérence temporelle

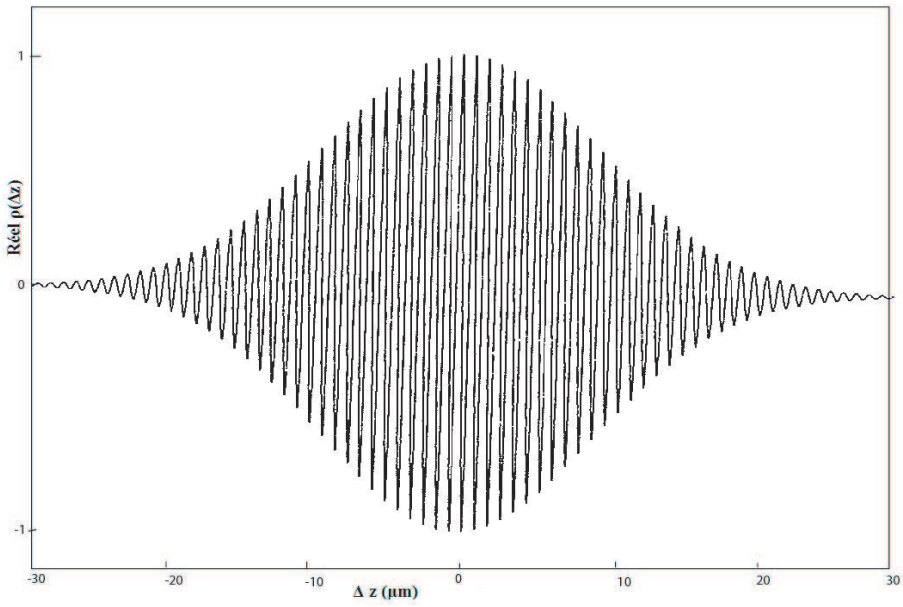


FIG. 1.3 – *Partie réelle du degré complexe de cohérence en fonction de la différence entre les longueurs des bras d'un interféromètre de Michelson éclairé par une source gaussienne de longueur d'onde centrale* $\lambda_0 = 850nm$ *et FWHM* $\Delta\lambda = 25nm$ *[13].*

En effet toutes les sources existantes ont une certaine largeur spectrale. Nous avons choisi de discuter le cas d'une source lumineuse à large bande avec une densité spectrale de puissance normalisée gaussienne, car le spectre des sources lumineuses utilisées en OCT comme les SLD, les LED et les supercontinuums est souvent assimilé à une gaussienne. La densité spectrale de puissance normalisée gaussienne s'écrit de la manière suivante :

$$S(\nu) = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\frac{1}{\Delta\nu}\exp[-(2\sqrt{\ln 2}\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu})^2] \tag{1.9}$$

La fonction $S(\nu)$ a son maximum à la fréquence $\nu = \nu_0$ et une largeur spectrale FWHM (*Full width at half maximum*) égale à $\Delta\nu$. Ainsi, en s'appuyant sur les équations (1.5) et (1.9), le degré complexe de cohérence s'exprime par :

$$\rho(\tau) = \exp[-(\frac{\pi\Delta\nu\tau}{2\sqrt{\ln 2}})^2]e^{-i2\pi\nu_0\tau} \tag{1.10}$$

et on peut réécrire l'équation (1.3) sous la forme :

$$\begin{aligned} I(\tau) &= I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s}\,\exp[-(\frac{\pi\Delta\nu\tau}{2\sqrt{\ln 2}})^2]\cos(2\pi\nu_0\tau) \\ &= I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s}\,|\rho(\tau)|\cos(2\pi\nu_0\tau) \end{aligned} \tag{1.11}$$

Dans ce cas, le terme d'interférence est défini comme le produit entre la fonction enveloppe gaussienne $|\rho(\tau)|$ et la fonction sinusoidale $\cos(2\pi\nu_0\tau)$ (porteuse) à la fréquence ν_0. En d'autres termes le signal d'interférence résulte d'une modulation entre un terme infini qui est le terme $\cos(2\pi\nu_0\tau)$ et l'amplitude de l'enveloppe de cohérence déterminée par $|\rho(\tau)|$ (voir la figure 1.3). La différence du chemin optique Δz est déduite du retard temporel τ dans le terme d'interférence qui sont liés entre eux par : $\Delta z = v\tau$ où v est la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice n. Si la différence de chemin optique entre les bras référence et échantillon s'écarte légèrement de zéro ($\Delta z \neq 0$) ; *i.e.* si le retard temporel entre les deux impulsions réfléchies par les deux bras s'éloigne de zéro ($\tau \neq 0$) alors l'amplitude du terme d'interférence diminue. D'autre part, quand le retard temporel τ devient plus grand que la largeur à mi-hauteur du terme d'interférence Δz, il y a absence d'interférence. Un point important est que la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe gaussienne du signal d'interférence $\Delta\tau$ est inversement proportionnelle à la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ de la source lumineuse utilisée. Si $\Delta\nu$ est très large, l'enveloppe du degré de cohérence est très étroite et l'amplitude du terme d'interférence diminue très rapidement quand la différence de chemin optique ou le retard τ augmentent. En d'autres termes, plus la largeur spectrale de la source $\Delta\nu$ est grande, plus la longueur de cohérence est faible.

1.2.3 Visibilité des franges d'interférence

La notion de visibilité des franges caractérise le contraste du signal d'interférence issu des deux faisceaux réfléchis par les bras référence et échantillon qui interfèrent au cours du temps. Par définition la visibilité des franges est donnée par :

$$V(\tau) = \frac{I_{max}(\tau) - I_{min}(\tau)}{I_{max}(\tau) + I_{min}(\tau)} \tag{1.12}$$

où $I_{max}(\tau) = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s}\,|\rho(\tau)|$ et $I_{min}(\tau) = I_r + I_s - 2\sqrt{I_r I_s}\,|\rho(\tau)|$ sont respectivement les valeurs d'intensités lumineuses maximale et minimale. En pratique, $|\rho(\tau)|$ n'est pas directement accessible à la mesure et on prend en général les valeurs maximales et minimales en des points voisins de τ ce qui donne une valeur de la visibilité au voisinage de τ. La visibilité des franges est positive et inférieure à 1. Quand $I_{min} = 0$, la visibilité des franges est à son maximum $V = 1$.

Dans le cas d'une source de lumière polarisée, il est impératif de tenir compte de la polarisation dans le terme d'interférence. En effet, l'état de la polarisation des deux faisceaux affecte le contraste du signal d'interférence. Dans le cas extrême, quand les états de polarisation des faisceaux réfléchis par le bras référence et le bras échantillon sont orthogonaux, le terme d'interférence est nul. Il est donc important dans un interféromètre composé d'une source lumineuse polarisée de contrôler l'état de polarisation des deux faisceaux issus des deux bras de ce dernier pour obtenir un bon contraste des franges. Ainsi, l'equation (1.11) devient :

$$I(\tau) = I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s}\,\cos(\theta_{r,s})|\rho(\tau)|\cos(2\pi\nu_0\tau) \tag{1.13}$$

le facteur $\cos(\theta_{r,s})$ représente la dépendance du terme d'interférence de l'état de polarisation des deux faisceaux d'interférence dans le cas d'une source lumineuse initialement polarisée. $\theta_{r,s}$ est l'angle entre les états de polarisation des faisceaux référence et échantillon. S'il est égal à $\frac{\pi}{2}$ les deux états de polarisation des deux faisceaux sont orthogonaux et s'il est nul, alors les deux faisceaux ont le même état de polarisation. En introduisant l'équation (1.13), l'équation (1.12) devient :

$$V(\tau) = 2\frac{\sqrt{I_r I_s}}{I_r + I_s}\quad \cos(\theta_{r,s})|\rho(\tau)| \tag{1.14}$$

où $I_r + I_s$ nommée DC est la lumière incohérente appelée aussi le fond continu.

La visibilité des franges dépend du retard temporel, de l'intensité des deux faisceaux, de leur état de polarisation et de l'enveloppe du degré complexe de cohérence de la source. Pour une valeur donnée τ correspondant à la différence du chemin optique entre les bras de l'interféromètre, le contraste des franges est maximum lorsque les deux faisceaux d'interférence ont le même état de polarisation ($\cos(\theta_{r,s}) = 1$) et leurs intensités sont égales $I_r = I_s$. Dans ce cas la visibilité des franges est égale à l'enveloppe du degré complexe de cohérence $V(\tau) = |\rho(\tau)|$. Ainsi, pour une différence de marche nulle (ou $\tau = 0$) entre les bras référence et échantillon, la visibilité est maximale avec une valeur $V = 1$.

Toutefois, dans le cadre d'un système OCT, le rapport entre l'intensité du faisceau réfléchi

par l'échantillon et la référence est souvent très faible $I_s \ll I_r$. Ceci est dû à la faible réflectivité des échantillons biologiques. D'autre part, certains systèmes OCT sont équipés spécialement de diviseurs de faisceaux qui envoient plus de lumière dans le bras de référence que dans le bras de la cible pour ne pas endommager le tissu biologique et améliorer le rapport signal sur bruit. Ainsi, un nouveau paramètre nommé visibilité relative des franges est introduit en OCT pour évaluer le contraste du signal d'interférence en fonction de l'intensité du faisceau réfléchi par les bras référence et échantillon. La visibilité relative des franges est définie comme le rapport entre le terme d'interférence de l'équation (1.13) et sa valeur quand $\tau = 0$ et $\cos(\theta_{r,s}) = 1$ et a l'expression suivante [14] :

$$V_{rel}(\tau) = |\rho(\tau)| \tag{1.15}$$

La visibilité relative des franges est égale au module du degré complexe de cohérence de la source lumineuse et vaut 1 pour $\tau = 0$.

1.2.4 Le signal OCT

Jusqu'à présent, nous avons établi l'expression d'un signal d'interférence de deux faisceaux d'un interféromètre contenant un miroir dans le bras échantillon éclairé avec une source de faible cohérence (équation (1.11)). En utilisant la relation (1.11) le terme d'interférence peut s'écrire en fonction de la différence entre la double longueur du bras référence et celle du bras échantillon $\Delta z = 2(z_r - z_s)$ de la manière suivante :

$$I_{int}(\Delta z) = 2\sqrt{I_r I_s}|\rho(\Delta z)| \cos(k\Delta z) \tag{1.16}$$

où $k = \frac{2\pi\nu_0}{v}$ est le nombre d'onde correspondant, v est la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice n.

Après avoir remplacé τ par $\frac{\Delta z}{v}$ et $\Delta\nu$ par $v\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$ dans l'équation (1.10), l'enveloppe du degré complexe de cohérence $|\rho(\Delta z)|$ peut s'exprimer en fonction de Δz de la manière suivante :

$$|\rho(\Delta z)| = \exp -(\frac{\pi\Delta\lambda\Delta z}{2\sqrt{\ln 2}\lambda_0^2})^2 \tag{1.17}$$

Les systèmes OCT sont essentiellement des interféromètres utilisant des sources de lumière à faible cohérence. Le miroir du le bras échantillon de l'interféromètre de Michelson est remplacé par un échantillon biologique qui devient la cible à imager. Le bras référence contient un

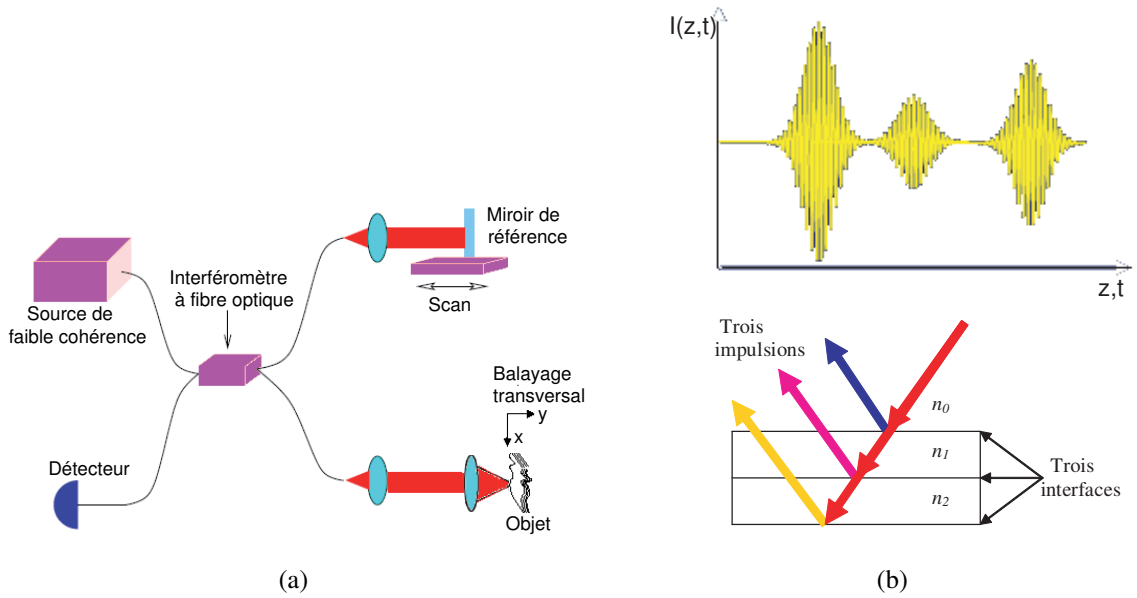


FIG. 1.4 – *(a) : Schéma d'un système OCT conventionnel fibré dans le domaine temporel. (b) : Signal interférométrique simulé de trois interfaces d'un objet dans le bras échantillon du système OCT.*

dispositif qui change la différence de chemin optique dans l'interféromètre pour faire un scan en profondeur de la cible. D'autre part des dispositifs pour un scan transversal sont installés dans le bras de l'échantillon pour imager point par point une zone de la cible et réaliser des tomogrammes en 2D et 3D. Un schéma d'un instrument OCT fibré est montré sur la figure 1.4.

Le système OCT sonde la profondeur de l'échantillon et permet d'enregistrer des signaux d'interférence au cours du temps par le détecteur. A l'aide de la translation du miroir de référence, on modifie la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre. Un signal d'interférence défile sur le détecteur à chaque différence de chemin optique nulle ou inférieure à la longueur de cohérence de la source entre le miroir de référence et une interface de l'échantillon. En d'autres termes, pendant la translation du miroir de référence, à chaque fois qu'un signal d'interférence apparaît sur le détecteur, on sait qu'une interface de l'échantillon (située à la même distance que le miroir de référence en translation) réfléchit une impulsion corrélée à l'impulsion issue du miroir de référence. On dresse ainsi au cours du temps, un profil de réflectivité en profondeur (au fur et à mesure que le bras référence se déplace) de toutes les couches qui constituent l'échantillon. En haut de la figure 1.4.b on montre un exemple d'un pro-

fil en profondeur engendré par les corrélations entre le miroir de référence en translation et un échantillon qui possède trois interfaces présenté en bas de la figure 1.4.b. Les flèches indiquent la propagation des faisceaux, les n_0, n_1 et n_2 indiquent les indices de réfraction des trois interfaces. Le signal interférométrique présenté en haut de la figure 1.4.b montre trois corrélations entre l'impulsion issue du miroir de référence en translation et les impulsions réfléchies par les trois interfaces de l'échantillon. La position des trois enveloppes par rapport à l'axe z indique la position des interfaces dans l'objet. Le maximum de chaque pic de l'enveloppe indique l'intensité du signal d'interférence. Sachant que l'intensité du signal d'interférence est déterminée en fonction de l'intensité réfléchie par le miroir de référence qui est constante I_r et les différentes intensités réfléchies par les différentes interfaces constituant l'objet analysé. En effet, les intensités réfléchies par les interfaces de l'échantillon varient d'une couche à une autre à cause : de la variation de la valeur de la réflectivité à chaque interface (due au changement d'indice de réfraction) et l'atténuation due aux réflexions antérieures, à l'absorption et à la diffusion du faisceau dans l'échantillon. Si on considère le signal d'interférence dû à la réflectivité d'un point à la position axiale $z_s/2$ dans l'échantillon, en tenant compte de l'aller-retour effectué par le faisceau dans l'échantillon, l'intensité réfléchie par le point situé à la position $z_s/2$ est notée $I_s(z_s)$. Le signal d'interférence issu de toutes les couches de l'échantillon sondé peut s'écrire de la manière suivante :

$$I_{int}(z_r) = 2\sqrt{I_r}\int_{-\infty}^{\infty}\sqrt{I_s(z_s)}|\rho(z_r - z_s)|\cos(k(z_r - z_s)dz_s \tag{1.18}$$

Cette équation montre l'intensité du signal d'interférence produit par l'échantillon. Pour pouvoir extraire la contribution de chaque interface dans le signal d'interférence, il faut que la distance minimale entre deux couches consécutives soit suffisante pour être discriminée ; c'est à dire produire deux paquets de franges dissociés l'un de l'autre.

1.3 Les paramètres de performance d'un système OCT

Dans cette partie, nous allons discuter des paramètres de performance essentiels dans un instrument OCT comme : la résolution en profondeur ou axiale, la résolution transversale ou latérale, des questions intrinsèques aux systèmes OCT : comme l'effet de la dispersion ainsi que le rapport signal sur bruit.

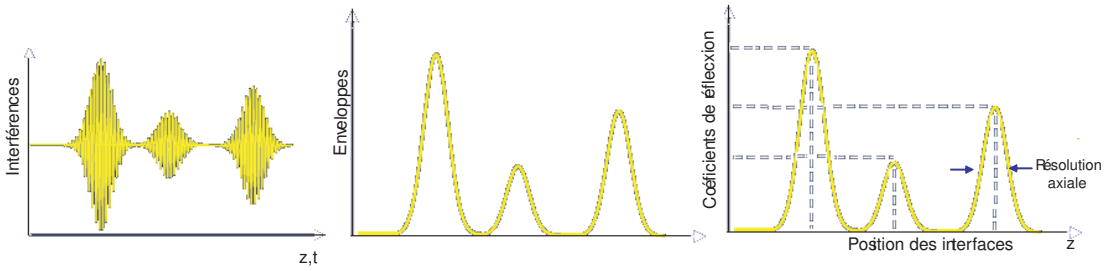


FIG. 1.5 – *Représentation de la méthode de détection d'enveloppes en OCT, sur un interférogramme simulé par ordinateur [15].*

1.3.1 La résolution en profondeur

Nous savons à présent que la réalisation d'une image OCT en profondeur (image longitudinale) repose sur la modification de la longueur du bras de référence. En fonction de la variation de la longueur de ce bras, on extrait la réflectivité de l'échantillon en fonction de la profondeur (voir équation (1.18)). L'amplitude du signal d'interférence suit l'enveloppe de la fonction d'auto-corrélation de la source de lumière ou le degré de cohérence de la source. Elle diminue quand la différence du chemin optique est différente de zéro. On peut extraire du signal d'interférence la valeur de la réflectivité lumineuse des différentes couches de la cible à différentes profondeurs à condition que la distance entre deux interfaces consécutives soit suffisante pour être résolue. Afin de determiner la résolution en profondeur d'un système OCT, on définit *la longueur de cohérence* l_c comme la FWHM de l'enveloppe $|\rho(\Delta z)|$ du degré complexe de cohérence. La longueur de cohérence d'une source lumineuse gaussienne de largeur spectrale FWHM $\Delta\lambda$ dans l'air et de longueur d'onde centrale λ_0 est donnée par [13, 25] :

$$l_c = 4\frac{\ln 2}{\pi} \cdot \frac{(\lambda_0)^2}{\Delta\lambda} \tag{1.19}$$

Étant donné que le tissu biologique est composé d'une multitude de couches réflectives, des signaux d'interférence issus de chacune de ces couches situées à différentes profondeurs à l'intérieur de la cible défilent sur le détecteur au fur et à mesure que le miroir de référence se déplace (voir figure 1.5).

On définit la résolution en profondeur comme la distance minimale qu'on peut discriminer entre deux couches réflectives dans la direction de la propagation du faisceau de lumière dans l'objet cible. Généralement les tissus biologiques dans les systèmes OCT sont analysés en ré-

flexion, la résolution en profondeur est définie comme la moitié de la longueur de cohérence de la source $\Delta L = l_c/2n$ *i.e.* la distance minimale entre deux couches consécutives doit être au moins égale à la moitié de la FWHM de l'enveloppe $|\rho(\Delta z)|$ pour être résolue. Ainsi, nous ne pouvons pas avoir d'information sur les interfaces situées à des distances inférieures à cette valeur. Dans le cas d'une source de forme gaussienne éclairant le tissu biologique, la résolution en profondeur s'écrit :

$$\Delta L = 2\frac{\ln 2}{\pi n} \cdot \frac{(\lambda_0)^2}{\Delta\lambda} \tag{1.20}$$

où *n* est l'indice de réfraction de la zone analysée dans l'objet cible. La résolution en profondeur est une fonction de la source lumineuse et s'améliore quand la largeur spectrale FWHM $\Delta\lambda$ de la source augmente.

Effet de la dispersion

La dispersion est le phénomène physique responsable de la variation de vitesse de propagation des différentes longueurs d'onde dans un milieu matériel. Elle est causée par la variation de l'indice de réfraction $n(\nu)$ du milieu en fonction de la longueur d'onde : $v(\nu) = \frac{c}{n(\nu)}$. Le phénomène de dispersion est présent dans tous les systèmes OCT. L'utilisation de lentilles, de lames de verre, de miroirs multicouches diélectriques ou surtout le tissu biologique... introduit de la dispersion dans le système. La dispersion est d'autant plus critique que la bande spectrale utilisée est large ; ce qui est le cas dans les systèmes OCT.

En tenant compte de la propagation dans un milieu dispersif, les champs électriques incidents sur le détecteur à la sortie de l'interféromètre peuvent être formulés par une intégrale de Fourier sous la forme suivante :

$$E_{r,s}(t) \;=\; \int_{-\infty}^{+\infty} E_{r,s}(\nu) e^{i\Phi_{r,s}(\nu)} e^{-2\pi i\nu t} d\nu \tag{1.21}$$

où $\Phi_{r,s}(\nu)$ est le retard de phase cumulé durant la propagation dans les éléments dispersifs présents dans chacun des bras référence et échantillon de l'interféromètre. Le signal OCT est alors différent de la fonction d'auto-corrélation du signal émis par la source lumineuse. Le signal temporel émis par la source lumineuse est déformé par la dispersion et ceci de façon différente dans chacun des bras référence et échantillon. Le signal OCT devient alors l'intercorrélation de ces deux signaux différents. Cette intercorrélation s'exprime dans le domaine spectral en introduisant les déphasages subis par chacune des longueurs d'onde en raison de la dispersion. Au final,

seul le déphasage différentiel entre les deux bras intervient et le signal d'interférence s'exprime par :

$$I_{int}(\tau) = 2\sqrt{I_r I_s} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) e^{-2\pi i \nu \tau} e^{i\Delta\Phi_{disp}(\nu)}\, d\nu \tag{1.22}$$

où $S(\nu)$ est le spectre de la source. La dispersion propre aux éléments optiques constitutifs du montage intervient dans le terme de phase différentiel $e^{i\Delta\Phi_{disp}(\nu)}$, tandis que le terme $e^{-2\pi i\nu\tau}$ correspond à l'exploration du retard temporel obtenu par balayage axial du miroir de référence.

Le déphasage spectral induit par la dispersion est propre à chaque montage expérimental et la transformation de Fourier de l'équation (1.22) ne connaît pas de solution générale ou analytique. Il est donc d'usage de traiter ce problème à partir d'un développement en série de Taylor de ce déphasage au voisinage de la fréquence centrale ν_0 du spectre émis. On l'applique d'abord à la constante de propagation k ; on obtient alors :

$$k(\nu) \;=\; k(\nu_0) \;+\; \frac{\partial k}{\partial \nu}|_{\nu_0}\,(\nu-\nu_0) \;+\; \frac{1}{2}\frac{\partial^2 k}{\partial \nu^2}|_{\nu_0}\,(\nu-\nu_0)^2 \;+ \ldots \tag{1.23}$$

où $\frac{\partial^p k}{\partial \nu^p}$ sont les *p* ordres de dispersion calculés en $\nu = \nu_0$.

Considérons que le bras référence contient N éléments dispersifs d'épaisseur $z_{r,i}$ et de constante de propagation $k_{r,i}(\nu)$ où $i \;=\; 1, N$ et le bras échantillon comprend M éléments dispersifs d'épaisseur $z_{s,j}$ et de constante de propagation $k_{s,j}(\nu)$ avec $j \;=\; 1, M$.

La différence de phase $\Delta\Phi_{disp}(\nu)$ entre les retards de phase $\Phi_r(\nu)$ et $\Phi_s(\nu)$ en tenant compte de l'aller retour des faisceaux lumineux dans les N et M éléments dispersifs présents dans les bras référence et échantillon est définie comme suit :

$$\Delta\Phi_{disp}(\nu-\nu_0) = \sum_{i=1}^{N} k_{r,i}(\nu-\nu_0) 2 z_{r,i} - \sum_{j=1}^{M} k_{s,j}(\nu-\nu_0) 2 z_{s,j} \tag{1.24}$$

$\Delta\Phi_{disp}(\nu)$ peut donc être développée par une série de Taylor au voisinage de ν_0 de la même façon que la constante de propagation $k(\nu)$:

$$\Delta\Phi_{disp}(\nu) \;=\; \Delta\Phi(\nu_0) \;+\; \frac{\partial \Delta\Phi(\nu)}{\partial \nu}|_{\nu_0}\,(\nu-\nu_0) \;+\; \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \Delta\Phi(\nu)}{\partial \nu^2}|_{\nu_0}\,(\nu-\nu_0)^2 \;+ \ldots \tag{1.25}$$

avec

$$\Delta\Phi(\nu_0) = \sum_{i=1}^{N} k_{r,i}(\nu_0)2z_{r,i} \; - \; \sum_{j=1}^{M} k_{s,j}(\nu_0)2z_{s,j}] \; = \; \frac{2\pi n(\lambda_0)}{\lambda_0}\Delta z$$

$$\frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\nu}|_{\nu_0} \; = \; [\sum_{i=1}^{N} \frac{\partial k_{r,i}}{\partial\nu}(\nu_0)2z_{r,i} \; - \; \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial k_{s,j}}{\partial\nu}(\nu_0)2z_{s,j}] \; = \; \frac{2\pi}{c} n_g \Delta z$$

$$\frac{\partial^2\Delta\Phi}{\partial\nu^2}|_{\nu_0} \; = \; [\sum_{i=1}^{N} \frac{\partial^2 k_{r,i}}{\partial\nu^2}(\nu_0)2z_{r,i} - \sum_{j=1}^{M} \frac{\partial^2 k_{s,j}}{\partial\nu^2}(\nu_0)2z_{s,j}] \; = \; \frac{\lambda_0^3}{c^2}\frac{d^2 n}{d\lambda^2}\Delta z \tag{1.26}$$

où :

$\Delta\Phi(\nu_0)$ est un terme de phase constant, avec $(n(\lambda_0)\Delta z = \Delta z_{ph})$ la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre pour la fréquence ν_0.

et

$\frac{\partial k(\nu)}{\partial\nu}|_{\nu_0} \; = \; \frac{1}{\Delta z}\frac{\partial\Delta\Phi(\nu)}{\partial\nu}|_{\nu_0}$ est le premier ordre de dispersion qui rajoute un terme de phase linéaire en ν au spectre d'intensité. Il détermine la vitesse de groupe [11] :

$$v_g = [\frac{\partial k(\nu)}{\partial\nu}|_{\nu_0}]^{-1} \tag{1.27}$$

$(n_g\Delta z = \Delta z_g)$ est la différence de chemin optique de groupe correspondant à la différence de chemin optique entre les éléments dispersifs Δz contenus dans les deux bras de l'interféromètre où $n(\lambda)$ est l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde dans le milieu dispersif et $n_g = [n(\lambda) - \lambda\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}] = \frac{c}{v_g}$ est nommé l'indice de groupe.

Le second ordre et les ordres supérieurs de dispersion rajoutent un terme de phase non linéaire en ν. Ceci a pour effet d'élargir la fonction d'intercorrélation qui devient beaucoup plus étendue que la fonction d'autocorrélation de la source lumineuse au détriment de la résolution en profondeur du système OCT.

Dans le cas des calculs qui vont suivre on néglige les ordres supérieurs de dispersion et on se limite au second ordre. En remplaçant (1.25) dans (1.22), on obtient :

$$I_{int}(\tau) \; = \; 2\sqrt{I_r I_s} \; e^{i\Delta\Phi(\nu_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu)e^{-2\pi i\nu\tau} \exp[i\frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\nu}(\nu-\nu_0)] \; \exp[i\frac{\partial^2\Delta\Phi}{2\partial^2\nu}(\nu-\nu_0)^2]d\nu \tag{1.28}$$

L'expression du signal OCT dans un interféromètre éclairé avec une source gaussienne est obtenue en substituant (1.9) dans (1.28) et après intégration :

$$I_{int}(\tau) \; = \; 2\sqrt{I_r I_s} \; D^{-\frac{1}{4}} \exp[-\frac{1}{2D}(\frac{\Delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}})^2(\tau - \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\nu})^2] \; \exp i\Delta\Phi_t \tag{1.29}$$

avec

$$\Delta\Phi_t \;=\; \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta z_{ph} - \frac{1}{2D}\left(\frac{\Delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^4\left(\tau - \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\nu}\right)^2 \frac{\partial^2\Delta\Phi}{2\partial^2\nu} + \arctan\left(\frac{\Delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2 \frac{\partial^2\Delta\Phi}{4\partial^2\nu} + h\pi \quad (1.30)$$

où *h* est un nombre entier. Le facteur *D* dans les équations (1.29) et (1.30) est défini comme :

$$D \;=\; 1 + \left[\left(\frac{\Delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\right)^2 \frac{\partial^2\Delta\Phi}{2\partial^2\nu}\right]^2 \quad (1.31)$$

Le facteur *D* est utilisé pour quantifier la dispersion tel qu'un effet du second ordre dans le développement de Taylor de la constante de propagation $k(\nu)$. Les équations (1.29) et (1.30) montrent que le signal OCT est perturbé par la dispersion. On conclut que la dispersion a trois effets sur le signal OCT :

-1) Réduction de l'amplitude du degré complexe de cohérence de l'enveloppe $\rho(\Delta z)$ d'un facteur $D^{-\frac{1}{4}}$.

-2) Induction d'un chirp (un retard des hautes fréquences par rapport aux basses fréquences) du retard de phase (montré par le second et le troisième terme de l'équation (1.30)).

-3) Un élargissement de l'enveloppe du degré complexe de cohérence.

Toutefois, l'effet de dispersion le moins désirable en OCT est l'élargissement de l'enveloppe du degré complexe de cohérence. Il a pour conséquence de diminuer la résolution en profondeur dans un système OCT dispersif comparé à un système OCT non dispersif éclairé avec la même source. La dégradation de la résolution en profondeur ΔL_D est donnée par :

$$\Delta L_D \;=\; \frac{2\ln 2}{\pi}\frac{(\lambda_0)^2}{\Delta\lambda}\sqrt{D} \quad (1.32)$$

Dans un système OCT qui contient une forte dispersion entre les bras référence et échantillon, le deuxième ordre du retard de phase $\frac{\partial^2\Delta\Phi}{\partial\nu^2}$ devient très large. Ainsi, le second terme dans (1.31) domine le premier terme. Ceci entraîne la diminution de la résolution en profondeur, un chirp du retard de phase et la décroissance du maximum de l'enveloppe du degré complexe de cohérence.

La figure 1.6 nous montre l'effet des éléments dispersifs dans un système OCT sur le signal de corrélation [17]. Le signal de la figure en (a) est obtenu avec un interféromètre qui contient les mêmes composants optiques dans les deux bras et sans échantillon dans le bras de mesure. Le signal de la figure en (b) est obtenu avec le même interféromètre mais cette fois il contient un élément dispersif (eau dans une cuve en verre d'épaisseur de $1050 \pm 10\mu m$) dans le bras échantillon. La figure en (b) montre que les hautes fréquences se propagent avec un retard par rapport

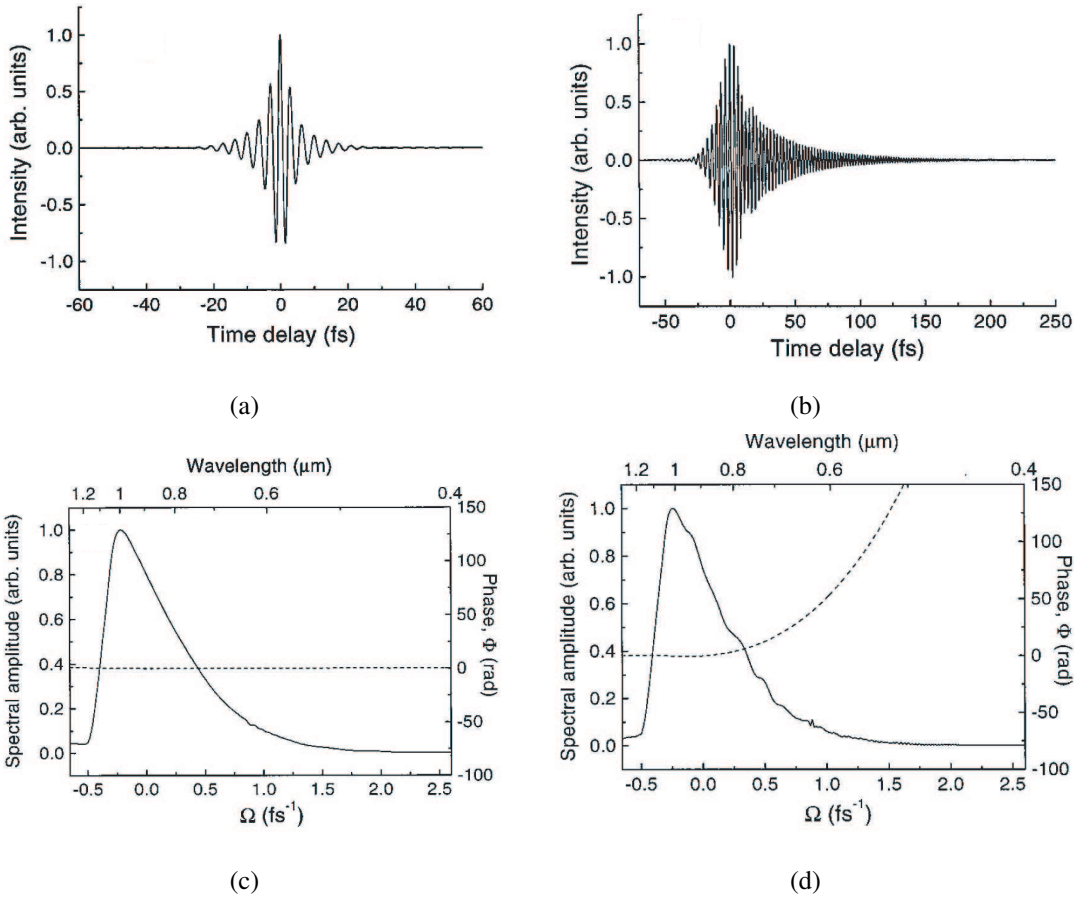


FIG. 1.6 – *Effet des éléments dispersifs sur un signal interférométrique. (a) signal OCT sans dispersion (sans élément dispersif). (b) Signal OCT dispersé (par une cuve d'eau en verre d'épaisseur de* $1050 \pm 10\mu m$*. (c) Amplitude spectrale (courbe en trait) et phase (courbe pointillée) de la transformée de Fourier du signal en (a). (d) Amplitude spectrale (courbe en trait) et phase (courbe pointillée) de la transformée de Fourier du signal en (b) illustration tirée de [17].*

aux basses fréquences (induction d'un chirp) à cause de la dispersion causée par la cuve d'eau. Ainsi, l'enveloppe du degré complexe de cohérence (le signal) subit un élargissement temporel ce qui implique une dégradation de la résolution axiale. Les figures en (c) et (d) représentent la transformée de Fourier du signal en (a) et en (b) respectivement. L'étalement temporel des fréquences lumineuses (chirp) montré en (b) dû à la dispersion se manifeste par une non linéarité (courbure) de la différence de phase (la courbe en pointillée) due au terme du second ordre $\frac{\partial^2 \Delta\Phi}{\partial \nu^2}$. Cette dernière est nulle dans le signal en (a) $\Delta\Phi_{disp}(\nu - \nu_0) \equiv 0$. La forme du spectre dans (c) et (d) (courbe en trait) est la même pour les deux interférogrammes qui est déterminée par la densité spectrale de la source lumineuse.

La compensation de la dispersion dans un système OCT est possible. Cependant, il y a deux sources de dispersion : la dispersion causée par les optiques qui composent le système et la dispersion causée par la structure des tissus biologiques [18]. Il existe deux manières de procéder pour éliminer chacun de ces effets de dispersion. Pour la première source de dispersion (la dispersion causée par les optiques qui composent le système), la solution la plus évidente est d'utiliser des milieux dispersifs identiques avec la même épaisseur dans les deux bras de l'interféromètre. Dans ce cas, la compensation de la dispersion est parfaite et la différence de phase dans (1.25) $\Delta\Phi_{disp} = 0$ devient nulle. En pratique, il est difficile de compenser tous les ordres de dispersion de la relation (1.25). Ainsi, la différence de phase $\Delta\Phi_{disp}$ n'est pas tout à fait nulle mais uniquement proche de zéro. Cette méthode de compensation de dispersion pourrait être suffisante si la largeur du spectre de la source était petite (FWHM inférieur à 30nm) mais dès que la largeur spectrale dépasse la centaine de nanomètres, l'utilisation des mêmes milieux dispersifs avec la même épaisseur dans les deux bras de l'interféromètre n'est plus suffisante pour compenser la dispersion. En effet, plus la largeur spectrale est élevée, plus les effets de dispersion deviennent importants donc difficiles à compenser. En revanche la technique de compensation en mettant un prisme et des cuvettes à eau est toujours efficace dans l'imagerie à très haute résolution utilisant de lasers femtosecondes [19, 20].

La seconde solution existante est la solution numérique adaptée exclusivement à la compensation de la dispersion due à l'échantillon. Elle consiste à multiplier dans l'espace de Fourier, chaque composante locale de Fourier du signal d'interférence par le complexe conjugué du retard de phase dispersif provoqué par l'échantillon à une fréquence particulière. Des fenêtres de transformée de Fourier sont utilisées pour une compensation locale de la dispersion. Ainsi une transformée de Fourier inverse est réalisée pour retrouver le signal OCT corrigé de la disper-

sion [21]. Cependant, la compensation numérique de la dispersion d'un échantillon nécessite de connaître parfaitement ses propriétés de dispersion. Ce qui n'est pas aussi évident si l'échantillon utilisé est de nature biologique.

1.3.2 Résolution transversale

L'image OCT de la cible est reconstituée point par point en balayant l'objet par le faisceau de lumière ou en déplaçant l'objet latéralement par rapport au faisceau. Les optiques introduites dans le bras échantillon sont similaires à celles utilisées en microscopie. La lumière provenant de la source est collimatée et focalisée par un objectif de microscope sur un point de la cible. La lumière est ainsi réfléchie par le point imagé de la cible et collectée et collimatée à son tour par l'objectif de microscope puis transmise par le diviseur du faisceau sur le détecteur. La résolution transversale est définie comme la plus petite séparation géométrique entre deux points de l'échantillon qui puisse être résolue par l'objectif de microscope dans son plan focal. Ceci dépend entièrement de l'ouverture numérique de l'objectif du microscope, de la taille du faisceau et de la longueur d'onde centrale du spectre.

$$\delta x \ = \ \frac{\lambda_0}{2ON} \tag{1.33}$$

Cette équation est déduite du critère de Rayleigh, qui stipule que deux points sont résolus si leur séparation est supérieure à la largeur à mi-hauteur de leur tache d'Airy.

Contrairement à la microscopie confocale, où les résolutions axiale et transversale sont interdépendantes de l'ouverture numérique ON, en OCT, la résolution dans chaque direction peut être optimisée individuellement, puisque la résolution axiale est déterminée par le degré complexe de cohérence plutôt que par l'ouverture numérique. Cependant, en OCT, on a besoin d'une profondeur de champ suffisante pour explorer l'échantillon dans sa profondeur. Ceci interdit l'usage de fortes ouvertures numériques et limite donc la résolution latérale effective des systèmes OCT.

1.3.3 La puissance de la source lumineuse et le pouvoir de pénétration dans l'échantillon

La puissance de la source de lumière utilisée dans un dispositif OCT est un facteur important pour la détection du signal d'interférence. Plus la puissance est élevée, meilleure est la détection.

Durée d'exposition t(s) / Longueur d'onde (nm)	$<10^{-9}$	10^{-9} à 10^{-7}	10^{-7} à 10	10 à 10^3	10^3 à 3.10^4
180 à 302,5	3.10^{10} W.m^{-2}	30 J.m^{-2}			
302,5 à 315		C_1 J.m^{-2} si t $<T_1$	C_2 J.m^{-2} si t $>T_1$	C_2 J.m^{-2}	
315 à 400		C_1 J.m^{-2}		10^4 J. m^{-2}	10 W.m^{-2}
400 à 1400	2.10^{11} W.m^{-2}	200 J.m^{-2}	$1{,}1.10^4\, t^{0,25}$ J.m^{-2}	2000 W.m^{-2}	
1400 à 1600	10^{11} W.m^{-2}	100 J.m^{-2}	$5600\, t^{0,25}$ J.m^{-2}	1000 W.m^{-2}	

$C_1 = 5{,}6.10^3 . t^{0,25}$ $C_2 = 10^{0,2(\lambda-295)}$ $T_1 = 10^{0,8(\lambda-295)}.10^{-15}$ s

FIG. 1.7 – *Durées d'exposition maximale permises pour la peau (NF EN 60825-1/A2) [22].*

Toutefois, il y a une norme de sécurité à respecter notamment si l'objet en question est l'oeil ou la peau. La norme européenne relative à la sécurité pour le rayonnement des appareils lasers "NF EN 60825-1/A2" (sécurité des appareils à laser, classification des matériels, prescription et guide d'utilisation) indique les valeurs des puissances maximales autorisées en (W/m^2) ou en (J/m^2) pour la peau en fonction de la plage de longueur d'onde utilisée et de la durée d'exposition (voir figure 1.7). Les risques principaux encourus par la peau sont principalement de type thermique. L'épiderme ne peut supporter des densités de puissance calorique supérieures à quelques dixièmes de W/cm^2 en continu et à quelques W/cm^2 en impulsionnel. Ceci n'est pas limitant en OCT puisque la dynamique des détecteurs est totalement utilisée à partir de puissance d'une centaine de mW/cm^2.

La pénétration de la lumière dans l'échantillon analysé dépend de la gamme de longueur d'onde utilisée par la source. La lumière atteint la plus grande profondeur de pénétration quand la gamme de longueur d'onde choisie appartient à "la fenêtre thérapeutique" figure 1.8. En effet dans ce domaine spectral compris entre 700 et 1300*nm* (infrarouge), les composants du tissu biologique tels que la mélanine, l'hémoglobine et l'eau présentent une très faible absorption, donc une meilleure pénétration en profondeur dans le tissu. En effet, les sources autour de $800nm$ permettent d'imager les tissus rétiniens et les sources autour de $1060nm$ permettent de pénétrer plus profondément et d'imager les tissus choroïdiens. Les sources centrées autour de $1300nm$ présentent une faible dispersion dans les tissus et permettent de pénétrer au-delà de $2mm$.

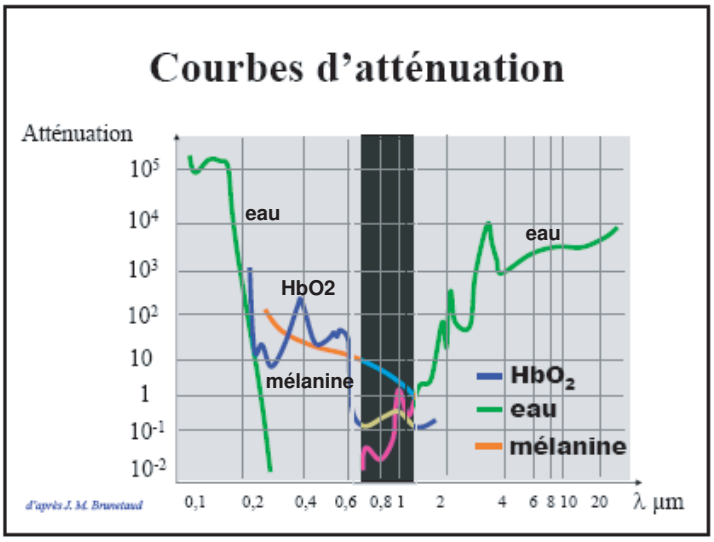


FIG. 1.8 – *Courbe d'absorption des principaux chromophores montrant la gamme de longueur d'onde favorable pour l'imagerie optique des tissus biologiques. La fenêtre thérapeutique est montrée par la bande noire.*

Tissu	Long. d'onde (nm)	Absorption lpm_a (mm)	Diffusion lpm_s (mm)
Aorte	632,80	19,2	0,032
Cerveau : matière grise	632,8	3,7	0,028
Utérus	635	28,6	0,025
Foie	630	3,1	0,024
Cerveau : matière blanche	632,8	4,5	0,019
Sang : oxygéné	665	7,7	0,008
Partiellement oxygéné	630	0,7	0,0027

FIG. 1.9 – *Propriétés optiques de quelques tissus humains.*

En fait, le phénomène limitant qui altère la propagation des ondes lumineuses dans cette fenêtre thérapeutique est la diffusion. La lumière diffusée dans les tissus biologiques interagit avec les structures tissulaires, à toutes les échelles, des membranes aux cellules, cependant la diffusion est principalement engendrée par des structures de dimensions proches ou supérieures à la longueur d'onde.

Pour caractériser la quantité de lumière diffusée et absorbée dans un milieu diffusant, on introduit une grandeur nommée le libre parcours moyen (lpm) qui est définie comme la distance moyenne entre deux événements de diffusion ou d'absorption. Un milieu est considéré d'autant plus diffusant (resp. absorbant) que son libre parcours moyen de diffusion (resp. absorption) est petit. Pour un rayonnement de $800nm$ de longueur d'onde et en considérant l'intensité maximale permise sur un patient, le signal balistique (lumière non diffusée qui permet une imagerie de très haute résolution) chute sous le seuil de détection lié au bruit shot noise (défini plus tard) après 27 libres parcours moyens, soit environ 3mm d'épaisseur de tissu biologique [23]. Le tableau montré sur la figure 1.9 récapitule quelques valeurs de libres parcours moyens dans les tissus et le sang humain [24].

1.3.4 Caractéristiques du bruit dans un système OCT

La capacité d'un système OCT à produire des images de bonne qualité est caractérisée par la valeur du rapport signal sur bruit (SNR Signal to Noise Ratio). Si l'intensité du signal est très élevée par rapport à l'intensité du bruit alors les images OCT obtenues sont de bonne qualité et la détection des couches profondes dans la cible est meilleure [25]. Le rapport signal sur bruit est donc un facteur crucial dans un système OCT. Pour cette raison, une bonne connaissance des sources de bruit et la possibilité d'augmentation du rapport signal sur bruit sont essentielles pour améliorer les performances d'un système OCT.

1.3.5.1 Les sources de bruit dans un système OCT

Le bruit dans un système OCT est lié à la source lumineuse, aux optiques introduites dans le système et à la détection photoélectrique. Les détecteurs sont des composants à semi-conducteurs ayant la capacité de détecter un rayonnement dans le domaine optique et de le convertir en un signal électrique. L'éclairement de la partie sensible du détecteur par les photons issus des deux bras de l'interféromètre génère des porteurs de charge (électrons, trous) dans le circuit de détec-

tion et crée ainsi un photocourant. Ce mode de détection (conversion de photons en électrons) est celui utilisé en OCT. Le courant électrique "photocourant" généré par le détecteur est directement proportionnel à l'intensité optique issue des deux bras de l'interféromètre qui éclaire la surface sensible du détecteur. Le mouvement aléatoire des porteurs de charge, et l'arrivée aléatoire du flux de photons sur le détecteur engendrent différents types de bruit qui limitent la qualité de la détection du signal.

Le bruit est généralement décrit par l'écart type $\sigma_I = \sqrt{\langle (I - \overline{I})^2 \rangle}$ affectant le photocourant I. Les différentes sources de bruit n'étant pas corrélées, la contribution au bruit total est déterminée par la somme des carrés de l'écart type de tous les bruits existants (désignés par le nombre j) dans le système $\sigma^2_{I,tot} = \Sigma_j \sigma^2_{I,j}$. Les principales sources de bruit qui affectent la détection du signal dans un système OCT sont le bruit thermique, le bruit de grenaille (shot noise), le bruit de gain (excess photon noise) [16].

Le bruit thermique

Le bruit thermique (bruit Johnson) dans un système OCT est causé par l'agitation thermique des porteurs de charge dans la résistance de charge présente dans le circuit de détection. Ce mouvement aléatoire donne naissance à un courant électrique même en l'absence de rayonnement optique. La contribution du bruit thermique s'exprime à l'aide de l'écart type du photocourant thermique soit :

$$\sigma^2_{I,T_e} = \frac{4k_B T_e}{R} B \tag{1.34}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T_e la température (en degré Kelvin), R la résistance électrique de la résistance de charge du circuit de détection et B la largeur de bande du circuit électronique en Hertz.

Le bruit de grenaille (shot noise)

Le shot noise est un bruit de nature fondamentale. Il est dû aux fait que les photons sont émis de manière aléatoire par la source lumineuse. Le flux de photons issu de la source va produire dans un intervalle de temps T un courant électrique $I = \frac{e}{T}\,\eta N$ au niveau du détecteur où N est le nombre de photons générés et η est l'efficacité quantique du détecteur. Le nombre de photons

N issus de la source pendant un intervalle de temps T est soumis à des fluctuations statistiques. Ainsi, le bruit shot noise peut s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma^2_{I,SN} = [\frac{e}{T}\eta]^2 \left(\langle N^2\rangle \; - \; \langle N\rangle^2\right) \tag{1.35}$$

Le bruit shot noise dépend du flux de photons N. Les photons émis par la source étant non-corrélés, la probabilité de mesurer N photons est décrite par une loi Poissonnienne [26] :

$$\langle N^2\rangle \; - \; \langle N\rangle^2 = \; \langle N\rangle \tag{1.36}$$

Comme la largeur de bande du circuit électronique B est donnée en fonction de l'intervalle de temps T par : $B = \frac{1}{2T}$, on peut exprimer la contribution du shot noise au bruit total par [16, 26] :

$$\sigma^2_{SN} \; = \; 2e\langle I\rangle \; B \tag{1.37}$$

La valeur moyenne du photocourant $\langle I\rangle$ peut être exprimée en fonction de la puissance optique P_r du bras de référence et la réponse du détecteur G_ν, où $G_\nu = \frac{\eta e}{h\nu_0}$, ν_0 est la fréquence centrale du spectre de la source lumineuse. L'équation du bruit shot noise peut donc s'écrire en fonction de la puissance optique de la référence de la manière suivante :

$$\sigma^2_{I,SN} = 2eBG_\nu P_r \tag{1.38}$$

Le bruit d'intensité

Le bruit d'intensité est dû aux fluctuations de l'intensité du photocourant à cause des fluctuations de la puissance de la source. La contribution du bruit d'intensité au bruit total est donnée par [16, 27] :

$$\sigma^2_{I,EPN} \; = \; \frac{B}{\Delta\nu_{eff}}\langle I\rangle^2 \tag{1.39}$$

où $\Delta\nu_{eff}$ est la largeur de bande effective de la source lumineuse et définie par [28, 29] :

$$\Delta\nu_{eff} \; = \; \sqrt{\frac{\pi}{2\ln 2}}\, c\, \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \tag{1.40}$$

dans le cas d'une source gaussienne.

Pour réduire le bruit d'intensité, il est important de réduire la largeur de bande électronique du détecteur B et d'avoir une source de lumière d'une largeur spectrale élevée.

Suite à la contribution totale des trois types de bruit, le bruit total dans un système OCT est donné par :

$$\sigma^2_{I,tot} \;=\; \frac{4k_B T_h}{R}\; B \;+\; 2e\; B\langle I\rangle \;+\; \frac{B}{\Delta\nu_{eff}}\langle I\rangle^2 \tag{1.41}$$

et le rapport signal sur bruit SNR est défini comme le rapport de la valeur moyenne au carré du photocourant du signal OCT $\langle I\rangle^2$ et le bruit total donné par (1.34) :

$$\frac{S}{N} \;=\; \frac{\langle I\rangle^2}{\sigma^2_{I,tot}} \tag{1.42}$$

1.3.5.2 Solution des problèmes de bruit dans un système OCT

L'analyse du bruit dans un système OCT ou dans un interféromètre à faible cohérence en général est une conception assez particulière. Par conséquence il faut commencer avec un simple montage contenant une source lumineuse, des miroirs considérés comme des réflecteurs parfaits, un diviseur de faisceau avec un rapport 50/50 et un détecteur. Dans ces conditions $I_r = I_s = I$. En général le bruit thermique n'influence pas de manière considérable le rapport signal sur bruit dans un système OCT en raison de la prédominance des autres bruits. En négligeant le bruit thermique le rapport signal sur bruit s'écrit :

$$\frac{S}{N} \;=\; \frac{\langle I\rangle}{2eB \;+\; \frac{B}{\Delta\nu_{eff}}\langle I\rangle} \tag{1.43}$$

Supposons que le bruit d'intensité est beaucoup plus important que le 'shot noise', dans ce cas le rapport signal sur bruit est réduit à :

$$\frac{S}{N} \;=\; \frac{\Delta\nu_{eff}}{B} \tag{1.44}$$

En général la contribution du bruit d'intensité est plus faible que le bruit shot noise [30], la configuration de détection balancée est un moyen efficace pour réduire la contribution de ce bruit [27]. Par contre, le bruit shot noise est propre à la source et il n y a pas moyen de l'éliminer. Dans la plus part des cas, le bruit 'shot noise' domine tous les autres bruits [31]. La détection dans ce cas est appelée 'shot noise limited' et le rapport signal sur bruit devient :

$$\frac{S}{N} \;=\; \frac{\langle I\rangle}{2eB} \tag{1.45}$$

ou encore :

$$\frac{S}{N} = \frac{G_\nu P_s}{2eB} \tag{1.46}$$

où P_s est la partie cohérente de la puissance optique réfléchie par l'échantillon.

Dans ce cas le rapport signal sur bruit dépend de l'intensité du signal. Par conséquence, dans la configuration shot noise limited, augmenter l'intensité (ou la puissance) du signal engendre une augmentation du rapport signal sur bruit.

1.4 Détection hétérodyne en OCT

Le signal d'interférence issu d'un système OCT est généralement hétérodyne ; i.e la fréquence optique d'un des faisceaux d'interférence (référence ou échantillon) est décalée d'une certaine valeur ν_h par rapport à la fréquence de l'autre faisceau. Le signal d'interférence donné par l'équation (1.16) ne fournit pas directement la valeur de la phase. En déplaçant le miroir de référence à une vitesse constante v, nous allons modifier en continu la différence entre les longueurs des deux bras par :

$$\Delta z_g = \Delta z_{ph} + 2vt \tag{1.47}$$

où Δz_{ph} est la différence de chemin optique entre les deux bras avant le mouvement du miroir. Le battement (l'enveloppe) entre les deux faisceaux se produit quand ils interfèrent et la photodiode détecte le terme d'interférence à la fréquence hétérodyne ν_h. Le signal OCT d'un point $z = z_s$ de l'objet cible a l'expression suivante :

$$\begin{aligned} I_{int} &= 2\sqrt{I_r I_s(z_s)}|\rho((\Delta z)_g)|\cos(k(\Delta z)_g) \\ &= 2\sqrt{I_r I_s(z_s)}|\rho((\Delta z)_g)|\cos(k(\Delta z)_{ph} + \omega_h t) \end{aligned} \tag{1.48}$$

c'est une porteuse modulée par l'amplitude $|\rho((\Delta z)_g)|$. La fréquence de cette porteuse est égale à la fréquence hétérodyne ω_h qui est donnée par :

$$\begin{aligned} \omega_h &= k\frac{d(\Delta z)_g}{dt} \\ &= 2kv \end{aligned} \tag{1.49}$$

La relation (1.49) montre que l'écart en fréquence entre les deux faisceaux d'interférence est dû au changement dynamique de la phase de la différence du chemin optique entre les bras de la référence et de l'objet. Si la variation de la différence du chemin optique est une fonction linéaire du temps, la fréquence hétérodyne ω_h est constante. Si non, la fréquence hétérodyne ω_h est dépendante du temps. Ce dernier cas est en général dû au déplacement du miroir du bras

référence à une vitesse non uniforme. L'intérêt de la détection hétérodyne en OCT est d'isoler la partie utile du signal de la lumière incohérente (le DC).

1.5 Mode de fonctionnement d'un système OCT

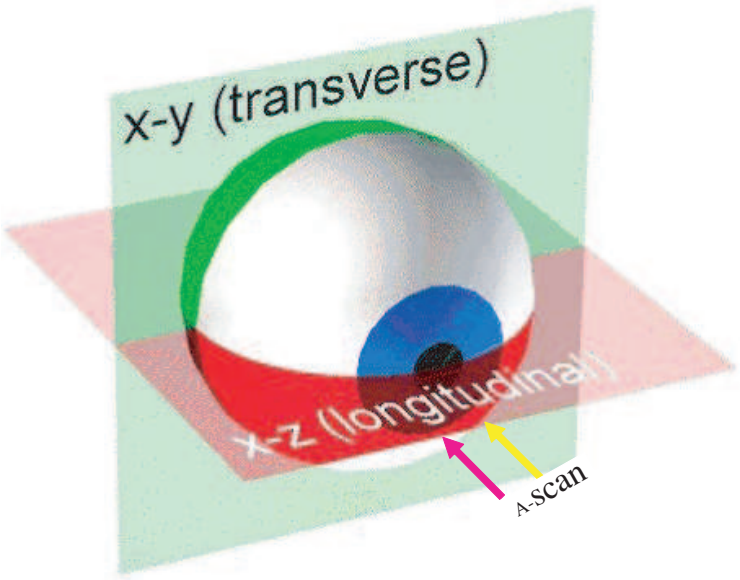


FIG. 1.10 – *Définition de différents scans en OCT, A-scan : détermination du profil de la réflectivité en profondeur en un seul point, B-scan : coupe tomographique (xz ou yz), C-scan : tomographie en-face (xy). [32].*

En principe, les systèmes OCT existants les plus courants sont divisés en deux classes, selon leur mode de fonctionnement : d'une part il y a les systèmes à scan longitudinal ou axial, d'autre part les systèmes à scan transversal ou *en-face*. Le mode de fonctionnement d'un système OCT particulier est alors lié à la manière avec laquelle le faisceau balaie la cible pour acquérir une image point par point.

Un scan OCT 1D décrit le profil de la réflectivité lumineuse suivant l'un des axes de coordonnées à une position donnée de la cible fixée par les deux autres coordonnées. Il existe deux types de scan 1D en OCT : A-scan et T-scan. Le mode A-scan représente le profil de la réflectivité de l'échantillon suivant la direction de l'axe z (en profondeur) pour une position transversale x,y fixe. Le mode T-scan décrit le profil de la réflectivité de l'échantillon suivant une des directions transversales x ou y pour une position z,y ou z,x fixe.

La reconstitution 2D des images OCT peut être obtenue par deux modes de scan : B-scan et C-scan. Le mode B-scan est obtenu par la reconstitution du profil de la réflectivité dans les plans x-z ou y-z pour une position y ou x respectivement fixe. Le mode C-scan [33, 34, 35, 36, 37] est la reconstitution 2D d'une coupe transverale (*en face* OCT image) du plan x-y à partir des scans dans les deux directions (axe x et axe y) pour une position z donnée. Les balayages en B-scan, C-scan, relatifs à l'objet cible sont présentés sur la Fig. 1.10.

L'imagerie OCT plein champ (full-field OCT) [38, 39, 40] fonctionne également en mode C-scan mais sans balayage dans les directions x ou y. Ce type d'imagerie utilise des détecteurs bidimensionnels, offre l'avantage de s'affranchir du balayage latéral, possède une vitesse d'acquisition beaucoup plus rapide et permet une résolution transversale meilleure. Ces instruments offrent des images transversales *en-face* en temps réel avec la capacité de créer des images 3D et des coupes (xz ou yz) en post-traitement [41, 42].

La réalisation des coupes en profondeur et des coupes transversales en OCT (tomographie optique de cohérence) permet de faire de l'imagerie OCT 3D [8]. En empilant les coupes obtenues en B-scan pour des positions voisines selon l'autre direction latérale ou en empilant les images C-scan obtenues par un déplacement régulier en profondeur (direction z), un volume OCT 3D peut être reconstruit en utilisant un logiciel adapté.

1.6 État de l'art en OCT

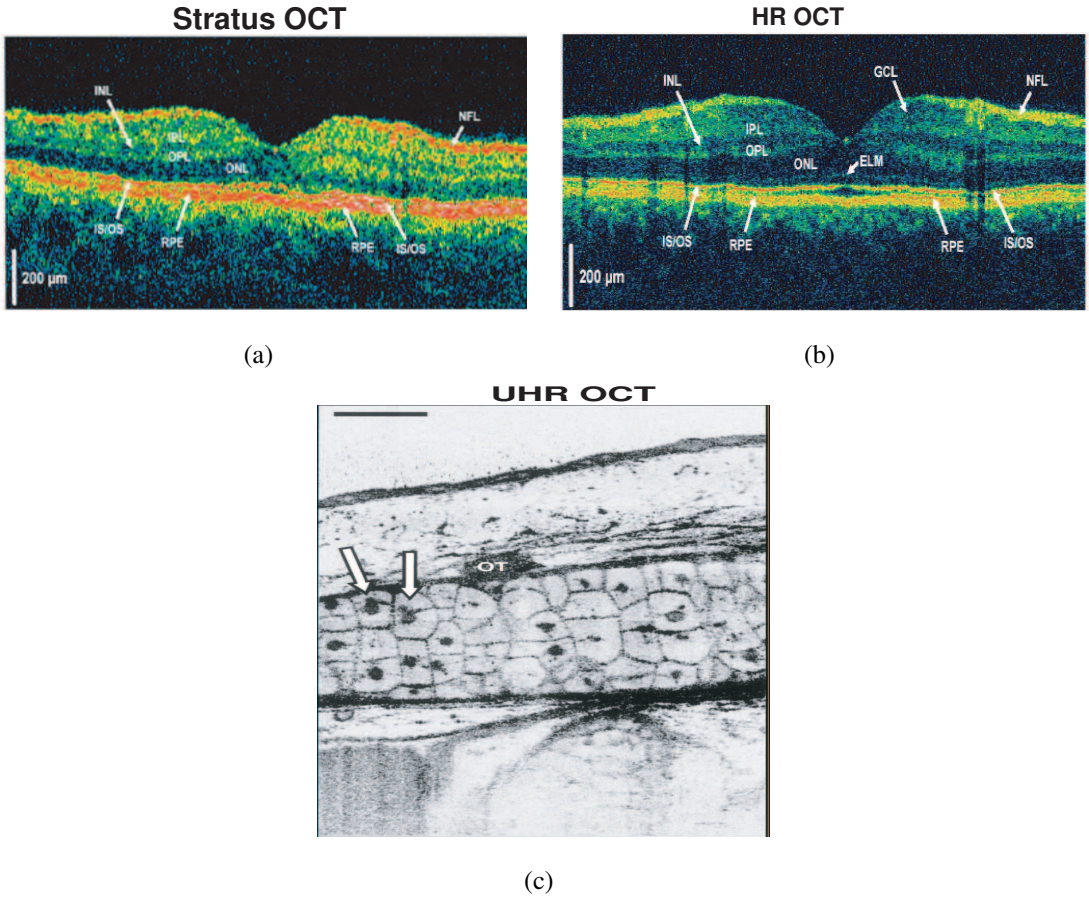
Depuis que le premier système OCT a été réalisé en 1991 [1], de nouvelles générations de systèmes OCT sont utilisées dans de nombreux secteurs et pour de nombreuses applications telles que l'ophtalmologie [43, 44, 45, 46, 47], la dermatologie [48, 49], l'imagerie dentaire [50, 51, 52] et l'imagerie endoscopique des organes internes [53, 54]. D'autre part, les principes de la tomographie optique de cohérence sont combinés avec d'autres propriétés des tissus examinés pour améliorer les performances de l'imagerie tissulaire comme la Polarisation Sensitive OCT (PS-OCT) (technique utilisée pour des mesures des propriétés de polarisation des tissus profonds) [55, 56, 57, 58], des mesures d'absorption OCT [59] ou Doppler-OCT (imagerie du sang en mouvement) [60, 61, 62] ou encore S-OCT (analyse spectroscopique des tissus) [63, 64].

Le premier système inventé par Fujimoto et al. [1] ainsi que les modèles commercialisés utilisent des diodes laser superluminescentes. Dans le cadre de l'ophtalmologie plusieurs instruments commerciaux sont disponibles. Les premiers appareils OCT commerciaux pour l'analyse

de la rétine sont apparus dès 1996 (Carl Zeiss Meditic). Un de ces modèles récents appelé "Stratus OCT" [65] fonctionne à la longueur d'onde centrale de 820 nm avec une largeur de bande spectrale de 25 nm, sa résolution axiale atteint 10 μm et une vitesse d'acquisition de quelques centaines de profils par seconde. Il possède un pouvoir de pénétration en profondeur de 2 mm et une résolution transversale de 20 μm. A l'heure actuelle, des améliorations du pouvoir de résolution en profondeur sont devenues possibles. Depuis l'utilisation de sources laser plus sophistiquées avec une plus grande largeur spectrale, donc une plus faible longueur de cohérence, le pouvoir de résolution en profondeur est poussé jusqu'à sa limite ces dernières années [66, 67]. Grâce à ces nouvelles sources l'OCT offre une imagerie à haute résolution des tissus biologiques. La figure 1.11 montre une nette amélioration de la qualité des coupes de la rétine obtenues avec un système OCT de haute résolution [69] utilisant une diode superluminescente avec une résolution axiale de $3,2\mu m$ (à droite de la figure 1.11.b) par rapport à l'image obtenue avec le système commercial de Stratus OCT avec une résolution axiale standard (à gauche de la figure 1.11.a). Le record obtenu en terme de résolution axiale est de 1 μm donnant naissance à de nouveaux systèmes de très haute résolution nommés "ultrahigh resolution OCT" [20, 68], utilisant le laser $Ti : Al_2O_3$. voir la figure 1.11.c.

L'exploitation de ces sources très sophistiquées aurait été très favorable à la médecine, grâce à la très haute résolution obtenue sur les tissus biologiques. Cependant leur utilisation reste confinée dans des laboratoires à cause de leur coût élevé. Depuis, des efforts ont été déployés pour réduire le coût des sources femtoseconde et les rendre accessibles aux instruments médicaux mais l'objectif n'est toujours pas atteint. D'autre part les diodes superluminescentes utilisées en OCT classique se sont améliorées et produisent une plus grande bande spectrale, proche d'une source laser femtoseconde [69]. Ainsi, grâce à leur faible coût, l'utilisation de ces diodes superluminescentes semble permettre de rénover les systèmes OCT commerciaux. En revanche, l'augmentation de la largeur de la bande spectrale de la diode superluminescente engendre une faible puissance ce qui induit une faible détection des couches profondes dans le tissu. Une nouvelle génération de sources laser est apparue ces dernières années, c'est le supercontinuum de lumière généré par des sources à fibres microstructurées [70]. Ce type de source est très prometteur pour l'avenir de l'OCT grâce à leur bande spectrale très large et leur grande brillance et en particulier grâce à leur coût plus accessible.

Toute la discussion qui a précédé repose sur un cas général d'un système OCT classique dont la détection s'effectue dans le domaine temporel. Cependant, il existe différentes configurations



(a) (b)

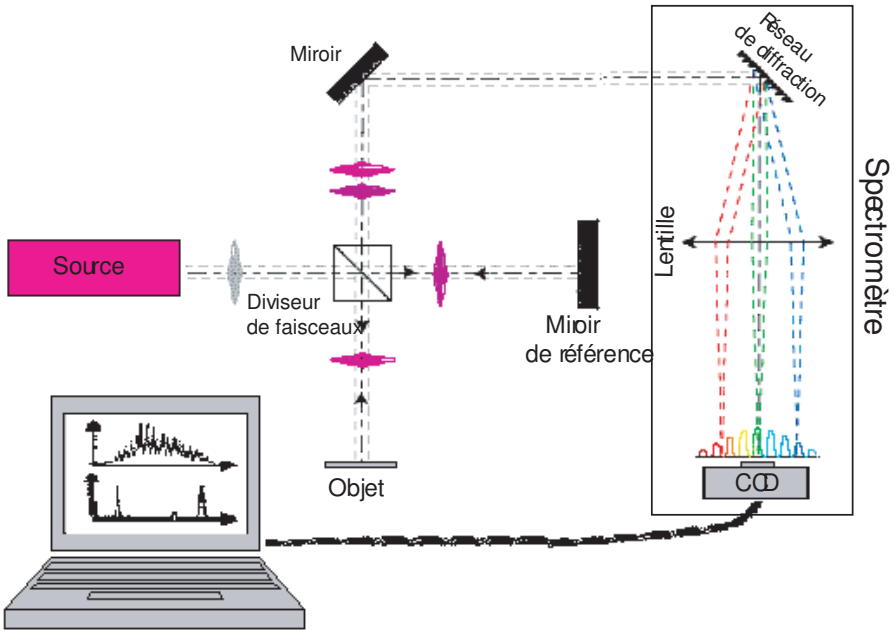
(c)

FIG. 1.11 – *Comparaison entre les qualités des images (a), (b), (c) obtenues avec les systèmes : OCT commerciale, OCT haute résolution ainsi que OCT très haute résolution. (a) Image OCT de la rétine in vivo avec une résolution standard prise avec l'instrument clinique commercial Stratus OCT. La résolution axiale est de* $10\mu m$ *et la résolution transversale autour de* $20\mu m$*. De minuscules distinctions intra-rétine comme les couches cellulaires du ganglion et le contour de la membrane externe ne sont pas clairement visibles par rapport à l'image obtenue en haute résolution. (b) Image OCT de la rétine in vivo de haute résolution obtenue avec une source lumineuse SLD. La résolution axiale est de* $3,2\mu m$ *et la résolution transversale et autour de* $15 - 20\mu m$ *[69]. La majorité des couches intra-rétine sont visibles dans cette image OCT de haute résolution. (c) Image enregistrée utilisant "ultrahigh resolution OCT" avec une source laser femtoseconde* $Ti : Al_2O_3$ *de la tête de la grenouille* Xenopus leavis *[20] montrant les membranes cellulaires ainsi que les noyaux des cellules.*

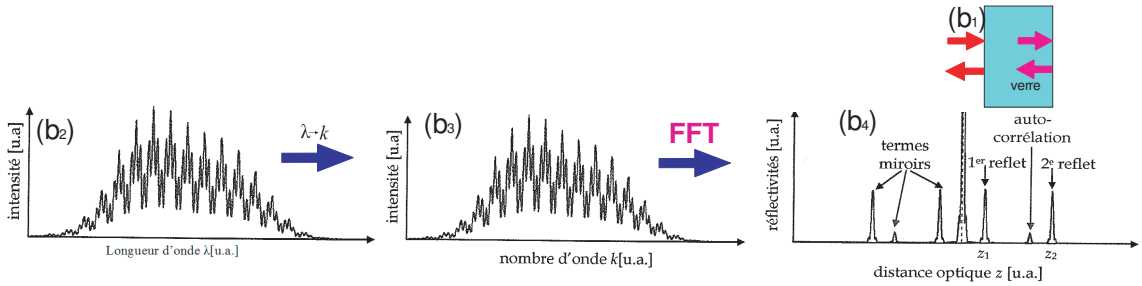
pour obtenir l'information tomographique [71]. Tout d'abord on distingue deux méthodes de détection alternatives en OCT, la détection dans le domaine temporel [1, 73, 2, 72, 19, 68] et la détection dans le domaine fréquentiel [74, 75, 76, 82, 83]. Dans les deux cas, le système de détection utilisé doit être capable de discriminer le signal d'interférence du reste de la lumière incohérente arrivant sur le détecteur.

Dans le domaine temporel, la détection se fait par une photodiode qui enregistre le profil en profondeur en fonction du temps. L'élimination de la lumière incohérente se fait grâce à la détection hétérodyne. Le détecteur fournit alors le signal d'interférence modulé à la fréquence hétérodyne provoquée par le mouvement du bras de la référence, ainsi, l'information utile peut être isolée du reste de la lumière incohérente.

La méthode de détection dans le domaine spectral, comme son nom l'indique, se passe dans le domaine des fréquences (espace de Fourier) et nommée FDOCT (OCT dans le domaine spectral) [74]. La détection consiste à déterminer le profil en profondeur en une seule acquisition, sans translation du miroir de référence. La FDOCT repose sur l'utilisation d'un spectromètre. Ce dernier crée une décomposition spectrale de l'intensité qui est enregistrée par une ligne de pixels. La transformée de Fourier discrète de cette intensité spectrale donne directement accès au profil en réflectivité. Les pics d'intensité résultant de la transformée de Fourier permettent de localiser les interfaces de l'objet. L'information décrite en fréquence est ainsi convertie par la transformée de Fourier numérique en une variable de temps A-scan. La figure 1.12 montre un schéma d'un dispositif FDOCT ainsi que les étapes pour l'obtention du profil en profondeur en utilisant une lame de verre dans le bras échantillon. Le montage FDOCT montré en (a) est constitué d'un interféromètre de Michelson, le bras référence contient un miroir qui reste fixe. Le bras échantillon comporte l'objet à mesurer, les réflexions des bras référence et échantillon sont recombinées par le cube séparateur. Un spectromètre est placé à la sortie du séparateur de faisceau et analyse ces réflexions. Il est composé d'un réseau de diffraction, d'une lentille et d'un détecteur CCD linéaire. Pour une lame de verre montrée en (b_1) dont les flèches indiquent la propagation des faisceaux, une intensité spectrale $I(\lambda)$ est enregistrée par le spectromètre montré en (b_2), cette intensité est exprimée ensuite en nombre d'onde $I(k)$ (voir (b_3)) et enfin, un profil en profondeur de la réflectivité $I(z)$ est obtenu par la transformée de Fourier discrète de $I(k)$ (voir (b_4)). Le grand pic central dans b_4 provient de l'intensité moyenne du signal $I(k)$ appelé aussi intensité de fond composée de la somme des intensités réfléchies par le miroir et l'objet, les deux pics indiqués par 1^{er} reflet et 2^{e} reflet sont engendrés par la corrélation entre le miroir et les



(a)



(b)

FIG. 1.12 – *(a) Schéma d'un montage FDOCT. (b) Étapes pour l'obtention d'un profil de réflectivité : (b_1) échantillon (lame de verre) placé dans le bras de mesure, (b_2) intensité enregistrée par le spectromètre, (b_3) intensité exprimée en fonction du nombre d'onde, (b_4) profil de réflectivité obtenu par transformée de Fourier numérique [85].*

deux interfaces. La distance entre ces deux pics représente deux fois la distance optique entre les deux faces de la lame de verre. Le petit pic situé à mi-distance des deux reflets provient de l'auto-corrélation entre les deux interfaces. Un traitement d'image est donc nécessaire pour sélectionner l'information utile et éliminer l'intensité de fond (le DC) et les termes d'auto-corrélation.

Pour générer un spectre en fréquence il existe deux méthodes : la première méthode (expliquée plus haut) basée sur spectromètre consiste à utiliser une source à large bande et à décomposer l'intensité à l'aide d'un réseau de diffraction pour l'enregistrer sur une barrette CCD. La deuxième méthode consiste à utiliser une source à longueur d'onde variable (swept source) pour traverser la gamme de fréquence désirée et la détection s'effectue par une photodiode. La deuxième méthode a l'avantage d'une plus grande vitesse d'acquisition mais la première méthode offre la meilleure résolution axiale.

Le gain en vitesse d'acquisition est significatif dans un dispositif dans le domaine fréquentiel par rapport à la technique dans le domaine temporel, grâce à l'absence de balayage mécanique dans le bras de la référence. Un nouveau gain en vitesse d'acquisition est atteint grâce à la nouvelle méthode FDOCT parallèle [77, 78]. Il a été également montré que l'OCT dans le domaine fréquentiel présente une meilleure sensibilité par rapport à l'OCT temporelle [79, 80, 81]. En revanche, la reconstitution de l'information dans le domaine fréquentiel entraîne un traitement numérique d'autant plus long que sophistiqué. D'autre part, le développement des systèmes OCT dans le domaine fréquentiel dépend du progrès technologique des caméras CCD [82, 83, 76] et des sources laser accordables en longueur d'onde (swept source) [81, 76, 84].

Une nouvelle méthode de détection, intermédiaire aux deux méthodes de détection présentées plus haut qui sont l'OCT dans le domaine temporel et l'OCT dans le domaine fréquentiel est très prometteuse en OCT. C'est une technique qui s'affranchit à la fois du scan en profondeur et de la transformée de Fourier numérique de l'intensité spectrale obtenue par spectromètre pour obtenir le profil de réflectivité en profondeur. Hauger et al. [87] ont développé un système de corrélation nommé " Young-like" qui permet de s'affranchir de la translation du miroir de référence et de la transformée de Fourier digitale. Il y a également Koch et al. [88] qui ont développé le même type d'instrument utilisant devant le détecteur un masque avec une modulation périodique de transmission pour réduire la fréquence de la porteuse du signal d'interférence. Cependant, dans les deux cas l'information en profondeur est limitée par le nombre de pixels nécessaires pour la résolution des franges d'interférence. L'instrument OCT que nous proposons dans cette thèse s'affranchit du scan en profondeur et de la transformée de Fourier numérique grâce à sa géo-

métrie (en additionnant à l'interféromètre de Michelson qui compose l'OCT temporel un autre interféromètre de type Mach-Zenhder). En plus il se libère du problème de la résolution de la période des franges du signal d'interférence par un grand nombre de pixels, grâce à l'utilisation d'un réseau de diffraction qui échantillonne le signal d'interférence et permet donc d'employer des détecteurs présentant beaucoup moins de pixels. Le concept du réseau de diffraction pour l'interférométrie a été proposé pour la première fois en 1957 [89]. Depuis, l'idée a été introduite pour développer l'interférométrie microscopique [90, 91] en l'occurrence l'OCT [92] ainsi que de nombreux systèmes d'imagerie [93, 94, 95, 96].

L'OCT est particulièrement employée pour extraire des tissus analysés des informations liées au métabolisme cellulaire. Le diagnostic de la modification des propriétés spectrales d'un tissu biologique est un moyen très utile pour prévoir des maladies dangereuses comme le cancer cutané. Une technique OCT permet d'effectuer ce genre d'analyses, il s'agit de l'OCT spectroscopique. Toutefois, l'information spectrale dans les systèmes OCT spectroscopique existants est généralement extraite numériquement a posteriori à partir du signal OCT obtenu dans le domaine temporel [86] ou dans le domaine fréquentiel [63]. Des travaux ont été également réalisés pour déterminer l'information spectrale optiquement sans traitement numérique à partir de l'OCT classique [64, 97].

Nous décrivons dans la suite de cette thèse une technique OCT qui s'affranchit à la fois du déplacement mécanique du bras référence et de la transformation de Fourier numérique, qui donne accès à l'information spectroscopique optiquement sans post-traitement en utilisant un système de démultiplexage en longueur d'onde. Une information spectrale dans la direction axiale (en profondeur) est affichée en temps réel sur un détecteur plan. La direction horizontale du détecteur affiche le profil de réflectivité en profondeur et la direction verticale affiche la distribution spectroscopique de toutes les corrélations de ce dernier.

1.7 Conclusion

Nous avons passé en revue le principe de fonctionnement de l'OCT et déterminé les paramètres qui caractérisent la performance du système, la résolution axiale, la résolution transversale, la profondeur de pénétration. Ces différents paramètres sont reliés entre eux. Bien que la résolution axiale dépende exclusivement de la largeur spectrale de la source et du carré de la longueur d'onde centrale, une grande profondeur de pénétration nécessite une grande profondeur de

champ ce qui entraîne une faible résolution transversale. Le choix de la source et des optiques est donc extrêmement lié à l'application.

Nous nous sommes intéressés à l'effet de la dispersion sur la résolution axiale dans un système OCT et nous avons montré que l'utilisation des matériaux avec des propriétés de dispersion comparables dans les deux bras de l'interféromètre permet d'éliminer la dispersion.

Nous avons analysé les différents types de sources de bruit dans des systèmes OCT et présenté les solutions existantes pour améliorer le rapport signal sur bruit.

Nous avons montré les régimes de fonctionnement longitudinal et transversal (*en-face*) des systèmes OCT pour imager les tissus biologiques.

Nous avons abordé un état de l'art sur les nombreuses applications de l'OCT dans différents secteurs ainsi que sur les méthodes de détection des systèmes actuels dans le but de situer la méthode OCT étudiée dans ce travail de thèse parmi ces méthodes existantes.

Chapitre 2

Tomographie et spectro-tomographie optique de cohérence par intercorrélation sans balayage basée sur un réseau de diffraction

Ce chapitre est dédié à la description du dispositif de tomographie optique de cohérence que nous avons réalisé au laboratoire d'optique P. M. Duffieux à l'Université de Franche-Comté. Nous nous intéressons en particulier à la configuration de notre instrument qui permet d'explorer la profondeur de l'échantillon en temps réel sans faire de balayage en profondeur comme en OCT conventionnelle ni de transformée de Fourier numérique de l'intensité enregistrée par le spectromètre comme en FDOCT. Nous commençons par la présentation de l'architecture du dispositif et la description des différents composants du système. Nous insistons par la suite sur les originalités du système comme la présence d'un élément très important qui est le réseau de diffraction ainsi que la source supercontinuum utilisée pour l'éclairer. Nous montrons son rôle et son effet dans la composition de notre dispositif OCT. Enfin, nous montrons que nous explorons la profondeur de l'échantillon et fournissons une réponse spectroscopique du milieu sondé en une seule acquisition sans aucun traitement a posteriori grâce à notre instrument de spectro-tomographie optique de cohérence.

2.1 Principe et architecture du dispositif OCT proposé

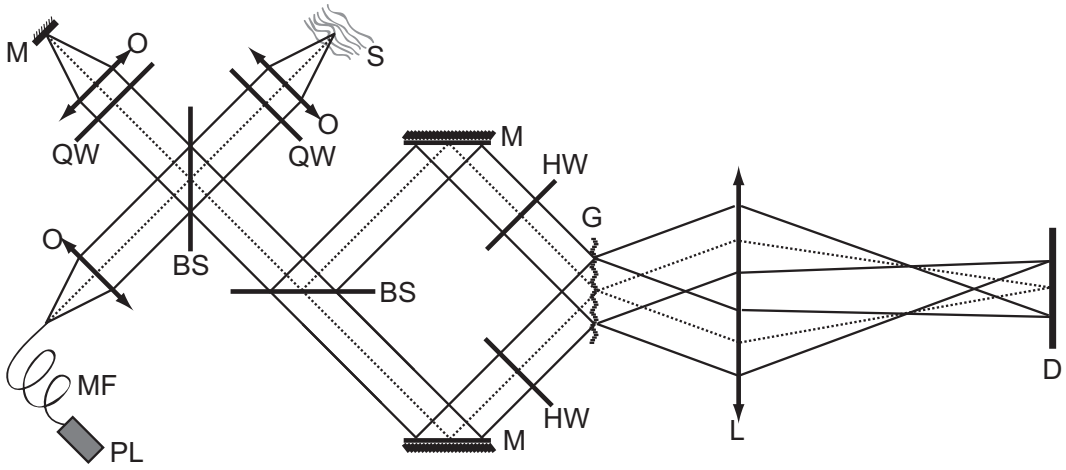
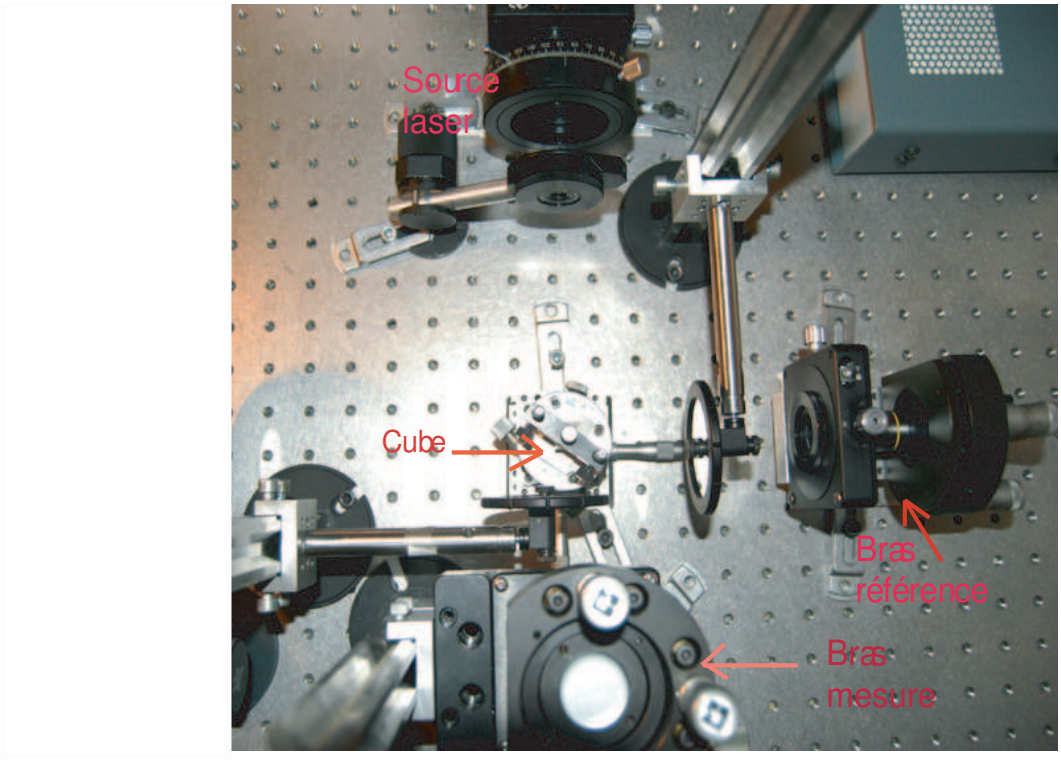


FIG. 2.1 – *Schéma représentatif du dispositif OCT. PL : pompe laser ; MF : fibre microstructurée ; M : miroirs ; S : échantillon ; O : objectifs de microscope (NA 0,1 ou 0,25) ; BS : cubes séparateurs polarisés ; QW : lames quart d'onde ; HW : lames demi onde ; G : réseau de diffraction en transmission 528* $traits/mm$ *; L : lentille (focale de 100mm) ; D : détecteur CCD.*

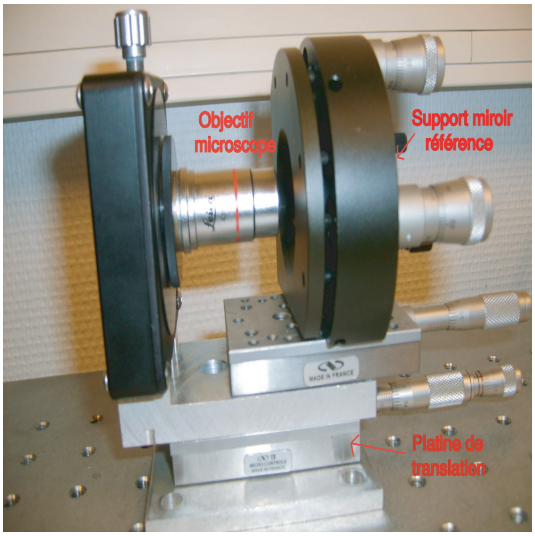
La figure 2.1 montre un schéma détaillé du système OCT que nous avons réalisé. Le système est construit sur une table optique (Melles Griot) posée sur un coussin d'air. Cette table isole le système de toutes sortes de vibrations interne et externe. Notre dispositif OCT peut être décomposé essentiellement en quatre blocs : Un interféromètre de Linnik, un interféromètre de Mach-Zehnder, une unité de détection ainsi que la source supercontinuum qui éclaire le système. Dans ce qui suit, nous allons décrire tous les composants optiques de notre dispositif constituant l'interféromètre de Linnik et l'interféromètre de Mach-Zehnder. Nous présentons ensuite l'unité de détection qui permet d'afficher des tomogrammes OCT. Nous montrons les chemins parcourus par les faisceaux depuis la source lumineuse jusqu'à leur arrivée au détecteur ainsi que la procédure mise en oeuvre pour obtenir des images OCT A-scan en une seule acquisition avec notre dispositif. Détaillons à présent les différentes parties du dispositif.

2.1.1 Codage de l'information de l'objet : interféromètre de Linnik

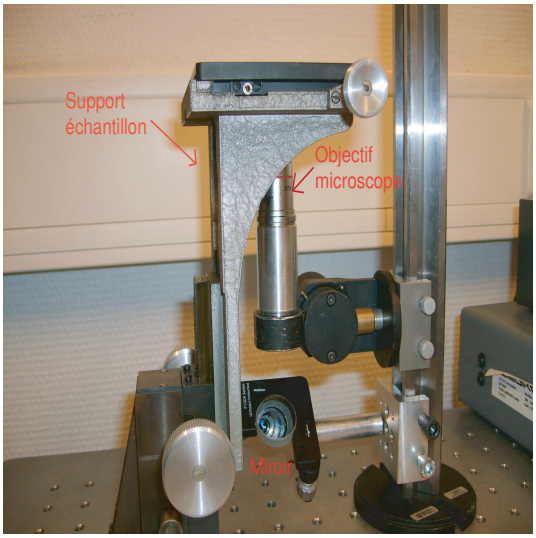
L'information sur l'échantillon est d'abord codée via un interféromètre de Linnik. Il est éclairé avec une source polychromatique de type supercontinuum (décrite plus loin ; PL et MF



(a)



(b)



(c)

FIG. 2.2 – *(a) Photographie de la partie du dispositif contenant l'interféromètre de Linnik et la source lumineuse. (b) Photographie du bras référence comportant un objectif de microscope ; le miroir de référence est à l'intérieur de son support (invisible sur la photo) ; la platine de translation sert à ajuster la distance préalable entre les deux bras. (c) Photographie du bras échantillon.*

sur la figure). La lumière issue de la fibre optique monomode du supercontinuum est collimatée par un objectif de microscope $10\times$ (O) d'ouverture numérique 0,25 et divisée par un cube séparateur polarisant (BS). Une partie du faisceau est focalisée à l'aide d'un objectif de microscope (O) ($4\times$ d'ouverture numérique 0,1) sur le miroir en aluminium (M) du bras référence produit par New Port ayant un diamètre de $12,5mm$. L'autre partie du faisceau est focalisée avec le même type d'objectif sur l'objet cible. Par conséquent, l'échantillon est éclairé uniquement le long d'un point axial dont l'extension latérale est donnée par la tâche de diffraction de l'objectif. Après réflexion dans les deux bras, la lumière est collectée par les mêmes objectifs pour ensuite être dirigée vers le diviseur de faisceau (BS). Les deux faisceaux ayant parcouru des chemins similaires dans les deux bras sont superposés à la sortie de l'interféromètre de Linnik.

Des éléments polarisants sont insérés dans cet interféromètre dans le but de séparer les faisceaux référence et échantillon. Ce multiplexage en polarisation sera explicité plus tard dans un paragraphe dédié. On peut expliquer aussi que le choix d'un interféromètre de Linnik permet de focaliser le faisceau sur un point objet tout en ayant un parcours similaire dans le bras de référence. Les épaisseurs de verre dans chacun des bras étant très proches, la dispersion est en grande partie compensée. Ceci ne serait pas le cas avec un interféromètre de Tweeman-Green par exemple.

On remarque aussi qu'aucun dispositif n'est prévu pour un balayage en z de l'échantillon ou du miroir de référence. Ce type de balayage axial n'est pas nécessaire dans notre approche.

Pour scanner toute sa surface (X,Y), l'échantillon est fixé sur un support qui le déplace suivant les directions X et Y. Ce déplacement est assuré par deux unités de translation (Mercury) possédant deux moteurs (PI, M-111.1DG) pas à pas avec une résolution submicronique et une plage de translation de 15mm.

2.1.2 Corrélation sans balayage par codage spatial du retard optique

Projection spatiale du retard optique

Á la sortie de l'interféromètre de Linnik, on place un autre interféromètre s'approchant du type Mach-Zehnder. En effet, dans le cas de notre système OCT, on ne met pas de détecteur à la sortie de l'interféromètre de codage comme dans le cas de l'OCT dans le domaine temporel ni de spectromètre qui enregistre l'intensité spectrale comme en FDOCT mais on place un interféromètre de corrélation. On trouve donc un autre diviseur de faisceau (BS) pour séparer à

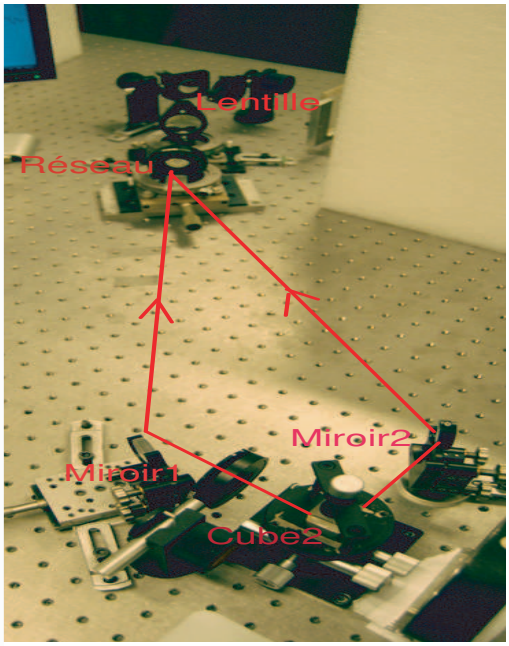


FIG. 2.3 – *Photographie de la partie du dispositif contenant l'interféromètre de type Mach-Zehnder.*

nouveau le faisceau recombiné provenant du premier interféromètre. Chacun des deux faisceaux obtenus se dirige vers un miroir (M) identique au miroir utilisé dans le bras référence de l'interféromètre de Linnik. Les deux miroirs sont fixés de façon symétrique par rapport au nouveau cube séparateur et à égale distance de celui ci. Après réflexion, ces faisceaux sont dirigés avec un angle de $15°$ vers un réseau de diffaction qui remplace la lame recombinatrice habituelle d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Ce réseau de diffraction est placé dans une direction perpendiculaire à la séparatrice habituelle, ce qui rend notre interféromètre essentiellement différent d'un Mach-Zehnder.

C'est cette particularité qui permet de faire un codage spatial du retard optique. Comme on l'observe sur la figure 2.4, une surface d'onde arrivant sur le réseau de diffraction avec une incidence inclinée θ_i traverse progressivement le réseau au cours de sa propagation.

La surface d'onde perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau atteint d'abord le

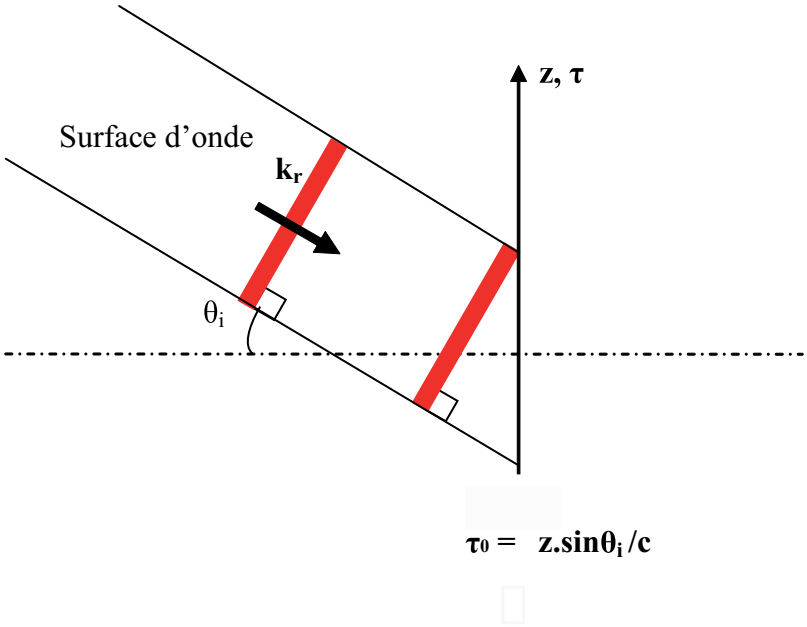


FIG. 2.4 – *Effet de l'angle d'incidence d'un faisceau : Avance du bord supérieur de la surface d'onde par rapport à sa partie inférieure au cours de la propagation.*

bord supérieur du réseau puis atteint les zones inférieures de façon linéaire au cours du temps (de propagation). Ainsi, l'axe vertical du réseau correspond à un axe temporel défini par la relation linéaire suivante :

$$\tau_0 = z.sin(\theta_i)/v \tag{2.1}$$

où v est la vitesse de la lumière dans un milieu d'indice n.

C'est en utilisant ce principe de l'incidence inclinée des faisceaux avec notre dispositif qu'on arrive à s'affranchir du balayage mécanique en profondeur dans le bras référence. Les deux faisceaux référence et objet arrivent sur le réseau de diffraction avec des angles opposés θ_i et $-\theta_i$ et se superposent sur ce dernier.

À ce stade, on accepte de considérer que les faisceaux référence et échantillon arrivent de façon bien séparée, chacun depuis un miroir de cet interféromètre de type Mach-Zehnder. Cette différenciation des chemins optiques des deux faisceaux résulte d'un multiplexage en polarisation introduit dans le système (explicité plus tard). On considère également dans un premier temps que l'objet cible est un miroir identique au miroir placé dans le bras référence qui émet donc une seule réflexion comme le bras référence. À partir de ces hypothèses nous allons montrer

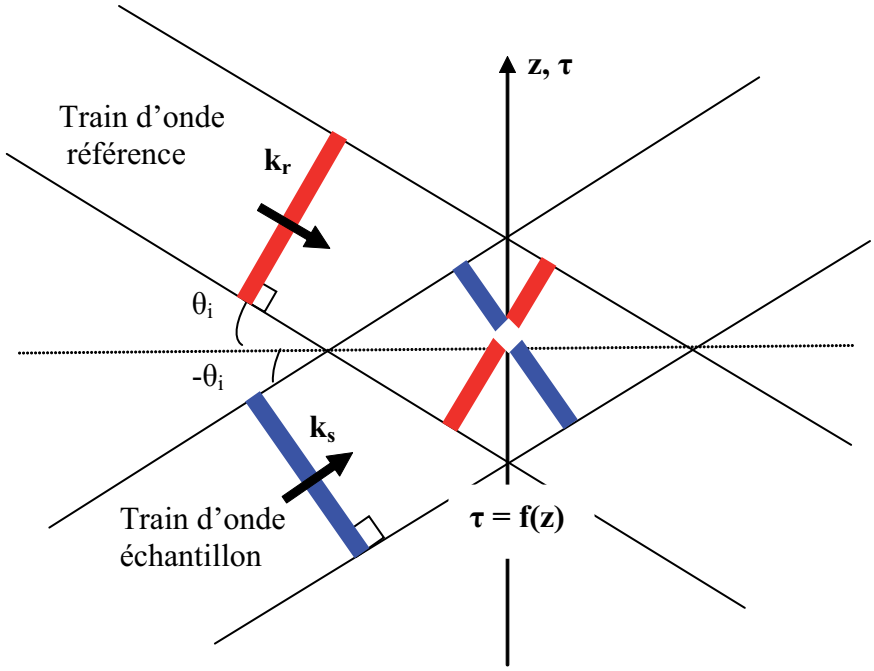


FIG. 2.5 – *Effet de l'incidence inclinée des deux faisceaux : Retard progressif du train d'onde de l'objet par rapport à celui de référence.*

ce qui se passe du point de vue interférence entre les deux faisceaux.

La figure 2.5 montre les surfaces d'onde de chacune des deux réflexions issues des deux bras de l'interféromètre. Les surfaces d'onde des deux faisceaux arrivent progressivement sur le réseau formant ainsi un angle à cause de l'incidence inclinée, ce qui implique un retard progressif, à l'intérieur du faisceau du bras échantillon par rapport à celui du bras référence. On obtient ainsi un codage spatial du retard optique $\tau = f(z)$ au long de l'axe vertical du réseau de diffraction. Ce retard varie linéairement et vaut :

$$\tau = \tau_r - \tau_s = 2.z.sin(\theta_i)/v \tag{2.2}$$

Cette configuration permet de localiser le signal d'interférence à l'intérieur du faisceau. Sa position est caractérisée par le retard entre les deux réflexions et correspond à la position sur l'axe vertical de la zone d'intersection entre les deux réflexions (montrée sur la figure 2.5).

Soit $\mathbf{k}_r$ le vecteur d'onde correspondant au faisceau qui provient du bras référence et $\mathbf{k}_s$ le vecteur d'onde correspondant au faisceau issu du bras échantillon. (θ_i) et $(-\theta_i)$ sont respectivement l'angle d'incidence des vecteurs d'onde $\mathbf{k}_r$ et $\mathbf{k}_s$ sur le réseau de diffraction par rapport à l'axe du réseau.

Nous avons montré au premier chapitre dans le cas d'une source faiblement cohérente que le terme d'interférence I_{int} (la corrélation) entre deux trains d'ondes (dans le cas d'une seule réflexion dans le bras échantillon) provenant des deux bras de l'interféromètre du Michelson s'écrit de la manière suivante : $I_{int} = 2\sqrt{I_r I_s}|\rho(\tau)|cos2\pi\nu_0\tau$. Nous savons également que ce même terme d'interférence peut s'écrire en fonction du nombre d'onde *k* et de la différence de marche optique Δz (voir équation (1.16)), où $k = \frac{2\pi\nu_0}{v}$ et $\Delta z = v\tau$. Dans le cas de notre système, et à cause de l'effet de l'inclinaison des faisceaux, la composante du vecteur d'onde $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_s$ suivant l'axe z au niveau du réseau est donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta k &= |\mathbf{k}_r|sin(\theta_i) - |\mathbf{k}_s|sin(-\theta_i) \\ &= 2\frac{2\pi\nu_0}{v}sin(\theta_i) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Le terme d'interférence des deux trains d'ondes ayant traversé l'interféromètre de Linnik et du Mach-Zehnder arrivant au réseau de diffraction sous incidence $|\theta_i|$ (avant de traverser le réseau) s'exprime de la même façon qu'en OCT dans le domaine temporel et peut s'écrire en fonction de l'enveloppe $|\rho(z - z_0)|$ multipliée par un cosinus avec une fréquence $2\frac{2\pi\nu_0}{v}sin(\theta_i)$ de la manière suivante :

$$I_{int} = 2\sqrt{I_r I_s}|\rho(z - z_0)|cos((\frac{2\pi\nu_0}{v}2sin\theta_i)(z - z_0)) \tag{2.4}$$

où z_0 est la position à laquelle les deux trains d'onde référence et objet se croisent. Pour simplifier, on suppose que le spectre de la source est Gaussien. La transformée de Fourier du spectre qui est également une gaussienne avec une longueur de cohérence décrite au paragraphe $\oint 1.2.4$ est donnée par : $|\rho(z)| = \exp -(\frac{\pi\Delta\lambda z \sin\theta_i}{\sqrt{\ln 2}\lambda_0^2})^2$. L'équation (2.4) montre que le signal d'interférence est localisé à la position z_0 (la zone à laquelle les deux trains d'ondes se croisent). Elle dépend du retard τ entre le train d'onde de référence et celui de l'échantillon.

Si nous avons une succession de trains d'onde provenant des différentes couches de l'échantillon alors, ces derniers se croisent avec le train d'onde de référence et les positions de ces zones d'intersection correspondent à des corrélations entre les trains d'onde de l'échantillon et le train d'onde de référence qui dépendent du retard temporel τ entre ces trains d'onde (voir la figure 2.6). Le signal formé est ainsi le produit de corrélation entre le train d'onde de référence et la réponse temporelle de l'objet, exactement comme en OCT classique dans le domaine temporel, sauf que dans ce cas, on obtient le profil en profondeur de l'échantillon par projection du retard

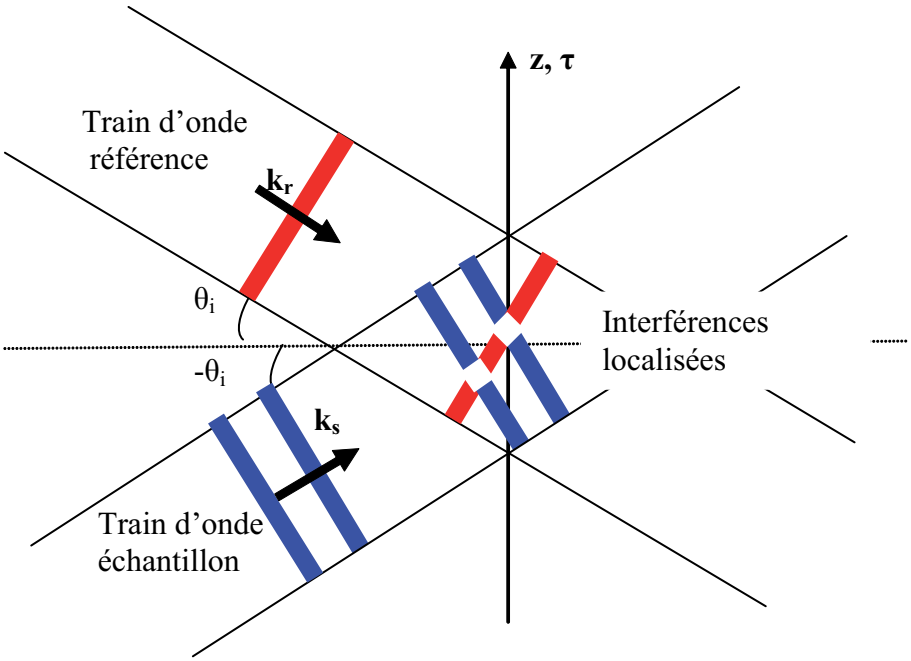


FIG. 2.6 – *Effet de l'incidence inclinée des deux faisceaux : Produit de corrélation entre les trains d'onde, interférences localisées dans le faisceau.*

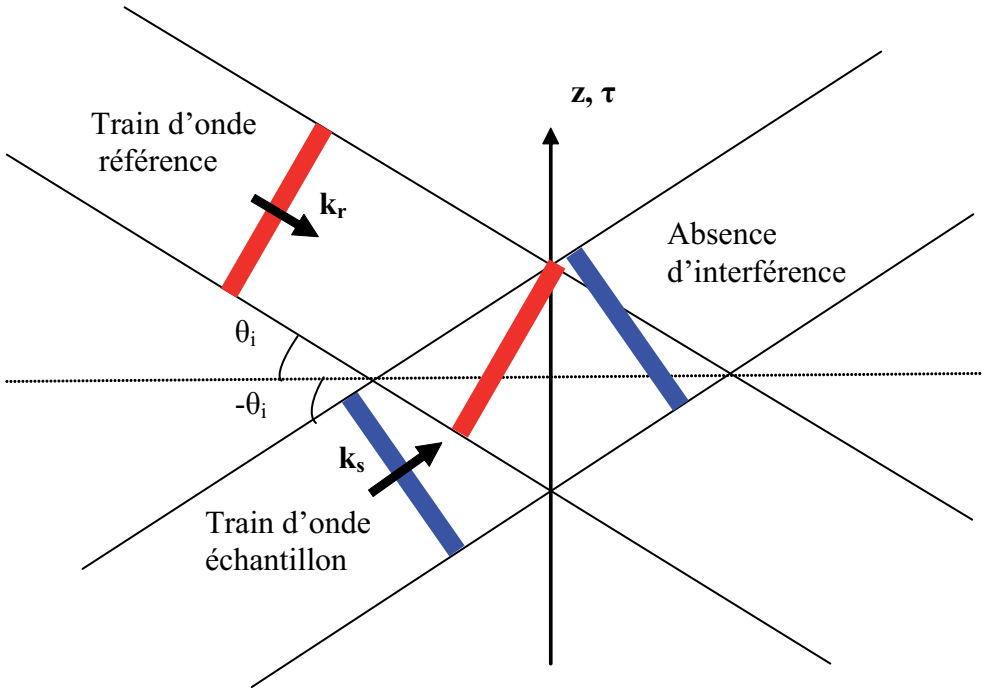


FIG. 2.7 – *Absence d'interférences à cause d'un mauvais ajustement de la longueur du bras de référence.*

temporel sur l'axe du réseau de diffraction. On obtient donc le profil de la réflectivité de l'objet à différentes positions z en fonction du retard de ces trains d'onde par rapport au train d'onde de référence, sans faire de balayage mécanique du miroir de référence. La position des signaux d'interférence est donc rapportée sur l'axe des z sur lequel est décrit le profil en profondeur de l'échantillon. Toutefois, même si un balayage mécanique dans le bras de référence n'est pas nécessaire, il faut ajuster préalablement le trajet optique de référence au trajet optique moyen des différentes couches de l'objet avant d'effectuer la mesure du profil en profondeur. Ceci afin d'obtenir des différences de marche (retards τ) qui restent dans la gamme de mesure. Un schéma explicite est montré sur la figure 2.7.

Rôle et intérêt du réseau de diffraction

Au paragraphe précédent nous avons décrit l'effet de l'inclinaison des deux faisceaux référence et échantillon sur le réseau de diffraction. Nous avons montré que grâce à cette configuration on peut se passer du balayage du miroir de référence et obtenir directement le profil de la réflectivité de l'objet analysé. Toutefois, il n'est pas évident d'observer les signaux d'interférence directement sur le détecteur à cause d'un problème d'échantillonnage. En effet, pour détecter la modulation, la fréquence des pixels doit être deux fois supérieure à la fréquence de la porteuse qui est donnée par : $2.\frac{\nu_0}{c} sin\theta_i$ (critère de Shannon). Par conséquent, pour résoudre la période des franges des différents signaux d'interférence issus des différentes interfaces sur une profondeur de $1mm$ de l'objet par exemple, il faut au minimum 5000 pixels dans le détecteur. Pour réduire ce nombre de pixels, il est nécessaire de réduire la fréquence de la porteuse ν_F du signal d'interférence. Ceci est faisable. En effet, une multiplication de la fonction intensité $I_{\nu_F}(z)$ du signal d'interférence avec une autre fonction $G_{\nu_R}(z)$ de fréquence ν_R permet de changer la fréquence de la porteuse du signal initial $I_{\nu_M}(z) = I_{\nu_F}(z) \cdot G_{\nu_R}$. Où $I_{\nu_M}(z)$ est le nouveau signal détecté à la nouvelle fréquence ν_M. Le rôle du réseau de diffraction dans notre système n'a rien à voir avec son rôle dans la méthode de détection FDOCT. Dans cette dernière, après avoir traversé le réseau de diffraction, la réponse spectrale de l'interféromètre avec les différentes interfaces est enregistrée et c'est l'opération par transformée de Fourier qui reconstruit la profondeur spatiale et la réponse de l'échantillon. Dans notre cas, le réseau de diffraction joue le même rôle que la fonction $G(\nu_R)$. Il échantillonne les signaux d'interférence localisés dans le faisceau à une nouvelle fréquence.

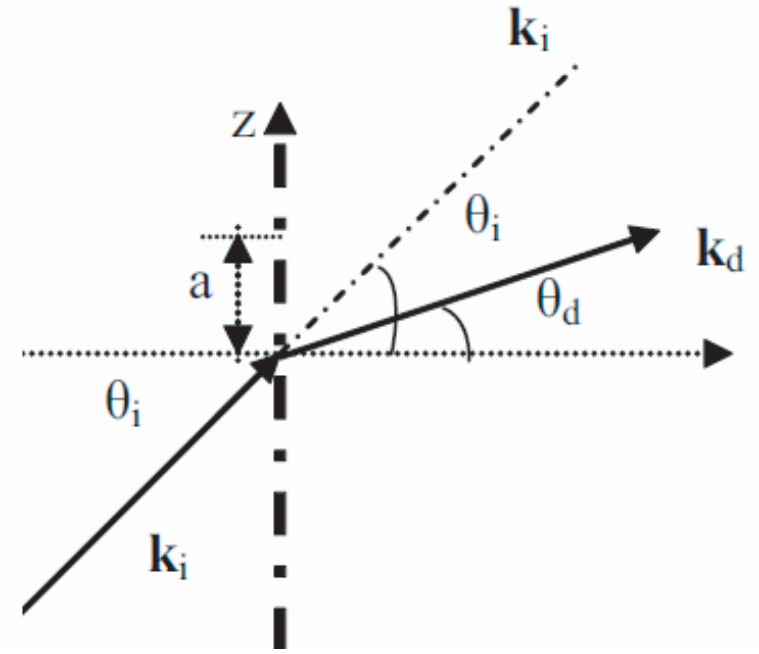


FIG. 2.8 – *La relation fondamentale des réseaux sous forme vectorielle.*

Rappelons, qu'un réseau de diffraction est un arrangement matériel régulier qui impose à une onde plane incidente une variation périodique de sa phase. Ainsi la caractéristique fondamentale d'un réseau est sa période a ou le nombre de traits par millimètre. La relation fondamentale des réseaux est l'équation donnant la position des maximums d'intensité lorsqu'une longueur d'onde donnée traverse le réseau. Elle est établie en traduisant un état interférentiel constructif entre tous les rayons diffractés par les trous du réseau. Pour cela, il suffit que la différence de marche entre deux rayons consécutifs soit égal à $\delta = m\lambda$ où m un nombre entier. La relation fondamentale des réseaux peut être exprimée en fonction du vecteur d'onde incident $\mathbf{k}_i$ et du vecteur d'onde émergent $\mathbf{k}_d$ dont le module est égal à : $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_d| = \frac{2\pi}{\lambda}$ et la différence entre les deux vecteurs est : $\mathbf{k}_d - \mathbf{k}_i = \Delta\mathbf{k}$. La composante de $\mathbf{k}_i$ et $\mathbf{k}_d$ sur l'axe z sont respectivement $k_i \sin\theta_i$ et $k_d \sin\theta_d$. La relation fondamentale des réseaux par transmission est décrite par la figure 2.8 et peut s'écrire :

$$\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{a} = 2\pi m \tag{2.5}$$

ou encore

$$a(\sin\theta_d - \sin\theta_i) = m\lambda \tag{2.6}$$

L'équation (2.6) montre que chaque longueur d'onde λ qui constitue le faisceau va être dif-

fractée avec un angle θ_d propre à elle.

Après que les deux faisceaux référence et échantillon ont traversé le réseau de diffraction, il se produit une décomposition spectrale de chacun des deux faisceaux conformément à la loi des réseaux. Chaque longueur d'onde λ_j de chacun des deux faisceaux va avoir son propre angle de diffraction θ_{dj} qui est lié à l'angle d'incidence θ_i ou $-\theta_i$ par la relation (2.6). Ainsi, l'ordre de diffraction -1 des faisceaux incidents sur le réseau de diffraction avec un angle θ_i et avec un angle $-\theta_i$ vont être superposés de manière inversée à la sortie du réseau ; *i.e.* les longueurs d'onde du rouge de l'un des faisceaux vont être superposées sur les longueurs d'onde du bleu de l'autre faisceau et vice versa (voir l'illustration par la figure 2.9).

Avant le passage par le réseau, la porteuse du signal d'interférence obtenu par le croisement des trains d'onde référence et échantillon due à l'incidence inclinée oscille à une période $T_i = \frac{\lambda_0}{2\sin\theta_i}$. Après avoir traversé le réseau de diffraction, la fréquence de la porteuse du signal d'interférence diminue et donc devient détectable. Nous avons deux approches pour interpréter ce qui se passe après le passage des deux faisceaux échantillon et référence par le réseau de diffraction : La première approche stipule que chaque longueur d'onde λ_j issue des deux trains d'onde référence et échantillon va avoir son propre système de frange (voir la figure 2.10). La période de ces franges (l'interfrange) est $T_{dj} = \frac{\lambda_j}{2\sin\theta_{dj}}$.

En fait, après que les faisceaux référence et échantillon ont traversé le réseau de diffraction, le réseau fait la transformée de Fourier (optique) du faisceau référence et échantillon (il se produit une décomposition spectrale des deux faisceaux). Le module des spectres des deux faisceaux est accessible dans le plan focal de la lentille L. Chaque longueur d'onde λ_j issue des deux faisceaux référence et échantillon respectivement est focalisée dans le plan spectral (plan focal de la lentille) en deux points symétriques par rapport à l'axe optique. Tout se passe comme dans la configuration des trous de Young. Chaque longueur d'onde λ_j qui provient de la référence se comporte comme une source secondaire qui interfère avec la même longueur d'onde λ_j issue de l'échantillon. Les différents systèmes de franges issus de toutes les longueurs d'ondes contenues dans les faisceaux vont être superposés les uns sur les autres (voir figure 2.10). On obtient ainsi un signal d'interférence détectable par une caméra CCD. Le signal d'interférence I_{int} après le passage par le réseau s'écrit :

$$I_{int}(z) = 2\sqrt{I_r I_s}\int_{\nu}|\rho(z)|cos[(\frac{4\pi}{\lambda_j}sin\theta_{dj})z]d\nu \tag{2.7}$$

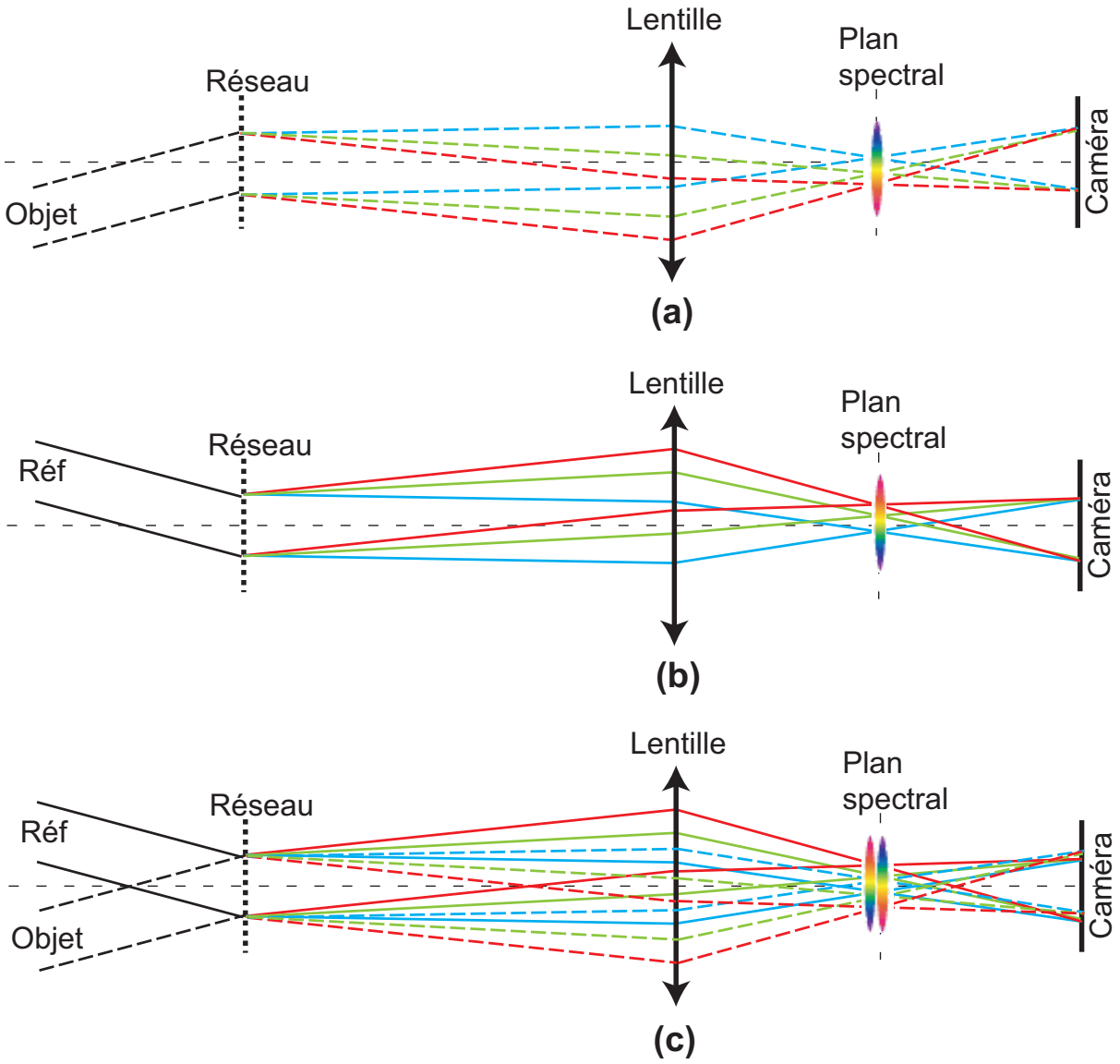


FIG. 2.9 – *Illustration de la superposition de manière inversée de l'ordre de diffraction -1 des deux faisceaux incidents sur le réseau de diffraction avec des angles opposés. On observe dans le plan spectral que les longueurs d'onde du rouge de l'un des faisceaux sont superposées sur les longueurs d'onde du bleu de l'autre faisceau et vice versa. (Les plans spectraux sont décalés sur la figure c) pour être visibles, en réalité ils sont superposés l'un à l'autre).*

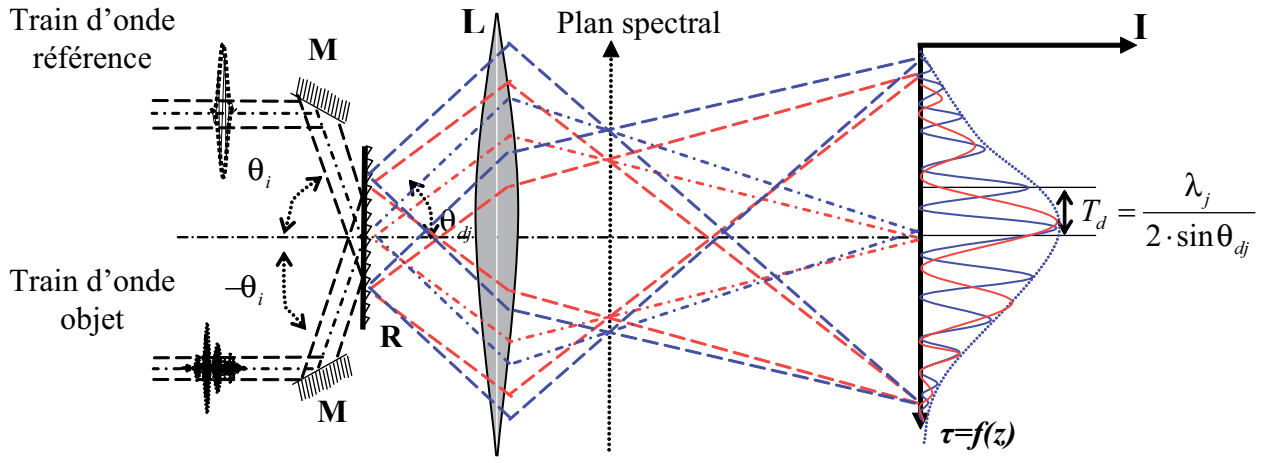


FIG. 2.10 – *Échantillonnage du signal d'interférence par un réseau de diffraction par transmission.*

et comme $\sin\theta_d = \sin\theta_i - \frac{\lambda}{a}$ pour l'ordre de diffraction (-1) alors le terme d'interférence devient :

$$I_{int}(z) = 2\sqrt{I_r I_s}\int_{\nu}|\rho(z)|cos[(\frac{4\pi}{\lambda_j}sin\theta_i - \frac{4\pi}{a})z]d\nu \tag{2.8}$$

La seconde approche ne tient pas compte de ce qui se passe dans le plan focal de la lentille (plan spectral) pour chacune des longueurs d'ondes qui constituent les deux faisceaux. Elle montre l'effet d'échantillonnage par le réseau de diffraction de la fréquence de la porteuse après le passage par le réseau. La fréquence de la porteuse du signal d'interférence étant $(2.\frac{2\pi\nu_0}{c}sin\theta_i)$ avant le passage par le réseau. Après avoir traversé le réseau, elle devient $(\frac{4\pi\nu_0}{c}sin\theta_i - \frac{4\pi}{a})$ ou encore en fonction de λ_0 : $(\frac{4\pi}{\lambda_0}sin\theta_i - \frac{4\pi}{a})$, c'est à dire qu'à chaque ligne $(\frac{1}{a})$ du réseau, une phase supplémentaire de 4π est introduite. Si l'on considère une source monochromatique à une seule longueur d'onde λ alors le terme d'interférence I_{int} s'écrit :

$$I_{int}(z) = 2\sqrt{I_r I_s}cos[(\frac{4\pi}{\lambda}sin\theta_i - \frac{4\pi}{a})z] \tag{2.9}$$

Quand le terme d'interférence I_{int} est déterminé pour une source de distribution spectrale Gaussienne, le terme $\frac{4\pi}{a}$ ne paraît que dans le cosinus et n'influence en aucun cas le terme de cohérence $|\rho(z)|$:

$$I_{int}(z) = 2\sqrt{I_r I_s}|\rho(z)|cos[(\frac{4\pi}{\lambda_0}sin\theta_i - \frac{4\pi}{a})z] \tag{2.10}$$

où $|\rho(z)| = \exp -(\frac{\pi \sin\theta_i \Delta\lambda z}{\sqrt{\ln 2}\lambda_0^2})^2$.

La double fréquence du réseau est soustraite de la fréquence des franges de la porteuse sans autre changement du signal. Le passage par le réseau par transmission permet donc de réduire la fréquence spatiale de la porteuse (signal d'interférence) d'un facteur $\frac{2}{a}$ sans perte d'information sur le signal. Ainsi, avec un choix approprié de la valeur du pas du réseau *a* et de l'angle d'incidence θ_i, la largeur de l'enveloppe de cohérence sur le détecteur et le nombre de modulations sous l'enveloppe de cohérence peuvent être ajustés pour des conditions optimales.

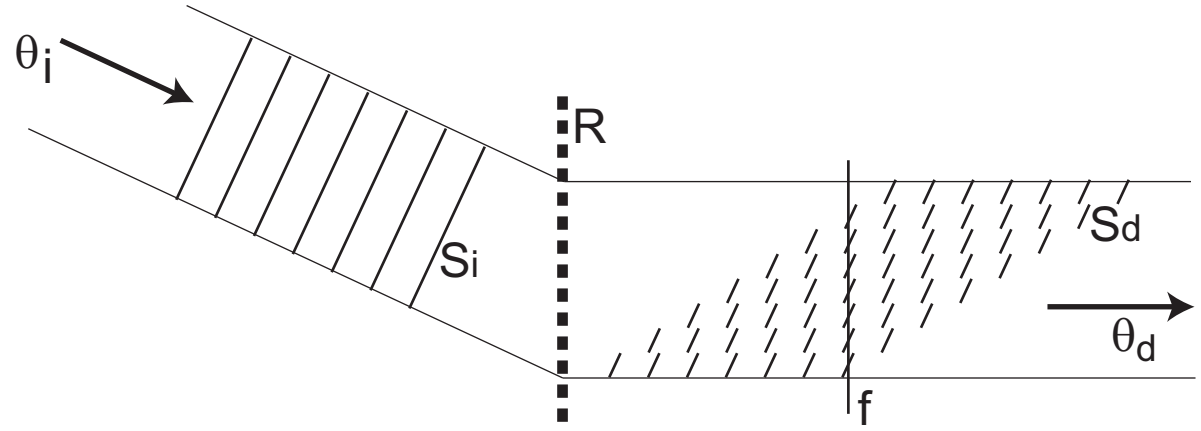


FIG. 2.11 – *Représentation schématique de l'effet du réseau de diffraction. R : réseau de diffraction ; S_i : surfaces d'onde successives d'une onde plane incidente sous un angle θ_i. S_d : représentation simplifiée de la localisation spatiale des surfaces d'onde Sd obtenues après diffraction des S_i par le réseau et se propageant sous l'angle θ_d. f : surface d'onde du faisceau diffracté et résultant du lissage par diffraction des éléments de surface d'onde échantillonnés par le réseau.*

Pour compléter ce qui vient d'être dit, la figure 2.11 illustre schématiquement les effets du réseau de diffraction sur les retards optiques ainsi que sur la phase (surface d'onde) des faisceaux incident et diffracté par le réseau. La partie supérieure des surfaces d'onde incidentes S_i atteint le réseau avant la partie basse. Cette avance temporelle n'est pas modifiée par le réseau et après diffraction, les éléments de surface d'onde situés dans la partie supérieure du faisceau restent en avance par rapport à la partie basse du faisceau. Du point de vue des surfaces d'onde, cela est différent. L'angle de diffraction correspond à la condition d'interférences constructives des ondelettes issues de chaque élément du réseau. Dans cette direction, les différents éléments de surface d'onde provenant de surfaces d'onde incidentes successives se retrouvent alignés après diffrac-

tion. Leur combinaison par simple lissage (diffraction ou ondelettes de Dirichlet) reconstruit la surface d'onde f du faisceau diffracté dans la direction θ_d.

Si un faisceau symétrique est incident sur le réseau avec un angle opposé $-\theta_i$ et avec la même longueur d'onde, il sera diffracté dans la direction $-\theta_d$. L'exemple du schéma (où $\theta_d = 0$) montre qu'on peut obtenir une teinte plate due à des faisceaux parallèles à partir de faisceaux incidents non parallèles. Cette teinte plate ne signifie pas un retard temporel nul, bien au contraire ; elle résulte simplement de l'effet réducteur du nombre de franges d'interférence du réseau.

Multiplexage en polarisation

En réalité tout notre système OCT est multiplexé en polarisation en introduisant un polariseur, des lames quart-d'onde ainsi que des lames demi-onde dans les bras des deux interféromètres pour croiser les états de polarisation des faisceaux d'interférences durant leur propagation dans le dispositif. Le faisceau lumineux provenant de la source (PL, MF)traverse un polariseur

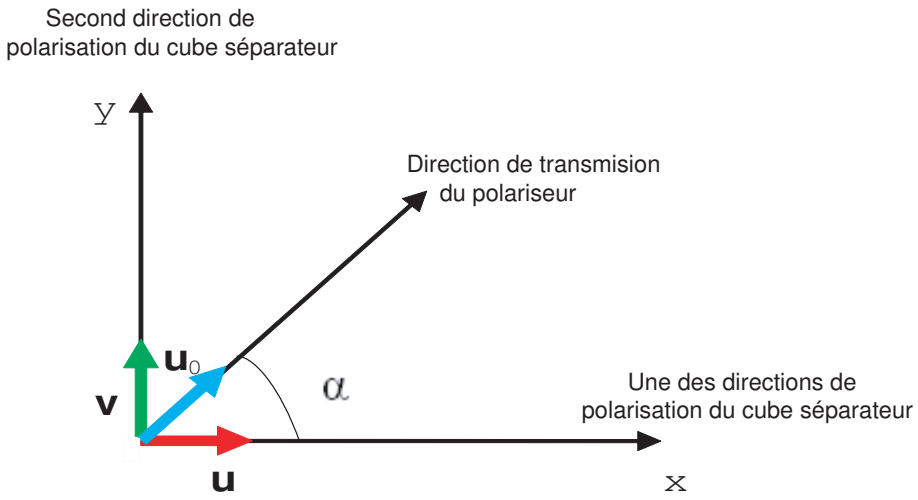


FIG. 2.12 – *Illustration de la décomposition de l'état de polarisation généré par le polariseur sur les deux directions de polarisation du cube séparateur polarisant.*

dichroïque qui génère un état de polarisation rectiligne car nous avons constaté que notre source n'est pas polarisée Linéairement. Le cube séparateur (BS) est polarisant et divise le faisceau en deux composantes d'état de polarisation orthogonales. Une des composantes se dirige vers le bras référence et l'autre composante vers le bras échantillon.

Le champ électrique $\mathbf{E}_0$ qui émerge du polariseur selon un axe de transmission associé au vecteur $\mathbf{u}_0$ est décomposé sur les deux axes de polarisation orthogonaux du cube séparateur de vecteurs unitaires **u** et **v** de la manière suivante (voir la figure 2.12) :

$$\mathbf{E}_0 = E_0.\mathbf{u}_0 = E_0.\cos\alpha.\mathbf{u} + E_0.\sin\alpha.\mathbf{v} \tag{2.11}$$

Pour que 50% de l'intensité du faisceau initial soit transmise dans une des directions de polarisation du cube séparateur et 50% de l'intensité soit transmise dans l'autre direction et sachant que les deux directions de polarisation sont orthogonales d'états de polarisation $0°$ et $\frac{\pi}{2}$, alors le polariseur est orienté de tel sorte que son axe de transmission fasse un angle $\alpha = 45°$ avec les deux axes de transmission du diviseur de faisceau. La lame demi-onde $\lambda/2$, placée derrière le polariseur, sert à tourner la direction de polarisation du faisceau initial et ainsi à contrôler la puissance optique des deux composantes dans les deux bras car, par la suite, on envoie plus de puissance dans le bras échantillon. Les deux bras de l'interféromètre de Linnik comportent chacun une lame quart-d'onde $\lambda/4$ (QW) (orientée à $45°$) qui sert à tourner l'état de polarisation de chacune des deux composantes d'un angle $\frac{\pi}{2}$ (en tenant compte de l'aller-retour dans la lame $\frac{\lambda}{4}$). Le simple intérêt de ces lames quart-d'onde est de permettre au cube séparateur polarisant de transmettre les deux composantes réfléchies par les deux bras de l'interféromètre de linnik dont les états de polarisation sont toujours croisés vers l'interféromètre de Mach-Zehnder. Sans les lames quart-d'onde placées dans les deux bras de l'interféromètre, les deux faisceaux réfléchis par ces derniers gardent les mêmes états de polarisation et se dirigent inévitablement vers la source lumineuse. La figure 2.13 montre le trajet des faisceaux dans notre dispositif en tenant compte du multiplexage en polarisation. En effet, les flèches sur la figure représentent la direction des faisceaux dans les bras des interféromètres et leurs couleurs indiquent leur état de polarisation.

A la sortie de l'interféromètre de Linnik, les deux faisceaux superposés sont divisés à nouveau par le second diviseur de faisceau. En fait l'intérêt principal du multiplexage en polarisation introduit dans notre dispositif OCT est de pouvoir séparer le faisceau réfléchi par le bras référence du faisceau issu du bras échantillon par le nouveau cube séparateur. En effet, il suffit d'utiliser un diviseur de faisceau polarisant à son tour pour séparer à nouveau les deux faisceaux puisque leurs états de polarisation sont orthogonaux. Cependant, il y a une fuite des deux composantes polarisées dans les deux côtés du diviseur de faisceau dû à un problème de fabrication de ce dérnier.En effet les propriétés du cube polarisant ne couvrent pas toute la bande spectrale que

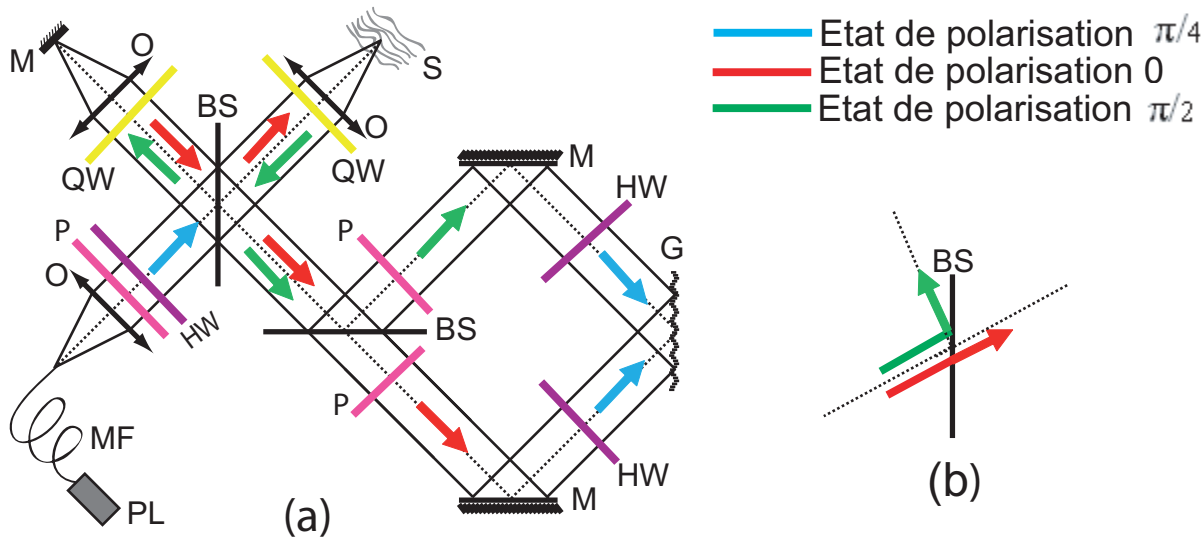
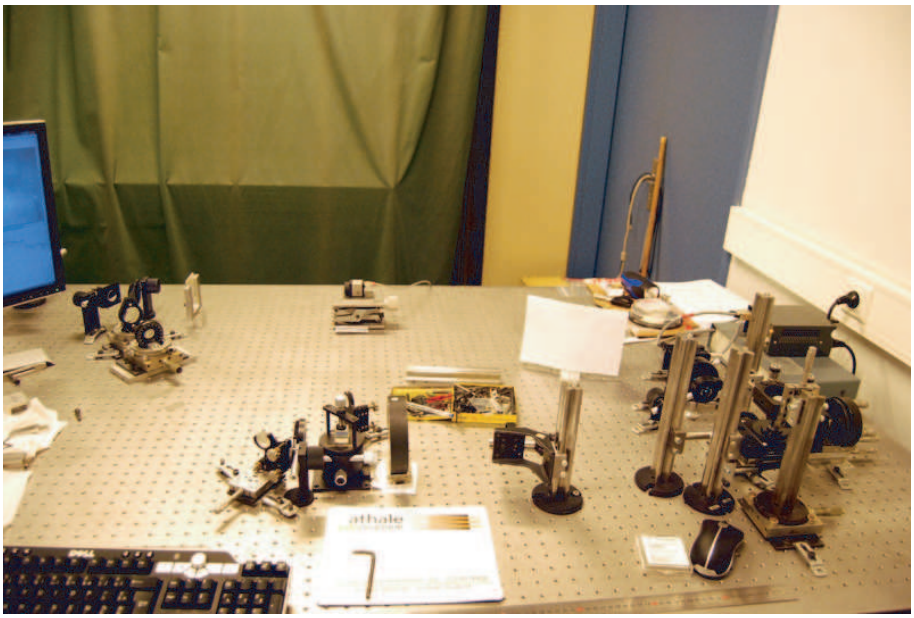
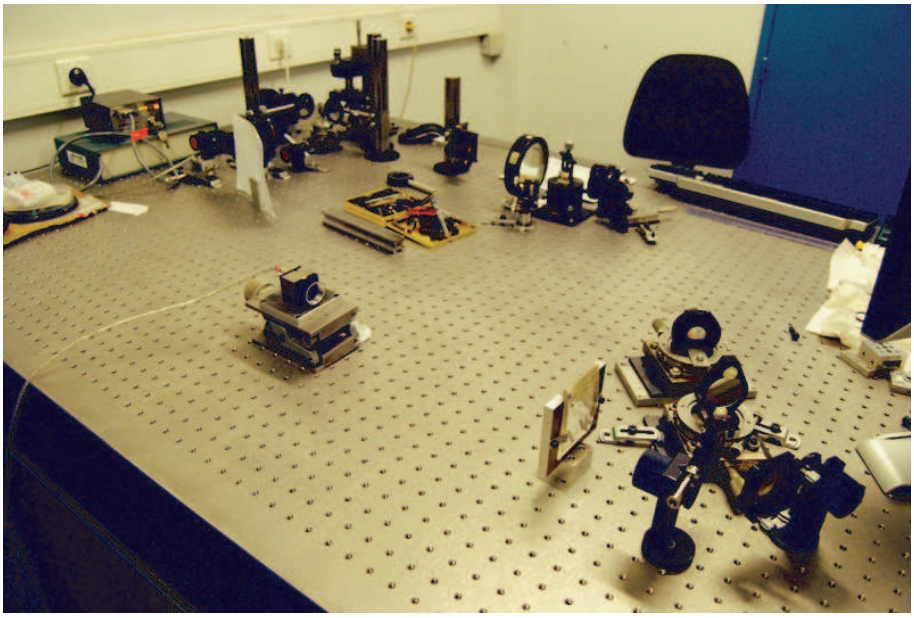


FIG. 2.13 – *Illustration du multiplexage en polarisation dans notre dispositif OCT. Les flèches sur la figure (a) représentent la direction des faisceaux dans les bras des interféromètres et les couleurs de ces flèches indiquent l'état de polarisation des faisceaux. La figure (b) montre le cube séparateur qui divise le faisceau incident dans deux directions de polarisation croisées. La flèche rouge représente l'état de polarisation* 0 *et la flèche verte symbolise l'état de polarisation* $\frac{\pi}{2}$.



(a)



(b)

FIG. 2.14 – *Des photographies du dispositif expérimental. (a) vue de face. (b) Vue de côté.*

nous utilisons. En dehors de cette bande de fonctionnement le cube n'est plus polarisant d'où la fuite. Pour y remédier, on installe des polariseurs dans les deux côtés pour supprimer l'état de polarisation indésirable. Sachant que les états de polarisation des deux composantes sont orthogonaux, il ne peut pas y avoir d'interférences entre les deux faisceaux (voir paragraphe 1.2.3). Par conséquent, chaque bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder contient une lame demi-onde pour tourner les deux directions de polarisation de telle sorte qu'elles soient parallèles.

Les photographies indiquées de la figure 2.14 montrent une vue de face et de côté du dispositif en entier (partie Michelson et Mach-Zehnder) tel qu'il était fixé sur la table optique.

2.1.3 Détection d'un A-scan

Une fois que les deux faisceaux sont diffractés par le réseau, les ordres de diffraction -1 des deux faisceaux sont superposés l'un sur l'autre par une lentille sphérique (L). Le rôle de la lentille sphérique (L) de diamètre 38,1mm et de distance focale 100mm est d'effectuer l'image du réseau, en l'occurrence l'image des deux faisceaux diffractés à l'ordre -1, sur le détecteur (D) de type CCD.

Notons que dans le cas de notre système ce n'est pas l'intensité spectrale qui est détectée par la caméra CCD mais l'image du réseau formée par la lentille (la caméra CCD est placée dans le plan image de la lentille (L) pas dans son plan spectral comme dans la méthode FDOCT). Ainsi, grâce à cette configuration et une fois le chemin optique du bras référence ajusté au chemin optique moyen du bras échantillon, un profil de réflectivité en profondeur est directement affiché sur le détecteur sans faire de scan axial comme en OCT conventionnelle ni de transformée de Fourier numérique de l'intensité spectrale comme en FDOCT.

Détection d'un A-scan sur la caméra CCD d'une seule réflexion

La figure 2.15.(a) montre le signal d'autocorrélation détecté par la caméra CCD d'une seule réflexion due à un miroir placé dans le bras échantillon. La corrélation entre les deux miroirs apparaît sur la caméra CCD dès que la distance entre les bras du système est ajustée. La direction horizontale de la caméra affiche le profil de réflectivité en profondeur de l'objet instantanément sans traitement numérique ni balayage axial. La figure 2.15.(b) montre le signal tomographique qui est obtenu à partir de la somme de quelques lignes de l'image brute affichée sur la caméra CCD (montrée en figure 2.15.(a)) après avoir soustrait le fond continu (DC) via le logiciel Matlab.

En effet, on effectue d'abord l'acquisition d'image de la lumière réfléchie par le bras référence tout seul en cachant la lumière réfléchie par le bras échantillon. Ensuite, on fait l'acquisition du signal d'autocorrélation montré sur la figure 2.15.(a). A l'aide d'un programme réalisé par le logiciel Matlab, on soustrait la première image de la deuxième pour éliminer le DC. En faisant la somme d'une dizaine de lignes de l'image acquise après soustraction du fond continu, on obtient le signal d'autocorrélation montré sur la figure 2.15.(b).

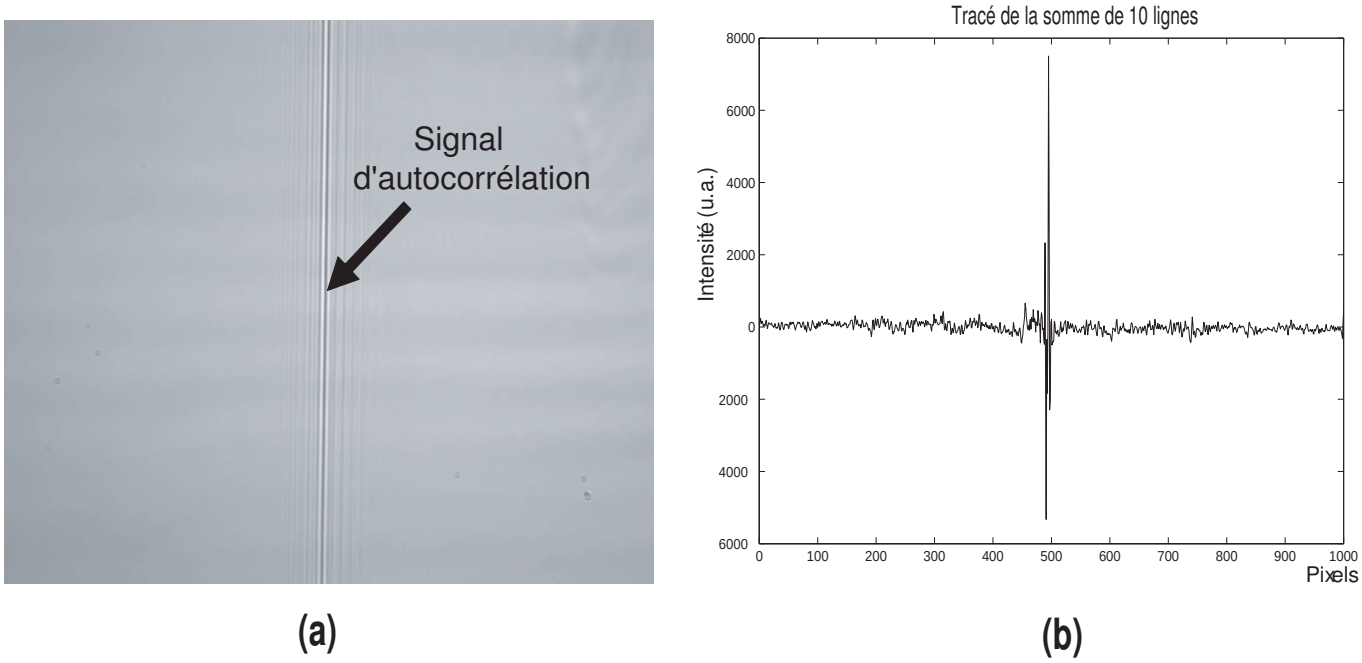


FIG. 2.15 – *(a) Trace de corrélation observée sur la caméra CCD. (b) Interférogramme obtenu à partir de la somme de quelques lignes de l'image en (a) après soustraction du fond continu.*

Détecteur

Le détecteur est dans notre cas une caméra CCD (Charge Coupled Device) à deux dimensions. Elle permet d'enregistrer les signaux d'interférences issus du système OCT en temps réel. Le profil en profondeur d'un point de l'échantillon est affiché instantanément sur l'axe horizontal (axe X) de la caméra CCD. L'échantillonnage spatial induit par les pixels de la caméra CCD peut limiter les performances du système. En effet, il faut que la plus petite période des franges du signal d'interférence couvre au moins deux pixels (critère de Shannon). D'autre part, étant donné que notre système OCT convertit l'information temporelle en une information spatiale $\tau = f(z)$

la dimension de la caméra (son axe X) doit être suffisante pour ne pas limiter la plage de mesure.

En fonction du but des expériences et de l'évolution du système nous avons utilisé trois types de caméras CCD : caméra monochrome "XC-HR70" du fabriquant SONY possède 1024×768 pixels pilotée par une carte d'acquisition vidéo nommée Matrox Meteor-II multichannel, caméra uEye UI-2210-M USB2 monochrome du fabriquant IDS (Imaging Development Systems). Elle possède 640×480 pixels, chaque pixel a une dimension $9,9\mu m \times 9,9\mu m$ et une caméra uEye UI-2240-M USB2 monochrome du même fabriquant possède 1280×1024 pixels, chaque pixel a une dimension de $4,5\mu m \times 4,5\mu m$. Nous avons choisi des caméras monochromes au lieu des caméras couleur car les fausses couleurs produisent des artefacts dans les images, qui conduisent à des interprétations incorrectes des résultats.

Les images sont alors affichées sur une échelle de niveaux de gris codée sur 256 niveaux entre 0 et 255 (8 bits). Dans cette échelle de niveaux de gris, le blanc correspond à un signal intense et le noir correspond à un faible signal.

2.2 Sources supercontinuum et intérêt pour l'OCT

Le type de source de lumière utilisée en OCT a une très grande importance. Pour cette raison un bref rappel des sources existantes est nécessaire. Nous pouvons citer cinq types de sources à larges bandes, les diodes super luminescentes SLD, les LED blanches (light emitting diodes), les lampes thermiques de lumière blanche comme les lampes tungsten halogène THL, les laser pulsés femtosecondes Titane-Saphire (Ti :Saphire) et les sources à fibres microstructurées FM [99] ou à fibres à cristaux photoniques PCF [100]. Les SLD sont déjà employées depuis 1991 [1] et restent les sources les plus utilisées. Elles émettent de façon continue et peuvent atteindre une largeur à mi-hauteur jusqu'à $70nm$ [98]. Les LED blanches très peu coûteuses allient un fonctionnement très stable à une longue durée de vie [101] avec des largeurs à mi-hauteur qui atteignent $150nm$. Les THL utilisées en OCT plein champ [40, 41] émettent dans le visible et l'infrarouge et présentent un spectre lisse et stable avec une largeur à mi-hauteur de $320nm$. Les Ti :Saphire produisent des spectres très stables, polarisés linéairement, avec une puissance moyenne optique assez élevée [20]. Les sources à fibre microstructurée quand à elles suscitent un grand intérêt en OCT [70, 102] car elles sont de plus faible coût que les laser femtoseconde et génèrent des supercontinuum extrêmement larges qui peuvent s'étendre sur une plage de plus d'un micromètre. Ce dernier type de sources sera traité avec plus de détail, puisque notre système

est éclairé avec une source à fibre microstructurée.

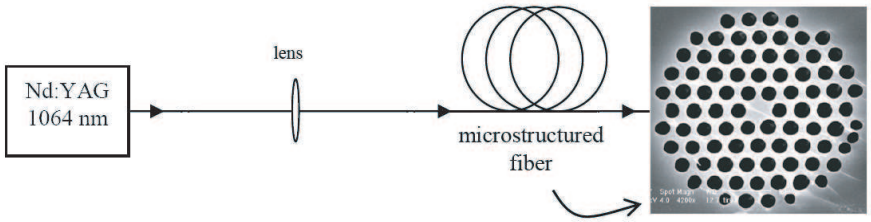


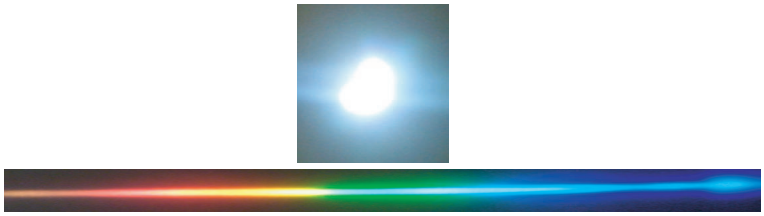
FIG. 2.16 – *Source lumineuse éclairant notre système OCT. Elle est constituée d'un laser pompe Nd :Yag à* $1064nm$ *et d'une fibre microstructurée. À droite de la figure l'image MEB de la fibre microstructurée utilisée [106].*

C'est la combinaison de pulses pompe de haute puissance et des structures guidantes comme les fibres optiques microstructurées ou les fibres à cristaux photoniques qui permet de produire des bandes larges de supercontinuum. Ce phénomène de génération de nouvelles fréquences à partir de l'interaction lumière-matière relève de l'optique non linéaire.

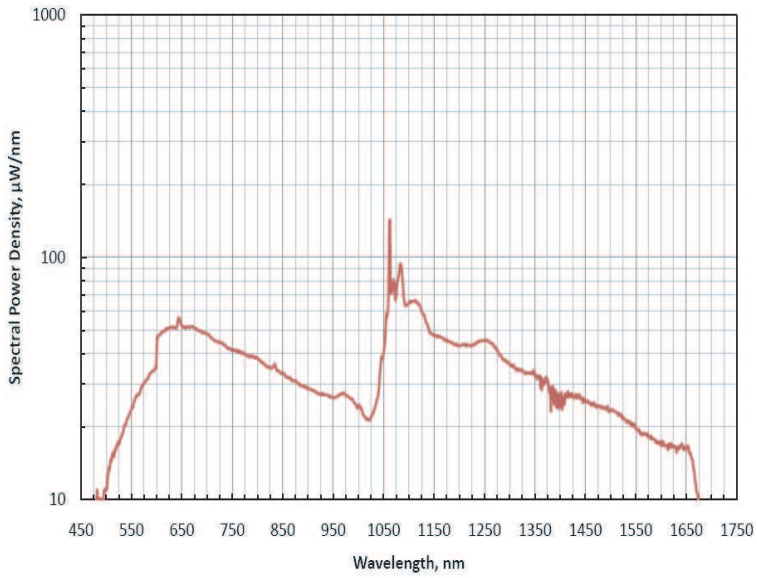
L'origine de la non-linéarité optique dans un milieu matériel peut être expliquée en s'appuyant sur la description de la matière à l'échelle microscopique. Un matériau quelconque peut être considéré comme un ensemble de particules chargées (ions-électrons). Soumises à un champ électrique, les charges positives tendent à se déplacer dans le sens du champ électrique et les charges négatives dans le sens opposé formant ainsi des dipôles oscillants. Sous l'action d'un champ électrique de faible intensité, les charges étant liées fortement les unes aux autres vont s'éloigner légèrement de leur position d'origine (d'équilibre), oscillant ainsi à la fréquence du champ ω. Les ions ayant une masse nettement supérieure à celles des électrons, il est possible de considérer que seuls les électrons sont animés d'un mouvement. Pour des intensités de champs plus importantes, les écarts à l'équilibre des électrons deviennent très grands au point que la structure du matériau en est affectée. Les dipôles oscillent non seulement à la fréquence du champ appliqué ω mais aussi à de nouvelles fréquences 2ω et 3ω... La polarisation induite par ces oscillateurs subit donc une distorsion *i.e.* il apparaît une non linéarité optique, puisqu'elle possède des composantes fréquentielles différentes de celle du champ appliqué. Par conséquence, le signal optique issu de ce milieu contient de nouvelles composantes spectrales.

Dans un régime non linéaire plus général, de nombreux processus apparaissent introduisant un élargissement spectral continu de l'impulsion initiale. Parmi ces phénomènes non linéaires :

l'auto-modulation de phase (SPM), l'effet Raman, ou encore les mélanges à plusieurs ondes [103]. Toutefois, les continuums générés par des structures guidantes comme les fibres optiques sont les plus exploités par rapport à ceux générés par des milieux massifs en raison de leur distribution spatiale homogène. De plus, il a été démontré que les fibres microstructurées présentent une non-linéarité très élevée par rapport aux fibres standards et peuvent générer des supercontinuum très larges [104, 105].



(a)



(b)

FIG. 2.17 – *(a) En haut : le faisceau à la sortie de la fibre. En bas : le faisceau à la sortie de la fibre diffracté par un réseau de diffraction. (b) Spectre du supercontinuum mesuré dans le visible et l'infrarouge généré dans la fibre. On observe un pic dans la longueur d'onde de pompage à* $1064nm$.

Le supercontinuum qui éclaire notre système OCT est généré en pompant une fibre microstructurée. Nous avons utilisé un laser pompe Nd-YAG qui émet des impulsions entre $600ps$ et

$800ps$ à $1064\ nm$ avec une fréquence de 20 à $25kHz$ à la puissance 100 à $120mW$. Ces impulsions sont injectées dans une fibre optique microstructurée de $2m$ de longueur (voire la figure 2.16). La fibre microstructurée nous a été fournie par le laboratoire de recherche en Communication Optique et Microondes de Limoges [106]. Elle est constituée d'un coeur en silice de $2,8\mu m$ de diamètre entouré par des trous de diamètre de $1,5\mu m$ avec un pas Λ de $2,2\mu m$. Le rapport entre le diamètre des trous d et le pas Λ entre les trous $\frac{d}{\Lambda}$ est un paramètre caractéristique de la fibre ; dans notre cas il vaut 0,68. L'arrangement périodique des trous autour du coeur en silice permet de piéger la lumière à l'intérieur du coeur, donnant lieu ainsi à des densités de puissance très élevées lorsque la fibre est pompée avec des impulsions très intenses. Par conséquent, un spectre continu très large dont la gamme de longueurs d'onde est comprise entre $450\ nm$ et $1600\ nm$ (figure 2.17) est généré par le biais d'une multitude d'effets non linéaires.

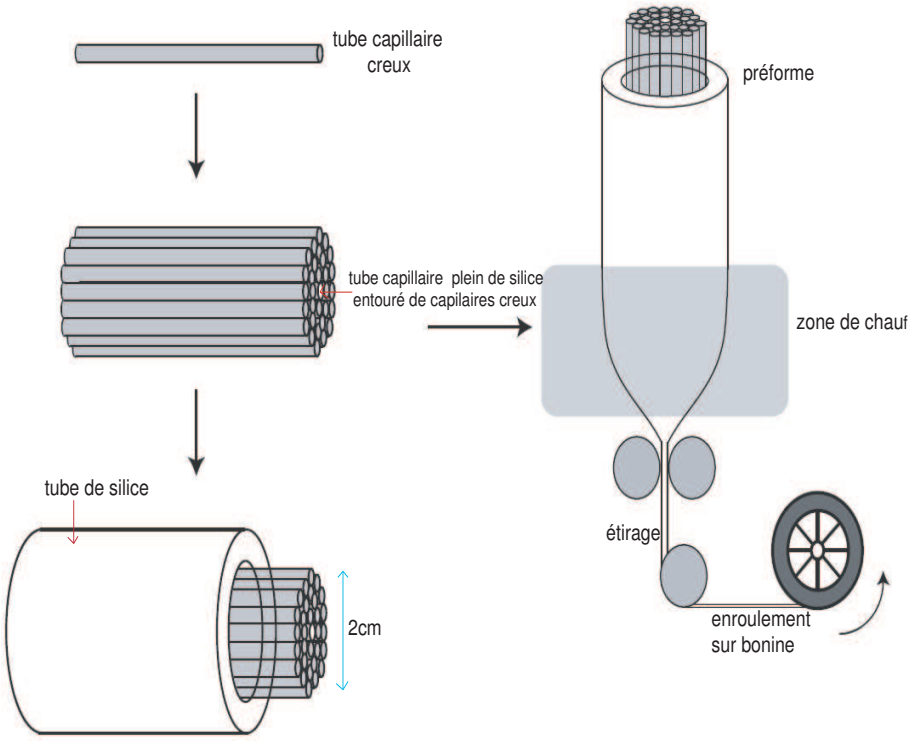


FIG. 2.18 – *Les deux étapes de la fabrication des fibres MF : préforme et étirage [107].*

La fabrication des fibres microstructurées est divisée en deux étapes : d'abord, un tube de silice de 1 ou 2 cm de diamètre est rempli d'une centaines de tubes capillaires creux qui sont empilés autour d'un capillaire plein de silice formant un coeur (figure 2.18). La répartition des

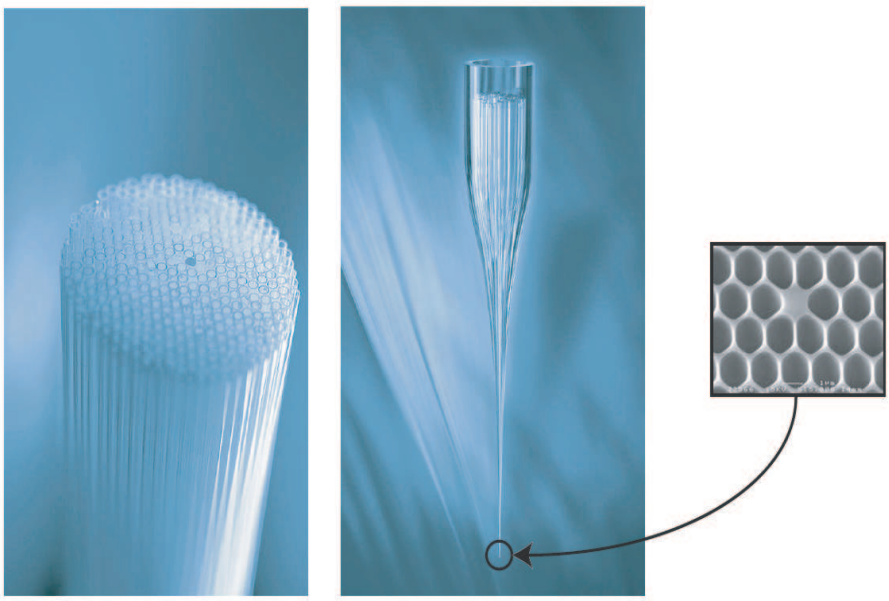


FIG. 2.19 – *Photographies d'un arrangement de capillaires en phase de préforme et d'étirage [107].*

capillaires dans le tube de silice détermine la structure finale de la fibre qui est en générale hexagonale. Ensuite, arrive l'étape de l'étirage du tube de silice à chaud dans une tour de fibrage où la température des fours est de l'ordre de $1900°C$, ce qui permet de faire fondre la silice tout en maintenant des tensions de surface nécessaires pour conserver des trous intacts (voir figure 2.18). Ainsi, on passe d'un tube de silice de quelques centimètres à une fibre d'environ une centaine de microns de diamètre extérieur (voire figure 2.19) et dont les trous intérieurs sont de l'ordre de quelques microns.

Si les sources à supercontinuum sont d'un intérêt évident pour l'OCT en raison de leur très grande étendue spectrale, on peut remarquer sur la figure 2.17 que la répartition de l'énergie émise est loin d'être uniforme sur tout le spectre. Malgré l'échelle logarithmique de la figure, de très fortes variations d'intensité spectrale persistent. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 1 pour des sources à spectre gaussien, la résolution en profondeur est directement reliée à la largeur à mi-hauteur de la densité spectrale de puissance. Exprimé en échelle logarithmique, ce critère de mi-hauteur se traduit par une variation de -3dB. Ainsi, bien que leur étendue spectrale soit très large, les supercontinuum actuels ne sont pas encore la source idéale pour l'OCT. On peut souhaiter, et raisonnablement espérer, que cette technique récente progresse de façon significative

pour fournir des spectres plus uniformes, mieux adaptés aux besoins de l'OCT.

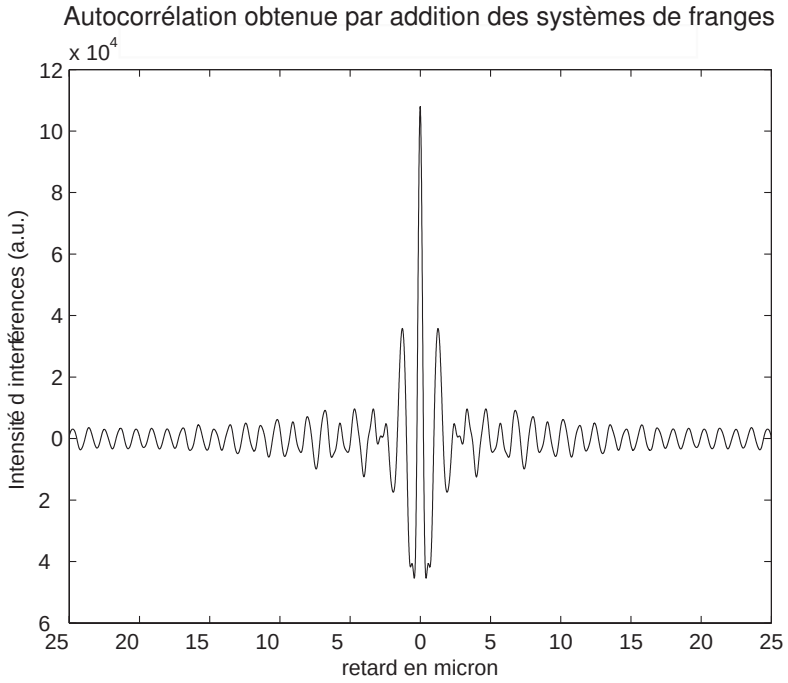


FIG. 2.20 – *Fonction d'autocorrélation obtenue par transformée de Fourier du spectre de la figure 2.21 en échelle linéaire*.

A titre d'illustration, la figure 2.20 présente la fonction d'autocorrélation obtenue par transformation de Fourier du spectre de la figure 2.21. Ce signal d'autocorrélation est obtenu numériquement par addition des systèmes de franges, longueur d'onde par longueur d'onde. En fonction de la structure exacte de la fibre microstructurée utilisée, de la puissance du microlaser de pompage et de la qualité de l'injection du faisceau dans la fibre, la distribution spectrale de la lumière blanche émise varie quelque peu. La largeur à mi-hauteur de la trace OCT (théorique) montrée sur la figure 2.20 est de $2,4\mu m$, ce qui est équivalent à une trace produite par une source à spectre gaussien centré à $1100nm$ et de largeur à mi-hauteur de $445nm$. Cette "largeur équivalente" est réduite comparée à la largeur du spectre qui est de $1200nm$. Cette différence résulte de la non-uniformité du spectre.

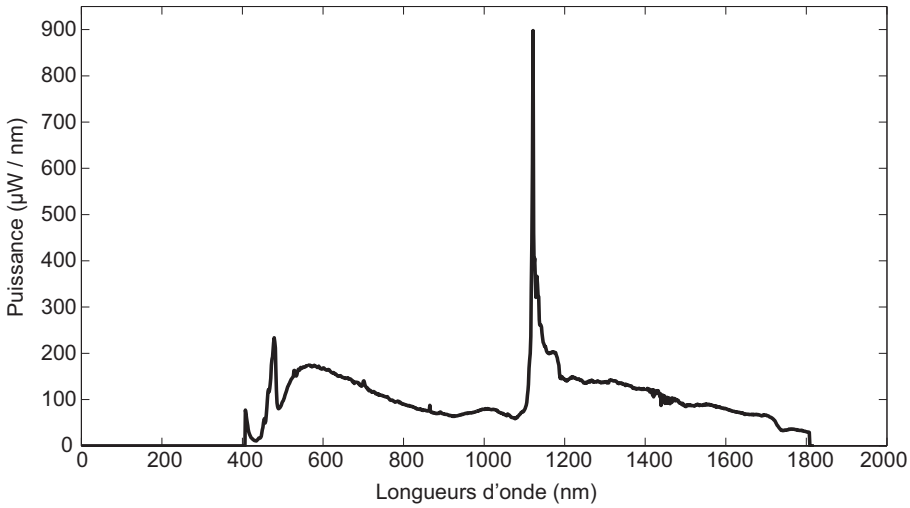


FIG. 2.21 – *Spectre du supercontinuum mesuré dans le visible et l'infrarouge généré dans la fibre en échelle linéaire.*

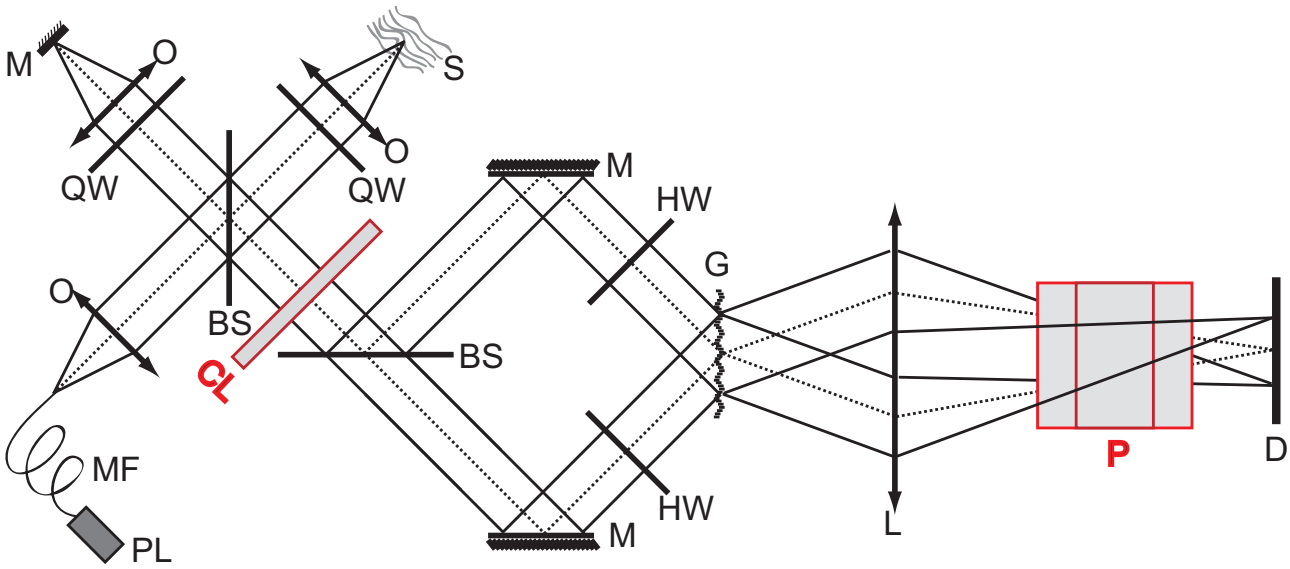
2.3 Dispositif de spectro-tomograpie optique de cohérence

Nous venons de décrire comment acquérir avec notre système de tomographie optique de cohérence le profil de réflectivité en profondeur d'un échantillon sans faire de balayage axial ni de transformée de Fourier numérique de la réponse spectrale de l'objet. Maintenant, nous allons montrer comment on obtient l'information spectroscopique des tissus biologiques optiquement de manière instantanée, sans traitement numérique, grâce à ce même instrument.

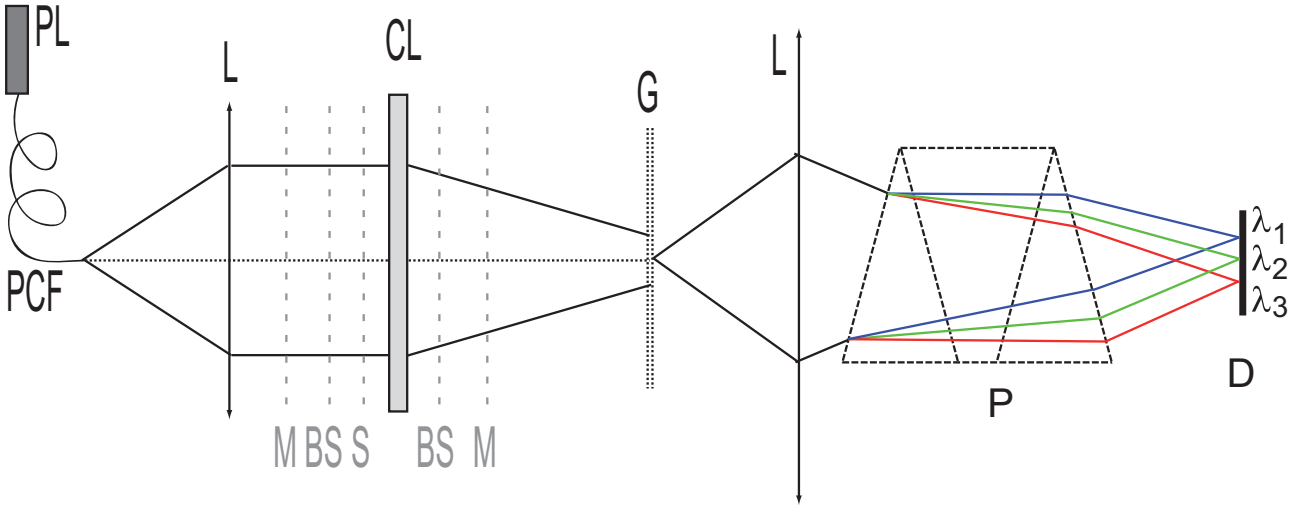
2.3.1 description du système

En fait, le système de la spectrotomographie optique de cohérence que nous avons réalisé au laboratoire est composé du même interféromètre de Michelson (ou Linnik) décrit au paragraphe $\oint$ 2.1.1, du même interféromètre de type Mach-Zehnder : avec un cube séparateur polarisant, deux miroirs qui inclinent les deux faisceaux issus des bras référence et échantillon sur le réseau de diffraction avec un angle $|\theta_i|$ (voir paragraphe $\oint$ 2.1.2). La seule distinction avec l'instrument décrit précédemment, est l'insertion de deux nouveaux éléments optiques dans le dispositif (voir figure 2.22.(a)).

Pour permettre au système d'apporter l'information spectroscopique instantanément sur l'échantillon, nous avons installé un prisme (P) et une lentille cylindrique (CL). Ces éléments optiques



(a)



(b)

FIG. 2.22 – *(a) Schéma représentatif du dispositif SOCT. PL : pompe laser ; M : miroirs ; S : échantillon ; O : objectifs de microscope (NA 0,1 ou 0,25) ; BS : cubes séparateurs polarisés ; QW : lames quart d'onde ; HW : lames demi onde ; CL : lentille cylindrique ; G : réseau de diffraction en transmision* $528 traits/mm$ *; L : lentille (focale de 100mm) ; P : Prisme ; D : détecteur CCD. (b) Schéma du démultiplexage en longueur d'onde via le prisme, la lentille cylindrique est insérée à la sortie de l'interféromètre de Linnik.*

affectent la propagation de la lumière uniquement dans la direction verticale de la caméra CCD qui apparaît en figure 2.22.(b). La figure montre la vue de côté du dispositif. Le prisme à vision directe dont on peut estimer le pouvoir dispersif à $50\mu rad/nm$, est l'élément essentiel car il transforme le système OCT en spectroscope. Il effectue un démultiplexage en longueurs d'onde des signaux d'interférences issus du système suivant la direction verticale. Ainsi, la direction verticale de la caméra devient l'axe spectral. La résolution spectrale est déterminée par la position de la lentille cylindrique de distance focale de $400mm$ insérée dans le système. Une lentille cylindrique agit selon un seul axe. Elle a comme effet de focaliser les faisceaux lumineux issus des deux bras en une ligne fine et horizontale. La largeur de cette ligne horizontale détermine la résolution spectrale. La lentille cylindrique peut être insérée à trois endroits dans le dispositif : à la sortie de l'interféromètre de Linnik comme indiqué sur la figure 2.22.(b), ou bien on insère deux lentilles cylindriques identiques dans chaque bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder (voir la figure 2.23). Dans ces deux cas, la lentille cylindrique focalise les deux faisceaux en ligne horizontale sur le réseau de diffraction. La troisième position possible de la lentille cylindrique est entre le réseau de diffraction et la lentille sphérique. Dans ce cas, la lentille cylindrique doit être divergente. Placée avant la lentille sphérique, elle sert à reculer le plan focal de cette dernière (voir la figure 2.24).

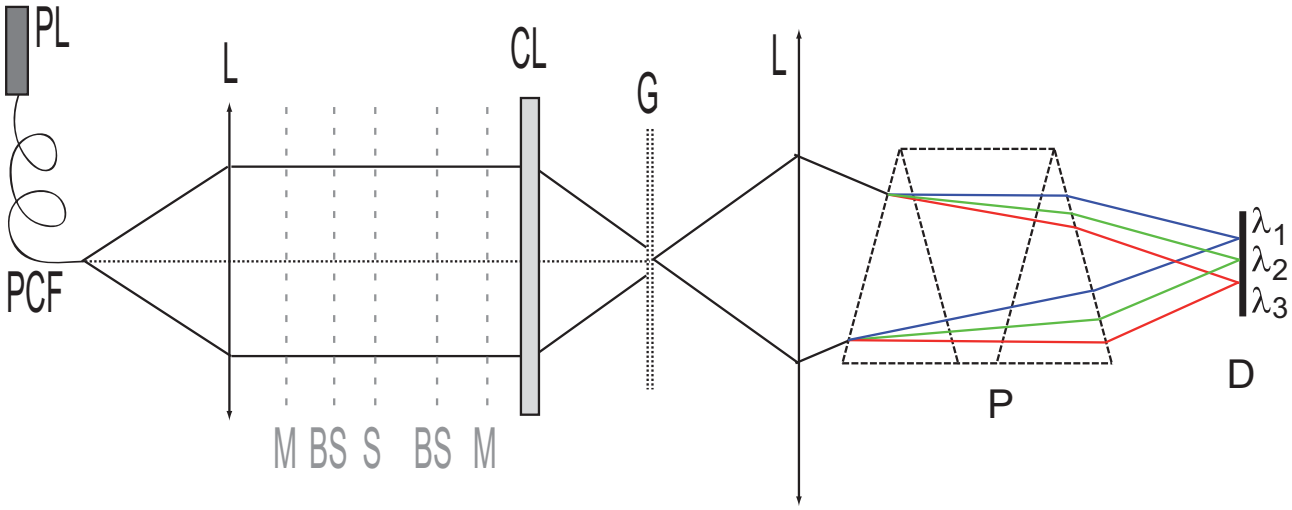


FIG. 2.23 – *Schéma du dispositif avec une lentille cylindrique insérée dans les deux bras du Mach-Zehnder.*

Dans la direction verticale de la caméra, chaque ligne de l'image est associée à une longueur

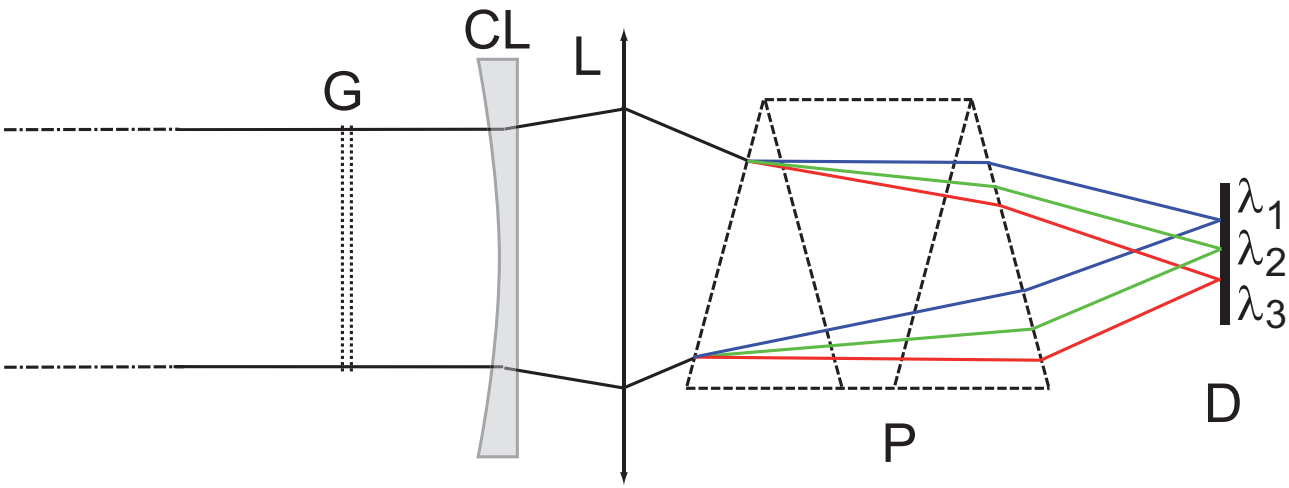


FIG. 2.24 – *Schéma du dispositif montrant l'effet de la lentille cylindrique divergente positionnée entre le réseau de diffraction et la lentille sphérique.*

d'onde particulière et éclairée avec une bande spectrale très étroite. La réponse spectroscopique d'une ligne de l'image peut être exprimée par la fonction $F(y,\nu)$ où y est la coordonnée verticale de la ligne sur la caméra CCD. Par conséquent, chaque ligne de l'image produit un A-scan spectralement résolu et l'image entière forme ainsi le spectro-tomogramme. Nous pouvons décrire l'information spectro-tomographique en utilisant l'équation (2.10) qui décrit le signal d'auto-corrélation. Sachant que l'équation (2.10) peut s'écrire en fonction de la densité spectrale de puissance $S(\nu)$ au lieu de $\rho(z)$ de la manière suivante :

$$I_{int}(z) = 2\sqrt{I_r I_s}Re\int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu)\exp[j(\frac{4\pi}{c}\nu_0 sin\theta_i - \frac{4\pi}{a})z]d\nu \tag{2.12}$$

Ainsi, l'information spectro-tomographique peut être écrite :

$$I_{int}(z,y) = 2\sqrt{I_r I_s}Re\int_{-\infty}^{+\infty} F(y,\nu)(S(\nu)\exp[j(\frac{4\pi}{c}\nu_0 sin\theta_i - \frac{4\pi}{a})z]d\nu \tag{2.13}$$

2.3.2 Signal spectro-tomographique d'une seule interface

Dans le cas d'une seule corrélation, la figure 2.25 montre un signal spectro-tomographique : simulé, indiqué sur la figure 2.25.(a), expérimental dans le cas d'un miroir installé dans le bras échantillon, enregistré par la CCD sans aucun traitement (montré sur la figure 2.25.(c)) et enfin le même signal enregistré par la caméra CCD mais avec traitement par le logiciel Image J indiqué

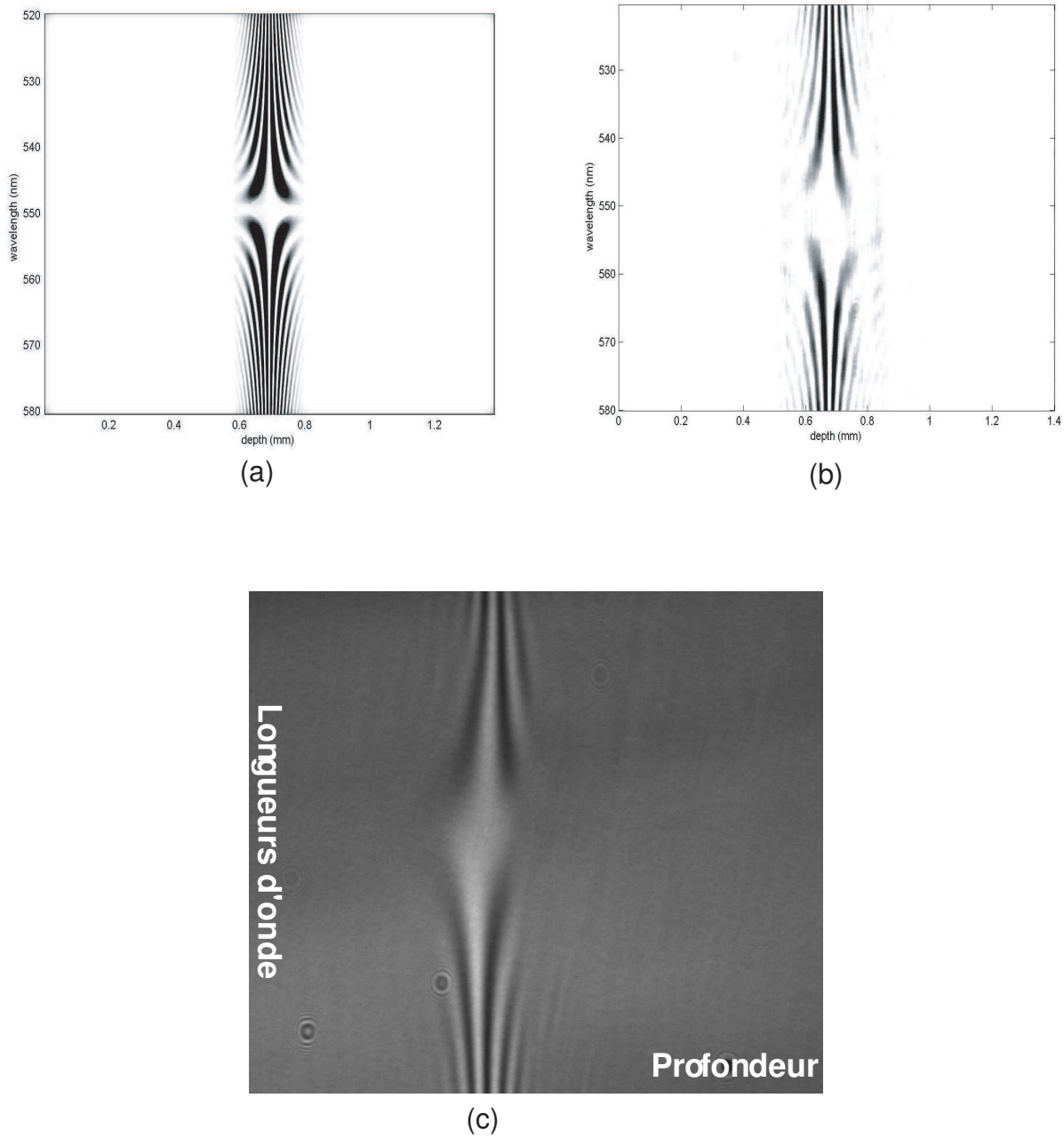


FIG. 2.25 – *(a) Spectro-tomogramme simulé. (b) Spectro-tomogramme expérimental traité avec le logiciel Image J. (c) Spectro-tomogramme expérimental enregistré par la CCD.*

sur la figure 2.25.(b). On remarque que le résultat expérimental est compatible avec la simulation sauf que le spectrotomogramme obtenu expérimentalement présente une légère dissymétrie au centre. Ceci est dû à un problème de phase relative entre l'onde de référence et l'onde provenant du miroir objet et cette phase peut-être liée à un défaut de phase entre les deux bras de l'interféromètre provenant soit de la lentille (centrage ; orientation) soit du réseau s'il comporte une légère inclinaison. Autrement dit il s'agit d'un problème de dispersion (faible).

Avec notre système OCT nous avons montré que nous avons accès directement au profil en profondeur de l'échantillon sans faire de scan axial ni de traitement numérique. La figure 2.15.(a) nous donne la corrélation entre le bras référence et le bras échantillon en temps réel et sans varier la longueur du bras de référence. Maintenant, grâce à l'instrument de spectrotomographie optique de cohérence (après insertion du prisme et de la lentille cylindrique) nous accédons simultanément à deux informations sur l'objet analysé : l'information spectroscopique et l'information en profondeur. Sur la figure 2.25.(c) on observe l'image enregistrée en temps réel par la caméra CCD représentant le signal d'interférence mais démultiplexé. L'axe horizontal décrit la position axiale du signal en (mm) et l'axe vertical affiche les longueurs d'ondes démultiplexées comprises dans le signal d'autocorrélation. La résolution spectrale dans la direction verticale de la caméra est de l'ordre de quelques nanomètres. Ce qui veut dire que chaque ligne de l'image correspond à l'autocorrélation d'une largeur de bande spectrale de quelques nanomètres centrée autour de la longueur d'onde correspondante. L'aspect hyperboloïde des signaux spectro-tomographiques théorique et expérimental montrés sur la figure 2.25 est causé par la variation progressive de la période des franges qui est due à son tour à la dépendance en longueur d'onde des angles de diffraction. Pour la longueur d'onde $\lambda = 550nm$, les faisceaux diffractés sont parallèles à l'axe optique c'est à dire que l'angle de diffraction θ_d est nul (teinte plate). Ainsi, la période du système de franges est infinie pour cette longueur d'onde. Le choix de la longueur d'onde correspondant à la teinte plate peut être modifié en modifiant l'angle d'incidence θ_i des deux faisceaux sur le réseau de diffraction.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode de détection OCT différente des deux méthodes connues à l'heure actuelle qui sont l'OCT dans le domaine temporel et l'OCT dans le domaine fréquentiel. Nous avons insisté sur le type de source lumineuse que nous avons uti-

lisée et sur ce qui a motivé notre choix. Nous avons montré qu'en introduisant un système de démultiplexage "tout optique" dans le système OCT sans balayage on obtient simultanément une information sur la profondeur de l'objet analysé et une information spectrale. Cela en temps réel et sans traitement numérique.

Chapitre 3

Démonstration expérimentale et caractérisation

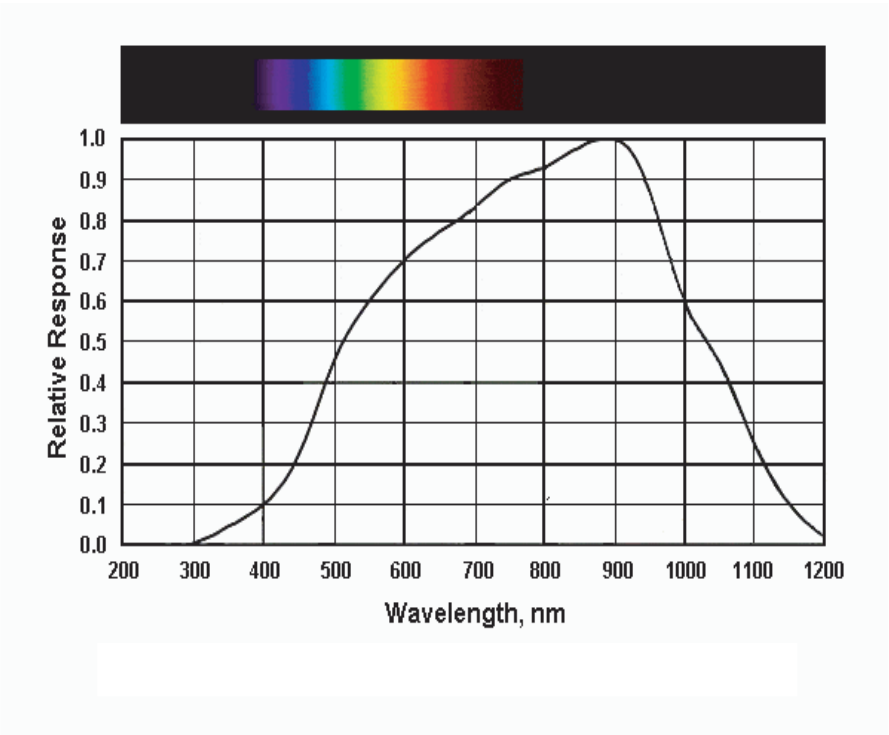
Ce chapitre regroupe une partie des résultats obtenus avec notre système en tomographie optique de cohérence et en spectro-tomographie optique de cohérence. Nous commencons par l'évaluation des performances du dispositif en configuration OCT puis nous présentons des images en deux et trois dimensions établies à partir d'un scan transversal. Enfin nous montrons les résultats obtenus en SOCT sur des objets simples.

3.1 Les performances du système OCT

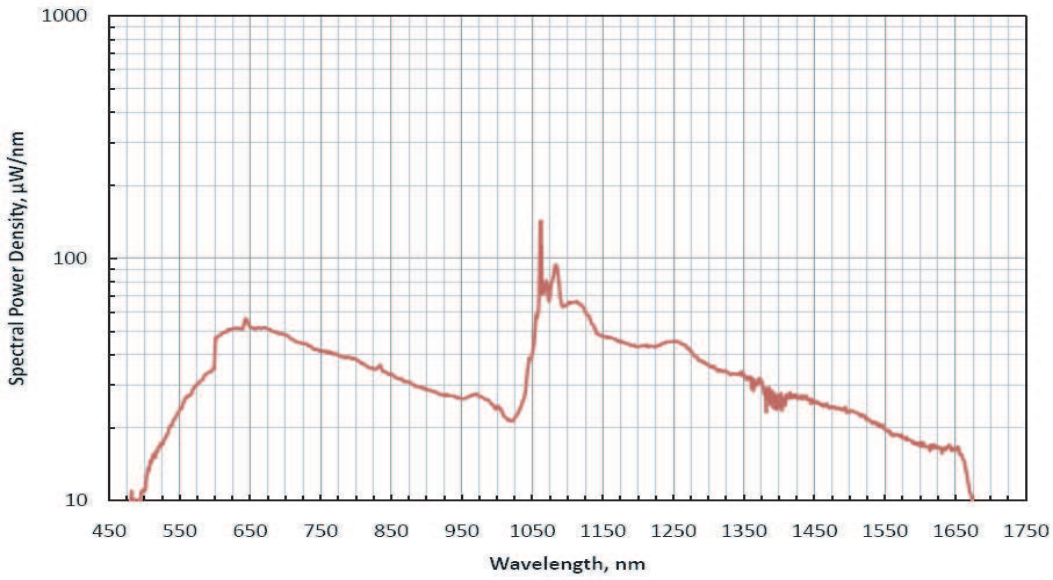
Les performances d'un système OCT sont évaluées à partir de la vitesse d'acquisition des images, des résolutions axiales et transversales, du rapport signal sur bruit ainsi que de la sensibilité du système. Dans les paragraphes suivants nous mesurons ces paramètres pour le système que nous avons réalisé.

3.1.1 La résolution en profondeur

La résolution axiale est déterminée par la longueur de cohérence de la source lumineuse qui éclaire le système, qui est inversement proportionnelle à sa bande spectrale. Elle est généralement définie comme la demi-longueur de cohérence de la source ou la largeur à mi hauteur ΔL de l'interférogramme. Si l'on considère que notre source est gaussienne, la résolution axiale est



(a)



(b)

FIG. 3.1 – *Caractérisation spectrale du système OCT. (a) La réponse spectrale de la caméra CCD uEye UI-2210-M. (b) Un spectre de supercontinuum..*

donnée par l'équation (1.20).

Notre choix d'une source à fibre à cristaux photonique (PCF) nous fournit une largeur spectrale très élevée. Toutefois, nous avons montré (voir le paragraphe $\oint 2.2$) que la répartition non uniforme de l'énergie sur tout le spectre généré par ces fibres réduit la largeur à mi-hauteur 'efficace' du spectre malgré son étendue spectrale. Un autre paramètre qui limite la plage spectrale du supercontinuum est la réponse spectrale de la caméra CCD à base de silicium. La figure 3.1.(a) montre la réponse spectrale du silicium, limitée entre $300nm$ et $1200nm$. La figure 3.1.(b) indique un spectre de source supercontinuum telle que nous avons utilisée. Le spectre de cette source s'étend de $500nm$ à $1650nm$ et présente un pic très intense à la longueur d'onde de pompage du laser Nd-YAG ($1064nm$). Le spectre effectif exploité par le système résulte de la multiplication du spectre de la source par la réponse spectrale du capteur CCD. Un exemple de spectre résultant est montré sur la figure 3.2.(a). La fonction d'autocorrélation correspondant à ce spectre filtré par la réponse spectrale de la caméra CCD est montré sur la figure 3.2.(b). La largeur à mi-hauteur de la trace d'autocorrélation est de $1,4\mu m$, c'est à dire très inférieure à la largeur à mi-hauteur théorique ($2,4\mu m$) si l'on utilisait tout le spectre (cf $\oint 2.2$). Ceci peut être interprété par le fait que la multiplication par la réponse de la CCD qui est régulière rend la répartition de l'énergie du spectre également uniforme. On observe surtout sur la figure 3.2.(a) que l'intensité du pic à la longueur d'onde $1064nm$ est atténuée au même ordre d'intensité que les autres longueurs d'onde. La longueur d'onde moyenne est de 690nm et la largeur à mi-hauteur d'un spectre gaussien produisant une autocorrélation équivalente serait de 300nm.

La figure 3.3 montre une trace OCT obtenue expérimentalement avec notre dispositif et une enveloppe de signal d'interférence. La largeur de cette enveloppe est plus élevée que celle prédite ci-dessus à partir du spectre du supercontinuum filtré par la réponse CCD. D'après la valeur expérimentale de la résolution axiale qui est de $3\mu m$ (indiquée sur la figure 3.3), on déduit que nous utilisons uniquement $100nm$ de la largeur de bande spectrale de la source du supercontinuum. On observe également que l'interférogramme n'est pas tout à fait gaussien mais présente des lobes latéraux sur les bords. Ces différences entre la trace OCT potentielle et la trace effectivement enregistrée ont plusieurs origines dont les rôles respectifs ne sont pas forcément simples à discriminer. Ces paramètres sont la dispersion entre les deux bras de l'interféromètre, la dimension limitée de la lentille formant l'image du réseau sur le capteur CCD et le problème de mise au point de toutes les longueurs d'onde diffractées simultanément par la lentille (détaillée au paragraphe suivant).

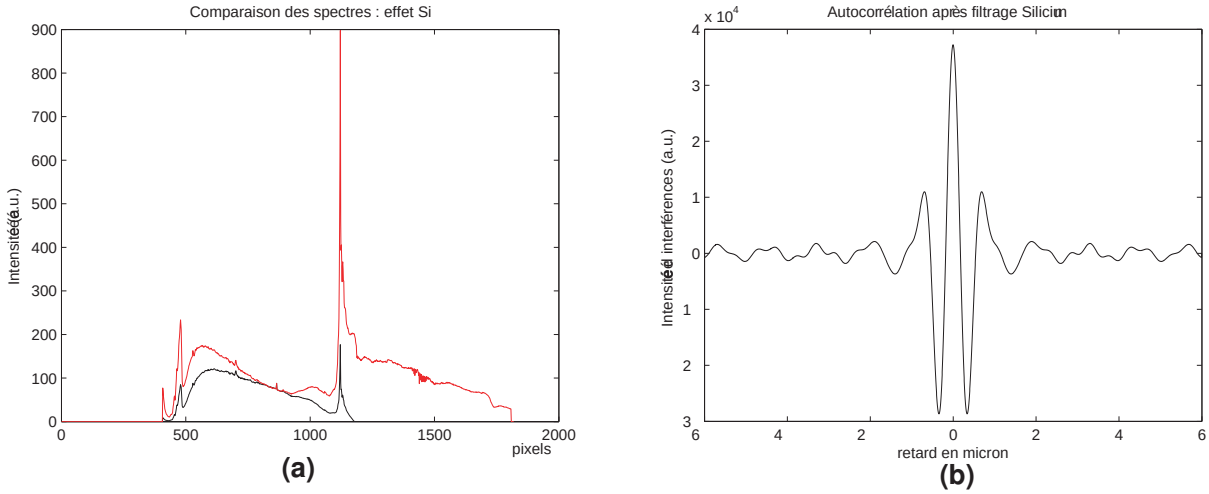


FIG. 3.2 – *(a) Comparison du spectre de la source (courbe rouge) et du spectre de la source pondéré par la réponse spectrale du silicium (courbe noire). (b) Fonction d'autocorrélation du spectre résultant du filtrage par la réponse du silicium.*

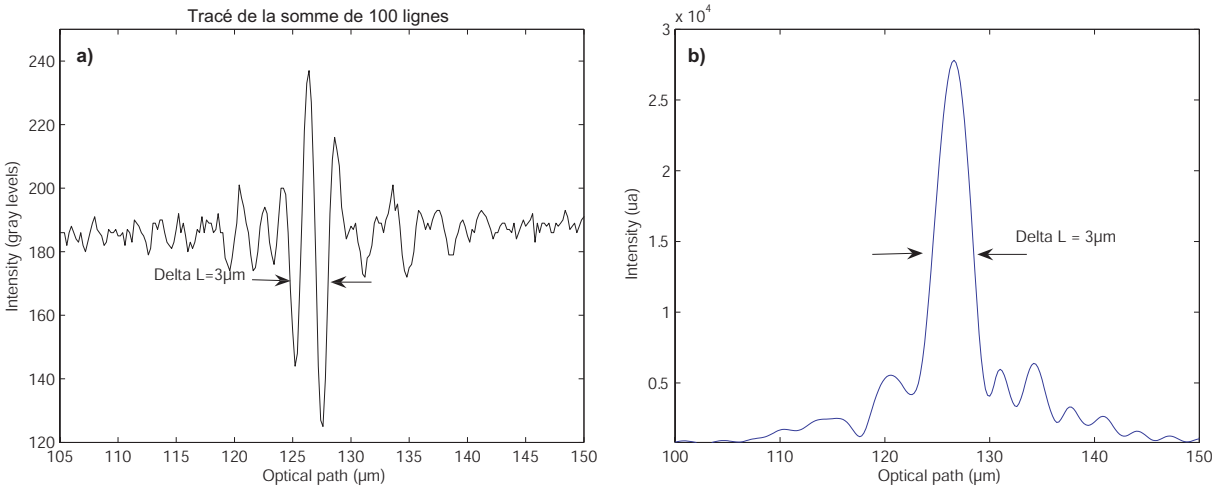


FIG. 3.3 – *a) Exemple d'une trace OCT obtenue avec la source supercontinuum et enregistrée sur la caméra CCD. b) Enveloppe d'un signal d'interférence.*

Dispersion rencontrée par le système

Comme nous l'avons fait remarquer précédemment, la dispersion joue un grand rôle dans l'augmentation de la résolution axiale. En effet, dans le cas de notre système, nous avons été confronté à la dispersion chromatique décrite au premier chapitre qui est présente dans tous les systèmes OCT (voir équations (1.29) et (1.32)) et au problème de mise au point du faisceau diffracté par la lentille. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons particulièrement à l'effet de la lentille sur la dégradation de la résolution axiale et son rôle dans l'introduction de la dispersion dans le signal OCT.

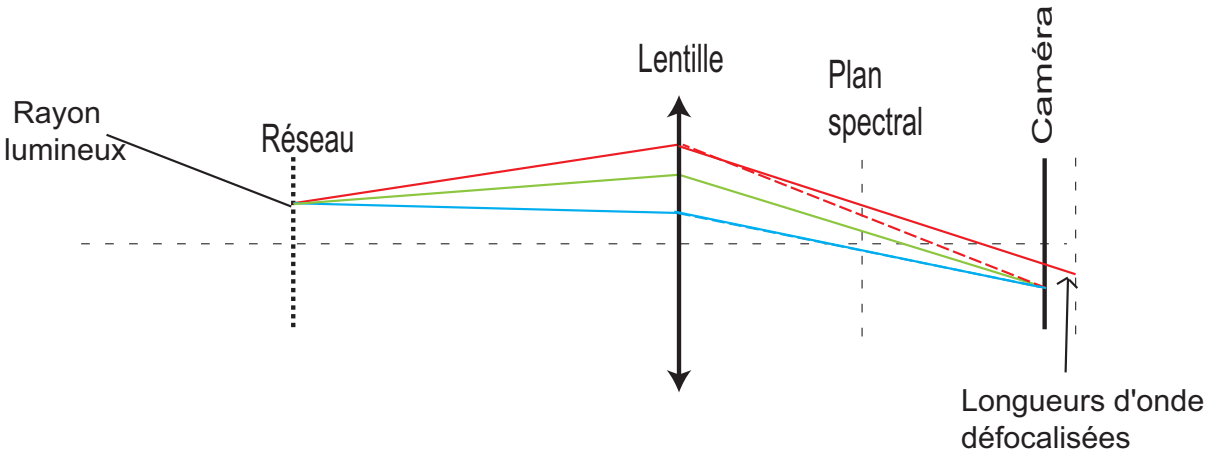


FIG. 3.4 – *Schéma montrant que la mise au point de toutes les longueurs d'onde ne se fait pas simultanément à cause de l'épaisseur de la lentille traversée par les longueurs d'onde diffractées qui n'est pas la même et de l'aberration chromatique (nous montrons la diffraction d'un seul rayon du faisceau lumineux pour éviter d'encombrer la figure).*

Rappelons que par la lentille sphérique, on fait l'image du réseau sur le détecteur CCD, par conséquent, on fait l'image des deux faisceaux réfléchis par les deux miroirs de l'interféromètre de Mach-Zehnder qui étaient déjà superposés avant leur diffraction par le réseau. Dans le plan image de la lentille, on obtient donc les deux faisceaux toujours superposés. Cependant, ces faisceaux ne retrouvent plus leur état initial (avant leur diffraction par le réseau) dans le plan image.

Pour expliquer l'effet de la lentille, nous considérons un seul faisceau incident sur le réseau de diffraction. D'abord, nous observons le trajet d'un seul rayon de ce faisceau lumineux depuis sa diffraction par le réseau jusqu'à son arrivée dans le plan image (voir la figure 3.4). Après

diffraction, théoriquement, les longueurs d'onde qui composent le rayon lumineux devraient se superposer les unes sur les autres en un seul point (appelé point image) pour reconstituer le rayon lumineux dans le plan image de la lentille (indiqué en pointillé sur la figure 3.4). En réalité les longueurs d'onde ne sont pas tout à fait superposées en un seul point mais légèrement décalées les unes par rapport aux autres. Le fait que les longueurs d'onde du rayon diffracté ne traversent pas la même épaisseur de la lentille (le rayon diffracté traverse tout le diamètre de la lentille qui n'a pas la même épaisseur entre ses bords et son centre) associé à l'aberration chromatique (causée par la variation de l'indice de réfraction du matériau composant la lentille en fonction de la longueur d'onde qui la traverse) peut expliquer cela. En effet, le chemin optique parcouru par les différentes longueurs d'onde varie d'une longueur d'onde à une autre selon qu'elle traverse le bord au le centre de la lentille et la vitesse de propagation des différentes longueurs d'onde varie en fonction de l'indice de réfraction $n(\lambda)$. Il en résulte ainsi une distance focale variable, de sorte que la mise au point ne peut être effectuée simultanément pour toutes les longueurs d'onde du rayon lumineux. Ce qui explique pourquoi elles n'ont pas le même point image. Ceci est valable pour tous les rayons lumineux qui composent le faisceau incident. Si par exemple la mise au point est effectuée pour la gamme du bleu, du faisceau diffracté, le rouge est alors flou. Pour cette raison, on observe dans le plan image de la lentille le faisceau présentant sur ses bord une sorte d'irisation.

Sachant que le deuxième faisceau arrive sur le réseau de diffraction avec un angle opposé à l'angle d'incidence du premier faisceau, les longueurs d'onde des deux faisceaux diffractés sont alors superposées de manière inversée sur la lentille *i.e.* la gamme du rouge de l'un des faisceaux diffracté va être superposée sur la gamme de longueurs d'onde bleues de l'autre faisceau diffracté et vice versa (voir l'illustration par la figure 2.9). Si l'irisation du premier faisceau est bleue (défocalisation de la partie bleue) alors celle de l'autre faisceau est rouge (défocalisation de la partie rouge) puisque les deux longueurs d'onde des deux faisceaux sont superposées et traversent la même épaisseur de la lentille. Nous constatons que plus le faisceau a une large bande spectrale plus la mise au point par la lentille est difficile pour toutes les longueurs d'onde le constituant. Dans notre cas, nous utilisons une source supercontinuum très large mais malheureusement la lentille fait une mise au point uniquement d'une centaine de nanomètre de largeur de bande spectrale dans le plan image par contre le reste du spectre est défocalisé. Ceci réduit nettement la largeur spectrale utilisée par le système car toute la partie du spectre défocalisée ne participe pas dans les interférences. En effet, vu que les deux faisceaux diffractés sont superposés

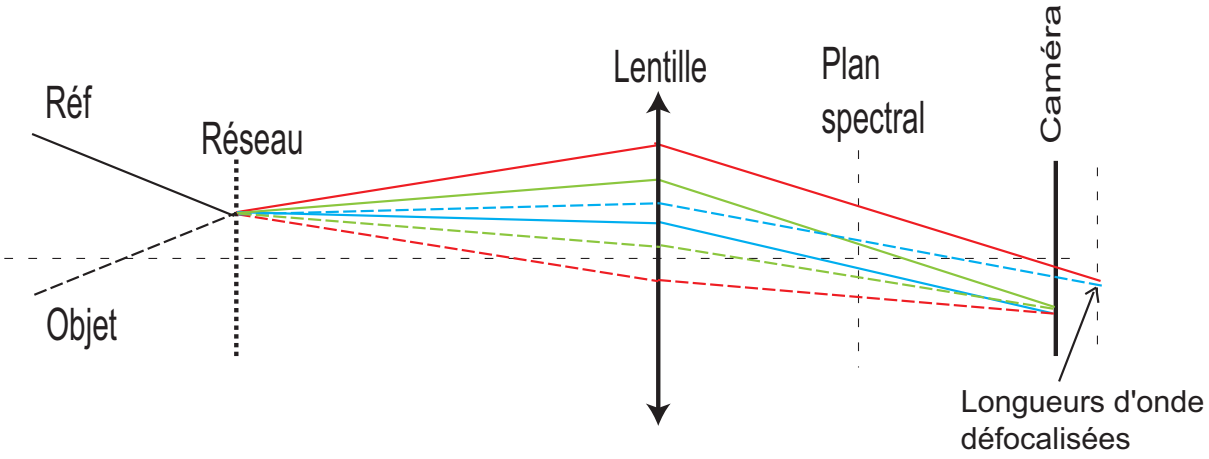


FIG. 3.5 – *Schéma montrant qu'il y a une différence de marche supplémentaire entre les longueurs d'onde focalisées du premier faisceau et les mêmes longueurs d'onde défocalisées du second faisceau à cause de l'épaisseur de la lentille, ce qui les empêchent d'interférer (nous indiquons ce qui se passe pour un seul rayon de chaque faisceau lumineux pour éviter d'encombrer la figure).*

de manière inversée sur la lentille, si par exemple la mise au point est effectuée pour la gamme du bleu du premier faisceau (donc la gamme du rouge de l'autre), sa gamme du rouge est alors défocalisée (avec la partie bleue de l'autre). On peut conclure que la partie bleue du premier faisceau qui est bien focalisée ne peut pas interférer avec la partie bleue de l'autre faisceau qui est défocalisée car elle ne parcoure pas le même chemin optique dans la lentille (voir la figure 3.5). Ceci explique clairement pourquoi c'est uniquement la gamme des longueurs d'ondes des faisceaux dont la mise au point est bonne qui participent dans le signal d'interférence ainsi que pourquoi la résolution axiale de notre système est faible par rapport à la largeur spectrale de la source du supercontinuum.

Quand l'ensemble réseau de diffraction, lentille et caméra CCD sont parallèles, l'irisation sur les bords des deux faisceaux est bien symétrique. Cette irisation, peut expliquer les pics parasites observés sur les deux bords de l'enveloppe indiqués sur la figure 3.6. C'est un effet de dispersion qui est causé par la variation de la distance focale entre les longueurs d'onde diffractées. La dispersion sur les deux bords de l'enveloppe est quasiment symétrique car l'irisation des deux faisceaux est symétrique également (avec une forme circulaire).

Considérons maintenant le cas où la lentille est légèrement inclinée vers la droite ou vers la

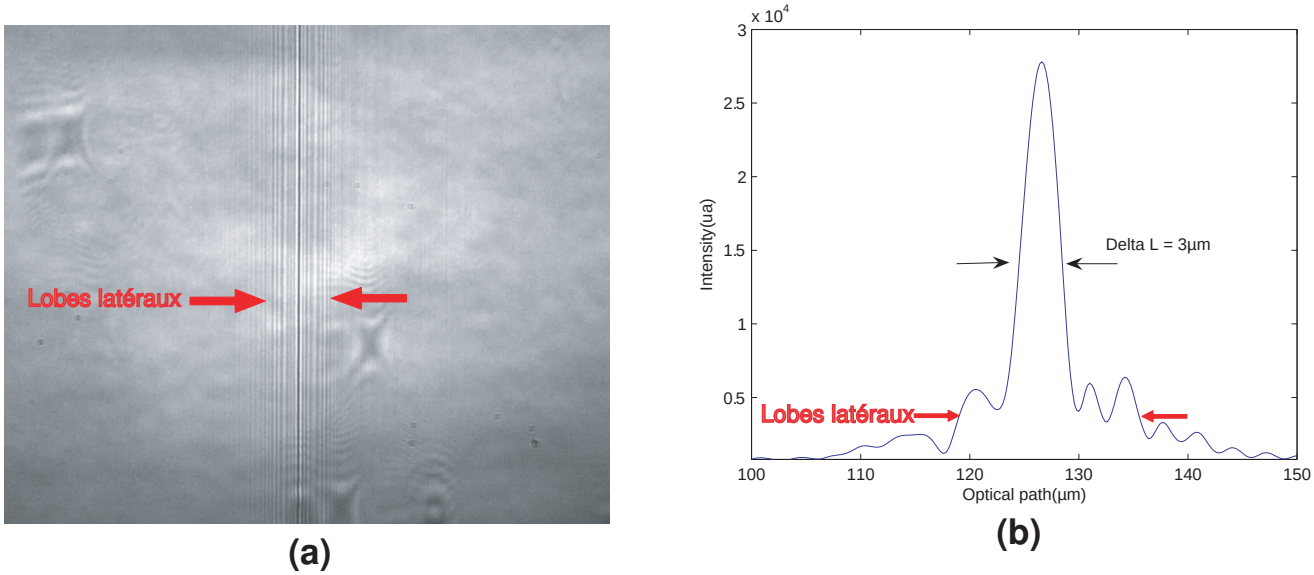


FIG. 3.6 – *Dispersion symétrique montrée sur l'image brute (a) et l'enveloppe résultante après traitement (b).*

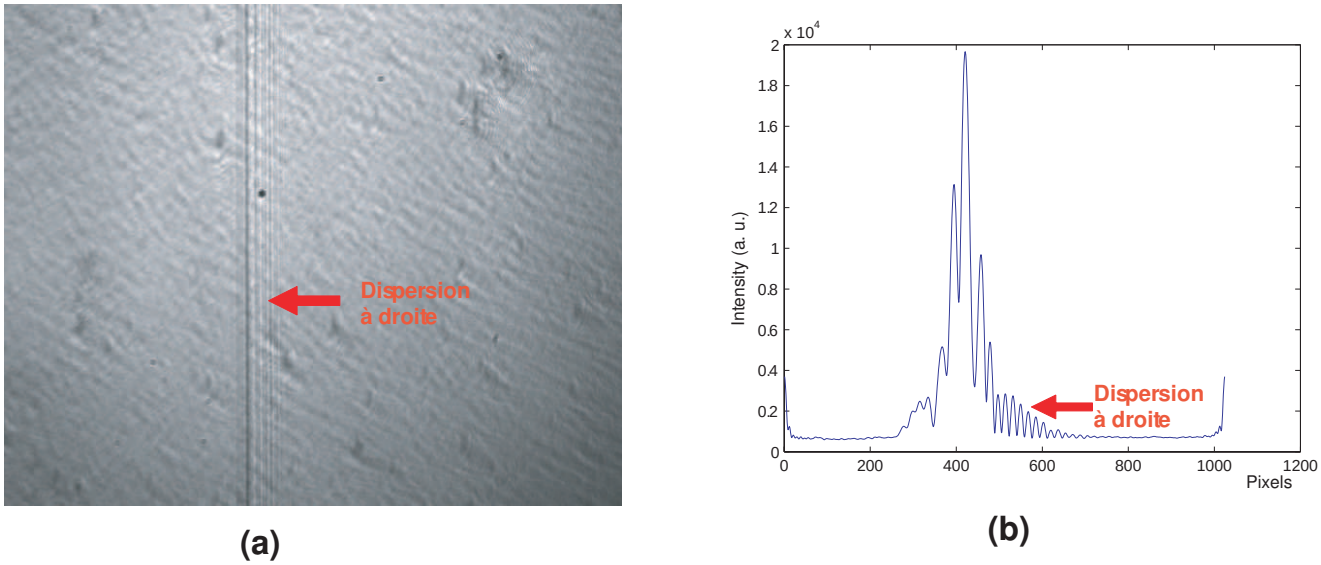


FIG. 3.7 – *Dispersion asymétrique causée par l'inclinaison de la lentille. (a) Image brute. (b) Enveloppe correspondante après traitement.*

gauche, on observe une dispersion très importante ou bien vers la droite (voir la figure 3.7) ou bien vers la gauche de l'interférogramme selon la direction d'inclinaison de la lentille. Ceci est dû au fait qu'en plus de la défocalisation due à l'épaisseur de la lentille qui est différente sur ses bord et son centre, il s'ajoute une inclinaison du plan image. La figure 3.8 montre l'effet de l'inclinaison de la lentille sur un seul faisceau diffracté. On observe que le problème de mise au point existe toujours donc l'irisation bleutée ou rouge existe toujours sauf que cette fois, l'irisation n'est plus symétrique à cause de l'inclinaison de la lentille et du plan image. Plus l'inclinaison de la lentille est forte, plus l'irisation bleutée ou rouge est assymétrique (forme elliptique). Quand les deux faisceaux diffractés traversent la lentille inclinée, l'image des deux faisceaux est irisée fortement avec une forme elliptique. Dans ces conditions la dispersion de l'enveloppe perd sa symétrie et devient plus importante à droite ou à gauche selon la direction de l'inclinaison de la lentille.

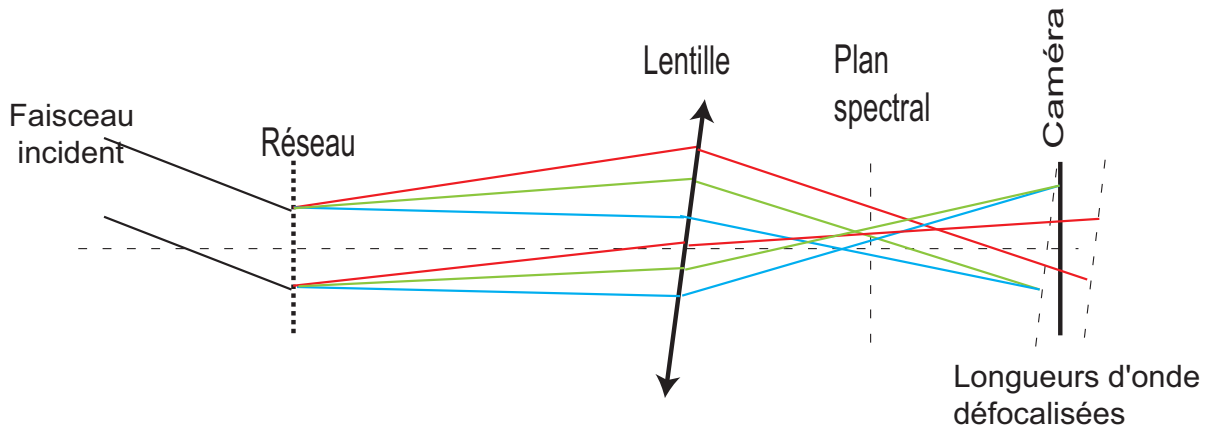


FIG. 3.8 – *Schéma montrant l'effet de l'inclinaison de la lentille sur la forme des faisceaux dans le plan image.*

Étalonnage en profondeur

Bien évidement l'enveloppe du signal d'interférence montrée plus haut est obtenue après traitement du signal d'autocorrélation brut (affiché par la CCD) par le logiciel Matlab. Après traitement, l'enveloppe du signal d'interférence est affichée en fonction des pixels. Pour transformer ces pixels en longueur sur l'axe des abscisses, on fait un étalonnage en profondeur en procédant de la manière suivante : A l'aide de la platine de translation fixée dans le bras référence, on

varie la distance entre les deux bras de l'interféromètre, ce qui déplace le signal d'autocorrélation sur l'écran de l'ordinateur. Après déplacement de la trace de corrélation à droite de l'écran on enregistre sa position en pixel puis on lit la valeur qui lui correspond en mm sur la platine de translation. On tourne ensuite la platine pour déplacer la trace de l'autre coté de l'écran, on applique la même opération *i.e.* enregistrer la position en pixel et lire la valeur en mm lui correspondant sur la platine. Comme nous connaissons la largeur de l'enveloppe en pixel, par la règle de trois et en utilisant la distance en pixels entre les positions à droite et à gauche du signal et la valeur lui correspondant en mm (en tenant compte de l'aller retour des faisceaux dans les bras de l'interféromètre de Linnik, il faut multiplier la valeur correspondante en mm par 2), on obtient ainsi la largeur de l'enveloppe en mm, en l'occurrence la résolution axiale du système, ainsi que la loi de conversion des pixels en profondeur.

3.1.2 La résolution transversale

La résolution transversale dépend de l'ouverture numérique des optiques utilisées dans le système (voire équation 1.33). L'objectif de microscope utilisé pour faire l'acquisition des images présentées dans cette thèse a une ouverture numérique de 0,1 $(4\times)$. La résolution transversale mesurée expérimentalement est de $10\mu m$ pour une longueur d'onde centrale $\lambda = 650nm$. Cette valeur obtenue expérimentalement est supérieure à la théorie ceci est dû au fait qu'on utilise pas toute l'ouverture numérique de l'objectif de microscope à cause de la petite taille du faisceau incident.

3.1.3 le rapport signal sur bruit

Comme nous l'avons déjà défini au paragraphe (1.3.5.1) du premier chapitre, le rapport signal sur bruit "SNR" est le rapport de la valeur moyenne au carré du photocourant du signal OCT $\langle I \rangle^2$ et le bruit total donné par l'équation (1.41).

Afin de mesurer le rapport signal sur bruit caractéristique à notre système, nous avons choisi de se mettre à "shot-noise limited" *i.e.* on suppose que le bruit shot noise domine tous les autres bruits existants dans le système. Ceci est valable à la limite de saturation des 256 niveaux de gris de la caméra CCD. Le bruit shot-noise suit une distribution Poissonnienne, ce qui signifie que la variance du nombre de photons détectés est égale au nombre de photons détectés (voir équation

(1.35)et (1.37)). Notons que les détecteurs CCD comme celui que nous utilisons ne sont pas concernés par le bruit à gain interne.

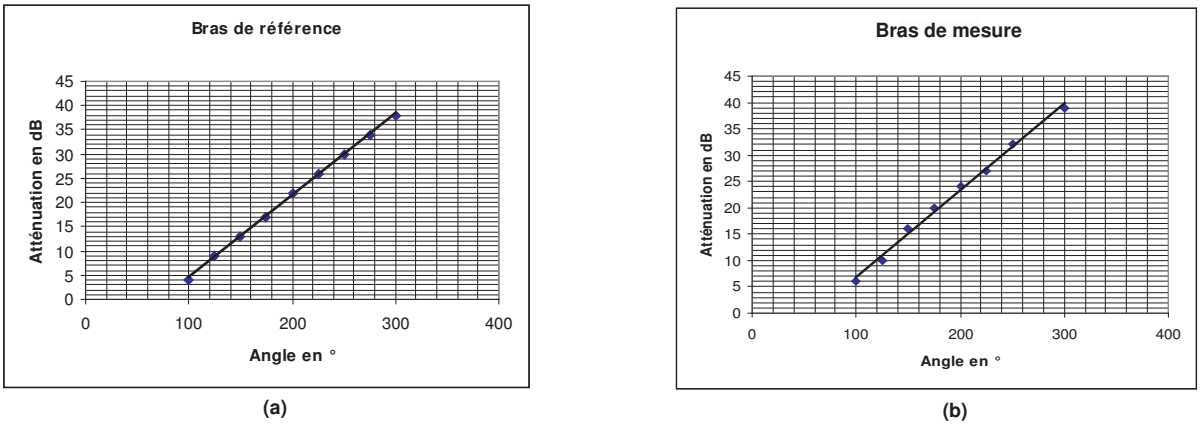


FIG. 3.9 – *Courbes d'atténuation en dB de la lame atténuatrice en fonction de son angle de rotation. (a) Lame atténuatrice du bras de référence. (b) Lame atténuatrice du bras de mesure.*

Le principe de la mesure expérimentale du SNR dans le cas de notre instrument est le suivant : On règle d'abord la puissance de la source de façon à travailler près du niveau de saturation de la caméra CCD car ceci maximise la dynamique disponible puisque le nombre de charges par pixel est presque à son maximum. Le contrôle de la puissance optique issue des deux bras de l'interféromètre se fait à l'aide de deux lames atténuatrices, chacune placée dans l'un des deux bras. En la tournant, la lame atténuatrice modifie la puissance optique arrivant sur le bras et donc la puissance réfléchie par ce dernier. Ces lames circulaires sont graduées en degrés. Chaque degré correspond à une atténuation en décibels (dB) qui représente un rapport entre la puissance qui arrive sur la lame (avant le passage par la lame) et la puissance réfléchie après l'aller retour dans la lame atténuatrice. Un étalonnage de l'atténuation en dB des deux lames en fonction de l'angle en degré de la lame circulaire est montré sur la figure 3.9.

On effectue l'acquisition d'image de la lumière réfléchie par le bras de référence (on cache ce qui revient du bras échantillon). Ensuite, on fait une acquisition du signal d'interférence (ce qui revient des deux bras). A l'aide d'un programme réalisé par le logiciel Matlab, on soustrait la première image de la deuxième pour éliminer le fond continu DC (la lumière incohérente), on obtient ainsi une image qui contient le signal sans le DC. la figure 3.10.(a) montre la somme d'une centaine de lignes de l'image sans le DC. Avec le même programme on reconstruit l'enveloppe du signal d'interférence. Ceci est réalisé par transformation de Fourier du signal. On utilise un

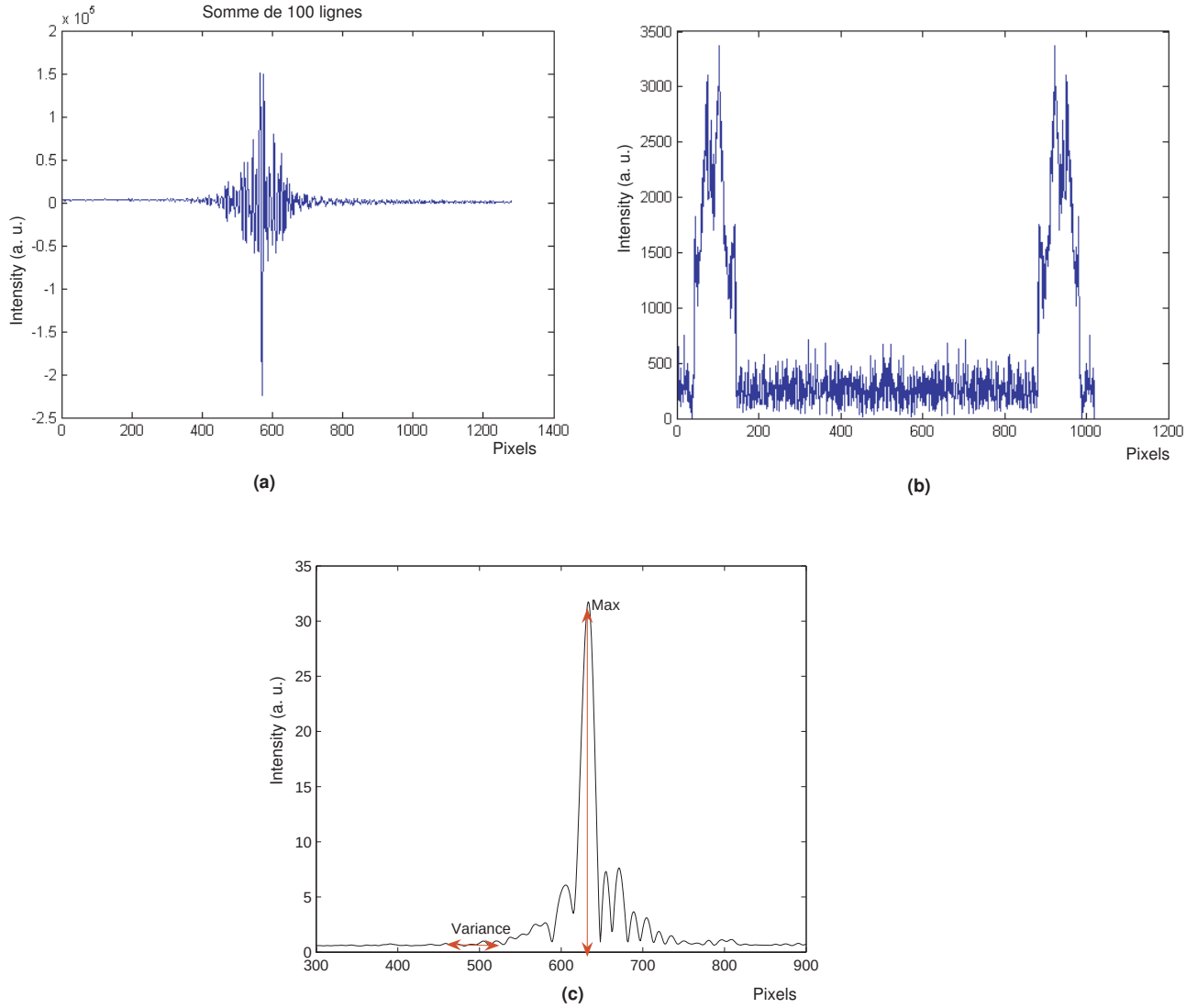


FIG. 3.10 – *(a) Signal d'interférence sans DC. (b) transformée de Fourier du signal d'interférence.(c) Module de la transformée de Fourier inverse après filtrage.*

filtre passe bande (autour de la fréquence de modulation) pour extraire du spectre obtenu par transformée de Fourier (montré sur la figure 3.10.(b)) le lobe spectral correspondant à la trace OCT. On effectue ensuite une transformée de Fourier inverse dont le module fournit l'enveloppe du signal filtré (sans porteuse) voir figure 3.10.(c). Une fois le signal filtré obtenu, on divise la valeur de l'amplitude maximale de l'enveloppe par la valeur moyenne du bruit qui est calculée à partir d'une centaine de points, ce qui nous donne la valeur expérimentale du rapport signal sur

bruit (voir figure 3.10.(c)). Il est exprimé en échelle logarithmique de la manière suivante :

$$SNR = 20 \log \frac{Max}{Variance} \tag{3.1}$$

En fait, le nombre de lignes sommées pour obtenir le signal OCT influence la valeur du rapport signal sur bruit. En effet, quand on fait une moyenne de N mesures dont le bruit fluctue d'une mesure à l'autre on améliore le rapport signal sur bruit d'un facteur $\sqrt{N}$. Dans le cas de l'exemple montré sur la figure 3.10, nous avons effectué la somme d'une centaine de lignes ce qui nous a permis d'améliorer le SNR de $20 \lg \sqrt{100} \simeq 30$dB.

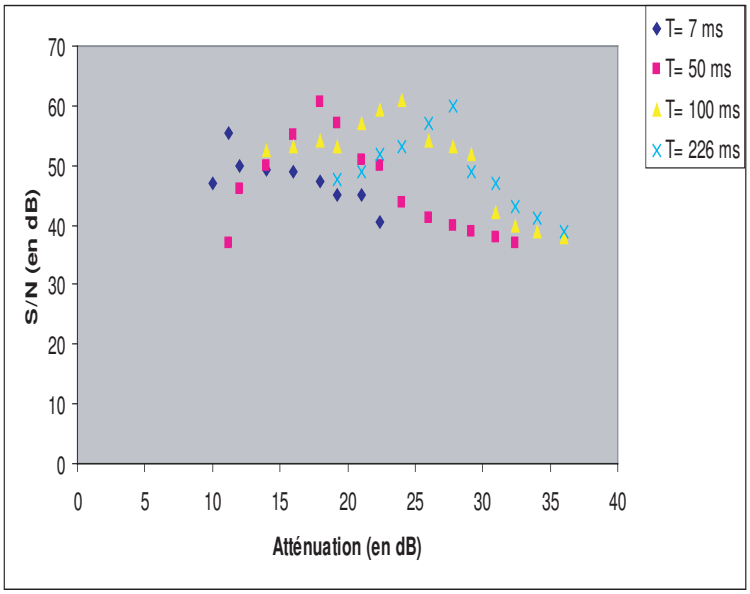


FIG. 3.11 – *Variation du SNR en fonction des différentes atténuations du bras échantillon pour quatre temps d'integrations.*

A l'aide de la lame atténuatrice située dans le bras échantillon nous avons pu varier la réflexion de ce dernier et calculer le SNR pour chacune de ces réflexions. A l'aide de l'atténuatrice placée dans le bras référence, on s'arrange pour que la puissance totale arrivant sur le détecteur utilise toute la gamme dynamique de celui ci. Le graphe de la figure 3.11 montre la variation du SNR en fonction des différentes atténuations en dB du bras échantillon pour différents temps d'intégration. Nous constatons que le SNR atteint un maximum de 60dB quelque soit le temps d'intégration. Dans les quatre cas, la valeur max du SNR est obtenue à la limite de saturation et quand 50% de puissance reçue par le détecteur vient du bras référence et 50% est issue du bras

échantillon. L'avantage de travailler à un temps d'intégration élevé est de pouvoir détecter de très faibles puissances. En effet pour le temps d'intégration de $226ms$ on peut faire de la détection même pour une atténuation de -40dB.

Nous constatons que l'augmentation du temps d'intégration n'augmente pas le SNR mais permet d'augmenter la sensibilité du système.

Sensibilité

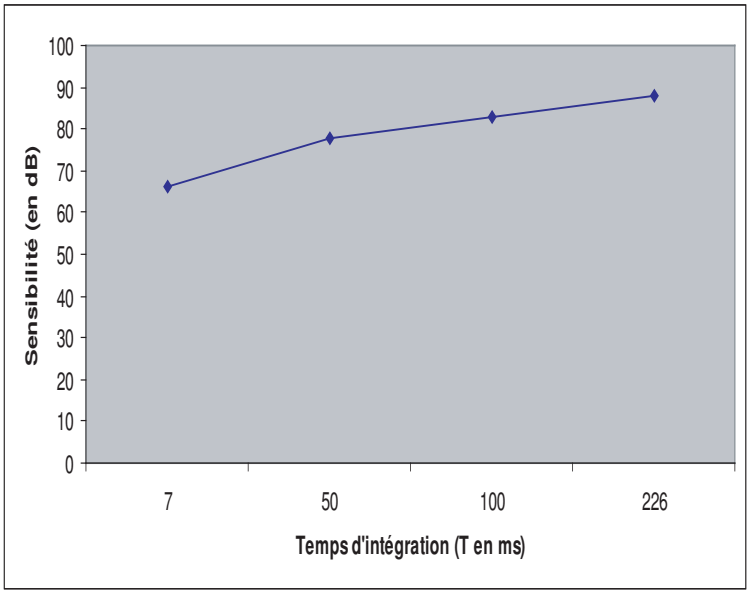


FIG. 3.12 – *Mesure de sensibilité en fonction du temps d'intégration.*

La sensibilité d'un instrument est définie comme le plus petit coefficient de réflexion capable d'être détecté. La gamme dynamique est définie comme le rapport entre le signal le plus élevé et le signal le plus petit qui peut être détecté par l'instrument. Ces quantités sont exprimées en décibels (dB). Une grande sensibilité du système est très importante pour la détection des faibles réflexions des structures. Grâce à une haute sensibilité, l'instrument est capable de distinguer des petites différences d'amplitude réfléchies entre les tissus voisins. La détection des couches profondes dans la cible est également déterminée par le degré de sensibilité du détecteur. Comme l'atténuation du signal varie en exponentielle avec la profondeur, une grande gamme dynamique du signal est également nécessaire en plus d'une haute sensibilité de détection pour obtenir des images satisfaisantes. L'atténuation est due à la fois à l'absorption, à la diffusion et à la dispersion

par rapport à la longueur d'onde centrale dans le système. On peut déterminer la sensibilité du système à partir du rapport signal sur bruit calculé précédemment en échelle logarithmique en ajoutant à ce résultat la valeur de l'atténuation en dB causée par la lame atténuatrice. Nous montrons sur la figure 3.12 une mesure de sensibilité en fonction du temps d'intégration. On constate une augmentation de la sensibilité avec l'augmentation du temps d'intégration.

3.2 Reconstruction 3D et caractérisation en OCT

Nous avons insisté sur le fait que notre instrument OCT peut donner la réponse en profondeur d'un point de l'objet en une seule acquisition sans faire de balayage axial comme en OCT conventionnelle ni de transformée de Fourier numérique a posteriori comme en FDOCT. Le temps d'acquisition - restitution d'un A-scan est uniquement limité par le temps d'intégration de la caméra utilisée.

Dans la partie qui suit nous décrivons le scan transversal dans les deux autres directions de l'échantillon et nous montrons comment on obtient des images en deux et en trois dimensions avec notre instrument OCT. Cette démonstration est effectuée sur des surfaces opaques plutôt que sur des objets en profondeur.

3.2.1 Scan transversal OCT : direction X,Y

Pour acquérir une information 2D ou une image 3D d'un échantillon, il faudrait balayer la surface de l'échantillon point par point avec le faisceau lumineux. Habituellement, le balayage est réalisé à l'aide d'un miroir galvanométrique pour un mouvement dans une des deux directions X ou Y ; Ou à l'aide de deux miroirs vibrants du même type dont l'un est animé d'un mouvement en X et l'autre en Y [34]. Dans le cas d'un système OCT temporelle, où le scan axial est indispensable, il est obligatoire de faire une série de scans rapides dans la direction Z (A-scan), suivie d'un déplacement lent dans la direction transversale, ou vice versa [16, 13]. Dans notre cas, c'est l'objet analysé que nous déplaçons en direction X et en Y par rapport au faisceau. L'objet étant perpendiculaire au faisceau incident et fixé sur un support qui est piloté par deux moteurs de translation (M-111.1DG de Physic Instrument) qui sont à leur tour dirigés par deux Mercury (C-860.10), voir figure 3.13. Le mouvement du premier moteur dans la direction X crée un déplacement uniforme de l'échantillon par rapport au faisceau sur une ligne droite. Quand la ligne

est terminée, le moteur X s'arrête et le moteur Y se déplace alors pour permettre au moteur X de créer un deuxième déplacement, sur une deuxième ligne de l'échantillon, mais cette fois dans le sens opposé. Comme nous l'avons décrit dans le deuxième chapitre, l'information sur toute la

FIG. 3.13 – *Photo du moteur contrôleur PI (M-111.1DG) branché à la mercury C-860.10.*

profondeur de l'objet (capable d'être atteinte par le système) est enregistrée instantanément par la caméra CCD sans scan axial. Donc pour chaque position transversale X sur l'échantillon, nous enregistrons le profil de réflectivité en profondeur instantanément, contrairement aux systèmes OCT temporelle qui exigent un scan dans la direction axiale Z et transversale X. En plus, dans le cas de ces systèmes, la vitesse du scan doit être rapide dans une des directions et lente dans l'autre. Du fait que nous n'ayons pas besoin d'effectuer un scan axial, le temps d'acquisition de notre dispositif dépend seulement du temps d'acquisition de la caméra CCD utilisée. En effet, la vitesse de déplacement du moteur dans la direction X n'est pas contrainte par l'acquisition A-scan, qui s'effectue instantanément, mais dépend uniquement de sa capacité de fabrication.

Nous avons conçu un programme Matlab qui nous permet de synchroniser le déplacement des moteurs avec l'acquisition. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'utiliser une caméra CCD avec un port USB. En effet, la caméra CCD que nous avons utilisée auparavant est une "XC-HR70" du fabriquant SONY pilotée par une carte Matrox Meteor-II multichannel, dont le port de branchement sur l'ordinateur n'est pas reconnu par le logiciel Matlab. Un logiciel $C++$ aurait était nécessaire pour faire la synchronisation. Nous avons alors opté pour une nouvelle caméra dont l'adaptateur est de type USB reconnu par le logitiel Matlab, tout comme les moteurs dont le port série (RS232) est déjà piloté par ce dernier.

FIG. 3.14 – *Photographie d'une pièce de 50 centimes utilisée comme échantillon. Le rectangle délimite la surface de* $10mm \times 13,4$ *sondée. Le trait horizontal localise la ligne de la pièce sondée qui est montrée sur la figure 3.15.*

3.2.2 Reconstruction 2D et 3D

Notre choix s'est fixé sur une pièce de monnaie pour effectuer nos premières expériences. Nous avons choisi une pièce de monnaie comme échantillon au lieu d'un échantillon avec des dimensions plus fines pour deux raisons : D'abord, à ce stade des expériences, notre but était de mettre en évidence la capacité de notre instrument sans scan axial à faire des images en deux dimensions et en trois dimensions, comme dans le cas de l'OCT dans les domaines temporel et fréquentiel. D'autre part, notre priorité était de mettre en place toute la partie logiciel nécessaire comme : commander les Mercury avec le logiciel Matlab, synchroniser le scan pas à pas des deux moteurs avec l'enregistrement des images par la caméra USB, et enfin créer les programmes pour

le traitement d'images et la reconstitution en 2D et 3D.

Image OCT en mode B-scan (XZ) d'une pièce de monnaie

Une pièce de monnaie de 50 centimes montrée sur la figure 3.14 est utilisée comme échantillon pour présenter une image 2D obtenue avec un scan transversal point par point dans la direction X sans faire de balayage axial.

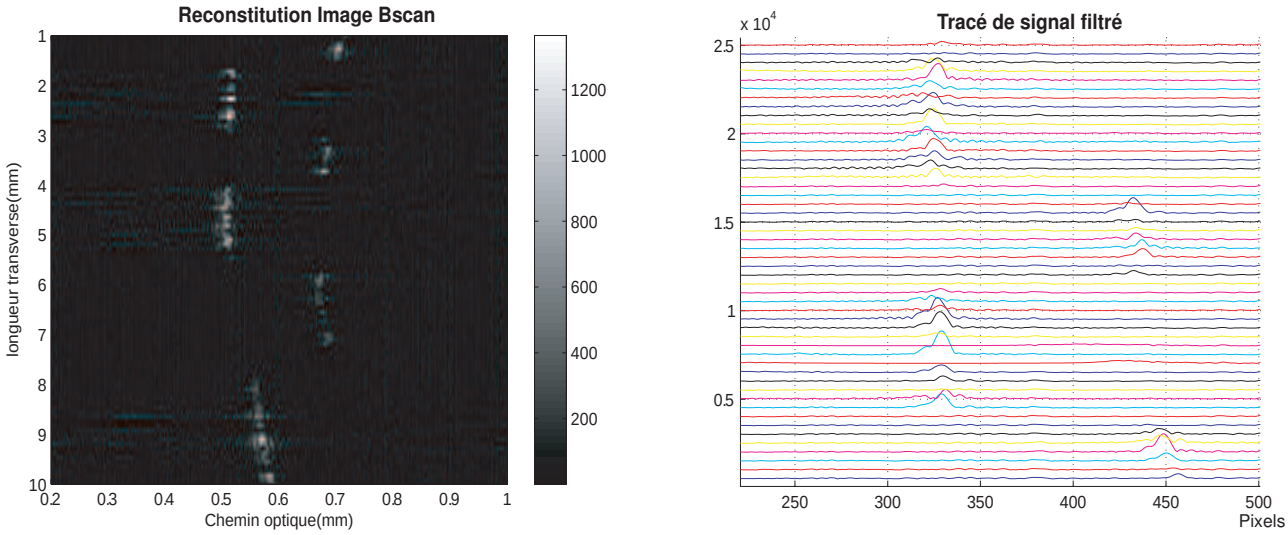


FIG. 3.15 – *Une image 2D et quelques profils de réflectivité A-scan d'une ligne de la pièce de 50 centimes indiquée par le trait horizontal montré sur la figure 3.14.(a) Affichage d'une image B-scan (XZ) obtenue en post-traitement de la ligne de la pièce de 50 centimes. Les trois tâches blanches situées à la profondeur entre* $0,65mm$ *et* $0,75mm$ *correspondent à la lumière réfléchie par la surface du motif et les trois spots localisés à la profondeur entre* $0,52mm$ *et* $0,58mm$ *coïncident avec la lumière issue de la surface de la pièce. (b) Un tracé de quelques acquisitions A-scan filtrées correspondantes à la ligne X de la pièce de 50 centimes englobées dans une matrice* (i,j).

La figure 3.15(a) montre la topographie d'une ligne d'une pièce de monnaie de 50 centimes située à l'endroit indiqué par le trait horizontal montré sur la figure 3.14. Elle est obtenue à partir des acquisitions point par point de la ligne en déplaçant le moteur pas à pas dans la direction X. Le temps nécessaire pour faire une acquisition d'un point est de l'ordre de la seconde. Nous avons choisi un pas de $100\mu m$, plus grand que la résolution transversale puisque le motif est de

dimension millimétrique. Nous avons imposé à la Mercury de déplacer le moteur à une vitesse de $1,27mm/s$. Nous avons fait un scan transversal point par point en direction X de 100 points avec un pas constant de $100\mu m$, ce qui donne une longueur transversale de l'image de $10mm$. L'information sur la profondeur explorée ainsi que sur la résolution axiale est déterminée par la méthode d'étalonnage en profondeur (décrite dans le paragraphe consacré à la résolution axiale). La profondeur maximale atteinte est de $200\mu m$ avec une résolution axiale de $7\mu m$. Ainsi, des acquisitions A-scan (des profils de réflectivité) sont établies pour tous les points sondés à des positions également espacées dans la direction X. Après avoir fait un filtrage de l'enveloppe 3.15(b) de chacune des acquisitions A-scan enregistrées, on reconstruit une image en deux dimensions B-scan (XZ) dite aussi image longitudinale, en empilant tous les profils A-scan obtenus dans une matrice (i, j) dont chaque ligne i de la matrice retrace la position d'un point X et chaque colonne j indique son profil de réflectivité (voir figure 3.15 (b)).

Les trois tâches blanches situées à la profondeur entre $0,65mm$ et $0,75mm$ correspondent à la lumière réfléchie par la surface du motif (nombre 50) indiqué sur la figure 3.14. La position en profondeur des trois taches montre que la surface du motif est courbée ce qui est bien visible à l'oeil sur la pièce. Les trois spots localisés à la profondeur entre $0,52mm$ et $0,58mm$ coïncident avec la lumière issue de la surface de la pièce. Le fait que les trois spots qui correspondent à la surface de la pièce ne sont pas situés à une même profondeur est simplement dû à l'inclinaison de la surface de la pièce par rapport à l'axe optique du bras échantillon.

Image OCT en 3D et OCT transversale (XY)

La capacité d'un système OCT à obtenir des coupes en profondeur XZ et YZ permet d'acquérir des images OCT 3D et des coupes transversales XY. En acquérant une série de B-scans (XZ) à des positions latérales Y également espacées, une image 3D peut être créée. Ainsi, une série d'images C-scans (XY) à des positions en profondeur également espacées peuvent être engendrées en post-traitement.

Reconstitution 3D : première méthode

La figure 3.16 montre une représentation en fausses couleurs du relief de la pièce de monnaie de 50 centimes. La partie de la pièce explorée est nettement visible sur la figure. Cette image a été reconstituée à partir des images longitudinales (B-scan) acquises pour chaque ligne X et

colonne Y de la pièce de 50 centimes. L'image d'une ligne de la pièce (une image B-scan) est établie à partir des acquisitions point par point en bougeant le moteur X pas à pas dans la direction X. Nous avons exploré $10mm$ de la pièce dans la direction X. Ensuite, le moteur X s'immobilise et le moteur Y se met en marche pour déplacer la pièce de monnaie dans la direction Y avec un seul pas de $100\mu m$ et puis s'arrête. Le moteur X se remet alors en marche pour scanner la deuxième ligne mais cette fois dans le sens opposé (ceci étant pris en compte dans le programme de reconstitution 3D) et ainsi de suite jusqu'à avoir sondé point par point une surface de $10mm \times 13,4mm$ de la pièce dont le profil de réfectivité en profondeur (A-san) de chaque point est assuré sans faire de scan axial. Le temps nécessaire pour réaliser cette acquisition (100×134 points) est presque de quatre heures. Ceci montre que notre système de balayage transversal est particulièrement lent et devrait être amélioré.

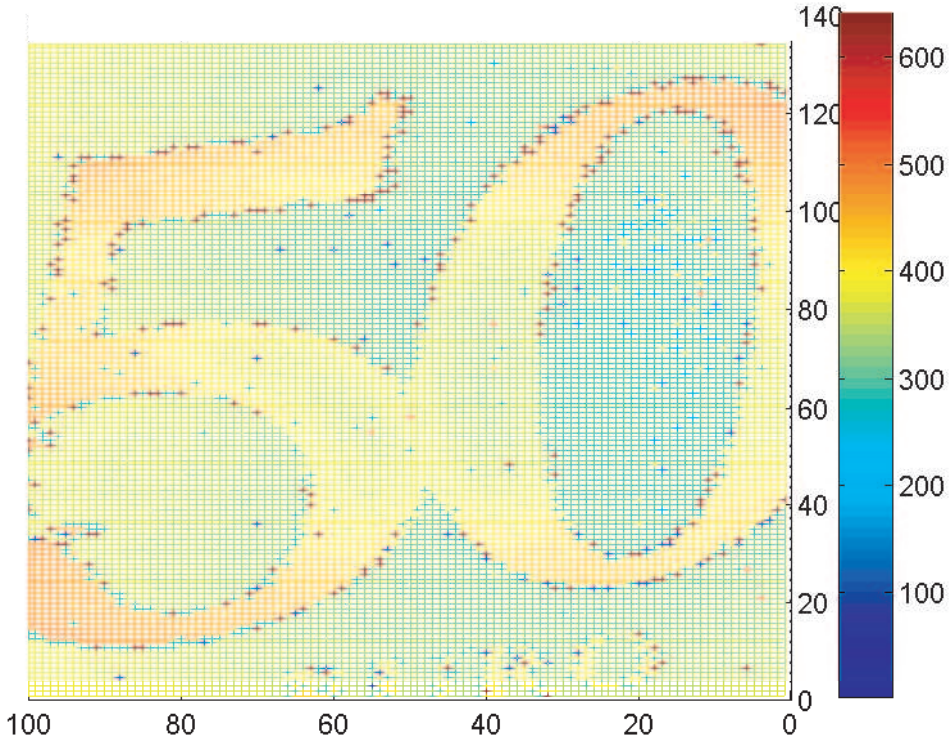


FIG. 3.16 – *Image 3D de la pièce de 50 centimes obtenue à partir des maximums d'intensité de signal (de chaque acquisition A-scan) englobés dans un volume XYZ.*

L'image de la figure 3.16 est établie à partir des images A-scan de tous les points X et Y

sondés et enregistrés. On recherche la position du maximum d'intensité du signal de chaque acquisition A-scan à partir de son enveloppe filtrée. En d'autre terme, on réduit chaque acquisition A-scan à un seul point situé à une position z dans laquelle le signal interféromètrique est à son maximum. Chaque image A-scan se restreint donc à un point positionné dans un espace volumétrique (x,y,z) donné. On construit ainsi un grand volume (XYZ) qui comporte tous les points X et Y sondés à des positions Z dans lesquelles le signal tomographique (interféromètrique) est à son maximum. Nous obtenons ainsi la topographie de la pièce de 50 centimes montrée en fausses couleurs sur la figure 3.16. Avec cette méthode, toute la partie inutile (qui ne contient pas de signal) de l'acquisition A-scan est éliminée, il n'y a que la position du signal à son maximum d'intensité qui est prise en compte. Cependant, on observe tout autour du nombre 50 des points de couleur noire. Ceci est dû au fait que le signal réfléchi par les arêtes du motif est insuffisant pour en extraire une valeur correcte de la position du maximum d'intensité enregistrée.

Cette méthode de reconstitution 3D est satisfaisante dans le cas d'une pièce de monnaie car nous n'avons qu'une seule réflexion par acquisition A-scan. Toutefois, elle n'est pas convenable dans le cas où une image A-scan (profil de réflectivité en profondeur) contient plusieurs réflexions, d'intensités variables, issues des différentes couches de l'échantillon, comme le cas général d'un échantillon biologique. La figure 3.17 montre deux représentations en perspective

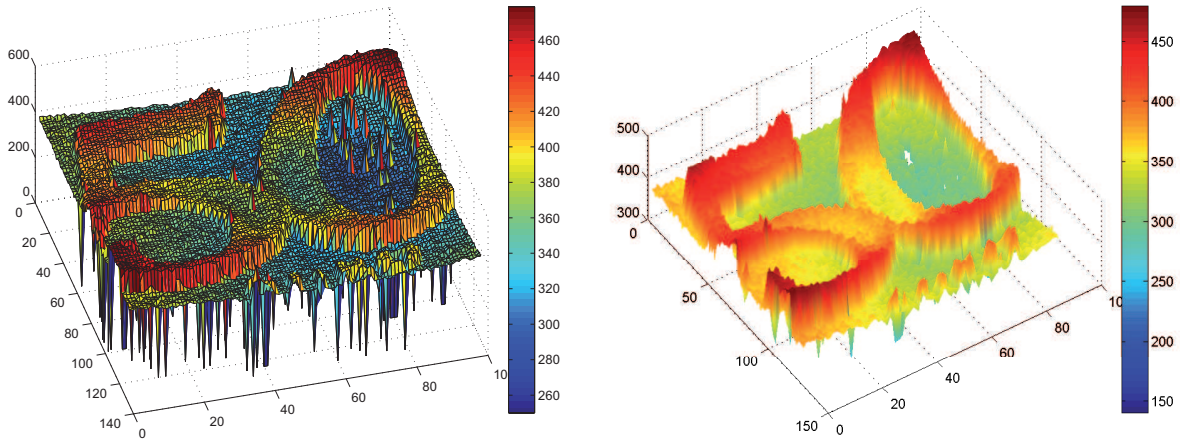


FIG. 3.17 – *Représentation en perspective du relief reconstruit pour la pièce de 50 centimes. Á gauche, avec les points aberrants. Á droite les points aberrants ont été identifiés et remplacés par la hauteur moyenne des points voisins.*

du relief reconstruit à partir de la pièce de 50 centimes. La vue de gauche montre tous les points, y compris ceux pour lesquels le niveau de signal est insuffisant. Pour la vue de droite, ces points aberrants ont été identifiés et remplacés par la hauteur moyenne des points voisins. Ceci offre une meilleure perception du profil réel. La courbure de la pièce visible à l'oeil se retrouve bien sur la figure.

Reconstitution 3D : deuxième méthode

Nous avons alors procédé autrement pour obtenir une image tomographique en 3D. Nous empilons toutes les coupes longitudinales (XZ) (images 2D) acquises à des positions latérales (c'est à dire à des positions Y) également espacées dans une matrice (k, i, j). On construit ainsi un volume 3D à partir du quel, des coupes transversales (XY), appelées aussi image *en-face*, sont accessibles pour différentes profondeurs Z comme le montre la figure 3.18. La première image *en-face*(a) correspond à la profondeur moyenne entre $470\mu m$ et $540\mu m$, il n'y a que la partie droite de la surface de la pièce qui est visible. Donc à cette profondeur, la lumière n'est réfléchie que par la partie droite. Ceci est dû au fait que la surface de la pièce n'est pas tout à fait perpendiculaire à l'axe optique du bras échantillon.

La deuxième coupe transversale (b) est prise à la profondeur entre $470\mu m$ et $590\mu m$. Elle correspond à la profondeur moyenne de la surface de la pièce. La surface de la pièce est complètement visible cette fois, même la partie gauche qui est inclinée ainsi qu'une partie du nombre 50 car cette partie est la plus courbée du reste du motif.

Les coupes entre $590\mu m$ et $630\mu m$ ne sont pas présentées ici car elles ne contiennent pas d'informations pertinentes.

La troisième image *en-face* (c) est obtenue à une profondeur entre $630\mu m$ et $750\mu m$. La surface de la pièce n'est plus visible, ainsi que la partie du motif qui était visible dans la coupe transversale (b). La différence d'intensité entre les réflexions issues de la partie haute du nombre 50 et la partie basse est due aux mêmes raisons que précédemment ; *i.e.* la pièce est inclinée par rapport à l'axe optique du bras échantillon.

Finalement, la quatrième tranche transversale (XY) (d) est située entre $560\mu m$ et $720\mu m$, elle nous montre le motif ainsi que la partie gauche de la surface. Tout le motif semble visible, exceptée la partie basse de ce dernier qui est moins visible car les réflexions issues de cette zone sont plus faibles que la partie haute du motif à cause de l'inclinaison de la pièce par rapport à

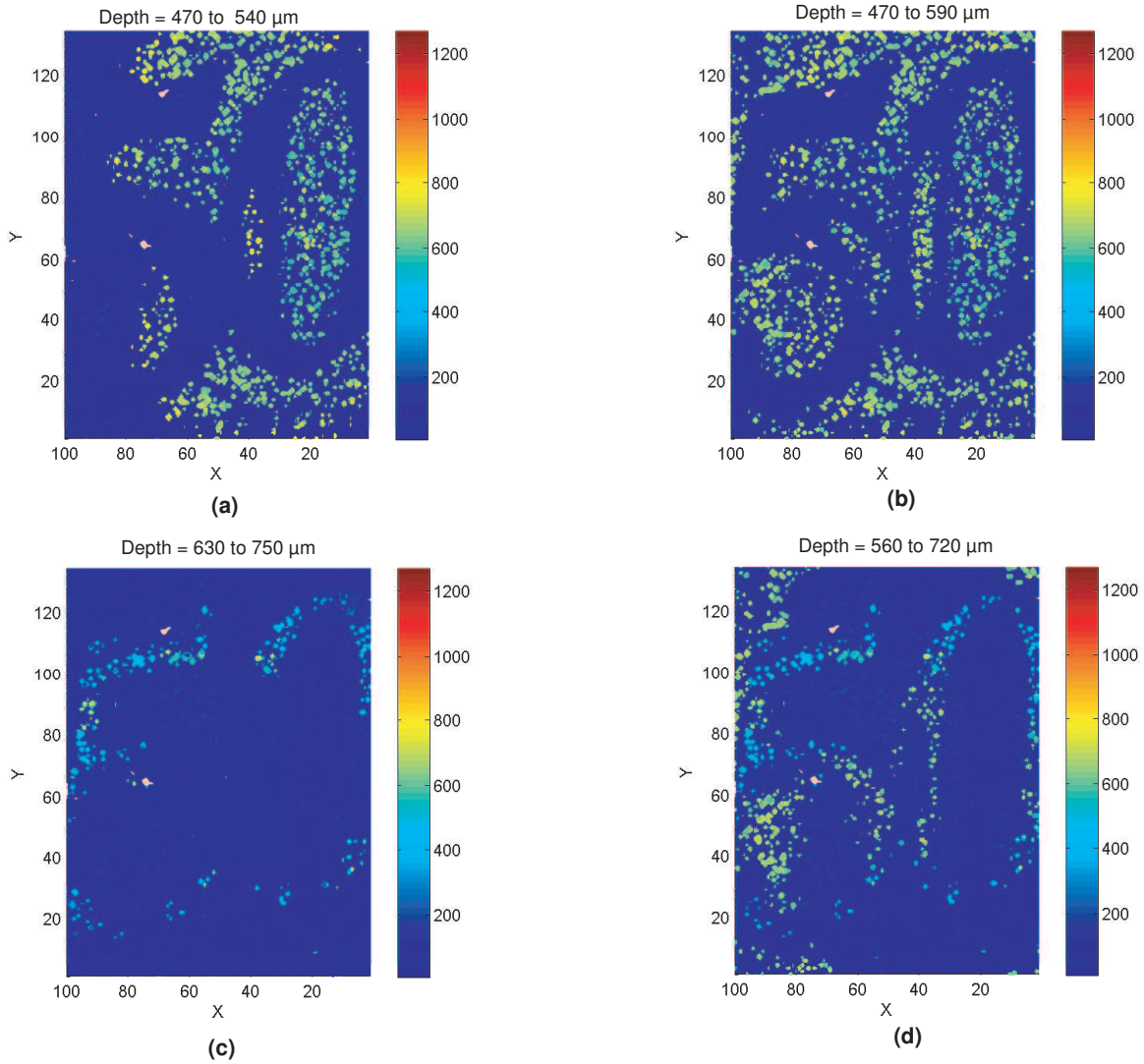


FIG. 3.18 – *Coupes transversales de la pièce de 50 centimes à plusieurs profondeurs : (a) entre* $470\mu m$ *et* $540\mu m$*, (b) entre* $470\mu m$ *et* $590\mu m$*, (c) entre* $630\mu m$ *et* $750\mu m$*, (d) entre* $560\mu m$ *et* $720\mu m$*. Chaque image recouvre une surface de* $10mm \times 13,4mm$*.*

l'axe optique du bras échantillon.

A cause de la courbure du motif et de l'inclinaison de la pièce il n'est pas aisé de sélectionner l'image transversale qui ne contient que les réflexions provenant du nombre 50 sans les réflexions issues de la surface de la pièce. Donc, un chevauchement entre les profondeurs auxquelles les images *en-face* sont obtenues est nécessaire pour avoir l'image de tout le nombre 50.

3.3 Résultats en spectro-tomographie optique de cohérence

Nous décrivons quelques résultats de simulation en spectro-tomographie obtenus en introduisant dans le calcul de corrélation une fonction de démultiplexage $F(y, \nu)$, où y est la coordonnée verticale d'une ligne image. Ensuite nous présentons les résultats expérimentaux qui eux nécessitent l'introduction d'un prisme et d'une lentille cylindrique dans le montage.

3.3.1 Compromis entre résolution spatiale et résolution spectrale

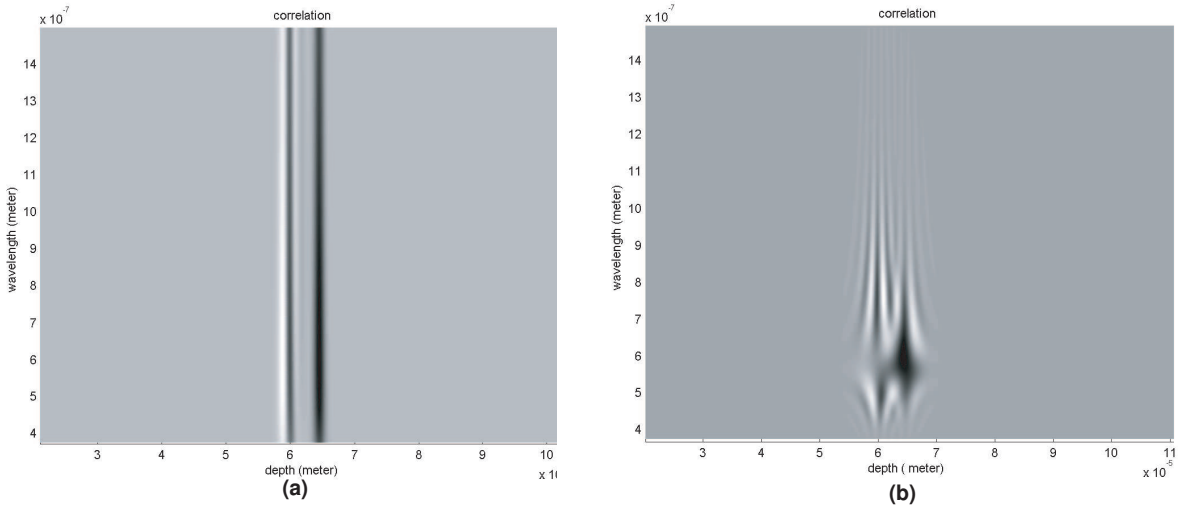


FIG. 3.19 – *(a) Simulation du signal de corrélation avec une bonne résolution temporelle et une mauvaise résolution spectrale. (b)Simulation du signal de corrélation avec une bonne résolution spectrale et une faible résolution temporelle*.

Le signal de spectro-corrélation est obtenu par démultiplexage en longueur d'onde de la trace OCT obtenu avec tout le spectre. Ainsi, chaque trace résolue en longueur d'onde correspond à

une bande étroite du spectre initial à laquelle s'appliquent toutes les considérations exposées au premier chapitre entre largeur spectrale et résolution axiale. La décomposition spectrale de la trace OCT revient à extraire une bande spectrale étroite du spectre de la source. La longueur de cohérence associée à cette bande spectrale réduite est nécessairement plus large que celle du spectre complet. La résolution en profondeur est donc progressivement réduite au fur et à mesure que la résolution spectrale augmente, c'est à dire que la largeur spectrale équivalente diminue. Ce compromis est régi par le principe d'incertitude de Fourier-Heisenberg qui s'exprime par :

$$\delta\nu\delta t = 1 \tag{3.2}$$

ou encore dans notre cas :

$$\delta z = \frac{\lambda^2}{\delta\lambda} \tag{3.3}$$

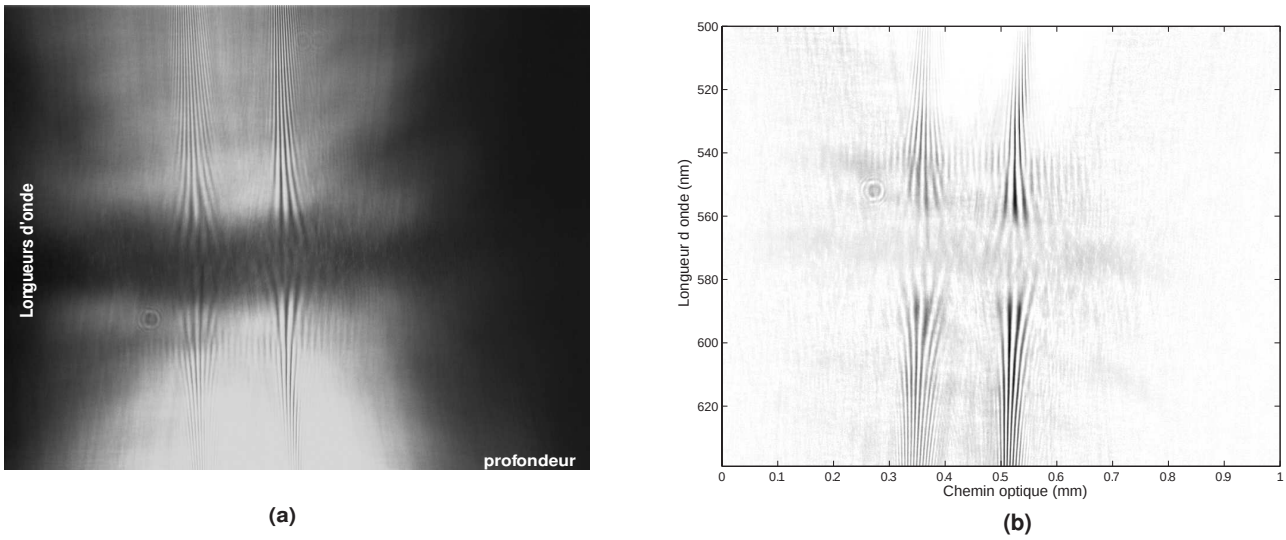


FIG. 3.20 – *Spectro-corrélation d'une lame de verre. (a) Image brute. (b) Image traitée avec le logiciel Image J.*

D'après cette relation, une bonne résolution en longueur d'onde induit une perte de résolution en profondeur et vice versa. En effet, la multiplication du signal de corrélation (décrit par l'équation (2.12) avec la fonction de la réponse spectroscopique $F(y, \nu)$ explique l'influence de ces facteurs de résolution sur le signal, bien que leur proportion reste constante. La figure 3.19 montre clairement cet effet : la figure 3.19.(a) montre une simulation d'une corrélation de deux interfaces sans démultiplexage en longueur d'onde. Les deux corrélations sont facilement résolues, elles sont séparées d'environ $40\mu m$. En revanche, aucune information spectrale ne peut

être décelée. La figure 3.19.(b) montre le même signal après introduction d'une fonction de démultiplexage en longueur d'onde $F(y, \nu)$ dans le calcul. Les deux corrélations se chevauchent visiblement. Les deux corrélations s'élargissent à cause de la décomposition spectrale du signal. Ainsi, la résolution axiale décroît ce qui conduit à la difficulté de résoudre en profondeur les deux corrélations. En fait, ce phénomène est déjà connu en OCT spectroscopique [108] et nous sommes confrontés au même problème avec notre système SOCT. Une bonne résolution spectrale entraîne une mauvaise résolution en profondeur. Nous avons montré précédemment que nous avons atteint une résolution axiale de $3\mu m$ avec notre système de tomographie optique de cohérence (OCT). Cependant avec le système de démultiplexage en longueur d'onde (SOCT), la trace de corrélation s'élargit jusqu'à une centaine de micromètre et donc réduit la résolution axiale au profit de la résolution spectrale dans la direction verticale de la caméra CCD qui atteint $1nm$. La figure 3.20 illustre ce résultat. Elle nous montre clairement l'élargissement du signal de corrélation obtenu avec notre instrument SOCT dans le cas d'une lame de verre. On observe deux corrélations avec une résolution axiale autour de $100\mu m$ tandis que la résolution spectrale est de $1nm$. la figure 3.20.(a) montre l'image brute affichée sur la caméra CCD et la figure 3.20.(b) montre la même image traitée avec le logiciel imageJ.

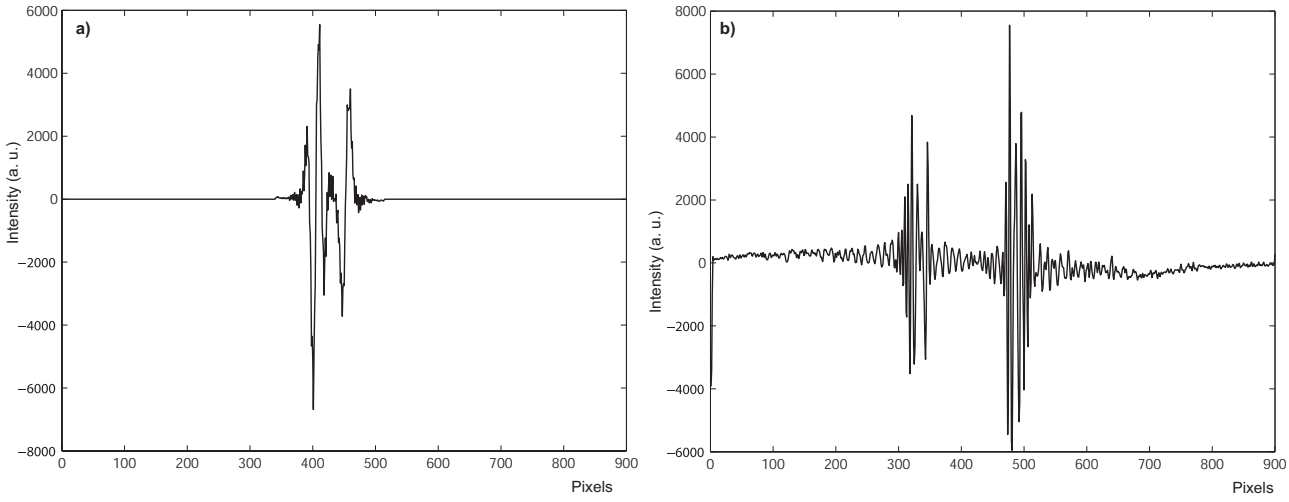


FIG. 3.21 – *Traces de corrélation obtenues par addition des lignes des spectro-tomogrammes des figures 3.19(b) en a) et 3.20(b) en b).*

Cependant, ce compromis entre résolutions axiale et spectrale est aisément contourné dans notre dispositif. Il suffit en effet d'effectuer la somme de toutes les lignes de l'image CCD pour

recomposer le spectre complet de la source utilisée et ainsi retrouver la résolution spatiale correspondante. On observe sur les traces ainsi reconstruites de la figure 3.21 qu'on récupère bien la résolution spatiale originale.

3.3.2 Profil spectroscopique de la dimension axiale d'un sandwich de lames de verre/éosine

L'intérêt du système de spectro-tomographie optique de cohérence (SOCT) est de générer une décomposition spectrale du signal obtenu en mode A-scan ce qui nous permet d'analyser spectralement le signal réfléchi par l'échantillon étudié. La figure 3.22 montre les résultats obtenus par le système SOCT avec un échantillon que nous avons préparé au laboratoire. L'échantillon en question est constitué de deux lames couvre objet dont l'épaisseur de chacune (donnée par le fabricant) est d'environ $150\mu m$ entre lesquelles nous avons piégé une solution d'éosine à 2%. La figure 3.22.(a) montre le signal tomographique (profil de réflectivité des deux lames couvre objet) obtenu par notre système OCT. On observe quatre signaux d'interférence indiquant la position des quatre interfaces (air-verre, verre-éosine, éosine-verre, verre-air) des deux lames de verre. Grâce à ce profil de réflectivité on peut facilement mesurer l'épaisseur des deux lames en mesurant le chemin optique parcouru par les réflexions des quatres interfaces. En effet, les distances géométriques *d* entre les interfaces d'un objet sont liées aux chemins optiques z en tenant compte de l'aller retour dans l'objet par $z_j = \frac{1}{2}\Sigma_{i=1}^{j} 2n_i(d_i - d_{i-1})$ où n_i représente l'indice de réfraction du i^{me} milieu.

Dans notre cas, l'épaisseur de la lame couvre objet peut être calculée de la manière suivante :

$$d = \frac{2z}{n} \tag{3.4}$$

où $n = 1,5$ est l'indice de réfraction du verre. Ainsi l'épaisseur de la lame couvre objet obtenue expérimentalement à partir du chemin optique parcouru par la lumière dans la lame est de $160\mu m$. Ce léger écart par rapport à son épaisseur théorique peut avoir plusieurs sources. Ou bien, l'épaisseur des lames théorique n'est donnée par les fabricants que de façon approximative avec une erreur qui peut atteindre $0,01mm$. D'autre part, il se pourrait que la lame soit inclinée dans l'interféromètre pendant la mesure, donc l'épaisseur mesurée aurait été différente à cause du cosinus de l'angle. Enfin, il peut y avoir éventuellement une erreur d'étalonnage en fonction de la précision des platines de translation qui est d'environ $3\mu m$.

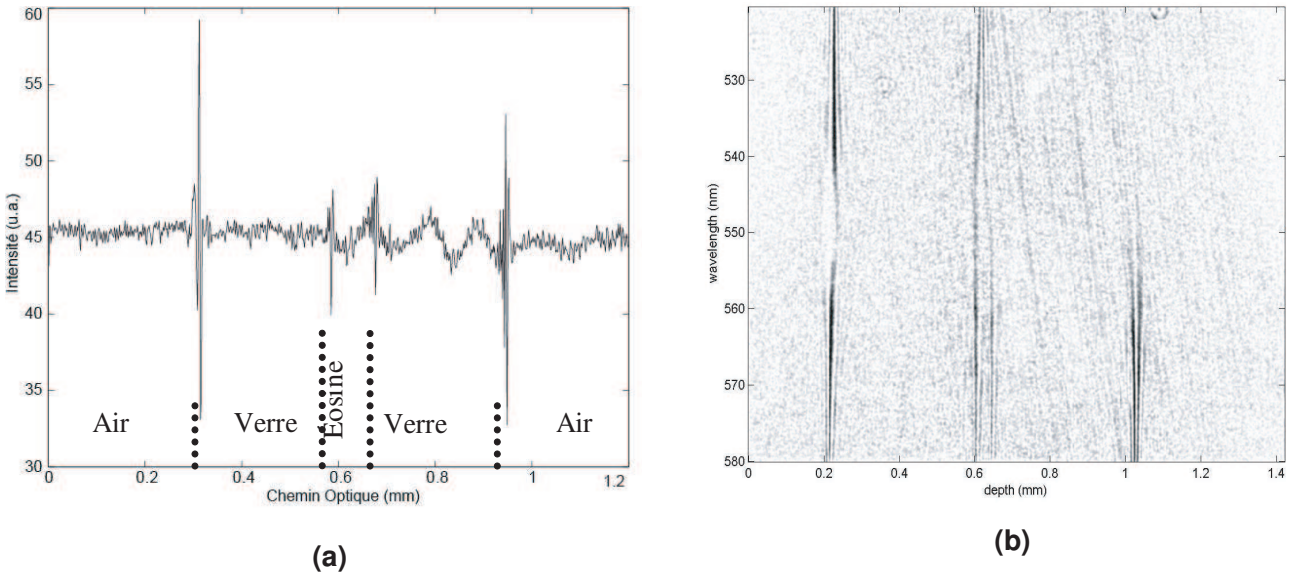


FIG. 3.22 – *Signal OCT obtenu avec solution éosine comprise entre deux lames couvre objet. (a) Profil tomographique en mode A-scan sans scan axial. (b) signal spectro-tomographique en mode SOCT. L'absorption de l'éosine est responsable de la disparition des interfaces 3 et 4 pour la partie haute du spectre [109].*

En insérant le prisme et la lentille cylindrique entre la lentille sphérique et le détecteur, nous transformons notre système de tomographie optique de cohérence en un système qui fournit à la fois des informations tomographique et spectroscopique. La figure 3.22.(b) montre le spectro-tomogramme issu de l'échantillon. L'axe vertical de la figure 3.22.(b) correspond à l'axe spectral. On observe clairement sur ce dernier l'effet de l'absorption de la solution d'éosine d'une certaine gamme de longueur d'ondes. En effet la décomposition en longueur d'onde du signal sur l'axe vertical de la caméra CCD nous permet de savoir quelles sont les longueurs d'ondes comprises dans le signal d'interférence et celles absorbées par l'échantillon. Nous constatons ainsi que tout le spectre de la source reste présent dans le signal issu des deux interfaces de la première lame (avant que le faisceau n'aît traversé la solution d'éosine). Pour les interfaces de la seconde lame ; c'est à dire au-delà de la couche d'éosine, on observe que seule une partie du spectre fournit un écho OCT. Cette gamme spectrale visible est évidement située en dehors de la bande d'absorption de la couche d'éosine. La bande spectrale manquante (montrée par la figure) est simplement absorbée par la solution d'éosine. Le spectro-tomogramme nous renseigne ainsi sur le compor-

tement spectroscopique de l'échantillon, ce qui peut être un indice très utile pour identifier la composition d'un milieu [109]. (Le profil spectral obtenu et la bande d'absorption observée sont compatibles avec ceux de l'éosine trouvés dans la literature [110]). De même que précédemment,

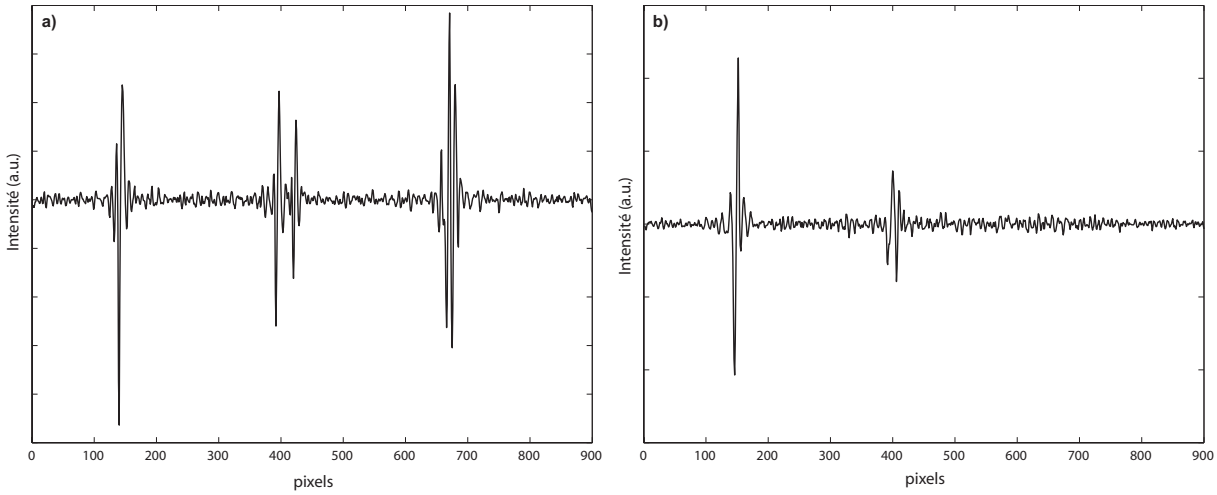


FIG. 3.23 – *Restitution des traces "A-scan" par addition des lignes du spectro-tomogramme de la figure 3.22.(b). a) somme de toutes les lignes ; b) somme des seules lignes de la partie supérieure (jusqu'à 550nm).*

on retrouve la trace A-scan en additionnant les lignes du spectro-tomogramme comme représenté sur la figure 3.23. On retrouve bien la présence de deux ou quatre interfaces selon la bande de longueurs d'onde prise en compte dans cette addition.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les aspects expérimentaux des dispositifs OCT et SOCT décrits au deuxième chapitre. Les premiers résultats consistent à montrer les performances de l'instrument que nous proposons comme la résolution axiale et la résolution transversale ainsi que la sensibilité du système. Ce chapitre a permis également de démontrer que notre instrument offre des images A-scan en temps réel avec la capacité de créer des images B-scan (XZ), C-scan (XY) et 3D (XYZ) en post-traitement. En joignant au même instrument un système de démultiplexage du signal de corrélation, nous avons montré que deux informations spatiale et spectrale sont affichées en temps réel sur un détecteur plan.

Conclusion générale

Au cours de cette thèse nous avons abordé des aspects théoriques et expérimentaux concernant la technique de tomographie optique de cohérence. En utilisant les propriétés cohérentes de la lumière, l'imagerie des tissus biologiques par cette technique a connu un succès fulgurant.

La partie théorique de cette thèse nous a permis de mieux maîtriser le principe de fonctionnement du dispositif que nous proposons et surtout de se rendre compte de la grande analogie avec les autres méthodes interférométriques à faible longueur de cohérence. La source d'information est toujours la même, seule change la méthode d'acquisition de cette information. Cependant, il reste à déterminer quelle méthode est la plus prometteuse et la plus efficace en terme de performances et de simplicité, en fonction de l'application visée et des contraintes inhérentes.

Nous avons évoqué tout au long de cette thèse les différences entre les principaux systèmes interférométriques à faible cohérence. L'OCT temporelle est basée sur la modulation de la longueur du bras référence, la FDOCT (OCT dans le domaine fréquentiel) repose sur le traitement numérique (transformation de Fourier du spectre) et le système que nous proposons s'appuie sur une mesure directe. Il a été montré que la FDOCT est plus performante que l'OCT temporelle en terme de sensibilité et de vitesse d'acquisition. Le système OCT que nous avons développé est plus prometteur en terme de vitesse d'acquisition puisque le signal de corrélation est enregistré directement sans balayage en profondeur ni traitement numérique. Notons que dans les trois méthodes, la résolution axiale dépend uniquement de la longueur de cohérence de la source utilisée. Nous avons choisi d'employer une nouvelle génération de sources laser qui est le supercontinuum. Cette source possède à la fois des caractéristiques de brillance et de plage spectrale très large et un coût moindre par rapport aux sources laser femto-seconde.

Des images 3D sont possibles avec les deux techniques existantes. Notre système fournit de son côté des images en 2D et 3D en joignant un système de balayage transversal point par point de l'objet étudié.

En principe notre dispositif est conçu particulièrement pour la technique de spectro-tomographie optique de cohérence. En associant au corrélateur à ligne à retard fixe un démultiplexage en longueur d'onde du signal de corrélation, deux informations sont accessibles directement sur un détecteur plan : les réponses spectrale et spatiale de l'objet analysé.

Perspectives

Nous avons présenté dans ce travail un système de tomographie optique de cohérence capable d'enregistrer l'information en profondeur (A-san) de l'objet en une seule acquisition sans balayage en profondeur ni traitement numérique. D'autre part nous avons présenté des résultats démontrant la possibilité de produire des images B-scan (XZ), C-scan (XY) et 3D (XYZ), en post-traitement, en introduisant dans notre dispositif OCT un système de balayage transversal. Cependant, Nous ne sommes pas prononcés sur la vitesse d'acquisition atteinte par le système, bien qu'elle soit conceptuellement prometteuse, grâce à l'absence du balayage axial. La raison de cela est dû au fait que le système de balayage transverse (moteurs PI) que nous avons utilisé est particulièrement lent. Il est donc envisageable dans l'avenir de remplacer les deux moteurs PI par deux miroirs vibrants (miroirs galvanométriques) animés d'un mouvement dans la direction X pour l'un et en Y pour l'autre. En effet, grâce à ces miroirs, la vitesse estimée pour l'acquisition d'un point est de l'ordre de la μs. Il reste par la suite à valider ce dispositif sur des tissus biologiques, à réaliser un algorithme qui permette l'obtention de l'information volumique de la réponse spectrale du milieu et enfin à miniaturiser le dispositif pour qu'il devienne portatif et facile à utiliser.

Nous avons également montré dans ce travail que les sources supercontinuum sont très avantageuses en OCT d'abord en terme de largeur spectrale très élevée, ensuite, leur coût réduit par rapport aux lasers femto-seconde. Toutefois, nous avons présenté des résultats démontrant que la répartition non uniforme de l'énergie dans le spectre de la source réduit considérablement la résolution axiale de notre système. Il faut donc s'intéresser à cet aspect et améliorer la qualité des spectres générés par ces sources pour améliorer davantage la résolution axiale bien qu'elle soit déjà intéressante.

Au cours de la rédaction de cette thèse il y a eu d'autres aspects qui ont évolué comme l'architecture du dispositif. Cette architecture a permis d'utiliser un seul cube séparateur en configuration Mach-Zehnder seule sans la partie Michelson. Cette configuration s'affranchit de la

présence d'éléments polarisants dans le système. La raison de cette modification est due d'une part à la fuite des deux composantes polarisées dans les deux directions du second diviseur de faisceaux dans l'ancienne architecture et d'autre part à l'atténuation de l'intensité du signal causée également par ce dernier. Ce nouveau système a permis un gain important en sensibilité. Un autre aspect qui a été démontré c'est la capacité de notre dispositif de compenser la dispersion de l'échantillon.

Bibliographie

[1] D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C.A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography", Science **254**, 1178-1180 (1991).

[2] A. F. Fercher, "Optical coherence tomography", J. Biomed. Opt. **1**, 157-173 (1996).

[3] Handbook of Optical coherence tomography, edited by B. E. Bouma and G. J. Tearney, Marcel Dekker, Inc. New York, Basel (2002).

[4] C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher, "Optical Measurement of the axial eye length by laser Doppler Interferometry", Invest. Ophthalmo. and Vis. Sci. **32**, 21-31 (1991).

[5] B. R. Masters, "Early development of optical low-coherence reflectometry and some recent biomedical application", J. Biomed. Opt. **4**, 236-247 (1999).

[6] C. K. Hitzenberger, "Measurement of corneal thickness by low coherence interferometry", Appl. Opt. **31**, 6637-6642 (1992).

[7] A. F. Fercher, K. Mengedoht, and W. Werner, "Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light", Opt. Lett. **13**, 186-188 (1988).

[8] A. Gh. Podoleanu, J. Rogers, and D.A. Jackson, "Three dimensional OCT images from retina and skin", Opt.Express **7**, 292-298 (2000).

[9] J. A. Rogers, A. Gh. Podoleanu, G. M. Dobre, D.A. Jackson, and F. W. Fitzke, "Topography and volume measurements of the optic nerve using *en face* optical coherence tomography", Opt. Express **9**, 533-545 (2001).

[10] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", Willey Interscience, New York, (1991).

[11] M.Born and E. Wolf, "Principles of Optique", Cambridge University Press, (1999).

[12] J. M. Schmitt, "Optical Coherence Tomography (OCT)", A review. IEEE J. Sel. Top, Quant. Electron., 5(4), 1205-1215 (1999).

[13] Radu Cucu, "Polarisation of light in Faraday sensing and Optical Coherence Tomography", PhD thesis, University of Kent at Canterbury, 2003.

[14] A. Bradu, "Méthode optique d'exploration des tissus biologiques. Spectrométrie des tissus cérébraux au moyen des sondes miniatures à fibre optique et imagerie par tomographie optique de cohérence", PhD thesis, University of 'Joseph Fourier'-Grenoble, 2004.

[15] K. Grieve, "Tomographie par cohérence optique plein champ pour l'ophtalmologie" PhD thesis, Université Paris 6, 2005.

[16] John Rogers, "Advances in Optical Coherence Tomography for imaging and flow measurement", PhD thesis, University of Kent at Canterbury, 2001.

[17] A. G. Van Engen, S. A. Diddams and T. S. Clement, "Dispersion measurements of water with white-light interferometry", Appl. Opt. **37**, 5679-5686 (1998).

[18] C. K. Hitzenberger, A. Baumgartner, W. Drexler, A. F. Fercher, "Dispersion effects in partial coherence interferometry : Implications for intraocular ranging", J. Biomed. Opt. **4**, 144-151 (1999).

[19] W. Drexler, U. Morgner, R. K. Ghanta, F. X. Kärtner, J. S. Schuman, and J. G. Fujimoto, "Ultrahigh-resolution ophtalmic optical coherence tomography", Nature Medicine **7**, 502-507 (2001).

[20] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography", Opt. Lett. **24**, 1221-1223 (1999).

[21] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, M. Striker, R. Zawadzki, B. Karamata, T. Lasser, "Numerical dispersion compensation for partial coherence interferometry and optical coherence tomography", Opt. Express **9**, 610-615 (2001).

[22] http ://prn1.univ-lemans.fr/prn1/siteheberge/optique/$M1G2_M$Lelek/co/$Contenu_2$0.html

[23] M. R. Hee, J. A. Izatt, J. M. Jacobson, J. G. Fujimoto and E. A Swanson, " Femtosecond transillumination optical coherence tomography", Opt. Lett. **18**, 950-952 (1993).

[24] W. F. Cheong, S. A. Prahl, A. J. Welch, "A review of the optical properties of biological tissues", IEEE J. Quantum Electronics **26**, 2166-2185 (1990).

[25] A. Gh. Podoleanu, R. Cucu, and D. A. Jackson, "Signal to noise ratio in an oct/confocal system and penetration depth in OCT", Proc. SPIE, **4251**, 11-19 (2001).

[26] P.A. Besse, "Bruit et limite de detection", Technical report, IMS-DMT-EPFL, (2002).

[27] A.Gh. Podoleanu, "Unbalanced versus balanced operation in an Optical Coherence Tomography system", Appl. Opt. **39** 173-182 (2000).

[28] K. Takada, A. Himeno, and K. Yukimatsu, "Phase-noise and shot-noise limited operations of low coherence optical time domain reflectometry", Apll. Phys. Lett. **59**, 2483-2485 (1991).

[29] M.H. Frosz, M. Juhl, and M.H. Lang. "Optical Coherence Tomography : System design and noise analysis", Technical report, Riso National Laboratory, Roskilde, Danemark, (2001).

[30] W.V. Sorin and D.M. Baney. A, "simple intensity noise reduction technique for optical lowcoherence reflectometry", IEEE Photon.Technol.Lett. **4**, 1404-1406 (1992).

[31] S.Bourquin, " Low-coherence interferometry based on customized detector arrays" PhD thesis EPFL, 2000.

[32] J. A. Rogers, A. Podoleanu, G. Dobre, D. A. Jackson, F. W. Fitzke, "Topography and volume measurements of the optic nerve using en-face optical coherence tomography", Opt. Express **9**, 533-545 (2001).

[33] J. A. Izat, M. R. Hee, G. M. Owen, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence microscopy in scatring media", Opt. Lett. **19**, 590-593 (1994).

[34] A. G. Podoleanu, G. M. Dobre, and D. A. Jackson, "*en face* coherence imaging using galvanometer scanner modulation", Opt. Lett. **23**, 147-149 (1998).

[35] C. K. Hitzenberger, P. Trost, P. Lo, and Q. Zhou, "Three-dimensional imaging of the human retina by high speed optical coherence tomography" Opt. Express **11**, 2753-2761 (2003).

[36] A. G. Podoleanu, J. A. Rogers, and D. A. Jackson, "OCT *en face* images from the retina with adjustable depth resolution in real time", IEEE J. Select. Top. Quant. Elec. **5** (1999).

[37] A. G. Podoleanu, R. G. Cucu, R. B. Rosen, G. M. Dobre, J. A. Rogers, and D. A. Jackson, "Quasi-simultaneous OCT *en face* imaging with two different depth resolutions", J. Phys. D : Appl. Phys. **36**, 1696-1702 (2003).

[38] E. Beaurpaire, A. C. Boccara, M. Lebec, L. Blanchot, H. Saint-Jalmes, "Full-field optical coherence microscopy", Opt. Lett. **23**, 244-246 (1998).

[39] S. Bourquin, P. Seitz, R. P. Salathé, "Optical coherence topography based on a two dimensional smart detector array", Opt. Lett. **25**, 102-104 (2000).

[40] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, M. Stiker, E. Moreno-Bariuso, R. Leitgeb, W. Drexler, H. Sattmann, "A thermal light source technique for optical coherence tomography", OPT. Comm. **185**, 57-64 (2000)

[41] L. Vabre, A. Dubois, and A. C. Boccara, "Thermal-light full-fild optical coherence tomography", Opt. Lett. **27**, 530-532 (2002).

[42] A. Dubois, L. Vabre, A. C. Boccara, and E. Beaurpaire "High-resolution full-fild optical coherence tomography with the Linnik microscope" Appl. Opt. **41**, 805-812 (2002).

[43] E. A. Swanson, J. A. Izatt, M.R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "In vivo retinal imaging by optical coherence tomography", Opt. Lett. **18**, 1864-1866 (1993).

[44] J. A. Izatt, M. R. Hee, E. A. Swanson, C. P. Lin, D. Huang, J. S. Schumann, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, " micrometer-scale resolution imaging of the anterior eye in vivo with optical coherence tomography" Arch. Ophtalmol **112**, 1584-1589 (1994).

[45] M. R. Hee, J. A. Izatt, E. A. Swanson, D. Huang, J. S. Schumann, C. P. Lin, and J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography of the human retina", Arch. Ophtalmol **113**, 325-332 (1995).

[46] J. R. Wilkins, C. A. Puliafito, M. R. Hee, J. S. Duker, E. Reichel, J. G. Coker, J. S. Schumann, E. A. Swanson, J. G. Fujimoto, "Characterization of epiretinal membranes using optical coherence tomography" Ophtalmology **105**, 360-370 (1998).

[47] M. R. Hee, C. A. Puliafito, J. S. Duker, E. Reichel, J. G. Coker, J. R. Wilkins, J. S. Schumann, E. A. Swanson, J. G. Fujimoto, "Tomography of diabetic macular edema with optical coherence tomography", Ophtalmology **105**, 360-370 (1998).

[48] J. M. Schmitt, M. J. Yadlowsky, and R. F. Bonner, "Subsurface imaging of living skin with optical coherence microscopy", Dermatology **191**, 93-98 (1995).

[49] J. Welzel, E. Lankenau, R. Birngruber, R. Egelhardt, "Optical Coherence Tomography of the human skin", J. Am. Acad. Dermatol. **37**, 958-963 (1997).

[50] B. W. Colson, U. S. Sathyam, L. B. Dasilva, M. J. Everett, P. Stroeve, and L. L. Otis, "Dental OCT", Opt. Express **3**, 230-238 (1998).

[51] A. Baumgartner, C. K. Hitzenberg, S. Dichtl, A. Moritz, W. Sperr, and A. F. Fercher, "Optical Coherence Tomography of dental structures", Proc. SPIE **3248**, 130-136 (1998).

[52] X. J. Wang, T. E. Miller, J. F. de Boer, Y. Zhang, D. H. Pashley, and J. Stuart Nelson,"Characterization of dentin and enamel by use of Optical Coherence Tomography", Appl. Opt. **38**, 2092-2096 (1999).

[53] G. J. Tearney, M. E. Brezinski, B. E. Bouma, S. A. Boppart, C. Pitris, J. F. Southern, J.G. Fujimoto, "In vivo endoscopic optical biopsy with optical coherence tomography", Science **276**, 2037-2039 (1995).

[54] P. R. Herz, Y. Chen, A. D. Aguirre, J. G. Fujimoto, H. Mashimo, J. Shmitt, A. Koski, J. Goodnow, and C. Petersen, "Ultrahigh resolution optical biopsy with endoscopic optical coherence tomography", Opt. Express **12**, 3532-3542 (2004).

[55] J. F. de Boer, S. M. Srinivas, A. Malekafzali, Z. P. Chen, J. S. Nelson, "Imaging thermally damaged tissue by polarization sensitive optical coherence tomography", Opt. Express **3**, 221-218 (1998).

[56] M. J. Iverett, K. Schoenenberger, B. W. Colston, L. B. Da Silva, " Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography", Opt. Lett. **23**, 228-230 (1998).

[57] J. F. de Boer and T. E. Milner "Review of polarization sensitive Optical Coherence Tomography and stokes vector determination", J. Biomed. Opt. **7**, 359-371 (2002).

[58] E. Gotzenger, M. Pircher, M. Sticker, A. F. Fercher and C. K. Hitzenberger, "Measurement and imaging of birefringent properties of the human cornea with phase-resolved, polarization-sensitive optical coherence tomography", J. Biomed. Opt. 9 (1), 94-102 (2004).

[59] J. M. Schmitt, S. H. Xiang, K. M. Yung, "Differential absorption imaging with optical coherence tomography", J. Opt. Soc. Am. **4**, 95-105 (1999).

[60] J. A. Izatt, M. D. Kulkrni, S. Yazdanfar, J. K. Barkon, and A. J. Welch, "In vivo bidirectional color doppler flow imaging of picoliter blood volumes using Optical Coherence Tomography", Opt.Lett. **22**, 1439-1441 (1997).

[61] R. A. Leitgeb, L. Schmetterer, W. Drexler, A. F. Fercher, R. J. Zawadzki and T. Bajraszewski, "Real-time assessment of retinal blood flow with ultrafast acquisition by color Doppler Fourier domain optical coherence tomography", Opt. Express **11**, 3116-3121 (2003).

[62] A. H. Bachemann, M. L. Villiger, C. Blatter, T. Lasser, R. Leitgeb, " Resonant Doppler flow imagingand optical vivisection of retinal blood vessels", Opt. Express **15**, 408-422 (2007).

[63] R. Leitgeb, M. Wojkowski, A. Kowalczyk, C. K. Hitzenberger, M. Sticker, and A. F. Fercher, "Spectal measurement of absorption by spectroscopic frequency-domain optical coherence tomography", Opt. Lett. **25**, 820-822 (2000).

[64] W. Watanabe, K. Itoh, "Coherence spectrotomography : optical spectroscopic tomography with low coherence interferometry", Opt. Rev **7**, 406-414 (2000).

[65] http ://www.meditec.zeiss.com

[66] B. Bouma, G. J. Tearney, S. A. Boppart, M. R. Hee, M. E. Brezinski, and J. G. Fujimoto, "High-resolution optical coherence tomography imaging using a mode-locked $Ti : Al_2O_3$ laser source", Opt. Lett. **20**, 1486-1488 (1995).

[67] B. Bouma, G. J. Tearney, I. P. Bilinsky, B. Golubovic, and J. G. Fujimoto,"Self phase-modulated Kerr-lens mode loked Cr : forsterite laser source for optical coherence tomography", Opt. Lett. **21**, 1839-1841 (1996).

[68] B. Povazay, K. Bizheva, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattemann, A. F. Fercher, W. Drexler, A. Apolonski, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. S. Russell, M. Vetterlein, and E. Scherzer, "Submicrometer axial resolution optical coherence tomography", Opt. Lett. **20**, 1800-1802 (2002).

[69] T. H. Ko, D. C. Adler, J. G. Fujimoto, D. Mamedov, V. Prokhorov, V. Shidlovski, and S. Yakubovich, "Ultrahigh resolution optical coherence tomography imaging with a broadband superluminescent diode light source", Opt. Express **12**, 2112-2119 (2004).

[70] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, andR. S. Windeler, "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-selica microstructure optical fiber", Opt. Lett. **26**, 608-610 (2001).

[71] A. F. Fercher, W. Drexler, C. K. Hitzenberger, and T. Lasser, "Optical coherence tomography-principles and application", Rep. Prog. Phys. **66**, 239-303 (2003).

[72] C. A. Puliafito, J. S. Duker, E. Reichel, J. G. Coker, J. R. Wilkins, J. S. Schuman, E. A. Swanson, J. G. Fujimoto, "Imaging of macular diseases with optical coherence tomography", Ophtalmo. **102**, 217-229 (1995).

[73] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, W. Drexler,G. Kamp, H. Sattmann, "In-vivo optical coherence tomography", Am. J. Ophthalmol. **116**, 113-115 (1993).

[74] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, S. Y. Elzaiat, "Measurement of intraocular distance by backscattering spectral interferometry", Opt. Comm. **117**, 43-48 (1995).

[75] G. Hausler, M. W. Lindner, ""Coherence radar" and "spectral radar"-new tools for dermatological diagnosis", J. Biomed. Opt. **3** (1), 21-31 (1998).

[76] S. H. Yun, G. J. Tearney, J. F. Boer, N. Iftimia, and B. E. Bouma, "High-speed optical frequency-domain imaging", Opt. Express **11**, 2953-2963 (2003).

[77] B. Grajciar, M. Pircher, A. F. Fercher, R. Lietgeb, " Parallel Fourier domain optical coherence tomography for in vivo measurement of the humain eye", Opt. Express **13**, 1131-1137 (2005).

[78] B. Pvazay, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattmann, H. Arthaber, W. Drexler, " Full-field time-encoded frequency-domain optical coherence tomography" Opt. Express **14**, 7661-7669 (2006).

[79] R. Lietgeb, C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher, " Performance of Fourier domaine vs. time domain optical coherence tomography" , Opt. Express **11**, 889-894 (2003).

[80] J. F. Boer, B. Cense , B. H. Park, M. C. Pierce, G. J. Tearney, B. E. Bouma, "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography", Opt. Lett. **28**, 2067-2069 (2003).

[81] M. A. Choma, M. V. Sarunic, C. H. Yang. and J. Izatt, "Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography", Opt. Express **11**, 2183-2189 (2003).

[82] M. Wojtkowski, V. J. Srinivasan, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, A. Kowalczyk, and J. S. Duker, "Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography", Opt. Express **12**, 2404-2422 (2004).

[83] B. Cense, N. A. Nassif, T. C. Chen, M. C. Pierce, S. H. Yun, B. H. Park, B. E. Bouma, G. J. Tearney, and J. F. Boer, "Ultrahigh-resolution, high-speed, retinal imaging using spectral-domain optical coherence tomography", Opt. Express **12**, 2435-2447 (2004).

[84] R. Huber, M. Wojtkowski, K. Taira, J. G. Fujimoto, K. Hsu, " Amplifed frequency swept lasers for frequency domain reflectometry and OCT imaging : design and scaling principles", Opt. Express **13**, 3513-3528 (2005).

[85] R. Michaely, "Tomographie en cohérence optique dans le domaine de Fourier appliquée aux tissus humains" PhD thesis, EPFL Lausanne (2008).

[86] U. Morgner, W. Drexler, F. X. Kärtner, X. D. Li, C. Pitris, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "Spectroscopic optical coherence tomography", Opt. Lett. **25**, 111-113 (2000).

[87] C. Hauger, M. Worz, T. Hellmuth, "Interferometer for optical coherence tomography" Appl. Opt. **42**, 3896-3902 (2003).

[88] P. Koch, V. Hellemanns, G. Hüttmann and H. Schleiermacher, "Linear optical coherence tomography system with a downconverted fringe pattern", Opt. Lett. **29**, 1644-1646 (2004).

[89] P. Connes, "Un nouveau type de spectromètre : l'interferomètre à réseaux", J. of Mod. Opt. **4**, 136-144 (1957).

[90] I. Zeylikovich and R. R. Alfano, "Ultrafast dark-field interferometric microscopic reflectometry", Opt. Lett. **21**, 1682-1684 (1996).

[91] I. Zeylikovich and R. R. Alfano, "Ultrafast correlation interferometric imaging through a moving scattering medium", Opt. Comm. **135**, 217-222 (1997).

[92] P. Koch, V. Hellemanns, G. Hüttmann, "Linear optical coherence tomography system with extended measurement range", Opt. Lett. **31**, 2882-2884 (2006).

[93] G. Brun, I. Verrier, A. Barthelemy, C. Froehly, J.P. Goure, "Measurements of mode propagation time in multimode fibers using a real time interferometric amplitude correlator", J. Opt. Comm. **13**, 134-139 (1992).

[94] I. Verrier, G. Brun, J. P. Goure, " SISAM interferometer for distance measurements", Appl. Opt. **36**, 6225-6230 (1997).

[95] K. Ben Houcine, G. Brun, I. Verrier, L. Froehly, C. Veillas, " High-resolution optical correlation imaging in a scattering medium", Opt. Lett. **24**, 1969-1971 (2001).

[96] K. Ben Houcine, M. Jacquot, I. Verrier, G. Brun, C. Veillas, "Image through a scattering medium" Opt. Lett. **29**, 2908-2910 (2004).

[97] M. Laubscher, S. Bourquin, L. Froehly, B. Karamata, T. Lasser, "Spectroscopic optical coherence tomography based on wavelength demultiplexing and smart pixel array detection", Opt. Com. **237**, 275-283 (2004).

[98] www.superlumdiodes.com.

[99] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell et D.M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", Opt. Lett.**21**, 1547-1549 (1996).

[100] P. Russell, "Photonic cristal fibers", Science **299**, 358-362 (2003).

[101] S. Muthu, F. J. P. Schuurmans, M. D. Pashley, "Red, green, blue LEDs for white light illumination", IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. **9**, 333-338 (2002).

[102] Y. Wang, Y. Zhao, J.S. Nelson, Z. Chen, R.S. Windeler, "Ultrahigh-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber", Opt. Lett. **28**, 182-184 (2003).

[103] R.R. Alfano et S.L. Shapiro, "Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses", Phys. Rev. Lett.**24**, 592-594 (1970).

[104] J.K. Ranka, R.S. Windeler, and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-selica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm", Opt. Lett. **25**, 25-27 (2000).

[105] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, S. Coen, R. S. Windeler, and B. J. Eggleton, "supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping", J. Opt. Soc. Am. B, **19**, 765-771 (2002).

[106] V. Tombelaine, C. Lesvigne, P. Leproux, L. Grossard, V. Couderc, J.L. Auguste, J.M. Blondy, G. Huss, and P.H. Pioger, "Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities", Opt. Express **13**, 7399-7404 (2005).

[107] http ://www.blazephotonics.com

[108] C. Xu, F. Kamalabadi, S. A. Boppart, "Comparative performance analysis of time-frequency distributions for spectroscopic optical coherence tomography", Appl. Opt. **44**, 1813-1822 (2005).

[109] L. Froehly, M. Ouadour, L. Furfaro, Patrick Sandoz,P. Leproux, G. Huss, V. Couderc, "Spectroscopic OCT by grating based temporal correlation coupled to optical spectral analysis", International Journal of Biomedical imaging , **vol.2008**. dio : 101155/2008/752340.

[110] A. Tamburello Luca, "Etude des interfaces liquides par génération de deuxième harmonique", PhD thesis EPFL Switzerlande (1997).

Table des figures

1.1 *Interféromètre de Michelson avec miroir de référence en translation.* 3

1.2 *Relation entre la partie réelle du degré complexe de cohérence et la densité spectrale de puissance. Elle montre la relation entre (a) l'évolution temporelle et (b) la largeur de bande optique du signal d'une source strictement monochromatique. La source émettant une seule longueur d'onde est cohérente à l'infini.* . . . 5

1.3 *Partie réelle du degré complexe de cohérence en fonction de la différence entre les longueurs des bras d'un interféromètre de Michelson éclairé par une source gaussienne de longueur d'onde centrale* $\lambda_0 = 850nm$ *et FWHM* $\Delta\lambda = 25nm$ *[13].* 6

1.4 *(a) : Schéma d'un système OCT conventionnel fibré dans le domaine temporel. (b) : Signal interférométrique simulé de trois interfaces d'un objet dans le bras échantillon du système OCT.* 10

1.5 *Représentation de la méthode de détection d'enveloppes en OCT, sur un interférogramme simulé par ordinateur [15].* 12

1.6 *Effet des éléments dispersifs sur un signal interférométrique. (a) signal OCT sans dispersion (sans élément dispersif). (b) Signal OCT dispersé (par une cuve d'eau en verre d'épaisseur de* $1050 \pm 10\mu m$*. (c) Amplitude spectrale (courbe en trait) et phase (courbe pointillée) de la transformée de Fourier du signal en (a). (d) Amplitude spectrale (courbe en trait) et phase (courbe pointillée) de la transformée de Fourier du signal en (b) illustration tirée de [17].* 17

1.7 *Durées d'exposition maximale permises pour la peau (NF EN 60825-1/A2) [22].* 20

1.8 *Courbe d'absorption des principaux chromophores montrant la gamme de longueur d'onde favorable pour l'imagerie optique des tissus biologiques. La fenêtre thérapeutique est montrée par la bande noire.* 21

1.9 *Propriétés optiques de quelques tissus humains.* 21

1.10 *Définition de différents scans en OCT, A-scan : détermination du profil de la réflectivité en profondeur en un seul point, B-scan : coupe tomographique (xz ou yz), C-scan : tomographie en-face (xy). [32].* 27

1.11 *Comparaison entre les qualités des images (a), (b), (c) obtenues avec les systèmes : OCT commerciale, OCT haute résolution ainsi que OCT très haute résolution. (a) Image OCT de la rétine in vivo avec une résolution standard prise avec l'instrument clinique commercial Stratus OCT. La résolution axiale est de* $10\mu m$ *et la résolution transversale autour de* $20\mu m$*. De minuscules distinctions intra-rétine comme les couches cellulaires du ganglion et le contour de la membrane externe ne sont pas clairement visibles par rapport à l'image obtenue en haute résolution. (b) Image OCT de la rétine in vivo de haute résolution obtenue avec une source lumineuse SLD. La résolution axiale est de* $3,2\mu m$ *et la résolution transversale et autour de* $15 - 20\mu m$ *[69]. La majorité des couches intra-rétine sont visibles dans cette image OCT de haute résolution. (c) Image enregistrée utilisant "ultrahigh resolution OCT" avec une source laser femtoseconde* $Ti : Al_2O_3$ *de la tête de la grenouille* Xenopus leavis *[20] montrant les membranes cellulaires ainsi que les noyaux des cellules.* 30

1.12 *(a) Schéma d'un montage FDOCT. (b) Étapes pour l'obtention d'un profil de réflectivité : (*b_1*) échantillon (lame de verre) placé dans le bras de mesure, (*b_2*) intensité enregistrée par le spectromètre, (*b_3*) intensité exprimée en fonction du nombre d'onde, (*b_4*) profil de réflectivité obtenu par transformée de Fourier numérique [85].* 32

2.1 *Schéma représentatif du dispositif OCT. PL : pompe laser ; MF : fibre microstructurée ; M : miroirs ; S : échantillon ; O : objectifs de microscope (NA 0,1 ou 0,25) ; BS : cubes séparateurs polarisés ; QW : lames quart d'onde ; HW : lames demi onde ; G : réseau de diffraction en transmission 528* $traits/mm$ *; L : lentille (focale de 100mm) ; D : détecteur CCD.* 38

2.2 *(a) Photographie de la partie du dispositif contenant l'interféromètre de Linnik et la source lumineuse. (b) Photographie du bras référence comportant un objectif de microscope ; le miroir de référence est à l'intérieur de son support (invisible sur la photo) ; la platine de translation sert à ajuster la distance préalable entre les deux bras. (c) Photographie du bras échantillon.* 39
2.3 *Photographie de la partie du dispositif contenant l'interféromètre de type Mach-Zehnder.* 41
2.4 *Effet de l'angle d'incidence d'un faisceau : Avance du bord supérieur de la surface d'onde par rapport à sa partie inférieure au cours de la propagation.* 42
2.5 *Effet de l'incidence inclinée des deux faisceaux : Retard progressif du train d'onde de l'objet par rapport à celui de référence*. 43
2.6 *Effet de l'incidence inclinée des deux faisceaux : Produit de corrélation entre les trains d'onde, interférences localisées dans le faisceau*. 45
2.7 *Absence d'interférences à cause d'un mauvais ajustement de la longueur du bras de référence.* 45
2.8 *La relation fondamentale des réseaux sous forme vectorielle*. 47
2.9 *Illustration de la superposition de manière inversée de l'ordre de diffraction -1 des deux faisceaux incidents sur le réseau de diffraction avec des angles opposés. On observe dans le plan spectral que les longueurs d'onde du rouge de l'un des faisceaux sont superposées sur les longueurs d'onde du bleu de l'autre faisceau et vice versa. (Les plans spectraux sont décalés sur la figure c) pour être visibles, en réalité ils sont superposés l'un à l'autre).* 49
2.10 *Échantillonnage du signal d'interférence par un réseau de diffraction par transmission.* 50
2.11 *Représentation schématique de l'effet du réseau de diffraction. R : réseau de diffraction ; S_i : surfaces d'onde successives d'une onde plane incidente sous un angle θ_i. S_d : représentation simplifiée de la localisation spatiale des surfaces d'onde Sd obtenues après diffraction des S_i par le réseau et se propageant sous l'angle θ_d. f : surface d'onde du faisceau diffracté et résultant du lissage par diffraction des éléments de surface d'onde échantillonnés par le réseau.* 51
2.12 *Illustration de la décomposition de l'état de polarisation généré par le polariseur sur les deux directions de polarisation du cube séparateur polarisant.* 52

2.13 *Illustration du multiplexage en polarisation dans notre dispositif OCT. Les flèches sur la figure (a) représentent la direction des faisceaux dans les bras des interféromètres et les couleurs de ces flèches indiquent l'état de polarisation des faisceaux. La figure (b) montre le cube séparateur qui divise le faisceau incident dans deux directions de polarisation croisées. La flèche rouge représente l'état de polarisation* 0 *et la flèche verte symbolise l'état de polarisation* $\frac{\pi}{2}$. 54

2.14 *Des photographies du dispositif expérimental. (a) vue de face. (b) Vue de côté.* . . 55

2.15 *(a) Trace de corrélation observée sur la caméra CCD. (b) Interférogramme obtenu à partir de la somme de quelques lignes de l'image en (a) après soustraction du fond continu.* 57

2.16 *Source lumineuse éclairant notre système OCT. Elle est constituée d'un laser pompe Nd :Yag à* $1064nm$ *et d'une fibre microstructurée. À droite de la figure l'image MEB de la fibre microstructurée utilisée [106].* 59

2.17 *(a) En haut : le faisceau à la sortie de la fibre. En bas : le faisceau à la sortie de la fibre diffracté par un réseau de diffraction. (b) Spectre du supercontinuum mesuré dans le visible et l'infrarouge généré dans la fibre. On observe un pic dans la longueur d'onde de pompage à* $1064nm$. 60

2.18 *Les deux étapes de la fabrication des fibres MF : préforme et étirage [107].* . . . 61

2.19 *Photographies d'un arrangement de capillaires en phase de préforme et d'étirage [107].* 62

2.20 *Fonction d'autocorrélation obtenue par transformée de Fourier du spectre de la figure 2.21 en échelle linéaire.* 63

2.21 *Spectre du supercontinuum mesuré dans le visible et l'infrarouge généré dans la fibre en échelle linéaire.* 64

2.22 *(a) Schéma représentatif du dispositif SOCT. PL : pompe laser ; M : miroirs ; S : échantillon ; O : objectifs de microscope (NA 0,1 ou 0,25) ; BS : cubes séparateurs polarisés ; QW : lames quart d'onde ; HW : lames demi onde ; CL : lentille cylindrique ; G : réseau de diffraction en transmision* $528traits/mm$ *; L : lentille (focale de 100mm) ; P : Prisme ; D : détecteur CCD. (b) Schéma du démultiplexage en longueur d'onde via le prisme, la lentille cylindrique est insérée à la sortie de l'interféromètre de Linnik.* 65

2.23 *Schéma du dispositif avec une lentille cylindrique insérée dans les deux bras du Mach-Zehnder.* 66

2.24 *Schéma du dispositif montrant l'effet de la lentille cylindrique divergente positionnée entre le réseau de diffraction et la lentille sphérique.* 67

2.25 *(a) Spectro-tomogramme simulé. (b) Spectro-tomogramme expérimental traité avec le logiciel Image J. (c) Spectro-tomogramme expérimental enregistré par la CCD.* 68

3.1 *Caractérisation spectrale du système OCT. (a) La réponse spectrale de la caméra CCD uEye UI-2210-M. (b) Un spectre de supercontinuum..* 72

3.2 *(a) Comparison du spectre de la source (courbe rouge) et du spectre de la source pondéré par la réponse spectrale du silicium (courbe noire). (b) Fonction d'autocorrélation du spectre résultant du filtrage par la réponse du silicium.* 74

3.3 *a) Exemple d'une trace OCT obtenue avec la source supercontinuum et enregistrée sur la caméra CCD. b) Enveloppe d'un signal d'interférence.* 74

3.4 *Schéma montrant que la mise au point de toutes les longueurs d'onde ne se fait pas simultanément à cause de l'épaisseur de la lentille traversée par les longueurs d'onde diffractées qui n'est pas la même et de l'aberration chromatique (nous montrons la diffraction d'un seul rayon du faisceau lumineux pour éviter d'encombrer la figure).* 75

3.5 *Schéma montrant qu'il y a une différence de marche supplémentaire entre les longueurs d'onde focalisées du premier faisceau et les mêmes longueurs d'onde défocalisées du second faisceau à cause de l'épaisseur de la lentille, ce qui les empêchent d'interférer (nous indiquons ce qui se passe pour un seul rayon de chaque faisceau lumineux pour éviter d'encombrer la figure).* 77

3.6 *Dispersion symétrique montrée sur l'image brute (a) et l'enveloppe résultante après traitement (b).* 78

3.7 *Dispersion asymétrique causée par l'inclinaison de la lentille. (a) Image brute. (b) Enveloppe correspondante après traitement.* 78

3.8 *Schéma montrant l'effet de l'inclinaison de la lentille sur la forme des faisceaux dans le plan image.* 79

3.9 *Courbes d'atténuation en dB de la lame atténuatrice en fonction de son angle de rotation. (a) Lame atténuatrice du bras de référence. (b) Lame atténuatrice du bras de mesure*. 81

3.10 *(a) Signal d'interférence sans DC. (b) transformée de Fourier du signal d'interférence.(c) Module de la transformée de Fourier inverse après filtrage*. 82

3.11 *Variation du SNR en fonction des différentes atténuations du bras échantillon pour quatre temps d'integrations*. 83

3.12 *Mesure de sensibilité en fonction du temps d'intégration*. 84

3.13 *Photo du moteur contrôleur PI (M-111.1DG) branché à la mercury C-860.10*. . . 86

3.14 *Photographie d'une pièce de 50 centimes utilisée comme échantillon. Le rectangle délimite la surface de* $10mm \times 13,4$ *sondée. Le trait horizontal localise la ligne de la pièce sondée qui est montrée sur la figure 3.15*. 87

3.15 *Une image 2D et quelques profils de réflectivité A-scan d'une ligne de la pièce de 50 centimes indiquée par le trait horizontal montré sur la figure 3.14.(a) Affichage d'une image B-scan (XZ) obtenue en post-traitement de la ligne de la pièce de 50 centimes. Les trois tâches blanches situées à la profondeur entre* $0,65mm$ *et* $0,75mm$ *correspondent à la lumière réfléchie par la surface du motif et les trois spots localisés à la profondeur entre* $0,52mm$ *et* $0,58mm$ *coïncident avec la lumière issue de la surface de la pièce. (b) Un tracé de quelques acquisitions A-scan filtrées correspondantes à la ligne X de la pièce de 50 centimes englobées dans une matrice* (i, j). 88

3.16 *Image 3D de la pièce de 50 centimes obtenue à partir des maximums d'intensité de signal (de chaque acquisition A-scan) englobés dans un volume XYZ*. 90

3.17 *Représentation en perspective du relief reconstruit pour la pièce de 50 centimes. Á gauche, avec les points aberrants. Á droite les points aberrants ont été identifiés et remplacés par la hauteur moyenne des points voisins*. 91

3.18 *Coupes transversales de la pièce de 50 centimes à plusieurs profondeurs : (a) entre* $470\mu m$ *et* $540\mu m$*, (b) entre* $470\mu m$ *et* $590\mu m$*, (c) entre* $630\mu m$ *et* $750\mu m$*, (d) entre* $560\mu m$ *et* $720\mu m$*. Chaque image recouvre une surface de* $10mm \times 13,4mm$. 93

3.19 *(a) Simulation du signal de corrélation avec une bonne résolution temporelle et une mauvaise résolution spectrale. (b)Simulation du signal de corrélation avec une bonne résolution spectrale et une faible résolution temporelle.* 94
3.20 *Spectro-corrélation d'une lame de verre. (a) Image brute. (b) Image traitée avec le logiciel Image J.* 95
3.21 *Traces de corrélation obtenues par addition des lignes des spectro-tomogrammes des figures 3.19(b) en a) et 3.20(b) en b).* 96
3.22 *Signal OCT obtenu avec solution éosine comprise entre deux lames couvre objet. (a) Profil tomographique en mode A-scan sans scan axial. (b) signal spectro-tomographique en mode SOCT. L'absorption de l'éosine est responsable de la disparition des interfaces 3 et 4 pour la partie haute du spectre [109].* 98
3.23 *Restitution des traces "A-scan" par addition des lignes du spectro-tomogramme de la figure 3.22.(b). a) somme de toutes les lignes ; b) somme des seules lignes de la partie supérieure (jusqu'à 550nm).* 99

RÉSUMÉ

Cette thèse propose une nouvelle méthode de détection, intermédiaire entre les deux méthodes existantes en OCT, qui sont : l'OCT dans le domaine temporel et l'OCT dans le domaine fréquentiel (FDOCT). La technique OCT que nous présentons est basée sur un réseau de diffraction. Elle fournit le profil de réflectivité en profondeur de l'échantillon analysé instantanément, sans effectuer de balayage mécanique dans le bras de référence de l'interféromètre ni de traitement numérique du signal réfléchi par l'échantillon. Une partie de cette thèse est dédiée à la description du principe de fonctionnement et à l'architecture du dispositif. En introduisant un balayage transversal dans le système, des images en deux dimensions et en trois dimensions de l'échantillon ont été réalisées.

Nous décrivons par la suite comment nous accédons à l'information spectroscopique en profondeur de l'échantillon analysé, de façon optique et sans post-traitement grâce à la même technique. Pour cela, un système de démultiplexage en longueur d'onde est introduit dans le dispositif OCT qui devient ainsi un instrument de spectro-tomographie optique de cohérence. De cette façon, pour chaque point objet analysé, une image en deux dimensions est affichée en temps réel sur un détecteur plan. La direction horizontale correspond à la profondeur tandis que la direction verticale correspond à la décomposition spectrale de la trace de corrélation. Nous présentons le principe du système et montrons quelques résultats expérimentaux.

Mots clés: OCT, FDOCT, démultiplexage en longueur d'onde, corrélation spectro-tomographie optique de cohérence.

ABSTRACT

This thesis proposes a new method of detection, intermediate between the two existing methods in OCT, which is: OCT in time domain and OCT in frequency domain (FDOCT). The OCT technique that we present is without postprocessing and uses a grating-based correlation. The A-scan signal is directly recorded on the image sensor. Due to the grating-based system, no correlation scan is necessary.
One part of this thesis is dedicated to the description of the working principle and to the architecture of the device. By introducing a transverse scanning into the system, images in two dimensions and three dimensions of the sample were realized.

We describe thereafter how we extract spectroscopic information from the depth of the sample analyzed, optically, without postprocessing, using the same technique. For this, a system for wavelength demultiplexing is introduced into the OCT device which becomes an instrument for spectroscopic optical coherence tomography. In this way, for each object point analysis, a two-dimensional image is displayed in real time on a 2D camera. The horizontal direction corresponds to the depth and the vertical direction corresponds to the spectral decomposition of the correlation trace. We present the principle of the system as well as experimental results.

Key-words: OCT, FDOCT, demultiplexing in wavelength, spectroscopic optical coherence tomography, correlation.